



HAL
open science

Mesures de masse autour du ^{78}Ni et nouveau traitement de l'équilibre statistique nucléaire pour l'étude des supernovae à effondrement de coeur

Simon Giraud

► To cite this version:

Simon Giraud. Mesures de masse autour du ^{78}Ni et nouveau traitement de l'équilibre statistique nucléaire pour l'étude des supernovae à effondrement de coeur. Physique [physics]. Normandie Université, 2019. Français. NNT : 2019NORMC219 . tel-03354941

HAL Id: tel-03354941

<https://theses.hal.science/tel-03354941>

Submitted on 27 Sep 2021

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité **PHYSIQUE**

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Mesures de masse autour du ^{78}Ni et nouveau traitement de l'équilibre statistique nucléaire pour l'étude des supernovae à effondrement de coeur

Présentée et soutenue par
Simon GIRAUD

**Thèse soutenue publiquement le 26/09/2019
devant le jury composé de**

| | | |
|--------------------------------|--|-----------------------|
| M. BERTRAM BLANK | Directeur de recherche au CNRS, Université Bordeaux 1 Sciences et Techno | Rapporteur du jury |
| M. DAVID LUNNEY | Directeur de recherche au CNRS, Université Paris 11 Paris-Sud | Rapporteur du jury |
| Mme BEYHAN BASTIN | Chargé de recherche au CNRS, 14 GANIL de CAEN | Membre du jury |
| Mme MURIEL FALLOT | Maître de conférences, SUBATECH | Membre du jury |
| Mme ANTHEA FANTINA | Chargé de recherche, 14 GANIL de CAEN | Membre du jury |
| Mme MICAELA OERTEL | Directeur de recherche, LUTH, CNRS/Observatoire de Paris | Président du jury |
| M. FRANCOIS DE OLIVEIRA SANTOS | Chargé de recherche au CNRS, 14 GANIL de CAEN | Directeur de thèse |
| Mme FRANCESCA GULMINELLI | Professeur des universités, ENSICAEN | Co-directeur de thèse |

**Thèse dirigée par FRANCOIS DE OLIVEIRA SANTOS et FRANCESCA GULMINELLI,
Grand accélérateur national d'ions lourds**



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



laboratoire commun CEA/DRF spirat2 CNRS/IN2P3

Table des matières

| | |
|---|------------|
| Liste des abréviations | vii |
| Préambule | 1 |
| Introduction | 5 |
| Contexte | 5 |
| Types de supernovae | 7 |
| Supernovae thermonucléaires, type Ia | 7 |
| Supernovae à effondrement de coeur | 8 |
| Physique du phénomène de supernovae à effondrement de coeur | 11 |
| Ingrédients microphysiques des simulations de supernovae à effondrement de coeur | 15 |
| Équation d'état | 16 |
| Capture électronique | 23 |
| Masses nucléaires | 26 |
| Organisation de la thèse | 32 |
| 1 Nouveau traitement statistique perturbatif des équations d'état basées sur l'approximation du noyau moyen | 33 |
| 1.1 Modèle d'équilibre statistique nucléaire d'une cellule de Wigner-Seitz. | 34 |
| 1.2 Exemple d'application du nouveau formalisme à l'équation d'état de Lattimer et Swesty. | 40 |
| 1.3 Comparaison des distributions obtenues avec différents modèles de masses pour un exemple de trajectoire de CCSN | 44 |
| 1.4 Comparaison des distributions obtenues avec différents modèles de capture électronique pour un exemple de trajectoire de CCSN | 51 |
| 2 Choix de la méthode expérimentale, description du dispositif et du principe des mesures | 59 |
| 2.1 Méthodes de production et de séparation des noyaux d'intérêt | 60 |
| 2.1.1 Méthode de production "en vol" | 61 |
| 2.1.2 Méthode ISOL et sa dérivée (IGISOL) | 62 |
| 2.1.3 Les méthodes directes de mesure de masse. | 63 |
| 2.1.4 Mesure de masse directe à basse énergie | 64 |
| 2.1.5 Mesure de masse directe à moyenne et haute énergie | 67 |
| 2.1.6 Choix final de la méthode de production et de la technique de mesure de masse établi pour le projet | 71 |
| 2.2 Description du dispositif expérimental. | 72 |
| 2.2.1 Cellule gazeuse. | 74 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 2.2.2 | RFQ. | 76 |
| 2.2.3 | Piège de Penning. | 76 |
| 2.2.4 | Purification du faisceau dans le premier piège de Penning | 79 |
| 2.2.5 | Mesure de masse via le deuxième piège de Penning | 80 |
| 2.3 | Mouvement des ions dans un piège de Penning. | 84 |
| 3 | Optimisation des paramètres expérimentaux et résultats des tests de production en ligne | 91 |
| 3.1 | Estimation des taux de production avec les codes GEF et TALYS. | 92 |
| 3.1.1 | Choix du couple cible/projectile | 93 |
| 3.2 | Caractéristiques et performances de la cellule gazeuse | 102 |
| 3.3 | Résultats de quelques mesures de taux de production en ligne. | 110 |
| 4 | Analyse des données, résultats expérimentaux et comparaison avec la littérature | 117 |
| 4.1 | Description des méthodes d'analyse employées | 120 |
| 4.1.1 | Mesure et calcul du temps de vol | 120 |
| 4.1.1.1 | Spectre de temps de vol expérimental | 120 |
| 4.1.1.2 | Spectre en temps de vol théorique | 122 |
| 4.1.2 | Critères de sélection des bons événements | 125 |
| 4.1.3 | Détermination de la fréquence cyclotron des ions à partir du spectre de résonance cyclotron par temps de vol | 128 |
| 4.1.3.1 | Paramètres à ajuster | 128 |
| 4.1.3.2 | Procédure d'ajustement | 133 |
| 4.1.4 | Détermination de l'excès de masse à partir de la fréquence cyclotron | 139 |
| 4.1.5 | Détermination de l'excès de masse dans le cas d'un mélange d'états | 141 |
| 4.1.5.1 | Estimation du ratio et de l'excès de masse par une fonction d'ajustement à deux composantes | 142 |
| 4.1.5.2 | Estimation du ratio et de l'excès de masse via les taux de production | 143 |
| 4.2 | Traitement des données et résultats pour chaque noyau | 146 |
| 4.2.1 | Étude du ^{67}Fe | 148 |
| 4.2.1.1 | Résultats avec la méthode TOF-ICR | 148 |
| 4.2.1.2 | Résultats avec la méthode Ramsey | 150 |
| 4.2.1.3 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 151 |
| 4.2.2 | Étude du ^{69}Co | 152 |
| 4.2.2.1 | Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle court de mesure (226 ms) | 153 |
| 4.2.2.2 | Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle long de mesure (726 ms) | 153 |
| 4.2.2.3 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 154 |
| 4.2.3 | Étude du ^{70}Co | 155 |
| 4.2.3.1 | Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle court de mesure (232 ms) | 156 |
| 4.2.3.2 | Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle long de mesure (513 ms) | 157 |
| 4.2.3.3 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 159 |
| 4.2.4 | Étude du ^{74}Ni | 159 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 4.2.4.1 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR | 159 |
| 4.2.4.2 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 161 |
| 4.2.5 | Étude du ^{75}Ni | 161 |
| 4.2.5.1 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR | 162 |
| 4.2.5.2 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 163 |
| 4.2.6 | Étude du ^{76}Cu | 164 |
| 4.2.6.1 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR | 164 |
| 4.2.6.2 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 166 |
| 4.2.7 | Étude du ^{77}Cu | 167 |
| 4.2.7.1 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR | 167 |
| 4.2.7.2 | Discussion concernant la valeur d'excès de masse obtenue | 168 |
| 4.2.8 | Etude du ^{78}Cu | 169 |
| 4.2.8.1 | Résultats avec la méthode TOF-ICR | 169 |
| 4.2.8.2 | Résultats avec la méthode Ramsey | 170 |
| 4.2.8.3 | Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 172 |
| 4.2.9 | Etude du ^{79}Zn | 173 |
| 4.2.9.1 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR pour l'état fondamental (GS) | 173 |
| 4.2.9.2 | Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR pour l'état isomérique (IM) | 174 |
| 4.2.9.3 | Synthèse et discussion générale concernant les valeurs d'excès de masse obtenues | 175 |
| 5 | Implémentation de l'équation d'état LS avec traitement perturbatif NSE dans un code de simulation hydrodynamique 1D de CCSN. | 179 |
| 5.1 | Comparaison des résultats de masses expérimentales avec ceux des modèles de masse envisagés pour l'étude du CCSN | 180 |
| 5.2 | Présentation du code de simulation hydrodynamique 1D de CCSN. | 183 |
| 5.2.1 | Hydrodynamique | 186 |
| 5.2.2 | Capture électronique et traitement des neutrinos | 189 |
| 5.3 | Implémentation et optimisation du traitement NSE dans le code de CCSN. | 194 |
| 5.3.1 | Optimisation de la boucle Z | 196 |
| 5.3.2 | Optimisation de la boucle A | 197 |
| 5.3.3 | Choix de la probabilité seuil | 199 |
| 5.4 | Résultats. | 201 |
| 5.4.1 | Effet du modèle de masse. | 202 |
| 5.4.2 | Comparaison NSE versus SNA | 206 |
| 5.4.3 | Effet du modèle de capture électronique. | 211 |
| 5.4.4 | Effet de la densité de piégeage des neutrinos. | 216 |
| | Conclusion | 225 |
| | Annexe A | 233 |
| | Bibliographie | 235 |

Liste des abréviations

Ci-dessous la liste des acronymes utilisés dans ce manuscrit, les noms des codes/programmes et installations pouvant être des acronymes ne sont pas explicités ici.

| | |
|------------------|--|
| 1D | une D imension |
| AME | A tomic M ass E valuation |
| CCSN | C ore- C ollapse S uper N ovae |
| CE | C apture- E lectronique |
| CFL | C ourant- F riedrichs- L ewy |
| CSS | C yclotron à S ecteurs S eparés |
| DZ | D ufflo- Z ucker |
| EoS | E quation of S tate |
| GT | G amow- T eller |
| HFB | H artree- F ock B ogoliubov |
| IGISOL | I on G uide I sotope S eparation O n- L ine |
| ISOL | I sotope S eparation O n- L ine |
| LDM | L iquid D rop M odel |
| LMP | L anganke et M artinez- P inedo |
| LS | L attimer et S westy |
| MCP | M icro C hannel P late |
| MR-ToF MS | M ulti- R eflection T ime- o f- F light M ass S pectrometer |
| NSE | N uclear S tatistical E quilibrium |
| PI-ICR | P hase- I maging I on C yclotron R esonance |
| PNS | P roto- N eutron S tars |
| RFQ | R adio F requency Q uadrupole |
| RF | R adio F réquence |
| RMF | R elativistic M ean F ield |

| | |
|-------------|--|
| SASI | S tanding A ccretion S hock I nstability |
| SMS | S pectrométrie de M asse de S chottky |
| SNA | S ingle N ucleus A pproximation |
| SN | S uper N ovae |
| SPIG | S extu P ole I on beam G uide |
| TAS | T otal A bsorption S pectroscopy |
| WS | W igner- S eitz |

Préambule

Les supernovae à effondrement de coeur font partie des phénomènes les plus puissants observés dans l'univers. Même si le scénario général, depuis l'effondrement gravitationnel d'une étoile massive de $\gtrsim 10 M_{\odot}$ à l'explosion extraordinaire de $\sim 10^{51}$ erg, semble globalement compris à l'heure actuelle, il subsiste des incertitudes quant au mécanisme qui fournit l'énergie nécessaire à l'onde de choc pour que celle-ci puisse sortir de l'étoile massive et conduire à l'explosion observée.

Les progrès des simulations numériques nous ont permis de mieux cerner cette problématique. En effet, les simulations multidimensionnelles qui tiennent compte des instabilités hydrodynamiques et du transport des neutrinos, émis principalement via des réactions de capture électronique durant l'effondrement gravitationnel, obtiennent des résultats prometteurs [1, 2, 3]. Bien que ces résultats soient encourageants, les explosions obtenues surviennent pour des étoiles progénitrices et des ingrédients microphysiques/macrophysiques de simulation numérique spécifiques et les grandeurs observées ne sont pas systématiquement reproduites. De fait, compte tenu des puissances numériques importantes requises par les calculs multidimensionnels, le traitement réaliste des ingrédients microphysiques, comme l'équation d'état de la matière, est souvent négligé.

L'objectif de cette thèse était de mesurer des masses nucléaires autour du ^{78}Ni , suggérées importantes dans le scénario d'effondrement du coeur d'étoile massive [4, 5]. En effet, il semble essentiel de connaître aussi précisément que possible les masses nucléaires car la distribution des noyaux présents dans le coeur de l'étoile, déterminée par l'équation d'état, en dépend. De plus, les valeurs des masses entrent directement dans le calcul du taux de capture électronique, qui détermine la quantité de neutrinos émis, lesquels transportent $\sim 99\%$ de l'énergie totale. Puis, à partir de nos nouvelles mesures le but est de définir le modèle de masse le plus réaliste à employer dans une simulation hydrodynamique

existante. Dès lors, nous pourrons étudier dans quelle mesure les ingrédients microphysiques peuvent impacter la dynamique d'effondrement et la composition du coeur de l'étoile massive. Nous focaliserons dans ce manuscrit la discussion sur les ingrédients liés aux masses nucléaires.

Je commencerai ce manuscrit par un chapitre d'introduction où je présenterai le contexte astrophysique des supernovae, en particulier les supernovae à effondrement gravitationnel, ainsi que la problématique actuelle des simulations associées. Je finirai ce chapitre en présentant les ingrédients microphysiques de simulation directement liés aux masses nucléaires. Dans un second chapitre, je présenterai un nouveau formalisme d'équilibre statistique nucléaire obtenu perturbativement à partir de l'équation d'état de Lattimer et Swesty [6] basée sur l'approximation du noyau moyen, en d'autres termes nous proposons une version analytique d'équation d'état fournissant la distribution de noyaux. À partir de ce nouveau formalisme, les effets du modèle de masse sur les distributions de noyaux et le taux de capture électronique seront étudiés, pour des conditions thermodynamiques typiques du coeur d'étoile massive en effondrement.

Dans les trois chapitres suivants, je détaillerai la procédure expérimentale employée, de la préparation de l'expérience jusqu'à l'obtention des résultats. Ainsi, dans le troisième chapitre je présenterai le choix de la méthode expérimentale de mesure de masse parmi les différentes méthodes existantes. Puis, je décrirai le dispositif IGISOL de l'université de Jyväskylä en Finlande où nous avons réalisé les mesures et, plus spécifiquement, le principe du piège de Penning utilisé pour mesurer précisément la masse.

Le quatrième chapitre sera consacré, dans un premier temps, aux calculs préparatoires d'optimisation des paramètres expérimentaux que j'ai effectués via les résultats de simulations du dispositif de production des isotopes et également à partir d'estimations théoriques de taux de réactions. Lesquels seront, dans un second temps, comparés à des résultats de mesures de taux de réactions analysés dans la thèse.

Dans le chapitre cinq je détaillerai la procédure que j'ai employée pour obtenir les valeurs des masses à partir du piège de Penning de JYFL, en portant un intérêt particulier à la procédure de minimisation des spectres en temps de vol mesurés selon la méthode conventionnelle TOF-ICR et la méthode de Ramsey. Ensuite, les valeurs de masses obtenues seront comparées aux valeurs de la littérature.

Finalement, je débiterai le dernier chapitre en comparant les énergies de séparations de deux

neutrons/protons $S_{2n/2p}$ et les "gaps" empiriques deux protons/neutrons $\Delta_{2n/2p}$ expérimentaux (incluant les valeurs de masses obtenues dans la thèse) et théoriques à partir des modèles de masse HFB-24 et DZ10, afin de déterminer le modèle de masse le plus réaliste à employer lorsque nous fixerons les autres paramètres microphysiques de la simulation. Avant d'interpréter les résultats des simulations réalisées, je décrirai les caractéristiques du code de simulation hydrodynamique à une dimension employé ainsi que la procédure d'intégration de notre routine de calcul de l'ensemble statistique nucléaire au code existant. Je commencerai l'étude systématique en présentant les effets du modèle de masse sur la composition et la dynamique du coeur en effondrement, s'en suivra l'étude sur les effets de la distribution statistique par rapport à l'approximation du noyau moyen couramment utilisée dans les simulations multidimensionnelles, du modèle de capture électronique et de la densité de piégeage des neutrinos. Je terminerai ce manuscrit par une conclusion rappelant les principales étapes et résultats présentés dans les chapitres précédents ainsi que les différentes perspectives possibles tant sur le plan expérimental que du point de vue théorique concernant les simulations de supernovae à effondrement de coeur.

Introduction

Contexte :

Il y a plus d'un siècle, toute nouvelle étoile éphémère, disparaissant progressivement après quelques mois, était appelée "nova". Ce nom a été établi au 16ème siècle par Tycho Brahe dans son ouvrage "*De nova et nullius aevi memoria prius visa stella*" inspiré par le célèbre objet SN 1572¹. Suite aux recherches de Georges Lemaître en 1927 [8] et de Edwin Hubble en 1929 [9], montrant que les galaxies s'éloignent les unes des autres à des vitesses approximativement proportionnelles aux distances les séparant, il a été possible de déterminer la distance des galaxies dont ces "novae" sont originaires, et d'en déduire ainsi la luminosité intrinsèque de ces dernières. Il s'est avéré que certaines "novae" étaient beaucoup plus brillantes que d'autres, ce qui motiva les astronomes à les diviser en deux classes. Le terme *supernovae* (SN) a été introduit en 1931 dans des cours et séminaires dispensés à *California Institute of Technology* par Fritz Zwicky et Walter Baade [10, 11], pour désigner les "novae" exceptionnellement brillantes.

Depuis ces travaux précurseurs, les observations dans la gamme du spectre électromagnétique ont permis d'estimer le taux d'évènements dans notre galaxie, ~ 2 supernovae par siècle [12, 13, 14], de distinguer deux sous-classes de supernovae composées de plusieurs types et de leur attribuer des scénarios potentiels. Quel que soit le type de supernova, il s'agit dans tous les cas de la phase explosive de l'évolution d'une étoile. Ces évènements sont dans l'univers ceux qui libèrent le plus d'énergie, de l'ordre de $\sim 10^{53}$ erg d'énergie totale [15] soit $\sim 10^{46}$ J. Bien que dorénavant la détection de supernova extra-galactique soit devenue routinière (~ 1000 SNe par an) grâce aux progrès des techniques d'observations [16, 17, 18], il reste compliqué d'affiner notre compréhension des processus physiques sous-jacents par la seule mesure

1. Déterminée plus tard comme étant une supernova de type Ia [7] survenue dans la constellation de Cassiopée de notre galaxie.

des rayonnements électromagnétiques. En parallèle, le développement de calculateurs de plus en plus puissants a permis la réalisation de simulations numériques sophistiquées améliorant considérablement notre compréhension des mécanismes en cause, toutefois, les modèles les plus réalistes peinent encore à reproduire les observations. La complexité du problème vient en partie de la nature extrême de ces mécanismes d'explosions. De fait, ces mécanismes d'explosions font intervenir les quatre forces fondamentales de la physique, lesquelles opèrent dans des conditions extrêmes, difficiles à reproduire en laboratoire (température finie, densité de saturation nucléaire et même au-delà, matière riche en neutrons). Dans un futur proche, les progrès des capacités de mesure des neutrinos [19], d'ondes gravitationnelles [20] et le développement de l'approche multi-messager [21] apporteront de nouvelles données permettant de mieux comprendre la complexité des processus physiques impliqués lors du scénario de supernovae.

La compréhension des supernovae est un enjeu important pour plusieurs raisons. En effet, les supernovae à effondrement de coeur, que nous détaillerons dans les paragraphes suivants, sont capitales afin d'expliquer la formation des étoiles à neutrons, des trous noirs, des sursauts gamma [22] et des flashes de rayons X [23]. De plus, avec les coalescences d'étoiles à neutron, les SNe pourraient être à l'origine de la production d'éléments lourds [24, 25] et contribuer à l'enrichissement du milieu interstellaire [26]. Elles sont également sources d'ondes gravitationnelles, de neutrinos et de rayons cosmiques. Par ailleurs, les supernovae de type Ia (introduit dans le paragraphe intitulé "[Supernovae thermonucléaires, type Ia](#)") peuvent être utilisées pour mesurer l'expansion de l'univers et ainsi contraindre les paramètres cosmologiques. En 2011, le prix Nobel de physique a été attribué à Perlmutter, Riess et Schmidt les récompensant de leurs travaux montrant l'accélération de l'univers mise en évidence par l'étude des supernovae lointaines.

Dans les sections suivantes de cette introduction je présenterai les différents types de supernovae, puis je détaillerai plus spécifiquement le mécanisme de supernova à effondrement de coeur (CCSN). Ensuite, les trois dernières parties seront consacrées à montrer l'importance des ingrédients microphysiques comme l'équation d'état de la matière, la capture électronique et les masses nucléaires dans le cadre de simulations numériques de CCSN. Enfin, je présenterai le plan de ma thèse.

Types de supernovae.

La première classification a été proposée par Minkowski [27] en 1941, à partir du spectre d'absorption mesuré après l'explosion de supernovae pendant la phase photosphérique². Ainsi, les supernovae présentant un spectre sans raie d'hydrogène sont dites de type I et celles qui en contiennent sont dites de type II. Aujourd'hui la classification a été détaillée [28, 29, 30, 31] et les deux classes sont composées de plusieurs types³ : Ia, Ib, Ic, IIL, IIP, IIn, IIb, ces derniers sont discutés dans les paragraphes suivants, la figure 1 résume la classification.

Supernovae thermonucléaires, type Ia :

Les supernovae de type Ia sont caractérisées par l'absence de raies d'absorption de l'hydrogène et la présence de raies d'absorption du Silicium (Si II). Elles se produisent dans tous les types de galaxies et peuvent être un ordre de grandeur plus lumineuses ($\sim 10^{51}$ ergs) que les autres types de SN ; par ailleurs, leur courbe de lumière est relativement homogène une fois le maximum atteint. Ces caractéristiques permettent de les utiliser comme "chandelles standards" afin de mesurer les distances dans l'univers. Hoyle et Fowler [33] ont proposé que les SNe Ia résultent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche possédant un coeur Carbone-Oxygène (CO) après que celle-ci ait atteint la masse limite de Chandrasekhar⁴ par accrétion de matière d'une étoile compagne avec laquelle elle forme un système binaire. Depuis, il a été montré pour une SN Ia (SN 2011fe) que l'étoile primaire supportant l'explosion était très probablement une naine blanche CO [35], ce qui va dans le sens de la proposition de Hoyle et Fowler. La nature du mécanisme d'explosion produisant les SN Ia est toujours débattue, il y aurait deux scénarios possibles selon la nature de la deuxième étoile : une autre naine blanche ou non [36, 37], néanmoins, les deux modèles impliquent un transfert de masse vers l'étoile naine blanche sur laquelle est déclenchée une explosion thermonucléaire. Dans ces scénarios d'explosions déclenchées par accrétion de matière, toutes les SN Ia explosent à des masses relativement proches, dès lors la quantité d'énergie libérée est similaire, ce qui pourrait expliquer l'homogénéité des spectres de lumière des SN Ia. Dans les faits, les mécanismes physiques sont plus compliqués et chaque cas est particulier, les SN Ia ne sont

2. Pendant la phase photosphérique les rayonnements électromagnétiques sont émis en continue depuis la photosphère.

3. La liste proposée ici n'est pas exhaustive, d'autres types de supernovae ont été établis [28, 32, 31]

4. Limite à laquelle la pression de dégénérescence des électrons n'est pas suffisante pour compenser l'effet de la force gravitationnelle, définie pour une naine blanche par $M_{Ch} = 1.457 \left(\frac{2}{\mu_e}\right)^2 M_{\odot}$ [34], où μ_e est le potentiel chimique des électrons.

pas des "chandelles standards" parfaites, des corrections empiriques doivent être appliquées à leur spectre de lumière [38].

Supernovae à effondrement de coeur :

Une supernova à effondrement de coeur (CCSN), appelée aussi supernova gravitationnelle, représente le stade ultime de l'évolution d'une étoile massive, ayant une masse supérieure à $\sim 8-10 M_{\odot}$. Après quelques millions d'années, au terme de leur séquence principale⁵ déterminée par la combustion de l'hydrogène, ces étoiles enchaînent différentes phases de fusion de noyaux de plus en plus lourds. Dans le coeur des étoiles de 8 à $10 M_{\odot}$ les processus de fusion peuvent avoir lieu jusqu'à la synthèse du néon (Ne) et du magnésium (Mg). Ces étoiles peuvent évoluer en naine blanche O-Ne-Mg ou être les progénitrices de supernovae à effondrement de coeur [39], appelées en anglais "electron-capture supernovae", libérant sensiblement moins d'énergie ($\sim 10^{50}$ ergs) que les supernovae à effondrement de coeur de fer étudiées dans cette thèse. D'après [39] ces supernovae pourraient représenter jusqu'à 30% des supernovae à effondrement de coeur.

Pour les étoiles encore plus massives⁶ de $\gtrsim 10 M_{\odot}$ la fusion du néon et du magnésium est possible, cela se poursuit et prend fin avec la formation des nucléides dont les énergies de liaisons sont les plus grandes ($\approx 8,8$ MeV par nucléon), ils se situent autour du ^{56}Fe , figure 3, la phase de production du fer ne dure que quelques jours.

L'étoile présente finalement une structure concentrique [34] composée d'éléments de plus en plus légers en allant du centre vers l'extérieur de l'étoile. Le coeur "de fer" (coeur composé de noyaux autour du pic du ^{56}Fe , figure 3) en équilibre hydrostatique, supporté par la pression de dégénérescence des électrons, subit une déleptonisation causée principalement par les réactions de capture électronique. La production de fer continue jusqu'à ce que le coeur atteigne la masse de Chandrasekhar⁷. À cet instant, la partie centrale du coeur est caractérisée par des conditions de température T , densité ρ ⁸, fraction électronique Y_e et entropie s de l'ordre de

5. Pour comparaison, la durée de la séquence principale de notre soleil est estimée à ~ 10 milliards d'années

6. Pour les étoiles de plus de $100 M_{\odot}$ un mécanisme différent est proposé [39], celui-ci implique la production de paires électron-positron qui réduirait la pression du coeur et déclencherait ainsi un effondrement gravitationnel. Ces supernovae à "instabilité de paires" permettraient d'expliquer une partie des supernovae très lumineuses et très énergétiques ($\sim 10^{53}$ erg).

7. Masse limite qui s'exprime en fonction de la fraction électronique Y_e [40] : $M_{\text{Ch}} = 1.457 (2Y_e)^2 M_{\odot}$, sa valeur se situe autour de $1,4 M_{\odot}$ pour les fractions électroniques typiques du coeur des étoiles massives.

8. Densité de masse

([41]) :

$$T \sim 10^9 - 10^{10} \text{ K} \quad (1)$$

$$\rho \sim 10^{10} \text{ g.cm}^{-3} \quad (2)$$

$$s \sim 1 \text{ k}_B \quad (3)$$

$$Y_e \sim 0,45 . \quad (4)$$

Puis, lorsque la pression de dégénérescence des électrons n'est plus suffisante pour équilibrer la pression induite par la force gravitationnelle, le coeur commence à s'effondrer. Nous détaillerons le déroulement de l'effondrement gravitationnel jusqu'à l'explosion dans la prochaine section 1.

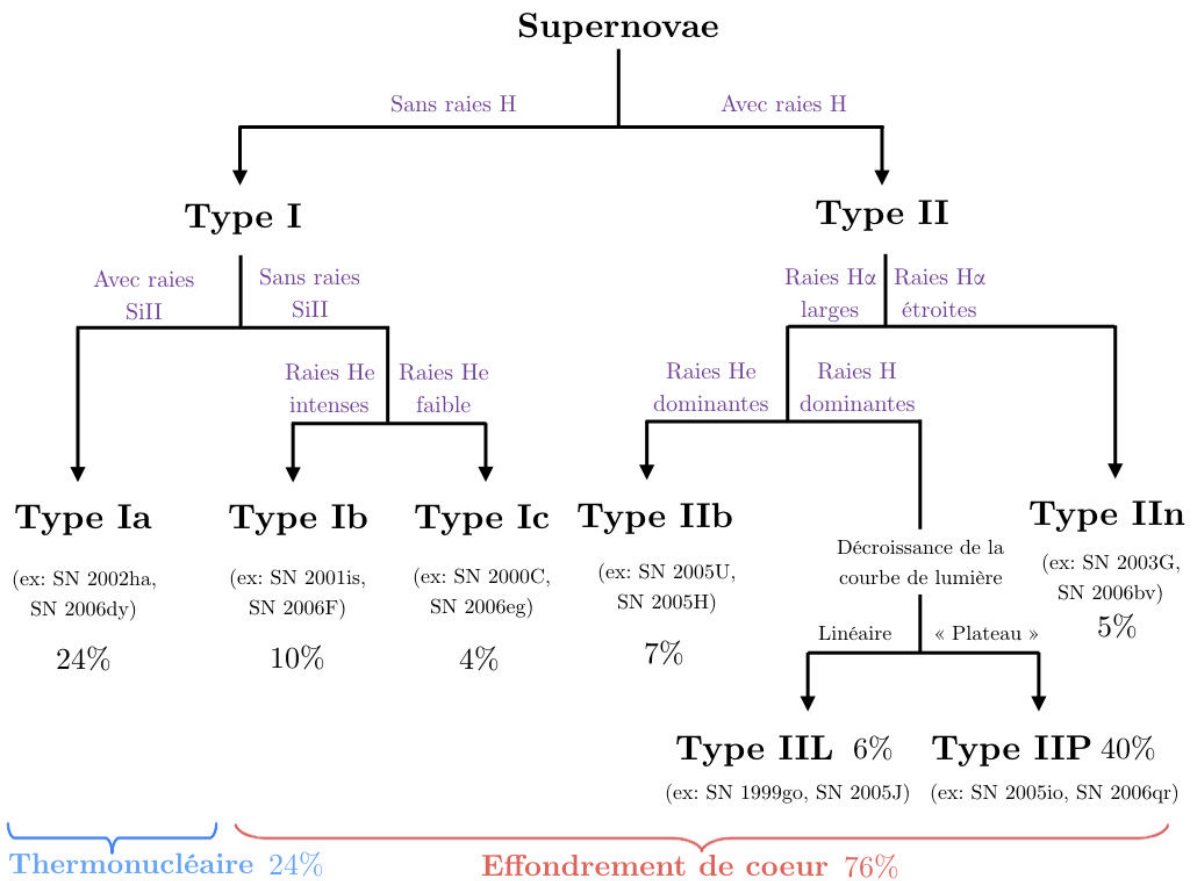


FIGURE 1: Schéma de classification des supernovae en fonction des observations spectrales (présence ou non de certaines raies dans le spectre d'absorption) et de l'allure de la courbe de lumière (types III et IIP). Les proportions et les exemples des différents types sont issus de [42]. Nous ne mentionnons pas le type Ibc-pec discuté dans cette dernière référence, celui-ci compte pour $\sim 4\%$.

Type Ib/c

Les supernovae pour lesquelles le spectre ne présente pas de raies d'absorption de la série de Balmer, ni de raies d'absorption Si II prononcées, mais spectre qui possède des raies d'absorption d'hélium (He I) ou de Calcium (Ca II) et Oxygène (O I), sont respectivement classées en type Ib et Ic. Dans les faits, il n'est pas toujours évident de distinguer ces deux types de supernovae, elles sont regroupées en une catégorie Ib/c ou Ibc. Ces types de supernovae sont observées essentiellement dans les galaxies spirales où la densité d'étoiles jeunes et massives est élevée. Les SNe Ib/c seraient le stade ultime de l'évolution d'une étoile massive ayant perdu son enveloppe d'hydrogène sous l'effet de vents stellaires ou d'un transfert de matière vers l'étoile partenaire avec laquelle elles forment un système binaire.

Type III/P

De façon générale, les supernovae de type II sont caractérisées par la présence de raies d'absorption de la série de Balmer (série de raies d'absorption de l'hydrogène) ainsi que des raies d'absorption indiquant la présence de Calcium, Sodium, Iode et de Fer. En outre, la queue de leur spectre de lumière est attribuée à la décroissance radioactive du ^{56}Ni en ^{56}Co .

Historiquement, les SNe de type II ont été divisées en deux catégories [30], celles pour lesquelles la queue du spectre de lumière décroît linéairement avec le temps, type II-L et, celles pour lesquelles le spectre de lumière marque une forme de plateau persistant plusieurs mois après le maximum, type II-P. Les auteurs de [43] et [44] ont montré en analysant les SNe de type II que la transition entre les supernovae II-L et II-P est continue. Les SNe originaires d'étoiles progénitrices possédant une quantité suffisante d'hydrogène dans leurs enveloppes, montrent un plateau dans leur spectre de lumière. La durée du plateau dépend de la masse d'hydrogène présente dans l'enveloppe, de l'énergie de l'explosion, de la masse de ^{56}Ni et du rayon final de l'étoile [45]. Le déclin linéaire de la courbe de lumière observé pour les SN III, viendrait du fait que les étoiles progénitrices impliquées posséderaient une enveloppe d'hydrogène plus fine.

Type IIa

Il s'agit des supernovae montrant des raies d'absorption de l'hydrogène ($\text{H}\alpha$) particulièrement étroites [32], originaires de la photo-ionisation de l'enveloppe circumstellaire ou de son

échauffement par le passage de l'onde de choc de la SN. Ce type de SN implique donc que l'étoile massive ait perdu une partie (ou complètement) de son enveloppe avant l'effondrement gravitationnel.

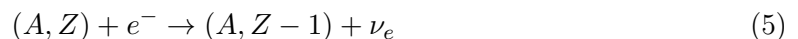
Type IIb

Les supernovae de type II montrent des raies d'absorption de l'hydrogène, cependant dans certains cas elles disparaissent au bout de quelques semaines, nous pouvons citer l'exemple de SN 1993J. Pour cette dernière il a été conclu [46] que l'étoile progénitrice possédait une enveloppe avec une faible masse d'hydrogène.

Nous venons d'introduire les types de supernovae les plus observées. Celles à effondrement de coeur de fer auxquelles nous nous intéressons dans ce manuscrit, représenteraient au moins plus de la moitié des événements détectés (70% de progénitrices à plus de $10 M_{\odot}$ [39] parmi 75% de supernovae à effondrement gravitationnel), il s'agit du mécanisme de supernovae le plus courant. Même si les principaux types de supernovae semblent bien déterminés à l'heure actuelle, de nombreuses observations ne sont pas conformes aux principaux critères de classification, d'autres types de SNe ont été établis [31] et il est difficile de définir le scénario associé à chacun d'eux.

Physique du phénomène de supernovae à effondrement de coeur

Lorsque le coeur d'une étoile massive en structure concentrique composé en son centre majoritairement d'éléments autour du ^{56}Fe atteint la masse de Chandrasekhar, il commence à s'effondrer. La dynamique de la phase d'effondrement est sensible à l'évolution de l'entropie et à la fraction électronique. Ces deux quantités dépendent des réactions électrofaibles qui ont lieu, principalement la capture électronique sur les noyaux et les protons libres :



Les réactions de capture électronique ont pour effet de déleptoniser la matière, i.e. réduire la fraction électronique Y_e , et produire des neutrinos électroniques, lesquels s'échappent

de l'étoile dans les premiers instants de l'effondrement. Les décroissances β^- (production d'électrons et d'antineutrinos électroniques), qui pourraient entrer en compétition avec la capture électronique, sont inhibées, pour des densités au-delà de $10^{10} \text{ g.cm}^{-3}$, par la présence d'électrons dégénérés bloquant l'espace des phases disponibles [47]. Ainsi, l'énergie et la pression exercées par les électrons diminuent, ce qui accélère l'effondrement et donc la déleptonisation, et ainsi de suite. D'autre part, l'effondrement du coeur est également accéléré par la perte d'énergie engendrée par les réactions de photodissociations des noyaux autour du ^{56}Fe en particules α (énergie totale requise $\approx 124,4 \text{ MeV}$), lesquelles à plus haute température sont elles-mêmes photodissociées en protons et neutrons libres (énergie requise $\approx 28,3 \text{ MeV}$) [34]. Un changement important dans l'évolution du coeur survient quand sa densité atteint $\rho \approx 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$. En effet, c'est environ à cette densité que le temps de diffusion des neutrinos, essentiellement déterminé par les réactions de diffusion élastique sur les noyaux, devient comparable ou plus grand que le temps caractéristique de l'effondrement (autrement dit, le libre parcours moyen des neutrinos devient plus petit que la taille du coeur de l'étoile), et les neutrinos sont alors piégés dans le coeur [48]. La surface dans le coeur correspondant à la dernière diffusion est appelée neutrinosphère. À l'intérieur de la neutrinosphère les réactions 5 et 6 inverses sont possibles, le milieu tend vers l'équilibre β , celui-ci est atteint lorsque la fraction de lepton $Y_l = Y_e + Y_\nu$ somme des fractions électronique (Y_e) et neutrinique (Y_ν) est conservée [34].

Après le piégeage des neutrinos, la densité dans le coeur continue d'augmenter jusqu'à dépasser la densité de saturation nucléaire $\rho_0 \approx 2,8 \times 10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$ ($n_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$), la température est aussi très élevée, de l'ordre de $\sim 10 \text{ MeV}$ et la fraction électronique est d'environ $Y_e \lesssim 0,3$. À cette densité, les noyaux sont dissociés en matière homogène de nucléons libres et les distances inter-nucléons deviennent comparables à la portée de la composante répulsive de l'interaction forte, la matière nucléaire devient hautement incompressible et dans cette zone, l'effondrement s'arrête. À l'interface où la matière du coeur est stoppée et où celle des couches extérieures continue de s'effondrer il y a un rebond et formation d'une onde de choc. La partie interne au rebond a une masse correspondant approximativement à la masse de Chandrasekhar proportionnelle à Y_e^2 [34] entre $\sim 0,4$ et $\sim 0,9 M_\odot$. L'onde de choc d'énergie initiale de quelques foe (10^{51} erg) se propage vers l'extérieur de l'étoile au travers des différentes couches de matière encore en effondrement. Toutefois avant que le choc n'atteigne les couches externes de l'étoile et mène à l'explosion, l'onde perd rapidement de l'énergie en dissociant les noyaux en nucléons et particules α , environ ~ 15 foe par masse solaire traversée. Par ailleurs, une fois que l'onde de choc dépasse la neutrinosphère, des

neutrinos sont émis derrière le choc, ce qui est à l'origine du sursaut de neutrinos (*neutrino burst* en anglais) observé dans les simulations après le rebond.

La partie interne du coeur de densité supranucléaire retrouve un équilibre quasi-hydrostatique et est constituée principalement de neutrons, on l'appelle proto-étoile à neutron (PNS pour "Proto-Neutron Star" en anglais). Le processus d'effondrement jusqu'au rebond conduit le coeur "de fer" d'une étoile massive (~ 1500 km de rayon) à former une PNS de ~ 30 km de rayon, la masse restant autour de $\sim 1,4 M_{\odot}$. L'onde de choc formée au rebond perd de l'énergie en sortant du coeur et finit par stagner à un rayon de $\sim 100-200$ km [48, 47], constituant ainsi un choc d'accrétion fixe car sa propagation est stoppée et la matière externe à celui-ci continue de s'effondrer. C'est à ce stade qu'apparaît la problématique actuelle des CCSN, en effet, il s'agit de trouver un ou plusieurs mécanismes capables de fournir suffisamment d'énergie pour repousser le choc jusqu'aux couches externes de l'étoile afin d'aboutir aux explosions observées.

Ensuite, la proto-étoile à neutron se contracte et se refroidit en émettant des neutrinos, elle devient alors une étoile à neutron ou s'effondre en trou noir, le résultat dépendant entre autres, de la masse de l'étoile progénitrice [49, 50]. L'effondrement gravitationnel produit une énergie de quelques centaines de foe, soit près de cent fois plus que l'énergie nécessaire pour conduire à l'explosion. L'essentiel de l'énergie ($\sim 99\%$) étant transporté par les neutrinos, si une petite fraction de cette énergie pouvait être réabsorbée par la matière derrière le choc, cela pourrait suffire à le relancer [51]. Les neutrinos déposant une partie de l'énergie par interaction avec les nucléons libres dans la région entre la PNS et le choc d'accrétion (zone de "chauffage"), augmentent la pression derrière le choc, ce qui peut suffire à le repousser vers l'extérieur et conduire à l'explosion. Les simulations numériques ont confirmé l'existence de cette zone de chauffage entre la PNS et le choc d'accrétion [48] bien que cela ne suffise pas à obtenir une explosion avec les simulations à une dimension (1D) [52]. Cependant, le succès du mécanisme d'explosion induit par les neutrinos dans certaines simulations multidimensionnelles (2D et 3D), par exemple [1, 2, 3], a mis en exergue l'importance du traitement des instabilités hydrodynamiques non sphériques dans cette zone de chauffage. En effet, deux instabilités semblent favoriser le chauffage de la zone post-choc et par conséquent l'explosion : d'une part les mouvements de convection [53] engendrés par le chauffage, d'autre part l'instabilité du choc d'accrétion stationnaire (SASI pour "Standing Accretion Shock Instability" en anglais) [54, 55].

Des scénarios alternatifs à celui de l'explosion induite par les neutrinos existent. Dans [56, 41] les auteurs considèrent dans leur simulation une équation d'état de la matière à densité supranucléaire (tenant compte de transition de phase vers un plasma de quarks libres), la proto-étoile à neutron pourrait alors subir, en se refroidissant, une transition de phase vers un plasma de quarks, ce qui conduirait à un second rebond générant une deuxième onde de choc assez énergétique pour provoquer l'explosion. Toutefois, la pertinence de ce type d'équation d'état est remise en question car elle ne permet pas d'expliquer les observations d'étoiles à neutron de plus de deux masses solaires [57]. Un autre mécanisme alternatif permettrait d'aider l'explosion, celui-ci fait intervenir des ondes acoustiques émises par la proto-étoile à neutron [58]. L'accrétion asymétrique induite par les instabilités SASI conduirait à l'excitation de la PNS en certains modes oscillatoires dits "g-mode". L'énergie communiquée à la matière par ce mécanisme combiné au chauffage de la zone de gain par les neutrinos, pourrait mener à l'explosion. Parmi ces mécanismes alternatifs, l'explosion magnétohydrodynamique [39] est une hypothèse d'intérêts multiples car elle pourrait également expliquer la formation des magnétars et l'émission de sursauts gamma. Dans ce scénario il faut que le coeur de fer soit fortement magnétisé et en rotation rapide de façon à induire un champ magnétique très intense ($\gtrsim 10^{15}$ G) qui projette de la matière le long de l'axe de rotation du coeur. Cette fuite de matière déclencherait alors l'explosion. Ces nombreuses propositions de mécanismes tentant d'expliquer le scénario permettant de repousser le choc jusqu'aux couches externes de l'étoile pour conduire à une explosion de quelques foe, témoignent à la fois de la difficulté de la problématique et de son importance. Aujourd'hui encore, aucune proposition ne permet d'expliquer systématiquement les caractéristiques observées des explosions de supernovae à effondrement de coeur.

Quand l'explosion a lieu, les couches externes de l'étoile massive sont éjectées dans le milieu inter-stellaire, l'enrichissant ainsi des différents éléments qui constituaient la structure concentrique de l'étoile. De plus, après l'explosion, la PNS se refroidit en émettant des neutrinos, ces derniers déposent de l'énergie via les réactions de diffusion et de capture induisant ainsi un flux de matière baryonique riche en neutrons. Les conditions générales requises pour le processus r [59] de synthèse d'éléments lourds sont remplies lorsque l'entropie est suffisamment élevée (entropie par baryon $s \approx 100$), l'énergie cinétique assez importante et la fraction électronique assez faible ($\lesssim 0,4$). Dès lors, si des neutrons libres et des noyaux riches en neutrons sont présents, ces derniers peuvent servir de points

d'encrage sur lesquels s'enchaînent rapidement les captures de neutrons (par rapport au temps de décroissance β^- des isotopes synthétisés) pour former des noyaux plus lourds et riches en neutrons. Aujourd'hui les simulations ont tendance à montrer qu'il est difficile d'avoir des éjectas suffisamment riches en neutrons pour avoir un processus r notable [39].

Ingrédients microphysiques des simulations de supernovae à effondrement de coeur.

Comme nous l'avons évoqué dans ces premiers paragraphes, la simulation de CCSN est une tâche relativement complexe nécessitant plusieurs niveaux de détails. L'effondrement gravitationnel est régi par la gravité qui lui confère son potentiel énergétique. Les conditions de densité et de masse aux environs de la PNS sont telles qu'un traitement relativiste de la gravitation est indispensable. La force électromagnétique décrit les interactions du plasma et du gaz de photons à l'origine de la pression thermique et de la luminosité photonique. Le transport des neutrinos dépend lui de l'interaction faible et, l'équation d'état et la composition du coeur de l'étoile sont régies par l'interaction forte. Les trois dernières forces agissent au niveau microscopique, à des échelles extrêmement différentes de l'échelle du coeur de l'étoile (l'échelle des forces nucléaires étant d'environ $\sim 10^{-15}$ m et l'échelle du coeur de l'étoile est autour de $\sim 10^6$ m). Néanmoins, le coeur peut être traité comme un milieu continu, ainsi le système peut être décrit par un système d'équations hydrodynamiques non-linéaires aux dérivées partielles, lequel est résoluble numériquement. Depuis les premières simulations numériques de supernovae [60, 61] à symétrie sphérique (une dimension - 1D), des progrès considérables ont été effectués tant sur la modélisation des ingrédients microphysiques (équation d'état, processus électrofaibles, transport des neutrinos) que sur l'intégration des ingrédients macrophysiques (relativité générale, instabilités hydrodynamiques).

Bien que les simulations 1D, n'intégrant pas les effets multidimensionnels (instabilités) ne permettent pas d'expliquer le regain d'énergie du rebond, celles-ci restent plus rapides d'exécution que les simulations multidimensionnelles et permettent ainsi de tenir compte de descriptions réalistes des processus microscopiques. De plus, les effets multidimensionnels apparaissent essentiellement après le rebond et les simulations 1D reproduisent bien la phase d'effondrement jusqu'au rebond [62]. Dans les prochaines sections nous allons introduire les problématiques liées à l'équation d'état, la capture électronique et les masses nucléaires.

Équation d'état

L'équation d'état thermodynamique de la matière est une relation entre les quantités macroscopiques qui définissent son état d'équilibre thermodynamique, dont la forme fonctionnelle dépend de la structure microscopique de la matière. Comme exemple connu nous pouvons citer l'équation d'état des fluides réels, exprimée par la relation de Van der Waals :

$$P = \frac{k_B T \rho}{1 - b\rho} - a\rho^2, \quad (7)$$

où les grandeurs thermodynamiques : pression P , température T et densité ρ , sont liées aux paramètres empiriques a et b dont les valeurs reflètent les propriétés de l'interaction intermoléculaire, k_B étant la constante de Boltzmann.

L'équation d'état d'un système de N particules peut être obtenue théoriquement grâce aux propriétés de la mécanique statistique, à partir de la fonction de partition \mathcal{Z} . Or, ce problème n'est pas simple à résoudre car le calcul de \mathcal{Z} nécessite de connaître exactement l'interaction nucléaire effective et de résoudre le problème nucléaire à N -corps. Dans le cas de la matière nucléaire, la difficulté est accrue par le fait qu'il est difficile de mesurer $P(\rho, T)$ expérimentalement, ainsi nous ne pouvons pas recourir à des expressions phénoménologiques ajustées sur des données expérimentales.

À partir des travaux de Bethe et al. [63] à la fin des années 70, proposant un scénario relativement détaillé de l'évolution du coeur en effondrement gravitationnel, les conditions thermodynamiques propres à la problématique de CCSN ont commencé à être mieux définies. Les grandeurs thermodynamiques caractérisant la matière du coeur de supernovae en effondrement sont usuellement choisies comme étant la densité de baryons n_B , la température T et la fraction électronique Y_e (le ratio entre le nombre d'électrons et le nombre de baryons), au cours de CCSN celles-ci peuvent varier entre les limites suivantes :

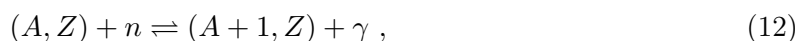
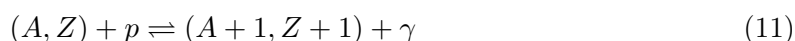
$$10^{-10} \lesssim n_B \lesssim 1 \text{ fm}^{-3} \quad (8)$$

$$0.1 \lesssim T \lesssim 100 \text{ MeV} \quad (9)$$

$$0.01 \lesssim Y_e \lesssim 0.6. \quad (10)$$

Depuis, l'équation d'état de la matière nucléaire fait l'objet de nombreuses études, des revues plus complètes que l'introduction présentée ici peuvent être trouvées dans [48, 64, 15].

Comme il n'est pas possible de déterminer l'équation d'état de façon empirique, celle-ci est modélisée. Dans un premier temps, il faut définir la composition de la matière étudiée. Pour des densités et des températures inférieures respectivement à $\sim \rho_0/10$ et à ~ 1 MeV la matière est composée de noyaux baignant dans des gaz de nucléons libres (protons et neutrons), de leptons (électrons-positrons) et de photons⁹. À plus haute densité, jusqu'à la densité de saturation nucléaire (ρ_0), la transition entre matière comprenant des noyaux et matière homogène de nucléons libres, est définie par la compétition entre l'énergie de surface et l'énergie coulombienne [65]. Au cours de cette transition les noyaux grossissent et se rejoignent sous forme, par exemple, de "barres" ou "plaques" (appelées aussi phases "spaghetti" ou "lasagne" [64]). La température du milieu étant supérieure à ~ 500 keV [66] au cours de l'effondrement, les réactions mettant en jeu l'interaction forte et électromagnétique sont à l'équilibre [34], par exemple :



ou encore les réactions du type (α, γ) , (α, n) , (α, p) , (p, n) . En considérant l'équilibre statistique nucléaire (NSE pour "Nuclear Statistical Equilibrium" en anglais) et considérant que le système respecte la conservation de la charge et du nombre baryonique, la condition d'équilibre chimique¹⁰ peut être exprimée uniquement avec les potentiels chimiques des neutrons et des protons, ainsi le potentiel chimique du noyau (A, Z) est donné par :

$$\mu(A, Z) = Z\mu_p + (A - Z)\mu_n. \quad (13)$$

Dans les conditions de densité et température du début d'effondrement (équation 4), la densité du gaz de nucléons est suffisamment faible pour pouvoir négliger les interactions de celui-ci avec les noyaux, et la température suffisamment basse pour ne pas modifier la structure des noyaux. Ainsi la composition du système peut être décrite "macroscopiquement" comme étant un mélange statistique de noyaux (A, Z) coexistant avec des gaz de nucléons, de leptons et de

9. Les neutrinos ne sont pas à l'équilibre dans la matière de par leur faible interaction, c'est pourquoi ils ne sont pas considérés explicitement dans l'équation d'état mais traités par une équation de transport couplée au taux de captures leptoniques via l'évolution du système hydrodynamique, ainsi les neutrinos impactent la fraction électronique qui, elle, est un paramètre de l'équation d'état.

10. Le premier principe de la thermodynamique appliqué à un système contenant différentes particules permet d'écrire la variation de la densité d'énergie totale $d\mathcal{E}$ en fonction des variations du volume dV , de l'entropie ds et de la fraction des différentes particules dY_i : $d\mathcal{E} = -PdV + Tds + \sum_i \mu_i dY_i$, où μ_i est le potentiel chimique de l'espèce i . Un système isolé thermiquement (sans échange de chaleur Q , soit $dQ = 0$), de volume constant ($dV = 0$) et à l'équilibre ($d\mathcal{E} = 0$ et $ds = 0$), implique que $\sum_i \mu_i dY_i = 0$.

photons. Quand les neutrons et les protons du gaz sont assimilés à des particules classiques et sans interaction, et que les noyaux sont non relativistes sans interaction, l'abondance relative ($n(A, Z)$) des différents isotopes ((A, Z)) est exprimée par l'équation de Saha [34] :

$$n(A, Z) = \frac{g(A, Z)A^{3/2}}{2^A} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_u k_B T} \right)^{3/2(A-1)} n_p^Z n_n^{A-Z} e^{\frac{E_{bind}(A, Z)}{k_B T}}. \quad (14)$$

$g(A, Z)$ est la fonction de partition du noyau (A, Z) définie par :

$$g(A, Z) = \sum_j (2I_j + 1) e^{-E_j/k_B T}, \quad (15)$$

où I_j est le spin du j^{eme} état excité et E_j l'énergie de cet état, $E_{bind}(A, Z)$ est l'énergie de liaison du noyau (A, Z) . n_p et n_n sont respectivement les densités numériques de protons et de neutrons libres, celles-ci peuvent être déterminées via les équations de conservation du nombre de baryons et de la charge :

$$\sum_i n_i A_i = n_B \quad (16)$$

$$\sum_i n_i Z_i = n_B Y_e, \quad (17)$$

où n_i est la densité numérique de l'espèce i , A_i et Z_i sont respectivement le nombre de baryons et de charges propres à cette espèce. n_B est la densité numérique baryonique du milieu. Dès lors, d'après les équations 14 et 17 il apparaît que, à l'équilibre statistique nucléaire, la composition, puis l'équation d'état et les quantités thermodynamiques qui en découlent sont des fonctions de seulement trois paramètres¹¹ : T , ρ et Y_e . Dans les conditions (T, ρ, Y_e) propres à la problématique des CCSN, il a été montré [63] que la faible entropie ($\approx 1k_B$) et la fraction électronique relativement élevée ($Y_e \gtrsim 0,3$) sont des conditions dans lesquelles les noyaux peuvent rester liés.

Une description réaliste du problème voudrait que la totalité de l'ensemble statistique de noyaux (distribution) soit prise en compte dans le calcul de l'équation d'état. Cependant, le NSE tel qu'il est décrit par l'équation 14 n'est pas valable à haute densité ($\rho \gtrsim 10^8 \text{g.cm}^{-3}$) car cette équation ne prend pas en compte les interactions entre les particules libres, la nature fermionique des constituants, le changement de la structure des noyaux (traduit par

¹¹. n_B est en $[\text{fm}^{-3}] = \frac{\rho}{m_u} = 6.02214179 \times 10^{-16} [\text{g.cm}^{-3}] \rho$, où $m_u = 1.660538782 \times 10^{-24} \pm 8.3 \times 10^{-32} \text{ g}$ est la masse atomique unifiée

exemple par la modification de l'énergie de liaison [67]), l'interaction entre noyaux et entre noyaux et particules libres. Par conséquent, le modèle NSE caractérisé par l'équation de Saha ne prévoit pas la dissolution des noyaux vers la matière homogène à haute densité. Dès lors, les équations d'états basées sur l'approximation du noyau moyen (SNA pour "Single Nucleus Approximation" en anglais) ont été élaborées. Cette dernière approximation consiste à diviser la matière en cellules élémentaires identiques de façon à réduire la description du système à une cellule représentative. Par analogie avec les problématiques de la physique des matériaux, cette cellule élémentaire est appelée cellule de Wigner-Seitz [68]. Cette dernière est considérée sphérique et contient en son centre le noyau le plus probable, i.e. minimisant l'énergie du système, baignant dans les gaz de nucléons (protons, neutrons) libres, de leptons et de photons, la cellule étant globalement neutre. Les quantités thermodynamiques ne sont pas beaucoup affectées par cette approximation [69] contrairement aux calculs du taux de capture électronique [70] et des processus de diffusion des neutrinos [71]. En effet, les résultats peuvent être différents si le taux de capture électronique est calculé en considérant un seul noyau, le plus probable, ou en considérant la somme des taux de captures des noyaux pondérés par leur abondance, car les sections efficaces individuelles dépendent de A et Z .

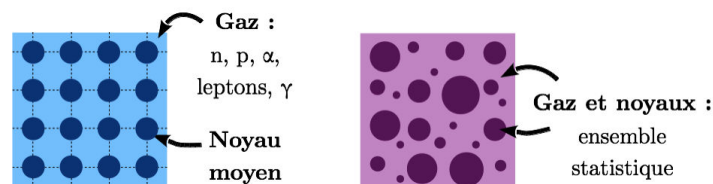


FIGURE 2: À gauche, schéma du traitement de la matière dans l'approximation du noyau moyen, la matière est découpée en cellules de Wigner-Seitz, chacune contenant au centre un noyau identique qui minimise l'énergie du système. À droite, schéma du traitement de la matière dans le cas de l'équilibre statistique nucléaire considérant une distribution d'espèces différentes.

En raison des temps de calculs réduits et de la capacité à bien reproduire les quantités globales thermodynamiques, l'approximation SNA est largement utilisée dans les simulations de CCSN. Deux équations d'état de ce type sont largement utilisées : l'équation d'état de Lattimer et Swesty (LS) [6] et celle de Shen et al. [72]. Dans les deux cas, l'équilibre thermodynamique est obtenu en minimisant l'énergie libre totale du système ce qui est équivalent à

minimiser l'énergie libre de la cellule de Wigner-Seitz F_{WS} :

$$F_{WS} = F_{\text{nuc}} + F_g + F_{\text{lept}} + F_\gamma , \quad (18)$$

où F_{nuc} , F_g , F_{lept} et F_γ correspondent aux énergies libres apportées respectivement par le noyau, les gaz de nucléons libres, de leptons et de photons.

De façon pratique, cette valeur est déterminée en minimisant l'énergie libre par rapport à un set de variables indépendantes décrivant complètement le système. La valeur minimale de l'énergie libre totale permet ensuite d'exprimer les quantités thermodynamiques, par exemple :

$$P = n_B^2 \left. \frac{\partial f}{\partial n_B} \right|_{T, Y_e} \quad (19)$$

$$s = - \left. \frac{\partial f}{\partial T} \right|_{n_B, Y_e} \quad (20)$$

$$\hat{\mu} - \mu_e = - \left. \frac{\partial f}{\partial Y_e} \right|_{n_B, T} , \quad (21)$$

où f est l'énergie libre par baryon, P est la pression, s est l'entropie par baryon et $\hat{\mu} = \mu_n - \mu_p$ la différence des potentiels chimiques des neutrons et des protons.

Les termes F_{nuc} et F_g sont déterminés par un modèle nucléaire décrivant les noyaux et le gaz. Ce modèle doit permettre de décrire un ensemble de noyaux à température finie. Les modèles en couches ne peuvent pas être appliqués pour tous les noyaux de la distribution car l'espace des phases serait trop grand, ce qui rendrait les calculs infaisables, et comme les couches nucléaires disparaissent à des températures de $\sim 2 - 3$ MeV, ces modèles ne sont pas les mieux adaptés à cette problématique. Les formalismes semi-classiques sont préférés car ils apportent une description simple des propriétés moyennes des noyaux à température finie. De fait, l'équation d'état LS est basée sur un modèle de goutte liquide compressible où les interactions nucléon-nucléon sont décrites par une interaction de type Skyrme simplifiée [73]. Dans ce modèle la cellule de Wigner-Seitz est constituée du noyau moyen entouré par un gaz de protons et de neutrons traités en approximation de champ moyen ainsi que des particules alpha (α) (représentant les noyaux légers de la distribution), immergés dans un gaz uniforme d'électrons/positrons et photons libres. Les particules α sont décrites comme étant des sphères dures de volume $v_\alpha = 24 \text{ fm}^3$ régies par les caractéristiques du gaz idéal de Boltzmann. Les interactions au sein d'une cellule entre le noyau, le gaz de nucléons et les α libres sont traitées avec la méthode du volume exclu. Finalement, lorsque la densité approche la densité de saturation nucléaire, la transition entre la phase comportant des noyaux et la

phase de matière nucléaire uniforme est déterminée via une construction de Maxwell [6], nous n'explorerons pas ce régime dans les simulations réalisées dans cette thèse. Le code numérique correspondant est disponible sur [74]. À noter que des tables utilisant différentes interactions de types Skyrme ont également été calculées par les auteurs [75]. Dans toutes les versions de l'équation d'état LS, l'interaction entre les noyaux et le gaz de nucléons est prise en compte par une paramétrisation phénoménologique de l'énergie libre de surface dépendante de l'isospin et de la température.

L'équation d'état de Shen et al.[72, 76] (STOS), est également basée sur l'approximation du noyau moyen. Comme pour l'équation LS, la cellule de Wigner-Seitz contient un noyau moyen entouré par un gaz de protons et de neutrons libres ainsi que des particules alpha (α) (représentant les noyaux légers de la distribution), immergés dans un gaz uniforme de leptons et de photons libres. Les particules α sont décrites comme étant des sphères dures de volume $v_\alpha = 24 \text{ fm}^3$ régies par les caractéristiques du gaz idéal de Boltzmann. Les nucléons libres sont décrits avec un modèle de champ moyen relativiste (RMF pour "Relativistic Mean Field" en anglais) avec l'interaction TM1 [77]. Le noyau est traité en utilisant l'approche de Thomas-Fermi (TF) avec la même fonctionnelle TM1, dans la considération d'une cellule de Wigner-Seitz, avec des distributions de densité de nucléons et de particules α paramétrées. L'énergie de translation des noyaux et leur contribution à l'entropie, incluses dans l'approche LS, sont ici négligées.

D'autres équations d'état basées sur l'approximation SNA existent [64, 15], toutefois les deux exemples cités précédemment sont les plus utilisés dans les simulations de CCSN.

En complément il existe des équations d'état NSE, parmi elles, nous citerons les équations d'état les plus implémentées dans les codes de simulation à l'heure actuelle H&W [78], FYSS [79], HS [80].

Tout d'abord, l'équation d'état de Hillebrandt et Wolff (H&W) [78] a été établie en calculant le réseau NSE basé sur le modèle de El Eid et Hillebrandt [81]. Ainsi, pour des densités entre 10^9 et $3 \times 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$ les abondances de 430 noyaux ont été calculées. À plus haute densité, l'approximation du noyau moyen est utilisée avec une interaction nucléon-nucléon de type Skyrme dans la paramétrisation SKa.

Par la suite, des modèles NSE étendus ont été établis afin d'éviter la coupure non justifiée

entre les deux traitements. L'équation de Saha donne les abondances des particules du milieu sans interaction et décrites par la statistique de Maxwell-Boltzmann. Cependant, aux densités proches de ρ_0 il est indispensable de prendre en compte les interactions entre les particules et les effets de milieu, les modèles NSE étendus calculent l'ensemble statistique nucléaire de façon auto-cohérente incluant ces effets de façon plus ou moins phénoménologique. Nous allons citer quelques uns de ces modèles dans les prochains paragraphes.

L'équation d'état de Gulminelli et Raduta [82, 83, 84] est le seul modèle NSE étendu, disponible sous forme de table, basé sur des interactions de type Skyrme. Le principe est de remplacer la distribution NSE des noyaux sans interaction par une distribution de cellules de Wigner-Seitz (WS) sans interaction. La distribution des noyaux est ensuite obtenue en factorisant, dans la fonction de partition totale, les contributions du gaz de nucléons libres et de l'agrégat de nucléons liés. Les énergies de liaison des noyaux sont prises dans la table de masse AME2012 [85] lorsqu'une valeur expérimentale est disponible, sinon le modèle de masse DZ10 [86] (introduit dans la suite 1) est utilisé. Lorsque les noyaux ne sont plus liés un modèle de goutte liquide dont les paramètres sont obtenus avec des interactions de type Skyrme en approximation de Thomas-Fermi étendu [87] est employé. La même fonctionnelle non-relativiste sert à décrire les noyaux non liés et le gaz homogène de nucléons libres. Les états excités sont calculés à l'aide d'une fonction de partition avec paramètres ajustés sur des résultats expérimentaux si disponibles [88] et calculée avec la fonctionnelle de Skyrme de la matière homogène autrement. Les énergies coulombienne et d'écrantage sont déterminées dans le cadre de la cellule de Wigner-Seitz. La transition vers la matière homogène est traitée par l'approximation du volume exclu.

Cette équation d'état est l'une des premières (avec l'équation d'état HS utilisée dans [4]) à avoir été utilisée afin d'étudier l'impact de la capture électronique lors de supernovae à effondrement de coeur [89].

L'équation d'état de Furusawa et al. (FYSS) [79] est basée sur un modèle NSE étendu incluant des noyaux légers jusqu'aux agrégats à $Z \sim 1000$. Pour décrire les noyaux, un modèle de goutte liquide traitant la dépendance en température et les effets de couches est utilisé. Les effets de milieu sont pris en compte pour la formation et la dissolution des noyaux légers avec le formalisme de [67]. Les nucléons sont traités avec un modèle RMF en utilisant l'interaction TM1 [77], une autre version basée sur un calcul variationnel [90] pour

la matière homogène est disponible [91]. La transition vers la phase homogène est effectuée en tenant compte de la déformation des noyaux en "pasta phase". Dernièrement, cette équation d'état a été utilisée pour étudier, entre autres, l'impact des taux de capture électronique sur la composition nucléaire du coeur de l'étoile pendant son effondrement gravitationnel [92].

Nous terminons ce tour d'horizon des équations d'état NSE les plus employées aujourd'hui, avec le modèle de Hempel et Schaffner-Bielich (HS) [93], qui tient compte d'un ensemble de plusieurs milliers de noyaux et de nucléons interagissant. Les noyaux sont décrits comme des particules de Maxwell-Boltzmann et les interactions des nucléons sont déterminées par un modèle de champ moyen relativiste employant différentes paramétrisations (TMA, TM1, FSUgold, NL3, DD2, IU-FSU). Les énergies de liaison expérimentales sont considérées quand elles sont disponibles (basées sur la table AUDI 2003 [94]) ou à partir de tables de masses de modèles théoriques quand la valeur expérimentale n'est pas connue. Les états excités sont calculés à l'aide d'une fonction de partition [95] et les énergies coulombienne et d'écrantage sont déterminées dans le cadre de la cellule de Wigner-Seitz. La transition vers la matière homogène est traitée par l'approximation du volume exclu.

Capture électronique

Les réactions de capture électronique jouent un rôle clé dans le scénario de supernova à effondrement de coeur car elles gouvernent la neutronisation de la matière, donc l'évolution de la fraction électronique qui détermine à son tour la composition de la matière via l'équation d'état, la position de formation de l'onde de choc et la quantité de neutrinos émis lors de l'effondrement. Les captures électroniques ont lieu sur les protons libres, eq.23, et liés dans un noyau, eq.22. Bien que le taux de capture électronique pour un proton libre soit d'environ un ordre de grandeur plus important que pour un proton lié (cf figure 1 dans [96]), durant le début de l'effondrement du coeur l'abondance des noyaux est telle qu'il est beaucoup plus probable d'avoir des réactions de capture électronique impliquant des protons liés. Le taux de capture électronique total est alors dominé par les taux de capture électronique sur les noyaux.



La capture électronique est une réaction associée à l'interaction faible, qui peut être vue comme (l'inversée temporelle) de la désintégration β et être donc gouvernée par les mêmes éléments de matrices : deux types de transitions lui sont associés, les transitions de Fermi pour lesquelles il n'y a pas d'échange de spin et les transitions de Gamow-Teller (GT) au cours desquelles le spin est inversé. Les travaux de Bethe et al. [63] ont montré l'importance des transitions GT, lesquelles sont favorisées dans les milieux stellaires où les énergies des électrons sont suffisamment élevées pour induire ce type de transition. Cependant, il n'est pas facile d'estimer avec exactitude la contribution des transitions GT à partir de la structure nucléaire car celles-ci impliquent des états jusqu'à de hautes énergies d'excitations.

La première table des taux de capture électronique calculée pour des conditions de pré-supernovae a été établie par Fuller, Fowler et Newman (FFN) [97]. Elle s'étend entre les masses $20 < A \leq 60$. Les calculs ont été effectués avec un modèle de particules indépendantes (IMP pour "Independent Particle Model" en anglais). Néanmoins la comparaison de ces résultats théoriques avec les distributions des transitions expérimentales mesurées dans le ^{56}Fe [98] montre que le modèle FFN surestime les transitions GT et qu'en réalité la force des transitions GT est répartie sur beaucoup plus d'états dans le noyau final. Plus tard, les travaux de Then, Caurier et al. [99] basés sur des calculs de modèle en couche se sont montrés en bien meilleur accord avec les données expérimentales du fer, ce qui ouvrit la voie à d'autres calculs théoriques basés sur ce type de modèle [100].

Dans les travaux de FFN [97] la capture électronique est modélisée par des transitions de Fermi et Gamow-Teller permises¹², typiquement pour un proton de la couche $f_{7/2}$ donnant un état neutron dans la $f_{5/2}$, permettant ainsi la capture électronique seulement aux noyaux avec $Z > 20$ et $N < 40$ car tous les autres états finaux neutron possibles seraient occupés ce qui d'après le principe de Pauli bloquerait les transitions GT.

Néanmoins des calculs basés sur l'approximation de la phase aléatoire (RPA pour "Random Phase Approximation" en anglais) [101] ont montré l'importance de tenir compte des effets de température finie et d'interaction résiduelle pouvant modifier l'occupation et la position des couches des noyaux initial et final et ainsi permettre les transitions GT. Langanke et Martinez-Pinedo (LMP) [100] ont ainsi proposé une table de taux de capture électronique (appelée aussi table LMP) à partir de calculs de modèle en couche tenant compte des effets de mélanges de couches, pour des noyaux relativement légers $45 \leq A \leq 65$ car les auteurs ont

12. Décroissances les plus probables, pour lesquelles le moment angulaire orbital total, de l'électron et du neutrino électronique, est nul

été limités par la puissance de calcul requise pour tenir compte de la nécessité d'espaces de valences très grands. Les mêmes auteurs ont alors réalisé des calculs "hybrides" basés sur un modèle en couche Monte Carlo (SMMC pour "Shell Model Monte Carlo" en anglais) couplé à un modèle RPA, pour près de 200 noyaux entre $65 \leq A \leq 112$ [96]. À partir de ces résultats, les mêmes auteurs ont proposé une formule analytique permettant d'extrapoler les taux de CE de noyaux plus exotiques :

$$\lambda_{ec}(Q) = \ln 2 \frac{B}{K} \left(\frac{k_B T}{m_e c^2} \right)^5 [F_4(\eta) - 2\chi F_3(\eta) + \chi^2 F_2(\eta)] , \quad (24)$$

où $\chi = (Q + E_i - E_j)/k_B T$ avec Q la "Q valeur" de la réaction de capture électronique et $E_i - E_j$ est la différence d'énergie entre l'état initial et final considérée constante et égale à 2.5 MeV, $\eta = \mu_e + Q + E_i - E_j$ et $B = 4.6$ représente la valeur typique de l'élément de matrice de transition GT (permise ou interdite possiblement jusqu'à l'ordre 4), $K = 6164 \pm 6$ s (expression donnée par l'équation 4 de [100]) et F_k l'intégrale de Fermi relativiste d'ordre k . À noter que cette expression donne le taux de capture électronique intégré sur les énergies des électrons. Dans la simulation numérique de CCSN utilisée dans le dernier chapitre de ce manuscrit les taux de capture électronique sont implémentés via un traitement multigroupe [102] afin d'introduire une dépendance en énergie des neutrinos. Lorsque nous parlerons des taux de capture du modèle de Langanke nous ferons référence au traitement multigroupe de [103] dans lequel nous employons la paramétrisation de Langanke.

Depuis, cette formule analytique a été améliorée par Raduta, Gulminelli et Oertel [104], de façon à corriger les effets de la température et de l'isospin à haute densité d'électrons. Avec la nouvelle paramétrisation, les taux de capture électronique sont globalement plus faibles que ceux estimés avec la formule 24, jusqu'à un ordre de grandeur dans certains cas. De plus, il a été montré que, pour les conditions thermodynamiques d'une trajectoire pré-calculée typique de CCSN, la dynamique d'effondrement peut être significativement différente.

D'autres tables de taux de capture électronique basées sur des calculs de modèle en couche avec une interaction effective et des mesures expérimentales sont disponibles. Nous citerons les tables de Oda et al. [105] établies pour des noyaux compris entre $17 \leq A \leq 41$ et de Pruet et al. [106] établie pour des noyaux compris entre $65 \leq A \leq 82$. Les calculs microscopiques de taux de capture électronique ont été réalisés pour des noyaux relativement petits et pas très riches en neutrons à des gammes de température et de densité limitées. Là où les calculs ne sont pas

disponibles il y a la formule de Langanke, et sa version améliorée [104] pour l'extrapolation à plus grande exotécité.

Masses nucléaires

Une équation d'état réaliste considérant l'ensemble statistique nucléaire, requiert de connaître les énergies de liaison des noyaux, voir par exemple l'équation de Saha 14. L'énergie de liaison (E_{bind}) correspond à l'énergie nécessaire pour dissocier le noyau (A, Z) en ses constituants, Z protons de masse m_p et $N = A - Z$ neutrons de masse m_n :

$$E_{\text{bind}}(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{nuc}}(A, Z)] c^2 . \quad (25)$$

Un noyau lié a une énergie de liaison positive, la masse du noyau est plus petite que la somme de ses constituants. La figure 3 montre l'évolution de l'énergie de liaison par nucléon en fonction du nombre de nucléons A . L'allure générale de cette courbe indique que l'énergie de liaison est faible pour les noyaux légers puis augmente jusqu'à un maximum situé autour du ^{56}Fe , après quoi, elle décroît lentement pour les noyaux lourds. Le fait que les noyaux lourds conservent une énergie de liaison relativement élevée montre que les nucléons interagissent avec leurs voisins les plus proches ce qui témoigne de la courte portée de l'interaction forte. Cette figure permet également de comprendre pourquoi, dans les étoiles, la fusion d'éléments plus lourds que le Fer n'est énergétiquement pas favorable.

L'énergie de liaison E_{bind} est une quantité théorique, expérimentalement la plupart du temps ce sont des ions qui sont mesurés. C'est pourquoi, dans la littérature les résultats sont donnés en termes de masse atomique (M_{at}) ou d'excès de masse atomique (ΔM_{at}), l'énergie de liaison s'exprime en fonction des ces derniers de la façon suivante :

$$E_{\text{bind}}(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - M_{\text{at}}(A, Z) + Zm_e] c^2 - B_{\text{el}}(Z) , \quad (26)$$

où m_e est la masse de l'électron et $B_{\text{el}}(Z)$ l'énergie de liaison des électrons de l'élément Z , donnée dans [85]. La masse atomique s'exprime en fonction de l'excès de masse atomique telle que : $M_{\text{at}}(A, Z) = \Delta M_{\text{at}}(A, Z) + Am_u$, avec m_u la masse atomique unifiée¹³, ainsi :

$$E_{\text{bind}}(A, Z) = [Zm_p + (A - Z)m_n - \Delta M_{\text{at}}(A, Z) - Am_u + Zm_e] c^2 - B_{\text{el}}(Z) . \quad (27)$$

13. m_u vaut, par définition, 1/12 de la masse d'un atome de ^{12}C soit $m_u = 931494,013 \pm 0,037\text{keV}$

L'excès de masse et la masse atomique sont des grandeurs très souvent présentées dans les tables publiées, par exemple [107]. Cette dernière référence est la table des évaluations des masses atomiques (AME pour "Atomic Mass Evaluation" en anglais) la plus récente, nous y ferons référence dans cette thèse par les abréviations AME2016 ou AME16. Une évaluation de masse permet de réduire les erreurs systématiques, en effet, il existe plusieurs méthodes de mesure de masse plus ou moins précises et, pour toutes, les mesures de masses sont relatives, l'évaluation consiste à examiner, sélectionner, corriger, voire rejeter les mesures selon certaines règles pour les rendre aussi homogènes que possible [108].

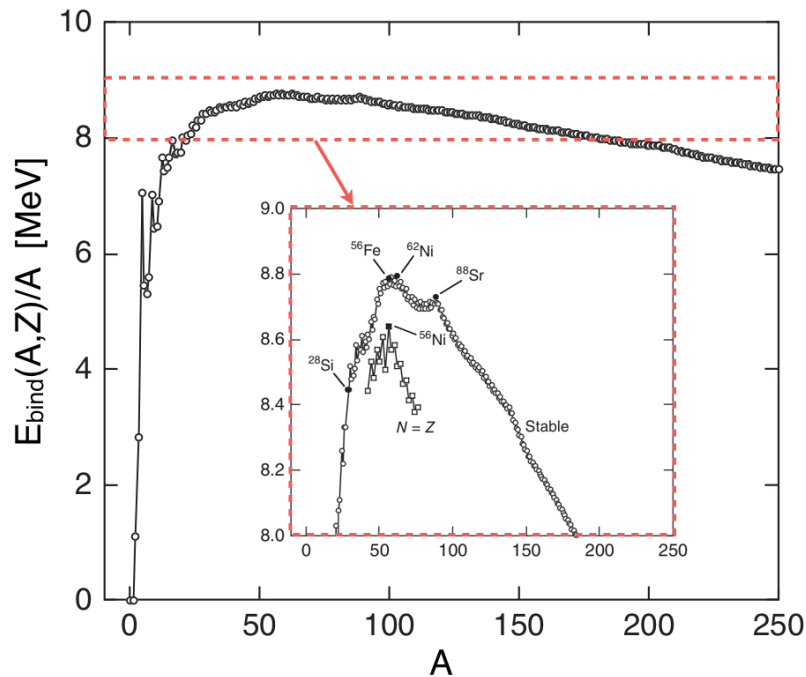


FIGURE 3: Courbe d'Aston, où l'énergie de liaison du noyau par nucléon est tracée en fonction du nombre de nucléons. L'encart rouge est un zoom sur le pic des éléments les plus liés, autour du ^{56}Ni . Figure adaptée de [66].

L'énergie de liaison est une quantité macroscopique qui résulte de l'ensemble des interactions des nucléons du noyau, dès lors il est impossible d'expliquer cette quantité à partir de modèle à particules indépendantes, les modèles macroscopiques et de champ moyen sont plus adaptés à cette problématique. Historiquement, le premier modèle nucléaire élaboré pour reproduire la systématique des énergies de liaison, figure 3, découle d'une vision macroscopique du noyau, assimilé à une goutte liquide [109], ce qui a conduit à la première formule de masse [110, 111]. La comparaison entre les résultats issus de cette formulation et ceux obtenus avec des modèles plus sophistiqués permet, entre autres, de mettre en évidence les effets microscopiques sur les quantités macroscopiques (masses, déformation, moments,...).

Parmi les effets microscopiques qui ne sont pas inclus dans la formulation originelle de la goutte liquide [110, 111], nous pouvons citer l'appariement qui a pour conséquence que les noyaux avec un nombre pair de protons/neutrons sont généralement plus stables que les noyaux voisins avec un nombre impair de protons/neutrons. Par ailleurs, les noyaux avec $Z \approx N$ montrent une énergie de liaison généralement plus importante que celle des noyaux voisins, il s'agit de l'effet Wigner [112]. De plus, grâce aux masses nucléaires il est observé que les noyaux relativement peu exotiques ayant des nombres "magiques" de protons/neutrons égaux à 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 (ce dernier étant jusqu'à présent uniquement observé pour les neutrons) ont des énergies de liaison par nucléon significativement supérieures à leurs voisins. Cette observation fut déterminante pour l'élaboration du premier modèle microscopique [113, 114]. Dans ce modèle, chaque nucléon évolue dans un champ moyen créé par les autres nucléons du noyau sans qu'il n'y ait d'interactions entre eux. Les nucléons (des fermions) occupent en suivant le principe de Pauli les niveaux d'énergie associés au potentiel moyen. Les niveaux d'énergie, appelés aussi couches, sont subdivisés (sous-couches) à cause du couplage entre le spin du nucléon et son mouvement (couplage spin-orbite). Lorsque le nombre de protons et/ou de neutrons est tel qu'un ensemble de sous-couches est complété, il est plus difficile de modifier l'occupation des protons et/ou des neutrons, le noyau gagne en stabilité (appelé noyau magique), i.e. possède une énergie de liaison par nucléon plus importante, de façon similaire au modèle en couches de la physique atomique. Dans ce manuscrit nous appellerons "gap" l'énergie nécessaire pour promouvoir un nucléon d'un groupe de sous-couches complètes tel que le nombre de nucléons soit un nombre magique.

Les noyaux magiques montrent une surstabilité par rapport à leurs voisins, ce qui peut être relié à l'organisation des nucléons au sein du noyau. En comparant les énergies de liaison (les masses) d'isotopes/isotones proches il est possible de contraindre la structure nucléaire. Pour cela nous nous intéresserons aux différences d'énergie de liaison entre deux isotopes/isotones ($S_{2n/2p}$) appelées énergies de séparation de deux neutrons/protons, car cela correspond aussi à l'énergie nécessaire pour retirer deux neutrons/protons au noyau, cette quantité s'exprime en fonction des excès de masse atomique comme :

$$S_{2p}(A, Z) = [\Delta M_{at}(A - 2, Z - 2) - \Delta M_{at}(A, Z) + 2m_p] c^2, \quad (28)$$

$$S_{2n}(A, Z) = [\Delta M_{at}(A - 2, Z) - \Delta M_{at}(A, Z) + 2m_n] c^2. \quad (29)$$

Nous nous intéressons à cette quantité plutôt qu'à l'énergie de séparation d'un proton/neutron car elle permet de s'affranchir des effets d'appariement. Comme le montre la figure 4 (a), représentant les S_{2p} en fonction du nombre de neutrons N , l'espacement entre les S_{2p} des chaînes isotopiques $Z=26$ et $Z=28$ est plus petit que l'espacement entre les S_{2p} des chaînes isotopiques $Z=28$ et $Z=30$ ceci est caractéristique du gap $Z=28$. En effet, l'espacement entre les différentes lignes reflète l'énergie nécessaire pour enlever deux protons/neutrons du noyau tout en conservant le nombre de neutrons/protons. Cette différence d'énergie peut être représentée par la quantité $\Delta_{2p/2n}$ (gap "empirique"), telle que :

$$\begin{aligned}\Delta_{2p}(A, Z) &= S_{2p}(A, Z) - S_{2p}(A + 2, Z + 2) \\ &= [\Delta M_{at}(A + 2, Z + 2) + \Delta M_{at}(A - 2, Z - 2) - 2\Delta M_{at}(A, Z)] c^2\end{aligned}\quad (30)$$

$$\Delta_{2n}(A, Z) = [\Delta M_{at}(A + 2, Z) + \Delta M_{at}(A - 2, Z) - 2\Delta M_{at}(A, Z)] c^2 . \quad (31)$$

Par ailleurs, nous observons une rupture de la pente des S_{2p} autour de $N=28$, ceci est un effet du gap $N=28$. La figure 4 (b) montre les gaps des chaînes isotopiques $Z=26, 28, 30$ en fonction de N , il apparaît clairement que la valeur du gap $Z=28$ est nettement plus élevée que les autres, ainsi les noyaux à $Z=28$ protons sont globalement plus stables que ceux possédant $Z=26$ ou 30 protons. Par ailleurs, nous trouvons des valeurs relativement élevées pour les gaps des chaînes isotopiques à $N \approx 28$, ce qui est en accord avec l'observation faite sur l'évolution des S_{2p} . D'autre part, les points noirs sur la figure 5 (A) montrent l'évolution du gap $N=50$ en fonction de Z . Nous pouvons voir que pour un nombre magique de nucléons, la valeur du gap est très élevée. Cette quantité est souvent utilisée pour confronter les résultats expérimentaux aux prédictions des modèles théoriques, comme le présente la figure 5 (A). Nous pouvons constater une diminution du pouvoir prédictif des modèles théoriques vers les noyaux exotiques, ici à partir de $Z \approx 34 - 35$ ce qui est problématique dans le contexte de l'étude de la matière de supernovae à effondrement de coeur. Effectivement, à cause des processus de déleptonisation le milieu est composé de noyaux riches en neutrons pour lesquels il n'existe pas, la plupart du temps, de valeur expérimentale, or nous avons vu que l'abondance des noyaux dépend de l'énergie de liaison de ces derniers.

Même si le gap empirique est une quantité composée des énergies de liaison de plusieurs noyaux, celle-ci reflète l'énergie nécessaire pour enlever deux neutrons/protons de deux noyaux voisins et donc leur stabilité relative. De fait, la figure 5 (B) montre que les différences en masses sont significatives pour les noyaux magiques et en général pour les noyaux exotiques.

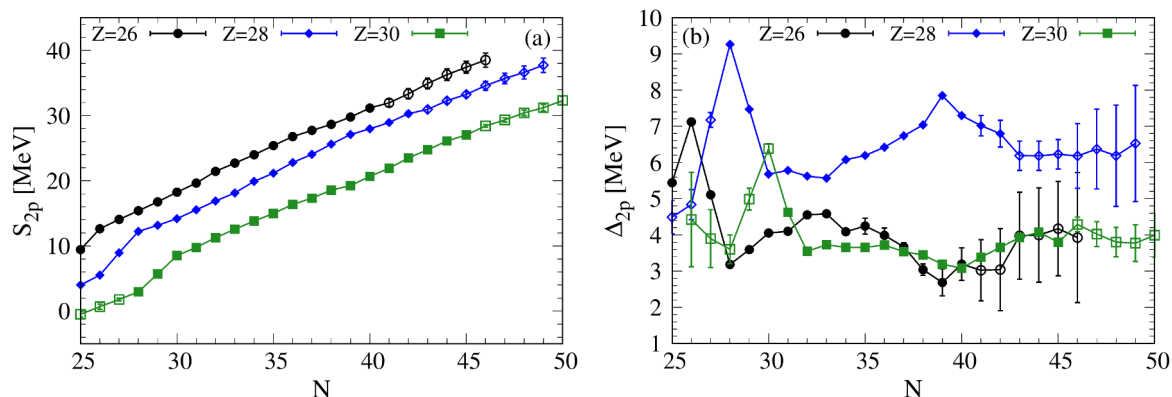


FIGURE 4: (a) énergie de séparation de deux protons en fonction de N pour les chaînes isotopiques $Z=26,28,30$. (b) gap empirique deux protons en fonction de N pour les mêmes chaînes isotopiques. Les points correspondent aux valeurs de l'AME2016 [107], auxquelles sont ajoutées les dernières valeurs des $^{68,69}\text{Co}$ de [115] ainsi que celle des $^{77-79}\text{Cu}$ de [116]. Les points vides correspondent aux extrapolations de l'AME2016.

Parmi les nombreux modèles de masses HFB-24 [117] et DZ10 [86] (ou DZ28) sont ceux qui présentent les erreurs quadratiques moyennes les plus faibles ($\sigma_{rms}(\text{HFB-24}) = 549$ keV et $\sigma_{rms}(\text{DZ10}) = 667$ keV par rapport à la table de masse AME2012 [85]), de plus, HFB-24 est un des modèles de l'équipe de Bruxelles-Montréal développé pour l'astrophysique nucléaire. Il est intéressant de voir que bien que ces modèles soient globalement précis pour estimer les masses nucléaires (cf σ_{rms}) leurs prédictions pour le gap $N=50$ diffèrent grandement pour les noyaux riches en neutrons, le modèle DZ10 a une tendance à sur-estimer les valeurs expérimentales, tandis que le modèle HFB-24 a tendance à les sous-estimer. Or il a été montré dans [4, 5] que les noyaux influençant le plus la déleptonisation au cours de l'effondrement sont situés dans la région du ^{78}Ni ($Z=28, N=50$). Au cours de cette thèse nous ferons régulièrement référence à ces deux modèles de masses, car nous souhaitons étudier l'influence des masses nucléaires sur la simulation de CCSN. Prendre les deux modèles extrêmes nous permet ainsi de définir l'incertitude sur les résultats de simulation vis à vis du choix du modèle de masse.

Modèle HFB-24 :

Le modèle HFB-24 est une des versions des modèles développés à partir des années 2000 par [118], il s'agit d'une approche Hartree-Fock Bogoliubov (HFB) [119, 120, 121] qui tient compte de l'appariement avec une interaction phénoménologique, qui conserve exactement le nombre de particules et va ainsi au-delà de l'approche BCS Bardeen-Cooper-Schrieffer [122]. La première approche consiste à trouver une solution proche de l'équation de Schrödinger

du système de nucléons indépendants en utilisant le principe variationnel pour estimer la fonction d'onde, ceci en partant de fonctions d'onde d'essais sous la forme d'un déterminant de Slater. Les fonctions d'ondes et les niveaux d'énergies des nucléons indépendants sont déterminés en résolvant le système d'équations de Hartree-Fock. Le potentiel utilisé est dérivé d'une interaction effective phénoménologique de type Skyrme [123].

Dans le cas du modèle HFB-24 il est utilisé une force de Skyrme étendue (BSk24) qui est déterminée, entre autres, de façon à optimiser l'ajustement des paramètres pour 2353 valeurs de masses expérimentales de la table AME2012 [85] ainsi qu'à partir de calculs réalistes de matière nucléaire et neutronique infinie. Les corrélations d'appariement viennent du traitement de la théorie HFB effectué dans le cadre de la méthode de Bogoliubov [121]. Un terme phénoménologique destiné à corriger l'énergie de Wigner est ajouté à l'énergie de liaison finalement obtenue.

Modèle de Duflo-Zucker :

Le modèle Duflo-Zucker (DZ) [86] est un modèle phénoménologique inspiré du modèle en couches développé au milieu des années 1990. Le modèle de DZ est basé sur une fonctionnelle des occupations orbitales du modèle en couches avec interactions. L'interaction est déterminée par deux termes différents dans l'hamiltonien, un terme de monopole et un terme multipole. Le premier explique les propriétés du noyau à la saturation et des états à une particule. Le second est un terme pour tenir compte des effets de la déformation, de l'énergie de symétrie et de l'énergie coulombienne. Il y a plusieurs versions du modèle DZ. Le modèle original (DZ10) contient 10 paramètres [86], quatre macroscopiques incluant l'énergie coulombienne, de symétrie, de symétrie de surface, et d'appariement, ainsi que six termes monopolaires. Une version à 33 paramètres existe [86], dans celle-ci il y a 28 termes monopolaires et 5 termes macroscopiques pour tenir compte de l'énergie coulombienne, de symétrie, de symétrie de surface et deux termes d'appariement. Les paramètres ont été ajustés sur la table de masse AME2012 [85] avec un écart quadratique moyen de $\sigma_{rms}(\text{DZ10}) = 667 \text{ keV}$ [124].

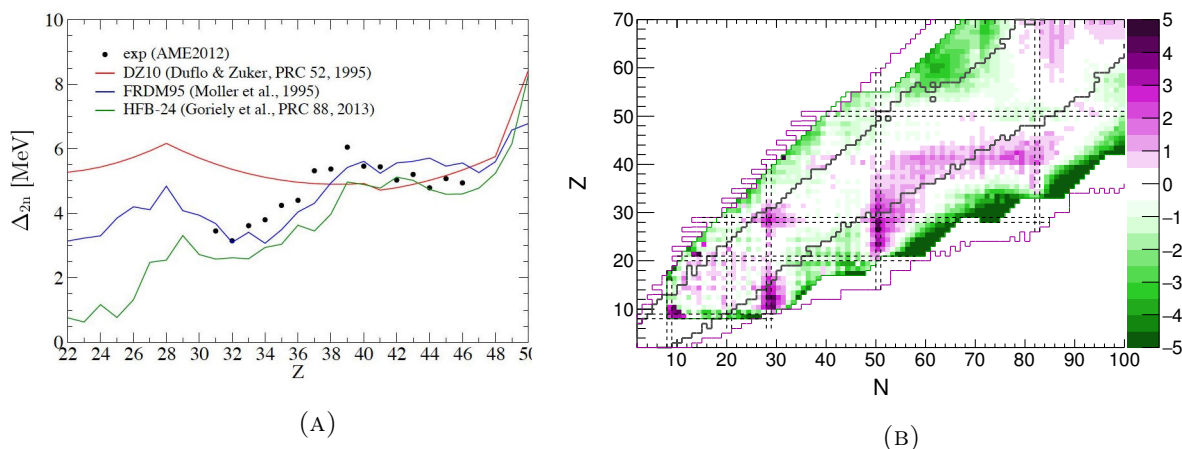


FIGURE 5: (A) évolution du gap empirique $N=50$ en fonction du nombre de protons Z . Les points noirs sont les données expérimentales et les lignes colorées différents modèles de masses. (B) carte des nucléides montrant la différence en MeV entre les excès de masse prédits par le modèle HFB-24 [117] et les excès de masse prédits par le modèle DZ10 [86] : $\Delta M_{\text{at}}(A, Z)_{\text{HFB-24}} - \Delta M_{\text{at}}(A, Z)_{\text{DZ10}}$. La différence peut être supérieure (inférieure) à +5 (-5) MeV dans ces cas la couleur est la même qu'à +5 (-5) MeV. Les traits pleins noirs délimitent la zone où les excès de masse sont connus expérimentalement [107], les traits pointillés indiquent les nombres magiques du modèle en couches sphériques. Les lignes magenta et vertes délimitent les tables, respectivement, des modèles DZ10 et HFB-24.

Organisation de la thèse :

Nous rappelons ici brièvement le plan donné en préambule. Dans un premier chapitre nous présenterons le nouveau formalisme d'équilibre statistique nucléaire obtenu perturbativement à partir d'une équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen. Après avoir présenté les effets du modèle de masse sur les distributions de noyaux nous détaillerons la procédure expérimentale de mesure de masse jusqu'à l'interprétation des résultats. Dans le deuxième chapitre nous introduirons le choix de la méthode expérimentale, puis nous décrirons le dispositif IGISOL où nous avons réalisé les mesures, et plus spécifiquement le principe du piège de Penning, le dispositif de mesures de masses utilisé. Le troisième chapitre sera consacré aux calculs préparatoires d'optimisation des paramètres expérimentaux et aux résultats des tests en ligne. Dans le chapitre quatre nous détaillons l'analyse et les résultats des mesures de masses. Finalement, le dernier chapitre présentera l'implémentation de l'équation d'état de Lattimer et Swesty [6] avec traitement perturbatif NSE dans un code de simulation hydrodynamique 1D de CCSN, à partir de quoi nous avons étudié les effets de différents paramètres microphysiques.

Chapitre 1

Nouveau traitement statistique perturbatif des équations d'état basées sur l'approximation du noyau moyen

Aux conditions thermodynamiques (ρ, Y_e, T) caractéristiques d'une trajectoire de supernovae à effondrement de coeur [48] la matière qui constitue le coeur de l'étoile durant la phase d'effondrement est composée d'une variété de noyaux, de nucléons libres, de leptons (principalement des électrons) et des photons. Pour avoir une description réaliste des quantités micro-physiques il faut tenir compte de l'ensemble des noyaux présents (cf introduction 1), la majorité des nucléons restant liés dans des noyaux tout au long de l'effondrement [63, 34]. La persistance d'un noyau dans le milieu et sa probabilité de capturer un électron du milieu étant dépendantes de son énergie de liaison, il est intéressant de quantifier dans quelle proportion les différents modèles théoriques nucléaires de masses changent la composition du coeur de supernovae et potentiellement la dynamique de l'effondrement [80, 83]. Dans la pratique, la plupart des codes de CCSN utilisent des équations d'état basées sur l'approximation du noyau moyen (SNA, en anglais pour "Single Nucleus Approximation"), ce qui ne permet pas de mettre en évidence l'effet des masses de façon correcte, pour cela les modèles d'équilibre statistique nucléaire (NSE, en anglais pour "Nuclear Statistical Equilibrium") sont utilisés dans les simulations d'effondrement. Or les équations d'état NSE sont normalement employées sous forme de table pré-calculées pour une gamme donnée de température, densité, et fraction électronique. Les paramètres du modèle nucléaire sous-jacent (dont le modèle de

masse) ne sont par conséquent pas modifiables de façon simple. Par conséquent, ce type de modèle NSE ne permet pas d'étudier l'impact des masses nucléaires indépendamment des autres paramètres nucléaires de l'équation d'état, cf introduction 1.

Afin de réaliser des études systématiques sur les différents ingrédients microphysiques nous avons élaboré un nouveau traitement d'équilibre nucléaire statistique à partir d'équations d'état basées sur l'approximation du noyau moyen (SNA). Nous présenterons d'abord dans ce chapitre le formalisme théorique utilisé [125], ensuite nous détaillerons comment nous avons appliqué notre nouveau traitement statistique à l'équation d'état de Lattimer et Swesty (LS) [6] SNA. *In fine*, nous comparerons les distributions statistiques des noyaux, ainsi que les distributions de taux de capture électronique (CE) associées, obtenues avec différents modèles de masses pour un exemple donné de trajectoire de supernovae à effondrement de coeur (CCSN).

1.1 Modèle d'équilibre statistique nucléaire d'une cellule de Wigner-Seitz.

Tout d'abord, une manière de traiter la matière inhomogène, du coeur d'une étoile massive en effondrement gravitationnel jusqu'à des densités proches de ρ_0 (cf introduction 1), est de considérer le milieu en équilibre thermodynamique comme étant un réseau de cellules de Wigner-Seitz (WS) [126]. Chaque cellule est supposée sphérique, centrée sur un noyau immergé dans un gaz de nucléons libres (neutrons et protons), de leptons et de photons. Dans cette description, la condition de neutralité de la cellule définit sa taille, la charge totale des baryons doit être égale à la charge due aux leptons du gaz.

Comme il a été discuté en introduction 1 pour décrire un système thermodynamique à l'équilibre il est plus facile de calculer un potentiel thermodynamique, par exemple l'énergie libre d'Helmholtz (F) si l'on considère les variables naturelles V, T, n_i , que sont respectivement le volume, la température et la densité numérique de l'espèce i dans le système, puis d'en dériver d'autres grandeurs intensives thermodynamiques. L'équation d'état est obtenue en minimisant l'énergie libre du système, par rapport aux variables variationnelles de telle façon que les conservations de la charge et de la masse soient respectées. Considérons un modèle d'équation d'état où l'énergie libre d'une cellule de Wigner-Seitz F_{WS} est exprimée en fonction de paramètres variationnels. À température finie, différents états microscopiques (j) sont possibles [83], i.e. cellules de WS de compositions différentes. Nous considérons un système

de très grand volume $V \rightarrow \infty$ contenant un très grand nombre de cellules de WS différentes, pour un nombre total de baryons et une charge fixée, l'ensemble de ces cellules placent le système dans la configuration macroscopique $k = \{N_j(k), j = 1, \dots, \infty\}$ où $N_j(k)$ est le nombre de cellules (j) dans la configuration k . Le volume total du système dans la configuration k qui contient les différentes cellules WS de volumes $V_C^{(j)}$ est alors :

$$V(k) = \sum_j N_j(k) V_C^{(j)} , \quad (1.1)$$

D'autre part, l'énergie libre totale du système s'écrit :

$$F_{\text{tot}}(k) = \sum_j N_j(k) F_{\text{WS}}^{(j)} . \quad (1.2)$$

À noter que dans cette thèse nous avons choisi de symboliser l'énergie libre totale d'Helmholtz (Gibbs) par " F " (" G "), la densité d'énergie libre par " \mathcal{F} " (" \mathcal{G} ") et l'énergie libre par baryon par " f ". Nous pouvons décrire la cellule WS en utilisant les variables variationnelles $\{A, Z, n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}, V_C\}$ où A et Z sont respectivement les nombres de masse et de charge du noyau, n_{ng} et n_{pg} les densités de neutrons libres et protons libres dans le gaz, on a alors $F_{\text{WS}}^{(j)} = F_{\text{WS}}(A^{(j)}, Z^{(j)}, n_{\text{ng}}^{(j)}, n_{\text{pg}}^{(j)}, V_C^{(j)})$. D'autres paramétrisations sont possibles, dans la deuxième section nous utiliserons les variables variationnelles adaptées à la description d'une cellule WS dans le cadre de l'EoS élaborée par Lattimer et Swesty [6].

L'énergie libre d'une cellule peut s'écrire comme la somme des énergies libres de ses différents constituants, ainsi :

$$F_{\text{WS}} = F_{\text{nuc}} + F_g + F_{\text{lept}} + F_\gamma , \quad (1.3)$$

où F_{nuc} , F_g , F_{lept} et F_γ correspondent aux énergies libres apportées respectivement par le noyau, les gaz de nucléons libres, de leptons et de photons. Ces deux derniers étant considérés comme des gaz relativistes et uniformes, les énergies libres correspondantes peuvent être traitées indépendamment de la partie baryonique (cf annexe A de [125] pour le calcul détaillé). Dans la suite de ce chapitre nous allons nous intéresser à la minimisation du terme $F_{\text{bar}} = F_{\text{nuc}} + F_g$. Nous pouvons réécrire ce dernier en explicitant le terme d'interaction avec le milieu δF qui, par exemple, contient l'approximation du volume exclu et comprend les corrections pour tenir compte de l'écrantage du champ coulombien des noyaux dû au gaz de leptons :

$$F_{\text{bar}}(k) = \sum_j N_j(k) \left[F_{\text{nuc,vac}}^{(j)} + \mathcal{F}_g^{(j)} V_C^{(j)} + \delta F^{(j)} \right] , \quad (1.4)$$

où \mathcal{F}_g est la densité d'énergie libre du gaz homogène de nucléons libres ($\mathcal{F}_g^{(j)} = \mathcal{F}_g$) et $F_{\text{nuc,vac}}$ est l'énergie libre du noyau (A, Z) dans le vide. Par la suite nous engloberons δF et $F_{\text{nuc,vac}}$ dans un seul terme d'énergie libre du noyau : $F_{\text{nuc}} = F_{\text{nuc,vac}} + \delta F$. Compte-tenu que le système est à la limite thermodynamique (nombre de cellules $N \rightarrow \infty$, volume $V \rightarrow \infty$ et $N/V = C^{te}$), la probabilité d'avoir le système dans la configuration k peut s'écrire :

$$p_\beta(k) = \frac{1}{\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}}} \exp(-\beta F_{\text{bar}}(k)) , \quad (1.5)$$

où $\beta = (k_B T)^{-1}$, k_B étant la constante de Boltzmann, T la température et $\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}}$ la fonction de partition canonique telle que :

$$\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}} = \sum_k \exp(-\beta F_{\text{bar}}(k)) , \quad (1.6)$$

De manière analogue aux calculs présentés dans [83], en considérant la densité du gaz de nucléons libres identique dans toutes les cellules WS ($\sum_j N_j(k) \mathcal{F}_g V_C^{(j)} = V \mathcal{F}_g$) et de telle façon que la limite thermodynamique soit préservée et que les effets du milieu soient inclus dans le terme du noyau "nuc", nous explicitons $\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}}$ comme :

$$\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}} = \left(z_\beta^g\right)^V \sum_k \prod_j \frac{\left(w_\beta^{\text{nuc}}\right)^{N_j(k)}}{N_j(k)!} , \quad (1.7)$$

avec $w_\beta^{\text{nuc}} = \exp[-\beta F_\beta^{\text{nuc}}]$ et $z_\beta^g = \exp[-\beta \mathcal{F}_g]$ la fonction de partition du gaz de nucléons libres homogène. $\mathcal{Z}_\beta^{\text{bar}}$ peut être calculée numériquement par méthode Monte Carlo [82] ou analytiquement [127, 128]. La résolution de ces équations nécessite des temps de calculs assez longs, il n'est pas avantageux de ce point de vue là de travailler avec un ensemble canonique. Pour cette raison nous avons traité l'ensemble statistique avec la représentation grand canonique. Ce formalisme a déjà été employé pour décrire la matière nucléaire dense d'objets astrophysiques [129].

Étant donné les contraintes de conservation du nombre total de baryons ($N = N_p + N_n$: nombre total de protons plus nombre total de neutrons) et de la charge du système, les potentiels chimiques $\mu_i = \partial F_{\text{bar}}(k) / \partial N_i$ ($i = p, n$) sont indépendants de la configuration (k) du système. Pour chaque configuration nous obtenons le "grand potentiel" $\Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}}(k)$ par

transformation de Legendre de l'énergie libre d'Helmholtz $F_{\text{bar}}(k)$:

$$\Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}}(k) = F_{\text{bar}}(k) - \sum_j N_j(k) (\mu_n N_{\text{WS}}^{(j)} + \mu_p Z_{\text{WS}}^{(j)}) , \quad (1.8)$$

où μ_n (μ_p) sont les potentiels chimiques des neutrons et des protons du gaz indépendants dans la configuration k (cf annexe A de [125]). Les nombres de protons et de neutrons dans une cellule peuvent être écrits en découplant les contributions du noyau et du gaz :

$$N_{\text{WS}}^{(j)} = N^{(j)} + n_{\text{ng}} V_{\text{C}}^{(j)} , \quad (1.9)$$

$$Z_{\text{WS}}^{(j)} = Z^{(j)} + n_{\text{pg}} V_{\text{C}}^{(j)} . \quad (1.10)$$

Puisque nous supposons que le gaz de neutrons et protons libres uniforme dans le volume total, et que la densité du gaz est identique dans chaque cellule (j), les potentiels chimiques μ_p, μ_n sont indépendants de la cellule. À noter que les équations 1.9, 1.10 changent si l'équation d'état considérée tient compte des interactions avec le milieu par la méthode du volume exclu. Dans ce cas, il faut remplacer N par $N_r - n_{\text{ng}} V_{\text{N}}$ et Z par $Z_r - n_{\text{pg}} V_{\text{N}}$, où V_{N} est le volume du noyau et N_r, Z_r le nombre de neutrons et protons dans la partie dense de la cellule. D'autre part, nous pourrions nous attendre à ce que n_{ng} et n_{pg} soient dépendants de k , toutefois ce n'est pas le cas car le nombre de baryons est conservé, la densité de leptons est par définition indépendante de k et chaque cellule WS est considérée électriquement neutre. En substituant les équations 1.9, 1.10 dans 1.8 nous obtenons :

$$\begin{aligned} \Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}}(k) &= \sum_j N_j(k) \left[F_{\text{nuc}}^{(j)} - \mu_n N^{(j)} - \mu_p Z^{(j)} \right] \\ &+ V [\mathcal{F}_g - \mu_n n_{\text{ng}} - \mu_p n_{\text{pg}}] . \end{aligned} \quad (1.11)$$

à partir de laquelle nous pouvons dissocier les contributions du noyau 1.12 et du gaz 1.13 de l'énergie libre de Gibbs baryonique :

$$G_{\text{nuc}}^{(j)} = F_{\text{nuc}}^{(j)} - \mu_n N^{(j)} - \mu_p Z^{(j)} , \quad (1.12)$$

$$\mathcal{G}_g = \mathcal{F}_g - \mu_n n_{\text{ng}} - \mu_p n_{\text{pg}} . \quad (1.13)$$

Les expressions de \mathcal{F}_g et $F_{\text{nuc}}^{(j)}$ dépendent de l'équation d'état considérée. Il a été remarqué [83] que, pour une équation d'état basée sur la théorie de la fonctionnelle de la densité, $F_{\text{nuc}}^{(j)}$ dépend de la densité et, par conséquent, de $N_j(k)$ à cause de la conservation de la charge et

du nombre baryonique. Cela conduit à une expression de $G_{\text{nuc}}^{(j)}$ auto-cohérente. Dans ce cas un terme de ré-arrangement doit être ajouté à l'énergie libre afin d'assurer l'équivalence entre le formalisme canonique et grand canonique, l'énergie libre effective s'écrit :

$$\tilde{F}_{\text{nuc}}^{(j)} = \frac{\partial \langle F_{\text{bar}} \rangle_k}{\partial \langle N_j \rangle_k} = F_{\text{nuc}}^{(j)} + \langle N_j \rangle_k \left. \frac{\partial F_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial \langle N_j \rangle_k} \right|_{n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}, \langle N_i \rangle_{k, i \neq j}}, \quad (1.14)$$

où $\langle F_{\text{bar}} \rangle_k = F_{\text{bar}}(\{\langle N_j \rangle_k\})$. La dérivation partielle de F_{bar} se fait à $n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}$ constant car dans 1.4, $\sum_j N_j(k) \mathcal{F}_g V_C^{(j)} = V \mathcal{F}_g$ ne dépend pas de $N_j(k)$ puisque la densité du gaz est identique dans toutes les cellules. La composante baryonique du "grand potentiel" total effectif devient alors :

$$\Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}}(k) = \sum_j N_j(k) \tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)} + \mathcal{G}_g V, \quad (1.15)$$

avec,

$$\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)} = \frac{\partial \langle \Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}} \rangle_k}{\partial \langle N_j \rangle_k} = G_{\text{nuc}}^{(j)} + \langle N_j \rangle_k \left. \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial \langle N_j \rangle_k} \right|_{n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}, \langle N_i \rangle_{k, i \neq j}}. \quad (1.16)$$

La fonction de partition grand canonique associée,

$$\tilde{\mathcal{Z}}_{\beta \mu_n \mu_p}^{\text{bar}} = \sum_k \exp(-\beta \Omega_{\mu_n \mu_p}^{\text{bar}}(k)), \quad (1.17)$$

se factorise sous la forme suivante, sous réserve que la limite thermodynamique soit respectée ainsi que la répartition du gaz de nucléons libres dans le système soit uniforme et que les effets du milieu soient inclus dans $F_{\text{nuc}}^{(j)}$:

$$\tilde{\mathcal{Z}}_{\beta \mu_n \mu_p} = \tilde{\mathcal{Z}}_{\text{nuc}} (z_{\beta \mu_n \mu_p})^V, \quad (1.18)$$

avec la fonction de partition relative aux noyaux :

$$\tilde{\mathcal{Z}}_{\text{nuc}} = \sum_k \exp \left(-\beta \sum_j N_j(k) \tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)} \right). \quad (1.19)$$

Nous pouvons traiter cette fonction de partition de manière analogue à celle d'un gaz de Maxwell-Boltzmann, ainsi :

$$\begin{aligned}\tilde{Z}_{\text{nuc}} &= \prod_j \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\left(\exp(-\beta\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)})\right)^n}{n!} \\ &= \prod_j \exp(w_{\beta\mu_n\mu_p}^{(j)}),\end{aligned}\quad (1.20)$$

où $w_{\beta\mu_n\mu_p}^{(j)} \equiv \exp(-\beta\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)})$. De façon similaire aux calculs présentés dans [83], grâce aux propriétés de l'ensemble grand canonique, la multiplicité moyenne du noyau de la cellule WS j est :

$$\langle N_j \rangle_k = \frac{\partial(\ln \tilde{Z}_{\text{nuc}})}{\partial(\beta\mu_j)} = w_{\beta\mu_n\mu_p}^{(j)} = \exp\left(-\beta\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)}\right), \quad (1.21)$$

avec $\mu_j = \mu_n N^{(j)} + \mu_p Z^{(j)}$. Finalement la probabilité d'obtenir le noyau j s'exprime comme :

$$p_j = \frac{\langle N_j \rangle_k}{\sum_j \langle N_j \rangle_k} = \frac{\exp(-\beta\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)})}{\sum_j \exp(-\beta\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)})}. \quad (1.22)$$

Étant donné la condition de conservation de la charge globale dans chaque cellule, on a :

$$n_p = \frac{\sum_j N_j(k) Z^{(j)}}{V} + n_{\text{pg}} = \frac{Z^{(j)}}{V_C^{(j)}} + n_{\text{pg}}, \quad (1.23)$$

Nous pouvons exprimer le terme de réarrangement tel que :

$$\langle N_j \rangle_k \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial \langle N_j \rangle_k} = -V_C^{(j)} \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial V_C^{(j)}} \frac{\langle N_j \rangle_k V_C^{(j)}}{V}, \quad (1.24)$$

cela fait apparaître une dépendance explicite de $\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)}$ en $\langle N_j \rangle_k$ et donc l'équation 1.22 est auto-cohérente. La résolution d'une telle équation peut être simplifiée par le biais de quelques approximations. En effet, d'après les équations 1.12 et 1.16 nous constatons que $\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)}$ doit être proportionnel à $A^{(j)} = Z^{(j)} + N^{(j)}$. Nous pouvons extraire cette variable de l'équation 1.24 en remarquant que $V_C^{(j)} = A^{(j)} / (n_B - n_g)$ et moyenner le reste de l'expression sur toutes les cellules j sachant que $\langle \langle N_j \rangle_k V_C^{(j)} \rangle_j = V$:

$$\langle N_j \rangle_k \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial \langle N_j \rangle_k} \approx -V_C^{(j)} \left\langle \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial V_C^{(j)}} \right\rangle_j = -\frac{A^{(j)}}{n_B - n_g} \left\langle \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial V_C^{(j)}} \right\rangle_j. \quad (1.25)$$

Dans cette équation $\langle \partial G_{\text{nuc}}^{(j)} / \partial V_{\text{C}}^{(j)} \rangle_j$ est la valeur la plus probable de $\partial G_{\text{nuc}} / \partial V_{\text{C}}$ sur l'ensemble des cellules de WS, ce terme est identique à celui obtenu avec un modèle basé sur l'approximation du noyau moyen. L'expression finale de l'énergie libre de Gibbs de la partie dense d'une cellule WS j 1.16 est alors :

$$\tilde{G}_{\text{nuc}}^{(j)} = G_{\text{nuc}}^{(j)} - \frac{A^{(j)}}{n_{\text{B}} - n_{\text{g}}} \left(\frac{\partial G_{\text{nuc}}}{\partial V_{\text{C}}} \right)_{\text{SNA}} . \quad (1.26)$$

En choisissant de décrire les cellules de WS avec les variables variationnelles $\{A, Z, n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}, V_{\text{C}}\}$ 1.22 devient :

$$p(A, Z) = \frac{\exp(-\beta \tilde{G}_{\text{nuc}}(A, Z))}{\sum_{A, Z} \exp(-\beta \tilde{G}_{\text{nuc}}(A, Z))} , \quad (1.27)$$

où $n_{\text{ng}}, n_{\text{pg}}$ sont données par le modèle SNA utilisé et où le volume d'une cellule est déduit de la condition de neutralité :

$$V_{\text{C}} = \frac{Z}{n_{\text{B}} Y_{\text{p}} - n_{\text{pg}}} , \quad (1.28)$$

avec Y_{p} la fraction protonique. L'EoS basée sur l'approximation du noyau moyen peut être retrouvée en appliquant le principe variationnel sous contraintes (conservation de la charge et du nombre de baryons) à la densité d'énergie libre d'Helmholtz \mathcal{F}_{bar} , les calculs sont développés dans l'annexe B de [125].

Pour résumer, nous avons montré dans cette partie comment développer un modèle statistique nucléaire (NSE) de manière perturbative à partir d'une quelconque équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen (SNA). La section suivante présente un exemple d'application de notre formalisme à l'équation d'état de Lattimer et Swesty (LS) [6].

1.2 Exemple d'application du nouveau formalisme à l'équation d'état de Lattimer et Swesty.

L'équation d'état proposée par Lattimer et Swesty [6] est une équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen (SNA) (cf introduction 1). Dans ce modèle la matière est considérée comme un ensemble de cellules de WS neutres possédant chacune en son centre un même noyau, celui qui est le plus favorable d'un point de vue thermodynamique, entouré par un gaz de protons et de neutrons libres ainsi que des particules alpha (α) (représentant les noyaux légers de la distribution), immergés dans un gaz uniforme d'électrons/positrons et

photons libres. Les interactions nucléon-nucléon, pour des nucléons du noyau ou libres, sont décrites par une interaction de type Skyrme simplifiée [73]. Les particules α sont décrites comme étant des sphères dures de volume $v_\alpha = 24 \text{ fm}^3$ régies par les caractéristiques du gaz idéal de Boltzmann. Les interactions au sein d'une cellule WS entre le noyau, le gaz de nucléons et les α libres sont traitées avec la méthode du volume exclu. Au fur et à mesure que la densité du milieu augmente, les noyaux se déforment jusqu'à former une structure en bulles (matière nucléaire dense entourant une bulle de gaz), l'évolution de la forme du noyau (de la phase dense) résulte de la compétition entre l'énergie de surface et l'énergie coulombienne. Finalement, lorsque la densité approche la densité de saturation nucléaire ($n_S = 0.155 \text{ fm}^{-3}$), la transition entre la phase comportant des noyaux et la phase de matière nucléaire uniforme est déterminée via une construction de Maxwell (en utilisant la règle du palier de Maxwell) [6].

Pour un set donné de densité baryonique numérique n_B , température T et fraction électronique Y_e (équivalent à la fraction protonique Y_p d'après la condition de neutralité), l'équation d'état est obtenue en minimisant l'énergie libre d'Helmholtz d'une cellule (toutes les cellules sont identiques d'après l'approximation SNA). L'énergie libre peut être écrite comme la somme des énergies libres de ses constituants et les termes non baryoniques peuvent être minimisés indépendamment comme nous l'avons évoqué dans [125]. Il y a sept variables choisies pour décrire une cellule WS, $\{x_k\} = \{n_i, x_i, u, r_N, n_\alpha, n_{no}, n_{po}\}$, où n_i et x_i sont respectivement la densité de nucléons et la fraction protonique dans le noyau, u est la fraction de volume de la cellule occupé par le noyau : $u = V_N/V_C$, avec $V_N = 4\pi r_N^3/3$ où r_N est le rayon du noyau, n_α, n_{no}, n_{po} sont respectivement les densités numériques des particules α , des neutrons et protons libres dans le gaz entourant le noyau. En raison des contraintes de conservation de la charge et du nombre de baryon, il n'y a plus que cinq variables indépendantes : $\{x_k\} = \{n_i, x_i, u, r_N, n_\alpha\}$ [6].

Dans [6] (eq 2.21a,b,c,d) les paramètres de l'interaction de type Skyrme sont exprimés en fonction de d'autres paramètres expérimentaux usuellement utilisés pour décrire la matière nucléaire symétrique à température nulle et à la densité de saturation (n_S) : n_S , l'énergie de liaison B , le module d'incompressibilité K_S , la masse effective d'un nucléon m^* , l'énergie de

symétrie de volume S_V , ils valent dans l'EoS LS :

$$n_S = 0.155 \text{ fm}^{-3}$$

$$B = 16.0 \text{ MeV}$$

$$K_S = 180, 220 \text{ ou } 375 \text{ MeV}$$

$$m^* = m$$

$$S_V = 29.3 \text{ MeV} .$$

Les valeurs données ici datent d'avant 1991, l'année de publication de [6], depuis d'autres résultats expérimentaux et observations ont précisé ces paramètres [130]. Plusieurs paramétrisations du module d'incompressibilité sont possibles, dans la suite nous avons réalisé nos calculs en utilisant $K_S = 220 \text{ MeV}$ car il s'agit de la valeur la plus proche des données expérimentales connues actuellement [131]. Nous remarquerons également qu'une correction mineure a été apportée (rapportée, par exemple, dans [132, 133]) à la version originale du code [74], l'énergie de liaison des particules α doit être déterminée par rapport à la masse du neutron comme il est établi conventionnellement dans [6].

La minimisation est alors réalisée en calculant les dérivées partielles de l'énergie libre d'Helmholtz totale baryonique par rapport à ces cinq variables indépendantes, ce qui revient à résoudre un système de cinq équations d'équilibres. Ces résultats peuvent être retrouvés en utilisant le principe variationnel sous contraintes qui consiste à minimiser une fonction auxiliaire composée de la densité d'énergie libre et de multiplicateurs de Lagrange associés aux variables variationnelles. Cependant, pour établir la distribution de noyaux à partir de la densité d'énergie libre nous devons utiliser le formalisme grand canonique comme nous l'avons décrit dans la section précédente. Pour cela, nous découplons les densités d'énergies libres de Gibbs des gaz de nucléons libres (\mathcal{G}_o) et de particules α (\mathcal{G}_α) de l'énergie libre de Gibbs de la partie baryonique dense (noyau) d'une cellule j de WS ($G_{\text{nuc}}^{(j)}$) :

$$G_{\text{nuc}}^{(j)} = F_{\text{nuc}}^{(j)} - \mu_n N^{(j)} - \mu_p Z^{(j)} , \quad (1.29)$$

$$\mathcal{G}_o = \mathcal{F}_o - \mu_n n_{no} - \mu_p n_{po} , \quad (1.30)$$

$$\mathcal{G}_\alpha = \mathcal{F}_\alpha - \mu_\alpha n_\alpha , \quad (1.31)$$

où μ_α est le potentiel chimique des particules α . En respectant le formalisme de [6], nous exprimons l'énergie libre du noyau :

$$F_{\text{nuc}} = V_{\text{N}} [n_i(f_{\text{b}} + f_{\text{sc}} + f_{\text{H}}) - f_\alpha n_\alpha - (1 - n_\alpha v_\alpha) n_o f_o] - n_\alpha v_\alpha n_o f_o V_{\text{C}} , \quad (1.32)$$

où f_{b} , f_{sc} et f_{H} sont respectivement les contributions à l'énergie libre par baryon associées au milieu infini uniforme, aux énergies de surface et coulombienne et au mouvement de translation du noyau, avec également $n_o = n_{\text{no}} + n_{\text{po}}$. Dans cette expression (1.32), la cellule est caractérisée par les variables du noyau $\{x_k\} = \{n_i, x_i, V_{\text{N}}, u\} = \{n_i^{(j)}, x_i^{(j)}, V_{\text{N}}^{(j)}, u^{(j)}\}$, avec par ailleurs le volume de la cellule $V_{\text{C}} = V_{\text{C}}^{(j)}$ puisque le gaz de nucléons libres et de particules alpha est supposé réparti uniformément dans chaque cellule. Nous noterons dans 1.32 la présence des énergies libres par baryon du gaz de particules α (f_α) et de nucléons libres (f_o), les termes qui leur sont associés correspondent à la correction du volume exclu δF (eq 1.4) employée pour tenir compte des interactions entre le noyau et le gaz. Considérant cette correction, le nombre de nucléons dans la partie dense n'est pas directement le A du noyau mais est défini pour chaque cellule par $A_r = n_i V_{\text{N}}$ ($Z_r = x_i n_i V_{\text{N}}$), d'autre part, la conservation de la charge pour une cellule WS s'écrit :

$$n_{\text{p}} = \frac{\sum_j \langle N_j \rangle_k V_{\text{N}}^{(j)} (x_i^{(j)} n_i^{(j)} - n_{\text{pg}})}{V} + n_{\text{pg}} , \quad (1.33)$$

avec $n_{\text{pg}} = 2n_\alpha + n_{\text{po}}(1 - n_\alpha v_\alpha)$. Étant donné que les gaz sont uniformément répartis et que chaque cellule est considérée neutre, 1.33 s'écrit aussi :

$$n_{\text{p}} = u (x_i n_i - n_{\text{pg}}) + n_{\text{pg}} . \quad (1.34)$$

Afin d'écrire le terme de réarrangement (eq 1.24) avec les variables de LS nous effectuons le changement de variable $V_{\text{C}} \rightarrow u$ ($= V_{\text{N}}/V_{\text{C}}$), dès lors :

$$\langle N_j \rangle_k \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial \langle N_j \rangle_k} = \langle N_j \rangle_k \frac{\partial G_{\text{nuc}}^{(j)}}{\partial u^{(j)}} \frac{\partial u^{(j)}}{\partial n_{\text{p}}} \frac{\partial n_{\text{p}}}{\partial \langle N_j \rangle_k} . \quad (1.35)$$

La dépendance de \tilde{G}_{nuc} en A_r apparaît implicitement dans $n_i = A_r/V_{\text{N}}$. À partir des équations 1.33 et 1.34 et en remarquant que $\langle \langle N_j \rangle_k V_{\text{C}}^{(j)} \rangle_j = V$ l'énergie libre de Gibbs du noyau (A, Z)

s'écrit :

$$\begin{aligned}\tilde{G}_{\text{nuc}}(A, Z) &= G_{\text{nuc}}(A, Z) + A_r^{(j)} \left\langle \frac{\langle N_j \rangle_k}{n_i^{(j)} V} \frac{\partial G_{\text{nuc}}}{\partial u} \right\rangle_j \\ &= G_{\text{nuc}}(A, Z) + A_r^{(j)} \left(\frac{u}{n_i V_N} \frac{\partial G_{\text{nuc}}}{\partial u} \right)_{\text{SNA}},\end{aligned}\quad (1.36)$$

où les quantités entre crochets $\langle \rangle_j$ sont celles du noyau moyen minimisant l'équation d'état LS. Le terme de réarrangement vaut dans le cadre du formalisme de l'EoS LS [6] :

$$\begin{aligned}A_r^{(j)} \left(\frac{u}{n_i V_N} \frac{\partial G_{\text{nuc}}}{\partial u} \right)_{\text{SNA}} &= \frac{A}{n_i} \left[\beta \left(\frac{\partial \mathcal{D}(u)}{\partial u} - \frac{\mathcal{D}(u)}{u} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{n_i h T - u n_i h (T - \mu_H)}{A_0} - \frac{n_\alpha v_\alpha P_0}{u} \right]\end{aligned}\quad (1.37)$$

De cette dernière équation est déduit le terme $\tilde{G}_{\text{nuc}}(A, Z)$. La probabilité associée au noyau (A, Z) est ensuite déterminée avec $\tilde{G}_{\text{nuc}}(A, Z)$ et l'équation 1.27. La vérification de la cohérence de nos résultats avec ceux de l'équation d'état de Lattimer et Swesty est détaillée dans [125]. Il y est montré que la configuration la plus probable de notre formalisme NSE coïncide avec la configuration qui minimise l'EoS LS. En outre, il y est discuté l'importance du terme de réarrangement pour assurer cette cohérence quelle que soit la densité du milieu.

1.3 Comparaison des distributions obtenues avec différents modèles de masses pour un exemple de trajectoire de CCSN

Dans la section précédente nous avons établi un formalisme qui nous permet d'obtenir la distribution de noyaux à partir de l'équation d'état LS, pour chaque condition thermodynamique (n_B, Y_e, T) rencontrée lors de CCSN. Le modèle de goutte liquide compressible utilisé dans l'équation d'état LS n'inclut aucun effet microscopique de couche ni d'appariement. Bien que ces derniers soient négligeables à partir de températures de quelques MeV [134], avant d'atteindre de telles conditions, la structure en couches des noyaux et les effets d'appariement sont présents et affectent la composition de la matière, donc potentiellement, la neutronisation durant l'effondrement. [52, 63, 97]. Ces effets peuvent être pris en compte en substituant le modèle de goutte liquide compressible de LS par des données expérimentales et/ou un modèle théorique adéquat. Du fait de la neutronisation, des noyaux de plus en plus riches en neutrons sont créés et les données expérimentales peuvent manquer pour les noyaux

les plus exotiques. Or les prédictions des modèles théoriques peuvent différer grandement (cf figure 5 (A)), il est intéressant d'étudier dans quelle mesure des prédictions différentes affectent les distributions de noyaux et éventuellement la dynamique de CCSN. Avec notre implémentation perturbative de modèle NSE cela est simplement réalisé en substituant le terme d'énergie libre de Gibbs correspondant à l'énergie de liaison du noyau calculé avec le modèle de goutte liquide original G_{LS}^0 (<0) par l'énergie de liaison du noyau calculée avec un modèle de masse choisi E_{bind} (<0) :

$$\tilde{G}_{\text{nuc}} = \tilde{G}_{\text{nuc,LS}} - G_{\text{nuc,LS}}^0 + E_{\text{bind}} , \quad (1.38)$$

où $G_{\text{nuc,LS}}$ est calculé avec 1.37 et :

$$G_{\text{nuc,LS}}^0 = A (f_{\text{b}}(T = 0) + x_i \Delta + f_{\text{sc}}(T = 0, u = 0)) + E_{\text{F}} . \quad (1.39)$$

$f_{\text{b}}(T = 0)$ et $f_{\text{sc}}(T = 0)$ sont respectivement les expressions (issues de [6]) des énergies libres par baryon associées au milieu infini uniforme à température nulle ($T = 0$) et aux énergies de surface et coulombienne à $T = 0$ dans le vide (sans interaction noyau-gaz, $u = 0$). Dans [6] les énergies sont exprimées relativement à la masse du neutron au repos, le terme $x_i \Delta$ permet de s'affranchir de cette convention, avec $x_i = Z/A$ et Δ la différence entre la masse du neutron et du proton. E_{F} désigne l'énergie cinétique totale du gaz de Fermi composé de $A = N + Z$ nucléons indépendants.

Dans cette section nous allons comparer les distributions associées à deux modèles de masses, HFB-24 [117] et DZ10 [86], en plus du modèle de goutte liquide compressible originel (LDM_{LS}) de LS EoS. Comme nous avons vu en introduction (cf figure (A) 5), les trois modèles correspondent à des prédictions extrêmes sur l'importance des gaps nucléaires, en particulier N=50. Par conséquent, avec ces trois modèles nous pouvons avoir une idée de l'étendue des possibilités des distributions de noyaux et de la dynamique d'effondrement.

Les résultats qui vont suivre ont été tous obtenus en appliquant le formalisme développé dans les sections précédentes (1.1, 1.2) ainsi que dans [125], aux conditions thermodynamiques de la partie centrale du coeur en effondrement préalablement calculées avec un code hydrodynamique 1D [135, 136, 13], utilisant comme condition initiale un modèle de pré-supernovae de $15 M_{\odot}$ [137] et le modèle de Langanke [96] pour la capture électronique (cf introduction 1). La figure 1.1 montre l'évolution des paramètres n_{B} , Y_{e} et T pour la trajectoire utilisée.

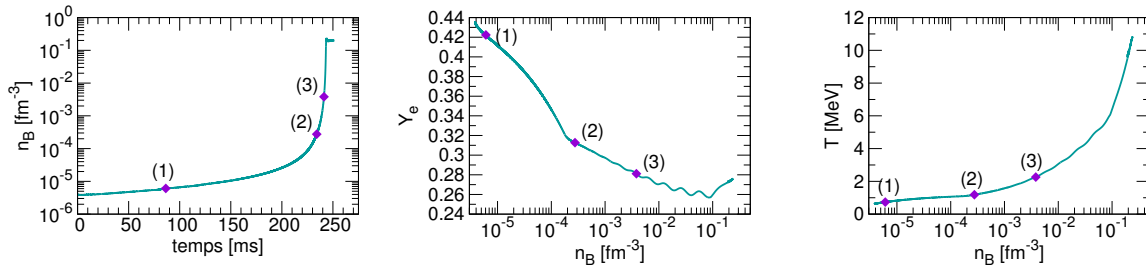


FIGURE 1.1: Évolution des paramètres thermodynamiques (n_B , Y_e , T) au cours de l'effondrement, déterminés par un code hydrodynamique de CCSN 1D [135, 136, 13] utilisant l'équation d'état LS [75] le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures et un modèle de pré-supernovae de $15 M_\odot$ [137]. Les chiffres (1,2,3) marquent les conditions thermodynamiques choisies pour tracer les figures : 1.2, 1.3, 1.4. (1) : $n_B = 6.10 \times 10^{-6} \text{ fm}^{-3}$; $Y_e = 0.42$; $T = 0.73 \text{ MeV}$. (2) : $n_B = 2.76 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$; $Y_e = 0.31$; $T = 1.19 \text{ MeV}$. (3) : $n_B = 3.82 \times 10^{-3} \text{ fm}^{-3}$; $Y_e = 0.28$; $T = 2.26 \text{ MeV}$.

Dans un premier temps nous avons comparé les distributions statistiques des noyaux présents à trois instants de la trajectoire de référence (1, 2, 3 figure 1.1), obtenues à partir des trois modèles de masses choisis (LDM_{LS}, DZ10, HFB-24), figure 1.2. Comme le modèle de masse originel n'inclut pas d'ingrédient de structure nucléaire, les noyaux sont distribués suivant une loi approximativement gaussienne (Z, N) autour d'un seul maximum. En revanche, pour les modèles HFB-24 et DZ10, considérant les effets de couche du noyau atomique, les distributions peuvent être multimodales avec des maxima situés à différents nombres magiques de neutrons et/ou de protons ($N=28,50,82$ et $Z=28,50$). Cela s'explique par le fait que lorsqu'un noyau possède un nombre magique de protons et/ou de neutrons il est plus stable que ses voisins, son énergie de liaison est plus importante (plus négative dans notre cas) et donc d'après l'équation 1.38 donne un \tilde{G}_{nuc} plus petit. D'autre part, nous remarquons que les pics sont plus abrupts pour le modèle DZ10 que pour HFB-24, en effet, pour ce modèle de masse les gaps sont plus élevés (cf figure (A) 5). Autrement dit les noyaux magiques sont plus stables par rapport à leurs voisins pour le modèle DZ10 qu'avec le modèle HFB-24. De plus, nous constatons qu'au fur et à mesure de l'effondrement des noyaux de plus en plus lourds et riches en neutrons (augmentation de $A = N + Z$ et diminution de Z/N) sont peuplés, ce qui est respectivement dû à l'augmentation de la densité et à la déleptonisation de la matière, conjointement les distributions s'élargissent du fait de l'augmentation de la température, figure 1.2. Nous pouvons remarquer, notamment sur la figure 1.2, que les noyaux favorisés dans ces conditions thermodynamiques sont essentiellement des noyaux riches en neutrons dont la masse n'est pas connue expérimentalement, il faut dès lors utiliser les modèles théoriques; par conséquent, la composition de la matière du coeur de supernova

est dépendante du modèle de masse choisi. Les projections des distributions suivant les axes du nombre de neutrons et de protons, figure 1.3, précisent les observations faites sur la figure 1.2. Nous pouvons observer clairement le caractère multimodale des distributions obtenues avec les modèles microscopiques plus sophistiqués DZ10 et HFB-24, contrairement à celles du modèle de goutte liquide. Le pic du modèle LDM_{LS} occupe une position intermédiaire par rapport aux pics des modèles microscopiques. Les distributions deviennent de plus en plus larges avec le temps d'effondrement. L'ensemble de noyaux est étendu plus largement autour des noyaux magiques pour le modèle HFB-24, car les gaps neutrons et protons sont plus faibles comparé à ceux obtenus avec le modèle DZ10. Cela a également pour effet de faciliter les changements de nombres magiques, nous pouvons le voir sur les figures (c,d) 1.3 où le noyau le plus probable avec le modèle HFB-24 est $Z=48, N=82$, tandis que pour DZ10 le noyau le plus probable reste à $Z=28, N=50$, la figure 1.4 illustre bien cela.

D'autre part, la figure 1.4 montre que l'évolution du noyau moyen ($\langle Z \rangle = Z_{SNA}, \langle N \rangle = N_{SNA}$) de l'équation d'état originelle LS correspond bien à l'évolution du noyau le plus probable (Z_{mp}, N_{mp}) de la distribution correspondant au modèle de masse originel LDM_{LS}. Cela indique que la configuration qui maximise la probabilité, i.e. qui minimise l'énergie libre de Gibbs (\tilde{G}_{nuc}) (eq 1.27), correspond au noyau qui minimise l'énergie libre d'Helmholtz de l'EoS LS (système d'équations 3.2 dans [6]). Les changements des noyaux les plus probables sont soudains pour les modèles HFB-24 et DZ10 (figure 1.4), ces discontinuités sont caractéristiques du changement d'un noyau magique à un autre plus probable, tandis que le noyau moyen de LDM_{LS} évolue continûment. L'évolution des nombres Z et N est donnée en fonction de la densité baryonique numérique de la zone centrale du coeur. Après chaque passage de Z vers un nouveau "palier" ($Z \approx 40$ vers $Z \approx 50$ etc.), Z diminue progressivement de quelques unités. Cela est dû à la déleptonisation. Contrairement à Z , après chaque changement de N vers un nouveau palier ($N=50$ vers $N=82$ etc.), N reste fixé jusqu'au prochain changement. Les gaps protons seraient alors moins importants que les gaps neutrons, dans le sens où le noyau préfère réduire son nombre de protons plutôt que d'augmenter son nombre de neutrons pour satisfaire le ratio Z/N imposé par les conditions de conservation de la charge et du nombre de baryons. Nous noterons qu'en fin d'effondrement, pour des densités baryoniques numériques supérieures à $\approx 1 \times 10^{-3} \text{ fm}^{-3}$, les distributions associées aux différents modèles sont composées de noyaux très lourds, ce qui n'est pas le cas des noyaux favorisés par le modèle originel LDM_{LS}. Cela peut s'expliquer par le fait que

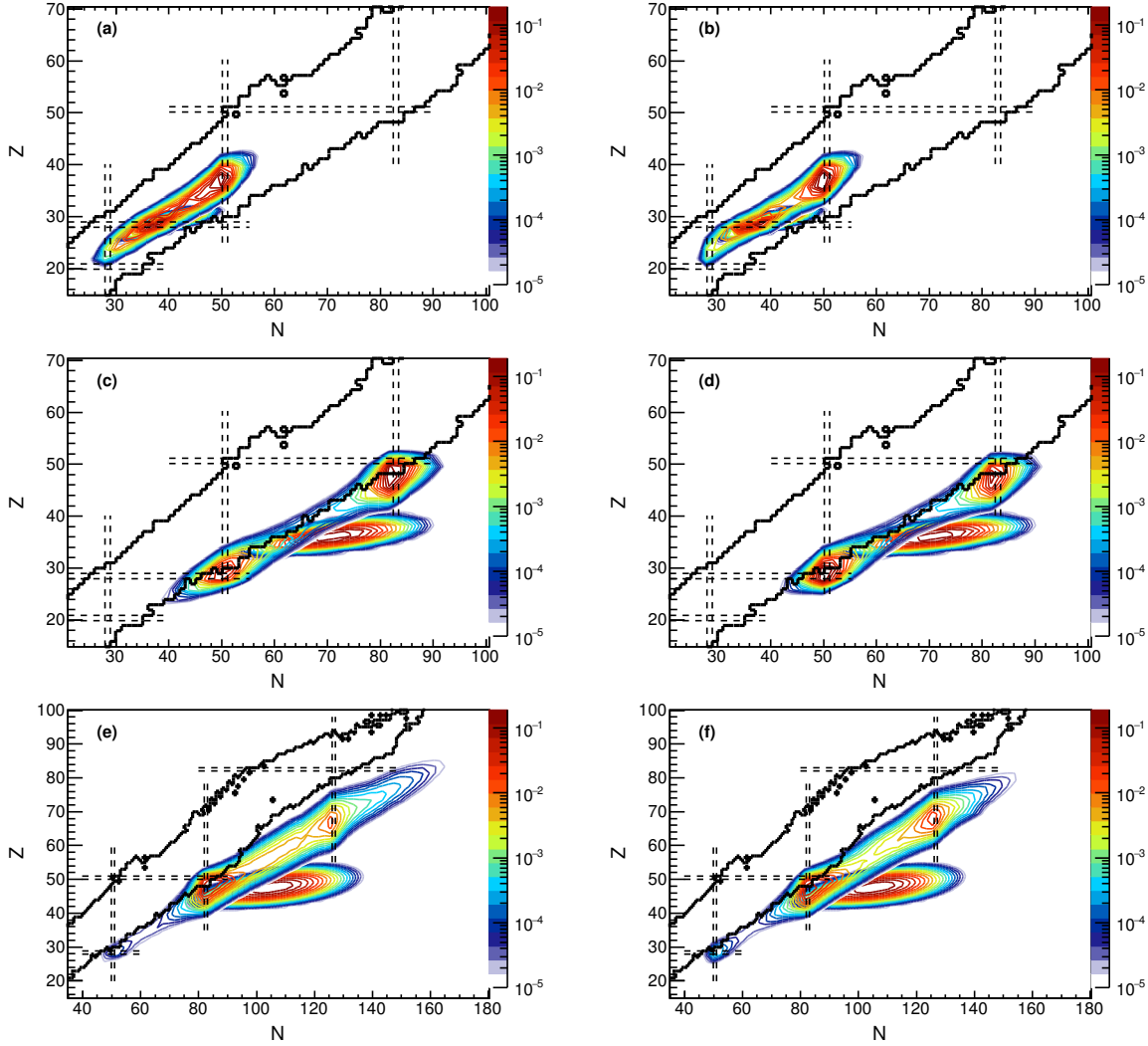


FIGURE 1.2: Distributions des probabilités normalisées $P(Z, N)$ (gradient de couleurs) des noyaux (Z, N) obtenues pour les trois conditions thermodynamiques choisies (1) : $\{a, b\}$, (2) : $\{c, d\}$, (3) : $\{e, f\}$, définies dans la figure 1.1. Dans les figures de la colonne de gauche (droite) les distributions résultantes des modèles de masse LDM_{LS} et HFB-24 (DZ10) sont comparées, les distributions multimodales correspondent aux modèles HFB-24 (DZ10). Le tracé noir délimite la carte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couches sphériques.

l'énergie libre de Gibbs que nous substituons (voir eq.1.38) n'est pas calculée à partir de la même fonctionnelle de la densité et température que celle utilisée dans LS. Ainsi les énergies libres de la matière uniforme infinie à température nulle du gaz de nucléons et de la partie dense, ne sont pas définies à partir du même modèle. Les potentiels chimiques (équations 1.38, 1.39) devraient être calculés à partir de la même fonctionnelle que celle utilisée pour le calcul des masses nucléaires. De plus, les effets microscopiques doivent être atténués à partir de $\approx 2 - 3$ MeV [134], ce qui n'est pas le cas dans notre description malgré le fait qu'en fin d'effondrement la température du milieu approche les 10 MeV, cf figure 1.1. Le traitement

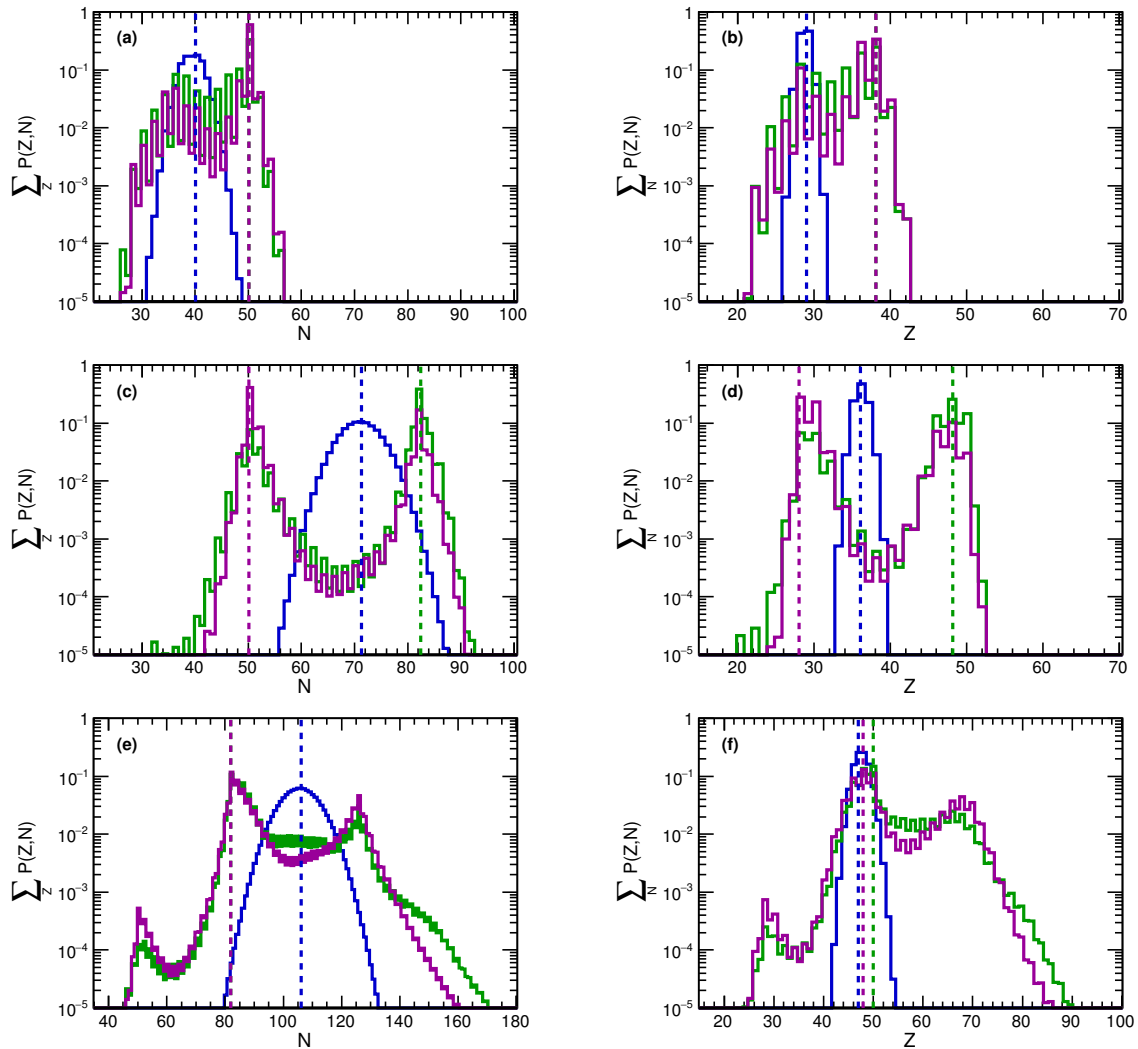


FIGURE 1.3: Projections des distributions des probabilités normalisées $P(Z, N)$ des noyaux (Z, N) obtenues pour les trois conditions thermodynamiques choisies (1) : $\{a, b\}$, (2) : $\{c, d\}$, (3) : $\{e, f\}$, définies dans la figure 1.1. Les figures de la colonne de gauche (droite) correspondent aux sommes sur Z (N) des probabilités pour des N (Z) fixés, i.e. projection sur l'axe des abscisses (ordonnées) de la figure 1.2. Les traits pleins bleus correspondent au modèle de masse LDM_{LS} , en vert à $HFB-24$ et en magenta à $DZ10$. Les traits pointillés positionnent les maxima des différentes distributions. À noter que dans la figure 1.2 les distributions sont représentées sous forme de contours de probabilités, en revanche ici nous représentons les projections associées à ces distributions pour chaque Z, N discrets.

perturbatif présenté ici pourrait être alors biaisé à haute densité du gaz de nucléons.

La figure 1.5 représente l'intégrale sur le temps (pour une trajectoire préalablement calculée et fixe, figure 1.1) des probabilités de chaque noyau peuplé, ainsi que les projections associées suivant le nombre de neutrons N et de protons Z , jusqu'à l'équilibre β . Nous nous intéressons principalement aux distributions avant l'équilibre β , à partir duquel les neutrinos sont piégés et le nombre de leptons est conservé (voir introduction 1), car c'est pendant cette période

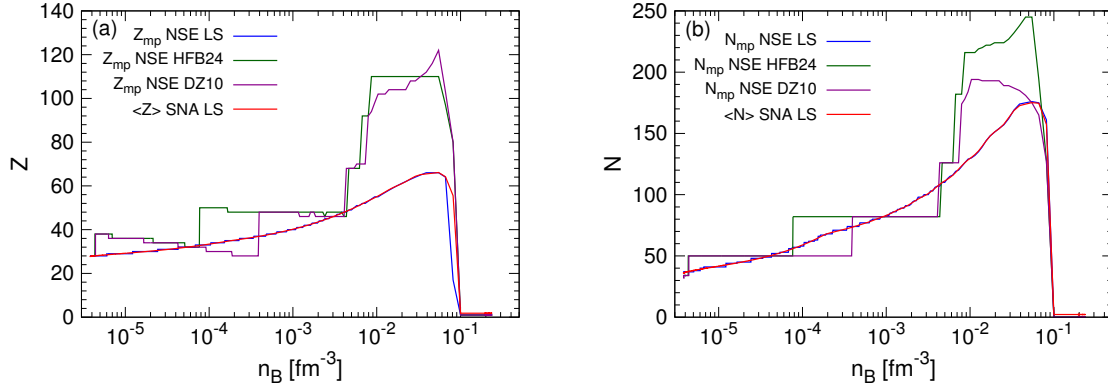


FIGURE 1.4: Évolution du nombre de protons Z (a) et de neutrons (b) du noyau le plus probable d'une distribution en fonction de la densité, obtenue avec le modèle de masse LDM_{LS} (bleu), HFB-24 (vert), DZ10 (magenta). L'évolution du noyau moyen $\langle Z \rangle, \langle N \rangle$ de l'équation d'état LS est décrite par le trait rouge.

que la déleptonisation influence la dynamique d'effondrement. D'autre part, notre traitement perturbatif montre des incohérences à hautes densités, lorsque nous utilisons des modèles de masses autres que le modèle employé dans l'EoS SNA sur laquelle nous basons le traitement. Le code CCSN 1D sur lequel nous baserons notre étude dans le dernier chapitre (voir section 5.2) ne prend pas en compte le transport des neutrinos dans la matière. L'approximation du schéma de fuite est considérée ici, ce qui signifie que l'équilibre β est défini lorsque la densité atteint, ici, $\rho = 3 \times 10^{11}$ g.cm⁻³, i.e. $n_B = 1.81 \times 10^{-4}$ fm⁻³. Cette approximation a été testée dans [103, 13] et s'avère raisonnable pour décrire la phase d'effondrement car les neutrinos peuvent assez librement quitter le système, comparée aux schémas de transport de neutrinos multi-flux multi-groupes, cf [138] pour une revue sur les différents types de traitements des neutrinos.

Compte tenu des conclusions tirées des figures précédentes (1.2 1.3 1.4) il n'est pas surprenant de voir que les distributions intégrées du modèle LDM_{LS} sont monomodales et que celles correspondant aux modèles microscopiques sont multimodales concentrées sur les nombres magiques. Les projections (b,c figure 1.5) montrent notamment que le gap $N=50$ est particulièrement important pour définir la composition du coeur de la supernova en effondrement. En revanche, du point de vue des probabilités il n'y a pas un nombre de protons Z favorisé sur l'ensemble de la trajectoire, les noyaux les plus représentés ont entre $Z \approx 30$ et $Z \approx 40$ protons.

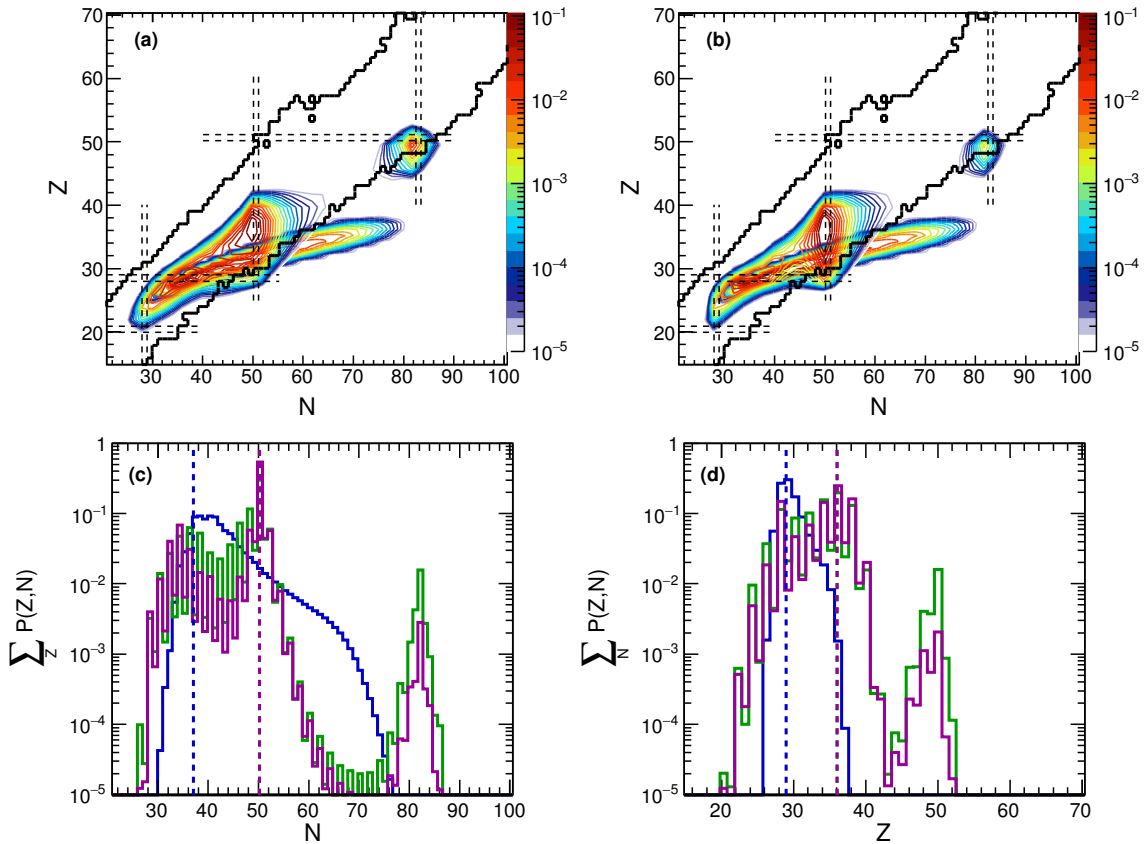


FIGURE 1.5: (a,b) : sommes normalisées des distributions des probabilités $P(Z, N)$ des noyaux (Z, N) jusqu'à l'équilibre β (quand $\rho = 3 \times 10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$, i.e. $n_B = 1.81 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$, voir texte), suivant la trajectoire définie dans la figure 1.1. La figure (a) compare les sommes des distributions des modèles de masses LDM_{LS} et HFB-24 (distribution multimodale) tandis que (b) compare les résultats de LDM_{LS} et DZ10 (distribution multimodale). (c) ((d)) comparaison des projections suivant l'axe de abscisses (ordonnées) N (Z) des sommes des distributions des modèles LDM_{LS} (bleu), HFB-24 (vert) et DZ10 (magenta). Sur (c) et (d) les traits pointillés positionnent les maxima des différentes sommes de distributions. À noter que le tracé noir délimite la carte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits noirs pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couche sphérique. Nous avons choisi de représenter dans les figures (a,b) les distributions sous forme de contours de probabilités, en revanche les figures (c,d) montrent les projections associées à chaque Z, N discrets.

1.4 Comparaison des distributions obtenues avec différents modèles de capture électronique pour un exemple de trajectoire de CCSN

Dans cette partie nous allons étudier les distributions de taux de captures électroniques (CE) obtenues avec les modèles dits "de Bruenn" [52] et "LMP" [96] (cf introduction), à partir de notre traitement perturbatif NSE de l'équation d'état LS [6]. Le taux de capture électronique d'un noyau seul est approximativement 1 à 2 ordres de grandeur plus faible que celui d'un

proton libre (par exemple voir figure 1 de [96]). Cependant, quand nous tenons compte de la distribution statistique de noyaux, l'abondance des noyaux pendant l'effondrement est plus importante que celle des protons libres, la somme pondérée par les probabilités $p(A, Z)$ (équation 1.27) des taux de CE (λ_{AZ}) donne un taux de capture total des noyaux λ_N plus important que celui des protons libres λ_p :

$$\lambda_N = \sum_{A,Z} p_{AZ} \lambda_{AZ} > \lambda_p . \quad (1.40)$$

Il est important de tenir compte de l'ensemble statistique des noyaux car, lorsque nous comparons par exemple le taux de CE total obtenu avec notre traitement NSE de LS au taux de CE obtenu avec l'approximation SNA de LS, d'après la figure 1.8 (b) l'approximation du noyau moyen sous-estime de quatre à un ordre de grandeur, avant l'équilibre β , le taux de CE au début de l'effondrement. Notons que la structure en escalier sur la figure 1.8 (b) vient du fait que le noyau moyen considéré dans ces calculs est le noyau avec les A et Z entiers les plus proches du noyau calculé avec l'approximation SNA, par ailleurs, la Q-valeur est obtenue par la différence des masses.

Dans la figure 1.6 nous comparons les intégrales sur le temps (d'après une trajectoire fixe, figure 1.1 et jusqu'à l'équilibre β , voir section précédente) ainsi que leurs projections suivant Z et N, des distributions des produits $p_{AZ} \lambda_{AZ}$, où les probabilités p_{AZ} sont obtenues via les différents modèles de masses (LDM_{LS}, HFB-24, DZ10) utilisés dans la section précédente 1.3, les taux de capture sont déterminés avec la formulation de LMP. Cette figure est analogue à la figure 1.5 mais cette fois les probabilités sont pondérées par les taux de capture électronique de chaque noyau (Z,N).

En général, dans un noyau, plus l'excès de neutrons est important moins la capture électronique est favorable, cela "coûte" plus d'énergie au noyau déjà riche en neutrons de transformer un de ses protons en neutron que l'inverse. Les taux CE sont plus importants pour les noyaux à grand ratio Z/N, ce qui compense en général les faibles probabilités de présence de ces noyaux. De plus, les conditions thermodynamiques (température et densité élevées) favorisent la formation de noyaux lourds (par exemple $Z \approx 50$ et $N \approx 82$), la somme des taux CE est importante sur ces noyaux, même si l'intervalle d'intégration sur la trajectoire donnée (le temps pendant lequel ils déleptonisent la matière) est plus court (~ 5 ms par rapport au temps nécessaire pour atteindre l'équilibre β d'environ ~ 230 ms), cf figure 1.4. Cela explique le fait que les distributions de la figure 1.5 soient déformées vers les N et Z plus

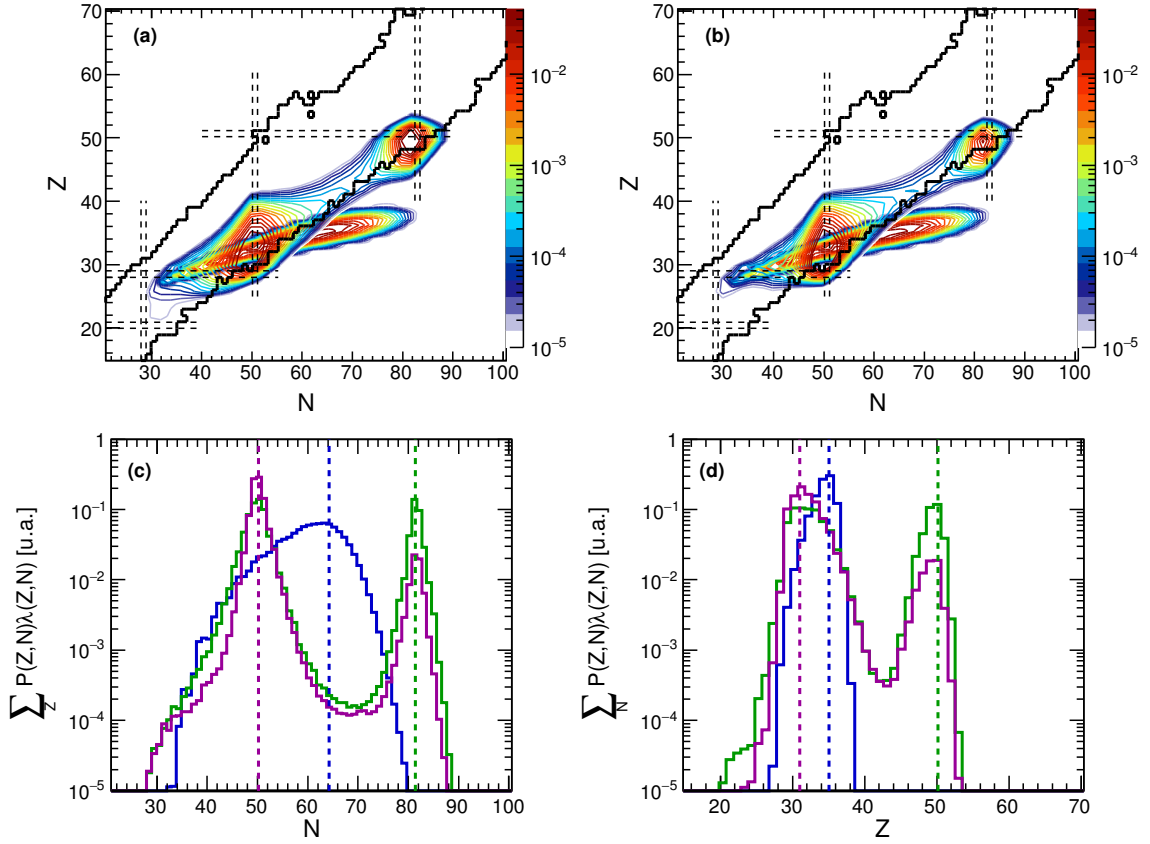


FIGURE 1.6: (a,b) : sommes normalisées des distributions des taux de captures électroniques $\lambda(Z,N)$ calculés via l'approche LMP ([96]) des noyaux (Z,N) obtenues à chaque instant de l'effondrement jusqu'à l'équilibre β (voir texte) , suivant la trajectoire définie figure 1.1. La figure (a) compare les sommes des distributions obtenues avec les modèles de masses LDM_{LS} et HFB-24 (distribution multimodale) tandis que (b) compare les résultats de LDM_{LS} et DZ10 (distribution multimodale).(c) ((d)) comparaison des projections suivant l'axe des abscisses (ordonnées) N (Z) des sommes des distributions obtenues avec les modèles LDM_{LS} (bleu), HFB-24 (vert) et DZ10 (magenta). Sur (c) et (d) les traits pointillés positionnent les maxima des différentes sommes de distributions. À noter que le tracé noir délimite la carte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits noirs pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couche sphérique. Nous avons choisi de représenter dans les figures (a,b) les distributions sous forme de contours de taux de captures, les figures (c,d) montrent les projections associées à chaque Z,N discrets.

grands. Étant donné qu'avec le modèle HFB-24 les changements des noyaux les plus probables s'opèrent plus tôt qu'avec le modèle DZ10, les noyaux peuplent la région $Z=50$, $N=82$ plus tôt et donc l'intervalle d'intégration est plus long sur ces éléments pour HFB-24 que pour DZ10, en conséquence le pic vert (HFB-24) à $Z=50$, $N=82$ sur la figure 1.6 (c) est plus important que le pic magenta (DZ10). Nous observons finalement que le gap $N=82$ a une contribution non négligeable par rapport au gap $N=50$. De même que les noyaux autour de $Z=50$ ne sont plus aussi négligeables par rapport aux noyaux de Z intermédiaires ($30 < Z < 40$). Cela est d'autant plus vrai pour le modèle HFB-24 que pour DZ10. Nous noterons également que les effets pair-pair (probabilité plus élevée pour les noyaux ayant des nombres pairs de

protons et de neutrons car plus stables que les noyaux ayant des nombres impairs de neutrons et de protons) sont compensés par le fait qu'il est énergétiquement moins favorable de réaliser une capture électronique sur un noyau plus lié (pair-pair) et inversement.

La figure 1.7 montre les projections des distributions des produits $p_{AZ}\lambda_{AZ}$ telles que décrites

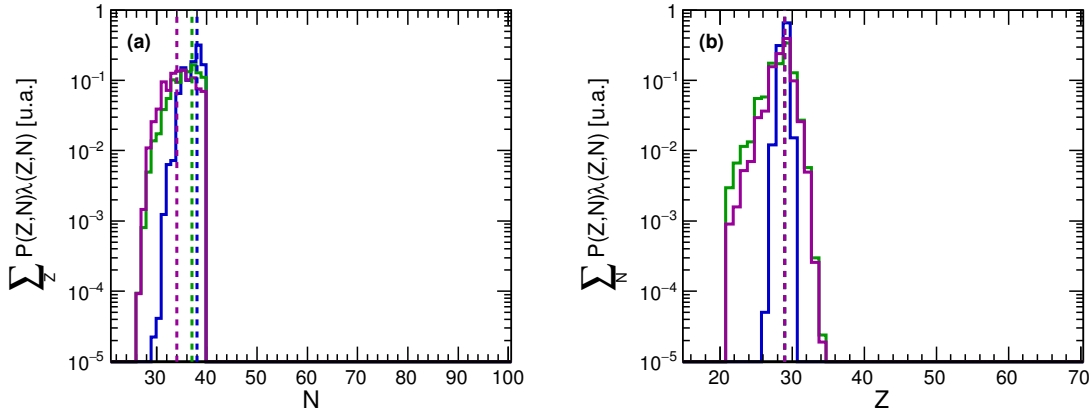


FIGURE 1.7: Projections suivant N (a) et Z (b) des sommes normalisées des distributions des taux de captures électroniques calculés via l'approche de Bruenn ([52]) jusqu'à l'équilibre β (voir texte), suivant la trajectoire définie figure 1.1. La figure a (b) compare les projections suivant N (Z) des sommes des distributions de taux obtenues avec les trois modèles de masses LDM_{LS} (bleu) et HFB-24 (vert) et DZ10 (magenta). Les traits pointillés positionnent les maxima des différentes projections de sommes de distributions de taux.

dans le paragraphe précédent mais en utilisant cette fois le formalisme "de Bruenn" [52] pour déterminer les taux de captures électroniques. Avec ce traitement, la capture est interdite pour les noyaux ayant complété leurs couches protons s,d et neutrons p,f , i.e. $\lambda_{AZ}=0$ pour $Z<20$ et $N>40$. En conséquence de cette approximation les distributions sont restreintes aux noyaux satisfaisant $Z>20$ et $N<40$. La capture sur les noyaux diminue progressivement en même temps que les distributions en probabilités progressent vers des noyaux plus lourds. Ceci peut être observé avec la figure 1.8 (a), qui compare l'évolution en fonction de la densité, avant équilibre β , des taux de captures électroniques (protons libres, noyaux) obtenus via les différents modèles de masses considérés mais aussi selon le modèle de capture électronique "LMP" (b) et "de Bruenn" (a). Nous constatons qu'avec le modèle "LMP" le taux CE total des noyaux est toujours approximativement d'un ordre de grandeur supérieur à celui sur les protons libres, par contre pour le modèle "de Bruenn" le taux CE total des noyaux reste constant puis diminue jusqu'à passer en dessous de celui des protons libres et tend vers 0 pour le NSE LS. Avec le modèle "de Bruenn" le taux CE des noyaux de masses prédites avec HFB-24 et DZ10 ne tombe pas complètement à zéro avant l'équilibre β , du fait qu'avant cet instant il existe toujours une petite population de noyaux satisfaisant les conditions $Z<20$ et $N>40$, grâce au gap $Z=28$. Comme la distribution associée à HFB-24 est plus large que celle

de DZ10, en raison du gap $Z=28$ plus faible que celui de DZ10, des noyaux avec des taux de captures plus élevés sont présents, c'est pour cela que le taux CE des noyaux pour HFB-24 est globalement supérieur à celui des noyaux de masses prédites avec DZ10. Les différences entre les taux de captures électroniques des deux modèles sont telles que cela peut impacter la dynamique d'effondrement, quelques études montrant les effets des taux de CE sur la dynamique d'effondrement sont disponibles, par exemple [139, 47, 4, 89].

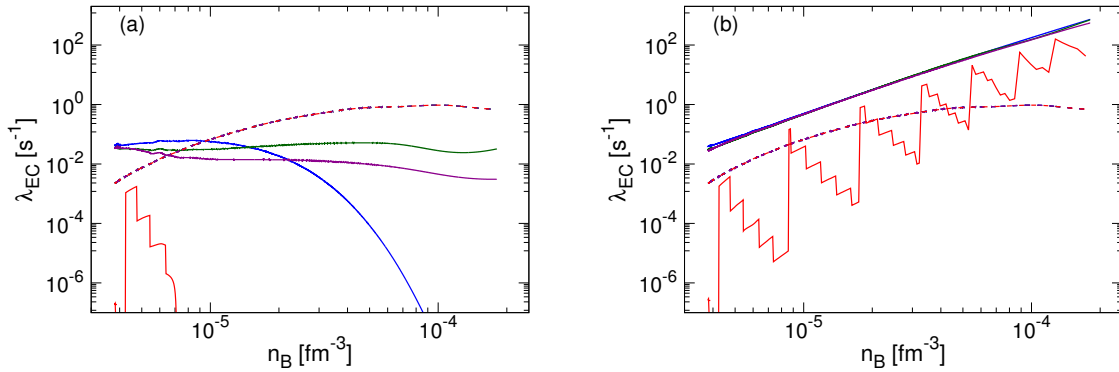


FIGURE 1.8: Évolution de taux de captures électroniques totaux calculés via l'approche de Bruenn (a) ([52]) et l'approche de Langanke (b) ([96]), en fonction de la densité n_B , suivant la trajectoire définie dans la figure 1.1 jusqu'à l'équilibre β (voir texte). Sur ces deux figures le trait plein bleu correspond au taux de capture total de la distribution de noyaux (Z,N) obtenu via le modèle de masse LDM_{LS} , en vert le taux correspond aux distributions de noyaux obtenues via le modèle HFB-24 et en magenta via le modèle DZ10, tandis que le trait rouge correspond au taux de CE calculé via LS avec l'approximation du noyau moyen. Les traits pointillés représentent les taux de capture du gaz de protons libres.

Les différences entre les taux dus aux modèles de masses sont relativement plus petites avec le modèle "LMP" mais peuvent potentiellement être suffisantes pour impacter la dynamique d'effondrement. En effet, sur la figure 1.9 la différence relative entre les taux de capture électronique totaux obtenus avec les modèles de masse LDM_{LS} et HFB-24 par rapport à ceux obtenus avec le modèle DZ10 peuvent atteindre près de $\sim 30 - 40\%$ à faible densité (au début de l'effondrement) et avant l'équilibre β pour le modèle LDM_{LS} (cohérent avec les résultats présentés dans [89]). Les différences relatives des taux de CE calculés à partir de ce dernier modèle sont faibles ($<10\%$) pour une grande partie de la trajectoire employée, car la distribution monomodale occupe une place intermédiaire (moyenne) entre les pics de la distribution multimodale du modèle DZ10, cf figure 1.3. Par ailleurs, nous constatons que l'écart relatif fluctue entre les taux de CE totaux associés aux modèles HFB-24 et DZ10, les maxima correspondent aux changements de mode principal, cf figures 1.4 et 1.3, ces derniers n'ont pas lieu aux mêmes densités en raison des différences entre les gaps des deux modèles de masse. De telles différences de taux de capture électronique, combinées aux résultats de [89],

suggèrent que les modèles de masse pourraient impacter la dynamique de CCSN. Toutefois, cela reste à tester de façon cohérente dans un code hydrodynamique de CCSN, ce que nous ferons dans le chapitre 5.

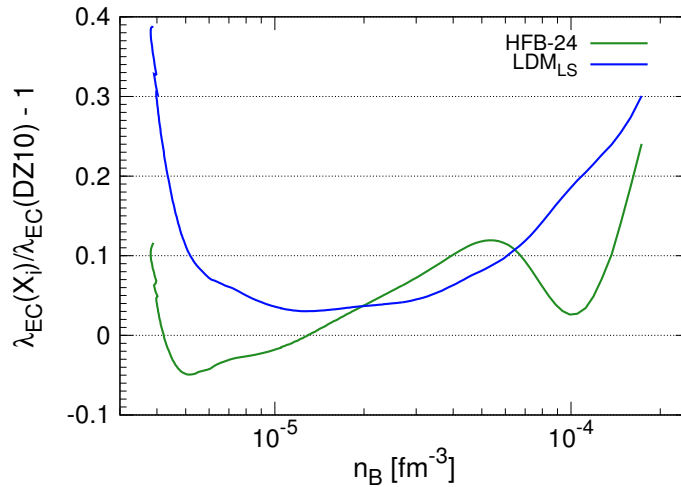


FIGURE 1.9: Écart relatif entre les taux de capture électronique calculés avec les modèles de masses (X_i) HFB-24 (vert) [117] et originel LDM_{LS} (bleu) relativement au modèle DZ10 [86], dans l'approche de Langanke [96], en fonction de la densité de la trajectoire définie dans la figure 1.1 jusqu'à l'équilibre β (voir texte).

Conclusion :

Dans ce chapitre nous avons présenté un nouveau traitement perturbatif d'équilibre statistique nucléaire étendu adaptable à n'importe quelle équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen. Cette approche a les avantages d'être portable sur tous types d'EoS basée sur l'approximation de Wigner-Seitz, de fournir une distribution statistique des noyaux à chaque instant de l'effondrement, d'être relativement rapide d'exécution par rapport aux autres modèles NSE et surtout plus flexible que ces derniers. En effet, il est facile de changer le modèle de masse décrivant la partie dense uniforme à température nulle et dans le vide de la cellule WS, indépendamment du modèle décrivant le gaz et les interactions avec le milieu. Nous avons donné un exemple d'application de notre approche sur l'équation d'état de Lattimer et Swesty. Nous avons comparé l'évolution, au cours d'une trajectoire caractéristique de CCSN fixe et préalablement calculée, des distributions de noyaux obtenues via différents modèles de masses (LDM_{LS}, HFB-24, DZ10). Cela a permis de mettre en évidence que la composition du coeur de l'étoile en effondrement est dépendante du modèle de masse. Avec les modèles

microscopiques HFB-24 et DZ10 les noyaux se distribuent autour des fermetures de couches $Z=28,50$ et $N=50,82,126$, les noyaux qui participent le plus au taux de capture électronique total sont distribués dans ces zones. Par ailleurs, en plus des effets des modèles de masses, nous avons comparé l'influence de deux approches de calcul de taux de capture électronique, "de Bruenn" et "LMP", sur l'évolution des distributions de taux de capture des noyaux. Les gaps $Z=28,50$ et $N=50,82$ ont des effets significatifs sur le taux de capture électronique total calculé avec le modèle "de Bruenn" et "LMP", avec ce dernier l'écart relatif entre les taux de CE des modèles HFB-24 et DZ10 atteint $\sim 25\%$ autour de l'équilibre β . En réalité, dans le chapitre 5 nous verrons que les effets des modèles de masses sont importants sur la composition du coeur de l'étoile mais faibles sur la dynamique d'effondrement.

Dans les chapitres suivants nous allons détailler les résultats expérimentaux de mesures de masses que nous avons réalisées autour du ^{78}Ni , afin de déterminer le modèle qui décrit le mieux les masses des noyaux autour des fermetures de couches $Z=28$ et $N=50$ qui sont, comme nous l'avons montré, très importantes pour établir les distributions de noyaux avant l'équilibre β .

Chapitre 2

Choix de la méthode expérimentale, description du dispositif et du principe des mesures

Dans le chapitre précédent, un formalisme a été établi dans le but de déterminer la distribution statistique des noyaux qui composent la matière du cœur d'étoiles massives pendant leur effondrement. La méthode mise en place repose sur le traitement de l'équilibre statistique nucléaire de façon perturbative, à partir d'une équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen. Nous avons étudié les effets de différents modèles de masse sur la composition du cœur d'une étoile massive, en considérant une trajectoire d'effondrement donnée (figure 1.1). Il est notamment apparu, avec les modèles microscopiques utilisés (HFB-24 et DZ10), que les noyaux les plus abondants sont ceux ayant les nombres magiques $Z=28$, $Z=50$, $N=50$ et $N=82$. Les fermetures de couches et les gaps en énergie entre deux couches prononcés confèrent ainsi une stabilité supplémentaire aux noyaux. Ces conclusions rejoignent celles des travaux de [89] et de [4].

La thèse vise à étudier l'influence des différents paramètres microphysiques employés dans le code de modélisation sur la composition du cœur des étoiles massives ainsi que sur la dynamique de l'effondrement du cœur de façon auto-cohérente, i.e. avec une trajectoire modifiée consécutivement par la distribution (cf. chapitre 5). Dans le chapitre 4 4, nous allons présenter les résultats d'une expérience de mesure de masse de haute précision réalisée à l'Université de Jyväskylä (JYFL) en Finlande auprès de l'installation IGISOL avec le double piège de

Penning JYFLTrap. Ces nouvelles mesures nous ont permis de définir le modèle de masse le plus adéquat à utiliser dans la modélisation de CCSN. Avant cela, dans ce chapitre, nous allons introduire les différentes méthodes de production et de séparation des ions d'intérêt, les techniques de mesure de masse de précision, afin de pouvoir comprendre le choix de l'expérience de mesure de masse auprès de l'installation IGISOL-JFYL [140]. Ensuite, nous allons décrire le dispositif expérimental utilisé pour réaliser notre expérience, présenter le principe de la mesure et le formalisme employé.

2.1 Méthodes de production et de séparation des noyaux d'intérêt

Compte tenu de la problématique traitée dans cette thèse nous focalisons préférentiellement les exemples fournis sur les noyaux riches en neutrons de masse intermédiaire, situés autour du ^{78}Ni (figure 2 dans [5]). Les progrès sur la production des faisceaux radioactifs couplés à ceux concernant les dispositifs expérimentaux permettent aujourd'hui d'explorer les régions de plus en plus extrêmes de la charte des noyaux [141]. Les facteurs limitant l'intensité et la pureté des faisceaux d'ions radioactifs délivrés par les installations sont : les faibles sections efficaces de production, les demi-vies radioactives trop courtes, les pertes liées à l'extraction et au transport du faisceau, la présence trop importante de contaminants... A ce jour, il existe deux principales méthodes de production de faisceaux radioactifs : la méthode de production "en vol" ("In-flight" en anglais) [142] et la méthode ISOL [143] (acronyme de l'anglais "Isotope Separation On-Line"). Les deux méthodes reposent sur l'interaction d'un faisceau primaire stable sur une cible de production mince dans le premier cas et épaisse dans le second. Cela entraîne la création d'une variété plus ou moins importante de noyaux radioactifs, produits en vol ou à l'arrêt suivant l'épaisseur de cible considérée. Parmi ce cocktail d'ions, se trouvent les noyaux d'intérêt qu'il faut isoler et post-accélérer ou décélérer si besoin. Les méthodes de production en vol et ISOL sont détaillées dans [144, 145], nous allons rappeler ici les principes généraux et citer quelques installations où elles sont mises en place. A noter que pour optimiser la production des noyaux d'intérêt, il est essentiel de choisir un couple faisceau-cible ayant la section efficace de production des ions en question la plus grande possible qui toutefois n'induit pas la production de contaminants pouvant compromettre la mesure. Par ailleurs, il faut veiller à posséder des étapes de séparation/purification efficaces et suffisamment sélectives pour limiter la présence de noyaux contaminants tout en ayant

une durée totale des opérations inférieure ou comparable au temps de demi-vie des noyaux considérés. Nous aborderons l'optimisation des paramètres expérimentaux dans le chapitre 3.

2.1.1 Méthode de production "en vol"

Les premières utilisations de faisceaux radioactifs séparés par méthode "en vol" ont vu le jour dans les années 80, auprès du Bevalac à Berkeley [146]. Les études réalisées avec les faisceaux radioactifs furent à l'origine de nombreuses découvertes qui ont eu des répercussions importantes dans la compréhension et la modélisation du noyau atomique. Nous pouvons citer, par exemple, les travaux d' I. Tanihata qui ont conduit à la découverte des noyaux à halo de neutrons avec un faisceau secondaire de ^{11}Li , produit par la fragmentation d'un faisceau de ^{20}Ne sur une cible de béryllium à une énergie de $1 \text{ GeV}\cdot\text{u}^{-1}$ [147]. Généralement, la méthode "en vol" conduit à la production de faisceaux secondaires très focalisés vers l'avant, via des réactions de fragmentation, de transfert, de fusion-évaporation ou encore de fission en cinématique inverse. La cible de production étant relativement mince, l'énergie et la résolution en énergie du faisceau secondaire sont très peu dégradées. La sélection de l'isotope d'intérêt dans le "cocktail" des noyaux produits est typiquement effectuée à partir de dipôles électromagnétiques, qui opèrent une séparation en masse (sélection en $\approx A/q$, A et q étant, respectivement, le nombre de masse et la charge des particules). Des dégradeurs achromatiques sont parfois interposés entre les dipôles pour permettre une séparation des particules selon leur charge Z (la perte d'énergie dans le dégradeur est proportionnelle au rapport Z^2/A selon la formule de Bethe-Bloch [148]). Les avantages de cette technique sont (i) qu'il n'est pas nécessaire de post-accélérer les ions radioactifs produits (ces derniers conservent des vitesses proches de celles des ions du faisceau incident) et (ii) qu'il est possible d'étudier des noyaux à courte demi-vie radioactive. Le temps de préparation du faisceau secondaire est de l'ordre de grandeur du temps de vol des ions, typiquement $\approx 1\mu\text{s}$. Toutefois, il est difficile d'obtenir un faisceau secondaire de bonne qualité optique. Par ailleurs, la production de faisceaux radioactifs de basse énergie à partir de faisceaux radioactifs produits "en vol" est limitée par la durée du processus de dégradation en énergie (processus effectué par le biais de cellules gazeuses typiquement). Des grandes installations actuelles de recherche en physique nucléaire comme GANIL [149], NSCL-MSU [150], GSI [151] et RIKEN [152] utilisent la méthode "en vol". Les installations de nouvelle génération comme FAIR -GSI [153] et FRIB-MSU [154] qui seront opérationnelles dans un futur proche sont aussi basées sur la méthode de production de faisceaux radioactifs "en vol", essentiellement par fragmentation

du projectile à très haute énergie. A SPIRAL2-GANIL, le Super Séparateur Spectromètre (S3) [155] permettra la synthèse "en vol" de noyaux déficients en neutrons et d'éléments très lourds et super lourds par fusion-évaporation.

2.1.2 Méthode ISOL et sa dérivée (IGISOL)

La production du premier faisceau par la méthode ISOL remonte aux années 50. Il fut créé à l'institut Niels Bohr, situé à Copenhague [156]. Les techniques ISOL actuelles se basent plus sur les travaux de Bernas et Klapisch réalisés une dizaine d'années après [157], auprès du synchro-cyclotron d'Orsay. Ces derniers ont réussi à produire des faisceaux de ^8Li et ^9Li à partir d'un faisceau de protons de 155 MeV interagissant sur une cible de carbone épaisse (ensemble de plusieurs feuilles d'une fraction de mm d'épaisseur) chauffée jusqu'à 1800°C. Les produits de réaction sont ensuite accélérés à 3 keV par des plaques et analysés à l'aide d'un spectromètre de masse. La technique ISOL est principalement associée à des modes de production pour lesquels les produits de réaction sont peu focalisés vers l'avant, par exemple des réactions de fragmentation, de spallation ou de fission induite des noyaux cibles, ou encore, des réactions de diffusion profondément inélastique ou de fusion-évaporation. Les noyaux radioactifs produits sont stoppés (thermalisés et neutralisés) dans la cible, puis sont diffusés/effusés hors de celle-ci par chauffage (typiquement jusqu'à 2000°C). Une source d'ions permet de les ioniser et de les accélérer jusqu'à quelques dizaines de keV. Les noyaux radioactifs extraits peuvent alors être utilisés pour effectuer des études à basse énergie (mesure de masse, étude de décroissance...) ou être post-accélérés et permettre ainsi de réaliser de nouvelles réactions. Ces dernières conduiront ainsi à la synthèse de noyaux encore plus exotiques. En sortie de source, le dispositif de sélection d'ions standard est constitué de dipôles magnétiques (sélection en masse A). Il peut être couplé à un système d'ionisation induite par laser, permettant une sélection en charge Z . La méthode ISOL possède l'avantage de fournir des faisceaux radioactifs de haute intensité, lié à l'utilisation d'une cible épaisse. En revanche, "l'exoticité" des faisceaux radioactifs qu'il est possible d'atteindre avec cette méthode est limitée par le temps d'extraction des ions de la cible, de l'ordre de la centaine de millisecondes. Par ailleurs, l'efficacité d'extraction de la cible de production des éléments d'intérêt dépend grandement de leurs propriétés chimiques. Ainsi certains éléments, tels que les éléments réfractaires, ne pourront pas être produits par cette méthode et de fait être étudiés. Parmi les grandes installations internationales de physique nucléaire utilisant actuellement la méthode ISOL pour la production de faisceaux radioactifs, nous pouvons citer (HIE-)ISOLDE-CERN

[158], SPIRAL1-GANIL et TRIUMF [159]. De nouvelles installations basées sur la méthode ISOL sont en train de voir le jour (SPES-INFN-LNL [160]) et d'autres telles que SPIRAL2-GANIL (phase 2) et EURISOL [161] sont envisagées dans un futur plus lointain. À noter que l'installation IGISOL-JYFL [140] fait office de cas particulier. A JYFL la méthode de production en place diffère de la méthode ISOL standard. Là-bas, le faisceau de noyaux radioactifs n'est pas produit par réactions dans une cible épaisse et extrait via les processus de diffusion/effusion, mais plutôt par des réactions dans une cible relativement mince (dizaine de mg/cm^2 d'épaisseur). Celle-ci est placée au sein d'une cellule gazeuse dans laquelle les ions sont thermalisés et évacués par le gaz vers le trou de sortie de la cellule gazeuse. Les ions sont ensuite sélectionnés et préparés pour les mesures de basse énergie. Il s'agit de la méthode IGISOL (acronyme de l'anglais "Ion Guide Isotope Separation On-Line") [162]. Cette méthode est un bon intermédiaire entre les méthodes "en vol" et ISOL. Elle permet d'avoir une meilleure efficacité d'extraction par rapport à la méthode ISOL et donne accès à l'étude de noyaux plus exotiques. Elle permet également de palier aux problèmes de chimie rencontrés par l'utilisation d'une cible épaisse et rend ainsi possible l'étude de certains éléments inaccessibles par la méthode ISOL. Dans certaines installations présentes (LEBIT-MSU [163], SHIPTRAP-GSI [164], SLOWRI-RIKEN [165]...) et futures (S3-LEB auprès de SPIRAL2-GANIL [155]...) les particules produites par la méthode "en vol" sont envoyées dans une cellule gazeuse en vue de thermaliser, sélectionner et préparer les ions d'intérêt pour des études à basse énergie.

Dans les prochains paragraphes nous allons introduire différentes méthodes de mesures de masse (directes et indirectes). Des revues plus complètes peuvent être trouvées dans [166, 167, 168].

2.1.3 Les méthodes directes de mesure de masse.

Afin de pouvoir contraindre les modèles de masse, il est essentiel de réaliser des mesures expérimentales les plus précises possibles dans les zones où les données expérimentales manquent et/ou les différents modèles divergent : bien souvent loin de la stabilité, à l'abord des limites de liaison du noyau ("driplines" en anglais). Pour la modélisation astrophysique, une précision inférieure à 100 keV serait idéale. Dans la région du ^{78}Ni , c'est loin d'être le cas. Par exemple, l'excès de masse (ΔM_{at}) pour le ^{75}Ni est estimé (i) à $\Delta M_{\text{AME2016}} = -44030\#^1$ (300#) keV

1. Dans ce manuscrit nous indiquons les valeurs extrapolées par le symbole #.

dans la table d'évaluation des masses atomiques de 2016, (ii) à $\Delta M_{\text{HFB-24}} = -44100\#$ par le modèle de masse HFB-24 qui présente une déviation $\sigma_{rms} = 549$ keV par rapport aux données expérimentales ou encore (iii) à $\Delta M_{\text{DZ10}} = -45561\#$ par le modèle de masse DZ10 qui offre quant à lui une précision $\sigma_{rms} = 561$ keV par rapport aux données existantes. Pour effectuer des mesures de masse à la précision requise, les techniques directes sont préférées aux mesures indirectes. Ces dernières utilisent les propriétés de conservation de l'énergie et/ou du moment des réactions pour déduire les masses. Elles sont généralement affectées par des incertitudes expérimentales relativement importantes. Toutes les méthodes de mesure de masse directes que nous allons introduire ici sont basées sur l'équation du mouvement d'une particule chargée de masse m et (d'état) de charge q dans un champ magnétique ($B = |\vec{B}|$) :

$$\frac{B\rho}{v} = \gamma \frac{m}{q} = \frac{B}{\omega_c}, \quad (2.1)$$

où $B\rho$ est la rigidité magnétique, v est la vitesse des ions, γ est le facteur de Lorentz et ω_c est la fréquence angulaire cyclotron caractérisant le mouvement des ions (en rad/s; $\omega_c = 2\pi f_c$ où f_c est la fréquence cyclotron exprimée en Hz, notée aussi ν_c par la suite). En principe, les valeurs absolues des différents paramètres intervenant dans cette formule 2.1 sont mesurables. Cependant, pour s'affranchir de l'incertitude de mesure de certains paramètres (comme le champ magnétique) et améliorer la précision, il est courant de faire la mesure et d'extraire la masse des noyaux d'intérêt de façon relative avec un noyau de référence, pour lequel la masse est connue de façon très précise. Expérimentalement, il s'agit de mesurer la vitesse (temps de vol) et/ou de la fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt.

2.1.4 Mesure de masse directe à basse énergie

Les techniques de mesure de masse que nous allons évoquer dans cette sous-section sont celles le plus souvent employées dans les installations où les noyaux d'intérêt sont produits via la méthode ISOL ou encore IGISOL. Les faisceaux radioactifs qui y sont délivrés possèdent une dizaine de keV d'énergie, fixée par la tension d'extraction à la sortie de la source d'ions.

La première mesure de masse directe de noyaux radioactifs a été réalisée par C. Thibault et al. à ISOLDE-CERN en 1975 [169] au moyen d'un spectromètre de masse de haute résolution conventionnel (avec un pouvoir de résolution $R = M/\Delta M = 650$). Un spectromètre magnétique permet de réaliser une mesure de masse relative en utilisant le théorème de

Bleakney : $M_A/M_B = V_B/V_A$, où M_A et M_B sont respectivement les masses de deux ions A et B accélérés avec les potentiels électriques V_A et V_B et où les ions A et B en question suivent une trajectoire identique (entre deux fentes S1 et S2 presque fermées) dans le même champ magnétique constant. La mesure de masse relative d'un des ions est ramenée à la mesure des potentiels électriques. Cette méthode a l'avantage d'être rapide d'exécution (30-60 ms) ce qui permet la mesure de noyaux de demi-vie ($T_{1/2}$) de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. C'est ainsi que C. Thibault et al. ont mesuré, entre autres, la masse du ^{11}Li ($T_{1/2}=8,5$ ms) avec une précision $\Delta R/R = 2 \times 10^{-7}$: $\Delta M_{\text{at}}(^{11}\text{Li}) = 40940 \pm 80$ keV. Toutefois, avec cette méthode il est difficile de descendre à des précisions inférieures à 10^{-7} en raison de l'incertitude sur la mesure des tensions électriques qui peut difficilement être réduite en deçà.

En complément, les spectromètres radiofréquences permettent de réaliser des mesures de masse relativement précises. Pour des noyaux stables [170] il est possible d'atteindre une précision relative de 10^{-9} . Le principe est proche de la mesure par spectromètre conventionnel excepté que dans ce cas la relation qui lie les masses des ions A et B s'écrit en fonction des fréquences cyclotrons f_A et f_B , telle que : $M_A/M_B = f_B/f_A$, lorsque A et B traversent deux fentes d'ouverture étroites suivant la même trajectoire tout en étant soumis au même champ magnétique homogène. La masse de l'ion d'intérêt à déterminer est comparée avec la masse connue d'un ion (isobare) de référence. Généralement, la masse finale est obtenue à partir d'une série de mesures alternant une mesure avec l'ion de référence et une mesure avec l'ion de masse inconnue. Comme autre exemple faisant appel à cette technique de mesure de masse, nous pouvons citer les mesures du programme MISTRAL [171], mises en place à ISOLDE-CERN à la fin du dernier millénaire.

De nos jours, les mesures de masse directes de précision à basse énergie sont couramment réalisées au moyen de pièges à ions, notamment avec des pièges de Penning [172, 173]. Le premier dispositif dédié à la mesure de masse des noyaux atomiques a été mis en place à ISOLDE-CERN (ISOLTRAP) au début des années 2000 [174]. Ce type d'instruments est généralement couplé à un quadripôle à radiofréquence (RFQ), situé en amont, qui permet de conditionner le faisceau en le discrétisant en paquets d'ions et en baissant son énergie à une valeur optimisée (de l'ordre de ≈ 100 eV). Le RFQ dit "cooler-buncher" en anglais permet une utilisation optimale du piège de Penning associé. Afin d'effectuer des mesures de masse de précision, il est usuel de juxtaposer deux pièges de Penning. Le premier piège permet de

sélectionner l'isotope d'intérêt parmi les contaminants isobariques présents dans le faisceau. Il est également appelé piège de purification. La mesure de masse de précision a lieu dans le second piège de Penning. Avec cette configuration, la précision de mesure atteignable est de l'ordre de 10^{-8} pour des ions radioactifs ($\delta m/m$). Comme la précision est inversement proportionnelle à la durée du piégeage, plus la demi-vie de l'isotope mesuré est courte moins bonne est la précision. Ceci apporte une première limite à la mesure de masse de précision d'ions très exotiques : mesures bien souvent infaisables pour les noyaux ayant $T_{1/2} \lesssim 10$ ms. Par ailleurs, le temps nécessaire pour conditionner le faisceau avant l'injection dans le piège - qui peut être relativement long lorsqu'il s'agit de faisceaux obtenus par la méthode de production "en vol" [175] - contribue à une perte d'intensité liée à la décroissance de l'ion d'intérêt et joue ainsi dans le mauvais sens. Il faut a minima un taux de 0,1 coups par seconde de l'ion d'intérêt pour effectuer une mesure. D'autre part, une quantité et une proportion trop importantes de contaminants isobariques peuvent aussi altérer la mesure. En effet, les effets de charge d'espace affectent beaucoup le confinement des ions. Dans le premier piège, la sélection des ions d'intérêt est généralement effectuée correctement si les paquets d'ions ne contiennent pas plus de $\lesssim 1000$ ions. Il est également préférable que le rapport du nombre d'ions d'intérêt sur le nombre total d'ions d'un paquet ne soit pas inférieur à 1/1000. Dans le second piège, mieux vaut limiter le taux de particules piégées à quelques ions par paquet pour permettre une mesure de très haute précision non altérée par les effets de charge d'espace. Nous détaillerons le principe de fonctionnement du RFQ et du double piège de Penning, plus particulièrement ceux utilisés à IGISOL-JYFL, dans la prochaine section 2.3.

Ces dernières années, la mesure de masse par spectrométrie en temps de vol à réflexions multiples (MR-ToF MS) s'est développée [176, 177]. Cette technique récente permet d'étudier des noyaux plus exotiques (la limite pour $T_{1/2}$ est repoussée à la milliseconde), avec des intensités faisceaux très basses (mesure possible jusqu'à 0,01 coups par seconde d'ions d'intérêt) et de traiter des faisceaux avec des rapports ions d'intérêt sur contaminants inférieurs à 1/1000. Elle offre une mesure moins précise que les pièges de Penning (jusqu'à 10^{-7} pour le rapport $\delta m/m$) mais permet de repousser les limites d'étude de ceux-ci.

Le principe des mesures de masse par spectrométrie à temps de vol est relativement simple. Les ions de masse m et de charge q sont initialement accélérés à la vitesse $v = \sqrt{2qU/m}$ par une différence de potentiels électriques U . Le temps de vol que mettent les ions à parcourir une distance D dans une région hors champ électrique est alors $T = D/v = D\sqrt{m/2qU}$. La mesure du temps de vol permet ainsi de déterminer la masse. Un ion lourd met plus de temps

à parcourir la même distance qu'un ion léger. Cet aspect est pris en compte pour discriminer les ions d'intérêt des contaminants présents dans le faisceau. Par ailleurs, plus la distance parcourue par les ions est importante plus la précision sur la mesure du temps de vol, et donc sur la masse, sera précise. C'est pourquoi les dispositifs MR-ToF-MS utilisent le processus de réflexions multiples.

Un MR-ToF-MS est un piège à ions linéaire. Les particules évoluent en ligne droite dans un tube de dérive (pulsé) entre deux jeux de miroirs (électrodes) situés aux extrémités, qui assurent la réflexion des ions. Des lentilles Einzel sont disposées devant chaque jeu de miroirs pour assurer la focalisation des paquets d'ions, notamment après chaque réflexion. La distance totale parcourue est multiple du nombre de réflexions qui est de l'ordre de 1000. Le temps de vol total peut s'écrire sous la forme : $t = a\sqrt{m/q} + b$, où a et b sont des constantes à déterminer. Ces derniers sont typiquement calculés à partir de la mesure de temps de vol de deux isotopes de référence dont les masses sont relativement bien connues. Idéalement, l'isotope d'intérêt et les deux isotopes de référence sont présents au sein du même paquet d'ions. La précision relative atteignable avec un MR-ToF MS est actuellement de l'ordre de 10^{-7} ($\delta m/m$). Le MR-ToF-MS est généralement précédé par un RFQ "cooler-buncher" qui permet de discrétiser le faisceau en paquets d'ions et lui conférer les qualités optiques nécessaires au bon fonctionnement du spectromètre. Comme exemple d'application du MR-ToF-MS nous pouvons citer la mesure de précision du ^{79}Cu [116] effectuée à ISOLDE-CERN : $ME = -42408 \pm 105$ keV. Le MR-ToF MS est également utilisé en amont aux pièges de Penning pour séparer les ions d'intérêt des contaminants isobariques. Plus d'informations sur cette technique de mesure de masse sont disponibles dans [176, 177].

Pour pouvoir utiliser ces techniques de mesure de masse de haute précision à partir d'un faisceau radioactif produit "en vol", il est nécessaire d'introduire un dispositif qui permet de stopper les ions (utilisation d'une cellule gazeuse par exemple) et de les reconditionner pour les mesures à basse énergie. Cette étape supplémentaire impacte la limite d'étude des noyaux très exotiques. D'autres techniques de mesure de masse plus adaptées aux faisceaux radioactifs produits "en vol" existent. Nous allons les présenter dans la prochaine sous-section.

2.1.5 Mesure de masse directe à moyenne et haute énergie

À moyenne et haute énergies, il est possible de déterminer la masse d'un ion radioactif produit "en vol" avec des spectromètres de haute résolution. Comme exemple nous pouvons citer

les résultats obtenus auprès des spectromètres SPEG [178, 179] du GANIL et TOFI du laboratoire national de Los Alamos [180]. Ils ont contribué à déterminer la masse de nombreux noyaux riches en neutrons, notamment certains isotopes de nickel $^{67-72}\text{Ni}$ [180] dans la région d'intérêt pour notre étude : $\Delta M_{\text{at}}(^{68}\text{Ni}) = -61950 \pm 280 \text{ keV}$, $\Delta M_{\text{at}}(^{69}\text{Ni}) = -59940 \pm 350 \text{ keV}$, $\Delta M_{\text{at}}(^{70}\text{Ni}) = -59490 \pm 350 \text{ keV}$, $\Delta M_{\text{at}}(^{71}\text{Ni}) = -55900 \pm 400 \text{ keV}$ et $\Delta M_{\text{at}}(^{72}\text{Ni}) = -54700 \pm 500 \text{ keV}$. Le principe consiste à utiliser la formule 2.1. Le calcul de la rigidité magnétique $B\rho$ et de la vitesse de l'ion par le biais du spectromètre permet de déterminer sa masse. $B\rho$ est déterminé à partir des positions des ions mesurées par des détecteurs situés au plan focal du spectromètre (chambres à dérive par exemple) alors que la vitesse est dérivée du temps de vol entre deux détecteurs situés à une distance bien connue. La précision relative intrinsèque d'une mesure de masse par spectromètre magnétique est de l'ordre de 10^{-4} ($\delta m/m$). Cependant, comme le faisceau analysé comporte une centaine de noyaux dont certains ont des masses bien connues, il est possible d'améliorer la précision jusqu'à 10^{-6} en les utilisant comme référence de calibration. Un des inconvénients de cette technique est que la précision n'est pas suffisamment bonne pour pouvoir distinguer les états isomériques des états fondamentaux. Néanmoins, le court temps de mesure (de l'ordre de $1 \mu\text{s}$) permet de déterminer la masse d'isotopes très exotiques.

Un moyen pour améliorer la précision des mesures est d'augmenter le temps de vol. C'est ainsi qu'une nouvelle méthode de mesure de masse dans des cyclotrons a été développée et mise en place au GANIL dans les années 90 [181, 182, 183]. Les noyaux exotiques d'intérêt sont produits par réaction dans une cible mince, en sortie du premier cyclotron à secteurs séparés (CSS1). Cette cible est positionnée à la place de la feuille d'éplucheur habituellement utilisée pour retirer la quasi-totalité des électrons du cortège électronique des particules et ainsi augmenter le rendement d'accélération dans le second cyclotron à secteurs séparés (CSS2). C'est ce dernier qui est utilisé pour la mesure de masse. Les ions ayant le même rapport masse sur charge (m/q) mais des vitesses différentes sont dites isochrones quand leur temps de vol dans le système est indépendant. Les CSS1 et CSS2 sont des cyclotrons isochrones où le champ accélérateur est un champ alternatif synchrone. Les trajectoires des particules sont des spirales. Les ions sont accélérés à fréquence cyclotron constante. L'accélération est optimale lorsque que le passage des ions dans les zones d'accélération (cavités), où la radiofréquence RF (de pulsation ω_{RF}) est appliquée et en phase. Dans ce cas, ω_c de l'équation 2.1 vaut $\omega_c = \omega_{\text{RF}}/h$, où h est l'harmonique du signal RF. Ainsi pour un isotope différent, i.e. pour un ratio m/q différent, la fréquence cyclotron n'est pas la même $\omega'_{\text{RF}} = 2\pi N_{\text{tour}}/T$, où T

est le temps de vol de l'isotope dans le cyclotron et N_{tour} le nombre de tours effectués dans celui-ci à l'harmonique h . Par conséquent, l'écart relatif des temps de vol d'un isotope en phase avec l'accélération RF et d'un isotope de masse différente, s'écrit au premier ordre : $\delta T/T = \delta(m/q)/(m/q)$. En calibrant le cyclotron avec un ion de référence de masse connue précisément, il est alors possible de connaître la masse du deuxième isotope inconnue avec une précision de l'ordre de 10^{-6} ($\delta m/m$). Le temps de transit dans le cyclotron de quelques dizaines de microsecondes permet de mesurer les masses de noyaux de demi-vie courte. Par ailleurs, comme pour les mesures avec spectromètres à haute résolution, la précision atteignable n'est pas suffisamment bonne pour pouvoir distinguer les isomères des états fondamentaux, ce qui limite dans certains cas l'interprétation des mesures. Cette méthode a aussi été appliquée par la suite avec le cyclotron CIME (Cyclotron pour Ions de Moyenne Energie) utilisé pour la post-accélération des ions en sortie de la source d'ions SPIRAL1-GANIL [183]. Quelques exemples d'excédents de masse obtenus dans le travail en question : $\Delta M_{at}(^{68}\text{Se}) = -53958 \pm 246$ keV et $\Delta M_{at}(^{80}\text{Y}) = -60971 \pm 180$ keV obtenus avec CSS2 et $\Delta/rmM_{at}(^{40}\text{Ar}) = -35004 \pm 98$ keV mesuré via CIME.

Ces dernières années, une méthode de mesure de masse d'ions en mouvement circulaire au sein d'un anneau de stockage a été développée à GSI [184]. Dans cette installation, le faisceau radioactif est généralement produit par fragmentation "en vol". Les ions possèdent des énergies pouvant atteindre le GeV/A. Les produits de réaction sont analysés en vol par le séparateur de fragments FRS (identification en masse A et charge Z des noyaux). Puis, l'isotope d'intérêt est sélectionné et conduit dans un anneau de stockage ESR où est effectuée la mesure d'intérêt. Pour déterminer les masses des ions, l'anneau de stockage peut être utilisé de deux façons. Les deux méthodes reposent sur la même formule qui relie la variation relative du rapport masse sur charge des ions (m/q) à celle de la fréquence de révolution dans l'anneau de stockage (f) et celle de leur vitesse (v) :

$$\frac{\delta(f)}{f} = -\gamma_{tr}^{-2} \frac{\delta m/q}{m/q} + \left(1 - \frac{\gamma^2}{\gamma_{tr}^2}\right) \frac{\delta v}{v}, \quad (2.2)$$

où $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ est le facteur de Lorentz. γ_{tr} est une quantité optique qui représente le détour qu'une particule ayant une rigidité magnétique différente de la rigidité nominale ($B\rho_0$) doit parcourir dans les aimants de déviation à cause de la dispersion. La première méthode employée pour mesurer des masses dans l'anneau de stockage est appelée spectrométrie de masse de Schottky (SMS) [185]. Elle repose sur la technique de mesure du bruit de Schottky

[186] et fait appel à un refroidisseur à électrons ("electron cooler" en anglais). Ce dernier permet d'obtenir une distribution de vitesse moyenne des ions identique et de faible dispersion : $\delta v/v$ réduit à 10^{-6} typiquement. De fait, le second terme de l'équation ci-dessus tend vers zéro. Par cette méthode, une précision $\delta m/m$ d'environ 10^{-5} peut être atteinte.

La seconde méthode s'appelle spectrométrie de masse isochrone (IMS) [187]. L'astuce consiste à s'affranchir de la dépendance en vitesse en choisissant une optique faisceau et une énergie de faisceau de sorte que la différence de vitesse entre les deux particules (celle d'intérêt et celle de référence) soit contrebalancée par le changement d'orbite. En d'autres termes, $\gamma = \gamma_{tr}$. De fait, comme la fréquence de révolution ne dépend plus de la vitesse, les conditions d'isochronisme sont atteintes, d'où le nom de la méthode. Il est possible d'atteindre alors une précision $\delta m/m$ proche de 10^{-6} . Elle permet une étude de noyaux encore plus exotiques que la méthode SMS. Nous pouvons citer la première mesure avec l'anneau de stockage (ESR) à GSI [188] : $\Delta M_{at}(^{129}\text{Cd}) = -63145 \pm 172$ keV. Récemment, deux autres anneaux de stockage permettant les mesures de masse ont vu le jour à HIRFL-CSR-Lanzhou [189] et R3-RIKEN [190].

Pour finir, le tableau 4.2.9.3 résume les principales caractéristiques des trois techniques de mesure de masse les plus sollicitées dans les installations (actuelles) de production d'ions radioactifs par les méthodes "en vol", ISOL et IGISOL. Ce tableau comparatif permet de visualiser les avantages et les inconvénients de chaque technique. Pour synthétiser, la mesure avec des anneaux de stockage, employée dans les installations de production "en vol", permet l'étude des espèces les plus exotiques et très peu produites. Elle offre cependant la moins bonne résolution au niveau des mesures. Les deux autres techniques sont opérationnelles uniquement à basse énergie et permettent les mesures de masse avec la meilleure résolution. Toutefois, leur champ d'étude se réduit très vite pour les noyaux à l'approche des "driplines". Par ailleurs, ces deux techniques étant souvent en oeuvre dans des installations ISOL, l'étude de certains noyaux n'est pas accessible à cause des effets chimiques dans la cible épaisse, qui empêchent leur extraction.

| Instrument | Piège de Penning | MR-ToF-MS | Anneau de stockage |
|--|--|---------------------------------|-------------------------|
| Grandeur mesurée | Fréquence cyclotron | Temps de vol | Fréquence de révolution |
| Méthode de calibration | Noyau quelconque | Isobares | Noyau de même A/Z |
| Précision typique ($\frac{\delta m}{m}$) | 10^{-8} | 10^{-7} | 10^{-7} |
| $T_{1/2}$ limite | 10 ms | 1 ms | 0.1 |
| Intensité limite | 0.1 cp/s | 0.01 cp/s | 1 cp/jour |
| Installations | ISOLDE, MSU, ANL, JYFL, GSI, TRIUMF, MPI-K | ISOLDE, TRIUMF, ANL, GSI, RIKEN | GSI, IMP-HIRFL, RIKEN |

TABLE 2.1: Comparaison entre les trois principaux instruments de mesure de masse les plus employés actuellement avec spécification pour chacun d'entre eux de la grandeur expérimentale mesurée, de la méthode de calibration (choix du noyau de référence dont la masse est très bien connue expérimentalement), de la précision typique de mesure $\delta m/m$ pour des noyaux exotiques, de la durée conventionnelle de mesure, du temps de demi-vie $T_{1/2}$ limite des isotopes envisageable pour cette technique, de l'intensité minimum de faisceau nécessaire pour la mesure et enfin des installations où ces instruments sont opérationnels.

2.1.6 Choix final de la méthode de production et de la technique de mesure de masse établi pour le projet

L'objectif expérimental de la thèse est la mesure des masses des noyaux autour du ^{78}Ni avec une précision $\lesssim 100\text{keV}$. Actuellement, l'installation RIKEN est celle qui produit les faisceaux de noyaux exotiques situés autour du ^{78}Ni les plus intenses au monde. Elle possède depuis peu un anneau de stockage (Rare RI-ring) permettant la mesure des masses en question. Le GSI offre la même possibilité mais à intensité plus réduite, grâce à ESR. Toutefois, la précision offerte par cette technique est moins bonne que celle offerte par les mesures avec pièges de Penning ou MR-ToF-MS. Ces dernières apporteront des contraintes plus fortes sur les modèles de masse. Elles s'effectuent à basse énergie auprès d'installations type ISOL, IGISOL ou encore "en vol" avec des faisceaux ralentis via une cellule gazeuse. Les dispositifs expérimentaux offrant cette possibilité sont ISOLTrap-ISOLDE en Suisse, TITAN-TRIUMF au Canada, CPT-ANL et LEBIT-NSCL aux États-Unis, JYFLTrap-JYFL en Finlande ainsi que

SHIPTRAP-GSI en Allemagne et enfin, dans un futur proche, MLLTrap-ALTO en France. Parmi toutes ces installations notre choix s'est porté vers celle de JYFL car elle permet l'étude la plus complète de la région d'intérêt. Elle donne accès à des éléments difficilement extraits d'une cible épaisse de production type ISOL : typiquement les noyaux riches en neutrons dans les chaînes isotopiques du fer ($Z=26$) et du cobalt ($Z=27$). Par ailleurs, le fait que la réaction ait lieu dans la cellule gazeuse sur une cible mince mais d'épaisseur convenable (dizaine de mg/cm^2), cela permet à l'installation IGISOL-JYFL d'avoir un meilleur taux de production des espèces les plus exotiques pour les mesures à basse énergie (en comparaison avec les méthodes de production "en vol" couplées à une cellule gazeuse puis un piège de Penning). Enfin, au départ (lors de la soumission de la proposition d'expérience en septembre 2016), il était aussi question d'utiliser un MR-ToF-MS pour certaines mesures. Malheureusement, l'équipement en question n'a pas pu être opérationnel au moment de la programmation expérimentale (novembre 2017).

La section suivante est consacrée à la description du dispositif expérimental JYFLTrap-IGISOL, situé à l'université de Jyväskylä (JYFL), en Finlande. Juste après, une description détaillée du principe de fonctionnement d'un piège de Penning sera fournie.

2.2 Description du dispositif expérimental.

La technique IGISOL a été mise en place à l'université de Jyväskylä dans les années 80 [162]. Elle est opérationnelle dans la ligne expérimentale qui porte le même nom. Un schéma général de la ligne IGISOL et de ses principaux constituants est présenté figure 2.1. Cette technique se différencie de la méthode ISOL par l'emploi d'une cellule gazeuse (remplie d'hélium ici) afin de thermaliser les produits de réaction créés par l'interaction d'un faisceau primaire d'ions stables, délivré par l'accélérateur, avec une cible mince (environ $10 \text{ mg}/\text{cm}^2$) située à l'intérieur de celle-ci. Dans notre cas, il s'agissait d'une cible d'actinides. Le choix du couple projectile-cible adopté pour l'expérience de mesure de masse associée à cette thèse a fait l'objet d'une étude préliminaire et sera discuté dans le chapitre 3. Les ions produits (par fission ici) sont thermalisés et sont conduits par le flux de gaz vers la sortie de la cellule (diamètre de sortie de 1 mm). Il règne une pression constante dans la cellule gazeuse, fixée à 200 mbar pour l'expérience. Les ions en sortie sont majoritairement à l'état de charge $1+$. Ils sont extraits et guidés à travers un sextupôle à radiofréquence SPIG (acronyme de l'anglais SextuPole Ion Guide) qui les transporte vers une chambre ayant un meilleur vide résiduel. Les

ions sont ensuite accélérés jusqu'à 30 keV/q (keV par état de charge) par une électrode. Un séparateur de masse, sous forme de dipôle magnétique, permet alors de sélectionner en masse A les fragments avec un pouvoir de résolution $A/\Delta A \approx 500$. Les fragments sélectionnés sont envoyés vers un quadripôle à radiofréquence (RFQ, acronyme de la l'anglais Radio-Frequency Quadrupole) qui a pour fonction de conditionner le faisceau avant le piège de Penning. Le RFQ regroupe les ions par paquets et leur donne une énergie bien précise. Il offre les conditions optiques au faisceau les plus optimales pour l'injection dans le double piège de Penning. Ce dernier se situe au bout de la chaîne d'instruments et est couplé à un détecteur permettant la mesure du temps de vol pour les mesures de masse (une galette à micro-canaux, dite MCP). La MCP permet de vérifier aussi l'efficacité de transmission de la ligne. A noter que la ligne IGISOL permet d'accueillir un dispositif expérimental en bout de ligne. Bien souvent, une station d'identification est mise en place à cet endroit, pour valider l'identification des particules mesurées dans le piège via l'étude de leur décroissance radioactive. Il peut s'agir aussi de dispositifs pour des mesures nécessitant des faisceaux purs en entrée, tels que le détecteur TAS (acronyme de l'anglais Total Absorption Spectroscopy) [191, 192, 193], pour la spectroscopie par absorption totale des noyaux. Dans ce cas, le double piège de Penning est utilisé comme module assurant la purification de très haut niveau du faisceau.

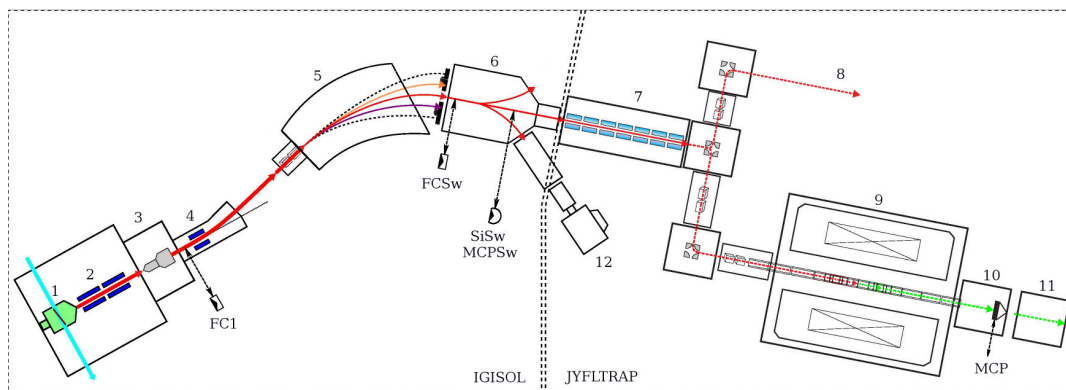


FIGURE 2.1: Schéma de la ligne IGISOL dont les principaux constituants sont : (1) la cellule gazeuse, (2) le sextupôle à radiofréquence (SPIG), (3) les électrodes d'extraction, (4) les plaques de déviation électrostatique du faisceau, (5) le dipôle magnétique, (6) le commutateur faisceau électrostatique, (7) le quadripôle à radiofréquence (RFQ), (8) la ligne faisceau vers un dispositif de spectroscopie laser, (9) le double piège de Penning, (10) le détecteur pour la mesure de temps de vol (une galette à micro-canaux (MCP) bien souvent) et (11-12) emplacements permettant l'accueil de dispositifs expérimentaux, tels que des stations de décroissance pour l'identification et/ou la spectroscopie des ions. La ligne dispose de plusieurs éléments pour le diagnostic faisceau (intensité faisceau, transmission...) : des coupelles de Faraday (FC et FCSw), des galettes microcanaux (MCP, MCPSw) et un détecteur silicium (SiSw).

2.2.1 Cellule gazeuse.

La cellule gazeuse constitue le premier maillon du dispositif expérimental. Avant l'expérience de mesure de masse, nous avons réalisé quelques études préliminaires basées sur des simulations GEANT4 afin de mieux comprendre la trajectoire des ions dans le gaz tampon et l'influence de certains paramètres expérimentaux (pression et nature du gaz) dans les performances globales de la cellule (efficacité de transport des ions, taux de production en sortie...). Le détail de cette étude et les conclusions sont présentés dans le prochain chapitre. Il existe deux types de cellules gazeuses à JYFL.

Le premier type de cellule gazeuse disponible à IGISOL est celui où les ions ne sont pas neutralisés et sont guidés vers le piège de Penning en fonction de leur état de charge (principalement sous forme $1+$). Dans ce cas, l'hélium est utilisé comme gaz tampon - puisqu'il possède un très haut potentiel d'ionisation - à une pression de 200 mbar dans la cellule gazeuse. C'est le modèle le plus employé et celui élaboré en premier, historiquement parlant, par l'équipe locale de chercheurs [194]. Il est principalement utilisé pour les mesures de masse.

Un second type de cellule gazeuse disponible à IGISOL, développé au cours des dernières années, est celui où les ions sont neutralisés puis ré-ionisés par ionisation laser résonante à l'intérieur ou en dehors de la cellule gazeuse [194]. Dans ce cas l'argon est préféré comme gaz tampon - car ce gaz noble a un potentiel d'ionisation plus faible que l'hélium - et à plus haute pression (typiquement un bar) il peut assurer le processus de neutralisation des ions. Le schéma d'ionisation laser étant propre à chaque élément, ce couplage avec le faisceau laser offre la possibilité de sélectionner les fragments en Z . Il permet aussi les études de spectroscopie laser et d'accéder ainsi à d'autres propriétés des états fondamentaux de noyaux (la variation du rayon carré moyen, moment magnétique...).

Nous avons utilisé pour l'expérience le premier type de cellule gazeuse (voir figure 2.2 et plus particulièrement le modèle adapté pour l'étude des fragments de fission. A noter qu'il existe aussi un modèle de cellule gazeuse optimisé pour l'étude des produits de fusion-évaporation, c'est-à-dire des noyaux déficitaires en neutrons. Dans le schéma (A) de la figure 2.2 le faisceau arrive suivant l'axe X . Il interagit avec la cible d'actinides (uranium ou thorium) de 15 mg/cm^2 , inclinée de 7° par rapport à l'axe faisceau afin d'augmenter la surface de production et ainsi réduire les effets thermiques. Les fragments de fission sont émis sur 4π depuis la cible. En considérant cette géométrie, d'emblée, moins de 50% des ions produits se dirigent dans la bonne direction, c'est-à-dire vers le volume d'arrêt situé derrière la feuille de Ni.

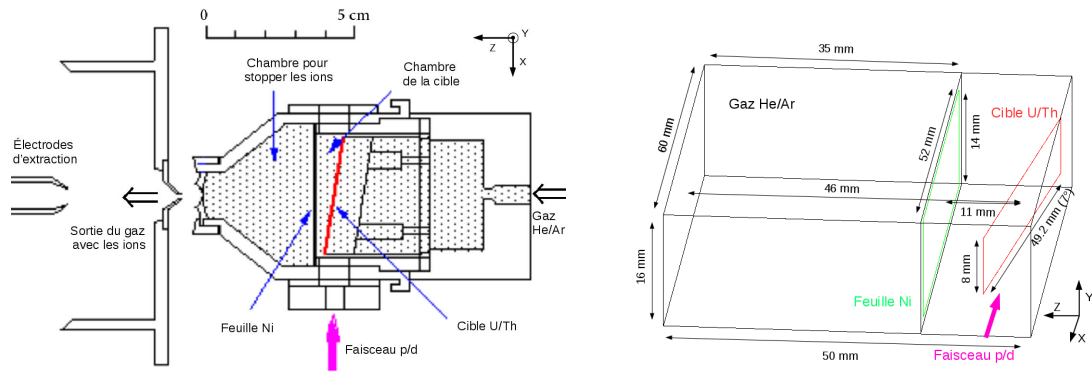


FIGURE 2.2: Schémas de la cellule gazeuse utilisée pour l'étude des noyaux d'intérêt produits par fission induite par un faisceau de particules légères (protons p ou deutons d), illustré en rose : (A) vue en coupe de dessus, (B) vue en perspective avec indication des dimensions. La cible d'actinides est dessinée en rouge. La feuille de Ni (indiquée en vert) permet d'isoler la section traversée par le faisceau primaire et réduit les effets liés au plasma induit dans le gaz (recombinaisons, neutralisation des fragments...). Les trous d'entrée et de sortie empruntés par le gaz sont aussi indiqués.

Cette dernière est utilisée pour limiter les effets de plasma engendrés par le passage du faisceau dans le gaz. Il s'agit d'une feuille de nickel naturel de 1 mg/cm^2 , positionnée perpendiculairement à l'axe Z à 11 mm de la cible (de centre à centre). Dans le volume de gaz d'arrêt (de l'hélium dans notre cas), d'épaisseur moyenne $\approx 35 \text{ mm}$, les énergies des ions hautement ionisés sont réduites par les multiples collisions entre ces derniers et les atomes du gaz. C'est pourquoi cette zone est également nommée "volume d'arrêt". Par ailleurs, dans un gaz d'hélium à 200 mbar, les réactions de recombinaison et d'échange de charges électriques contribuent à baisser l'état de charge des ions produits jusqu'à atteindre l'état de charge +1. Les fragments ainsi thermalisés et d'état de charge +1 en majorité suivent l'écoulement du gaz dans lequel ils se trouvent, ce dernier les menant vers le trou de sortie de la cellule (1 mm de diamètre d'évacuation). Compte tenu de la géométrie de la cellule gazeuse, du trou de sortie mais aussi des propriétés du gaz (hélium à 200 mbar et température ambiante), le temps d'extraction des fragments de la cellule gazeuse est estimé en moyenne à $\approx 100 \text{ ms}$ [195].

La pression résiduelle qui règne dans la chambre où se trouve la cellule gazeuse n'est pas d'assez bonne qualité pour réaliser une accélération des ions : 200 à 0.1 mbar suivant la zone. C'est pourquoi, les ions sont transportés depuis la sortie de la cellule gazeuse vers une nouvelle enceinte où se situe l'électrode d'accélération et où il règne un meilleur vide (autour de 10^{-5} mbar). Le transport des ions est assuré par un sextupôle à radiofréquence (SPIG) couplé à un système de pompage différentiel [196]. Le SPIG permet de gérer le transport d'intensité

de faisceaux plus élevée que les quadripôles. L'accélération finale peut dès lors être effectuée par une électrode d'extraction portée à 30kV en sortie du SPIG.

Un dipôle magnétique permet ensuite de séparer les ions en A/q . Les produits de fission sont majoritairement à l'état de charge +1. Le dipôle réalise une séparation en masse A (sélection isobarique), avec un pouvoir de résolution $A/\Delta A \approx 300$. La sélection de l'isobare d'intérêt est faite par un jeu de fentes, situé au point focal du dipôle. A noter qu'au point focal, se trouve aussi un déflecteur électrostatique qui permet de dévier le faisceau vers la ligne d'instrumentation désirée.

2.2.2 RFQ.

Une fois que le faisceau continu est sélectionné en A , il est décéléré électrostatiquement de 30 keV à ≈ 100 eV avant d'entrer dans un quadripôle à radiofréquence (RFQ), qui a pour mission d'améliorer les qualités optiques du faisceau (émittance...) et de le discrétiser en paquets. Le RFQ en question a la forme d'une cavité cylindrique dans laquelle est appliqué un champ électromagnétique radiofréquence via quatre barres conductrices segmentées (e.g. quatre ensembles d'électrodes de diamètre 2.3 cm et de longueur 40 cm, dans notre cas), de façon à confiner les ions dans le plan transverse (voir figure 2.3). La discrétisation du faisceau est effectuée en modulant longitudinalement les premières électrodes de chaque ensemble, ce qui crée un gradient de tension (un potentiel) dans la direction de propagation du faisceau. Les ions perdent leur énergie au fond du puits de potentiel par collision avec les atomes d'un gaz d'hélium à 10^{-2} mbar. Les ions s'accumulent dans le puits de potentiel puis la tension des dernières électrodes est abaissée et le paquet est libéré. Les réglages sont optimisés pour obtenir en sortie du RFQ la quantité d'ions souhaitée par paquet. Le RFQ permet ainsi de créer des paquets de dispersion temporelle autour de $15\mu\text{s}$ et de réduire l'émittance du faisceau de 13 à 3 p.mm.mrad (particules millimètre milliradian) à 38 keV, la dispersion en énergie passe de 80 à 1 eV en un temps total de 1 ms [197]. L'efficacité de transmission est typiquement de 60% pour $A > 40$. Les ions sont guidés au moyen de tubes et dipôles électrostatiques à une énergie de ≈ 100 eV vers le double piège de Penning JYFLTrap.

2.2.3 Piège de Penning.

Les paquets d'ions sont injectés dans le double piège de Penning. Les deux pièges de Penning, positionnés l'un à la suite de l'autre, ont une géométrie cylindrique autour de l'axe de

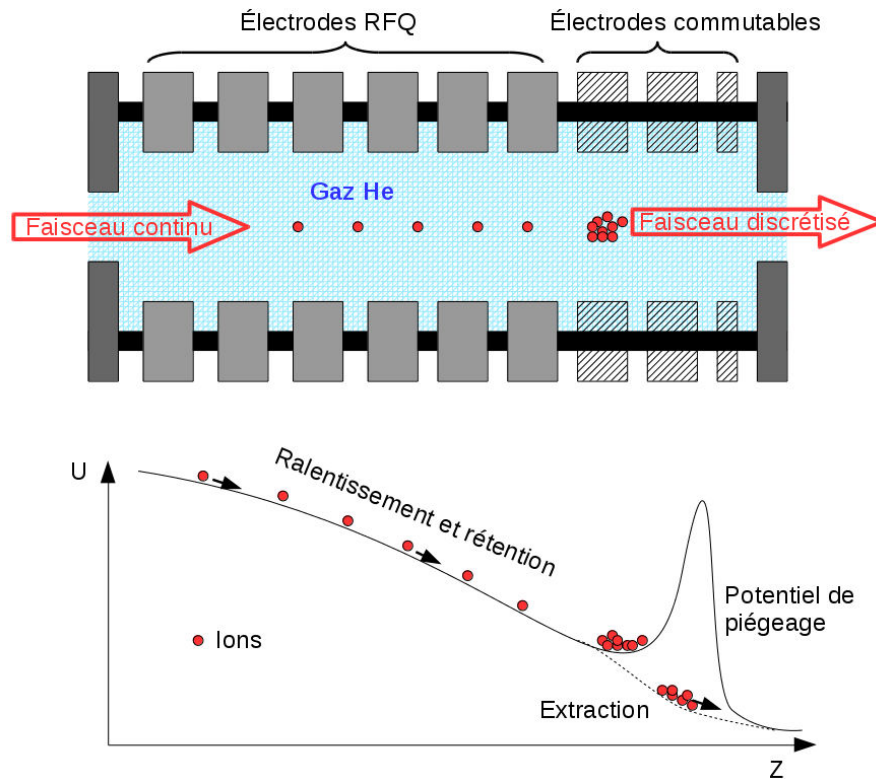


FIGURE 2.3: Schémas illustrant le principe de fonctionnement d'un quadripôle radiofréquence (RFQ). Le schéma en haut représente une vue en coupe d'un RFQ qui montre comment le faisceau continu d'ions est ralenti et accumulé dans le potentiel créé par les électrodes jusqu'à ce que la tension des dernières électrodes soit abaissée pour évacuer le paquet d'ions formé. Le schéma du bas représente un profil de potentiel électrique au sein d'un RFQ. À noter que ces schémas ne sont pas à l'échelle.

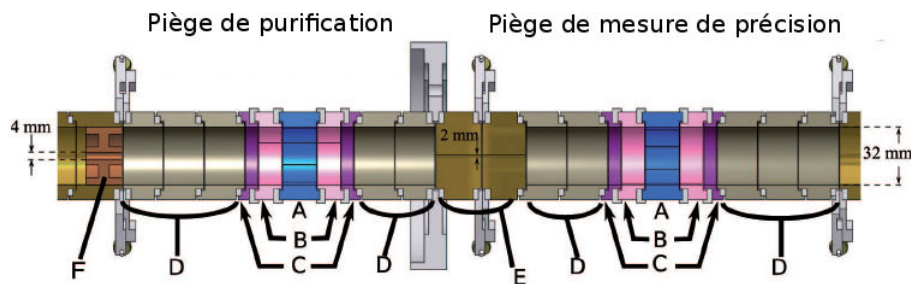


FIGURE 2.4: Schéma du double piège de Penning JYFLTrap. Le premier piège (à gauche) permet la purification du faisceau tandis que le second piège (à droite) est utilisé pour la mesure de masse de haute précision. Ils sont symétriques l'un par rapport à l'autre et sont composés : d'une électrode centrale (A), de quatre électrodes de correction (B et C) et de cinq électrodes situées aux extrémités (D). L'électrode (E) assure la transmission entre les deux pièges et celle (F) l'injection du faisceau dans JYFLTrap.

propagation du faisceau (cf figure 2.4). La fonction première d'un piège de Penning est de confiner les particules chargées. Ce confinement est réalisé par le couplage d'un champ magnétique homogène de 7.0 T, généré par un solénoïde supraconducteur, et d'un champ électrique

quadripolaire radiofréquence, créé par les électrodes². La déviation relative du champ magnétique au centre des différents pièges est de $\Delta B/B = 4.3 \times 10^{-7}/\text{cm}^3$ [197]. Le formalisme concernant le mouvement des ions dans un piège de Penning est brièvement rappelé à la fin de ce chapitre, dans la prochaine section. Pour la description générale des pièges de Penning, constitutifs du dispositif expérimental, faite dans les sous-sections suivantes, nous évoquerons les mouvements propres des ions qualitativement : le mouvement axial (de pulsation ω_z et de rayon maximal ρ_z), le mouvement cyclotron réduit (de pulsation ω_+ et de rayon maximal ρ_+) et le mouvement magnétron (de pulsation ω_- et de rayon maximal ρ_-). La trajectoire finale des ions dans le piège résulte de la convolution de ces trois mouvements. La figure 2.5 illustre la trajectoire type des ions dans un piège de Penning et permet de visualiser les mouvements propres qui la composent.

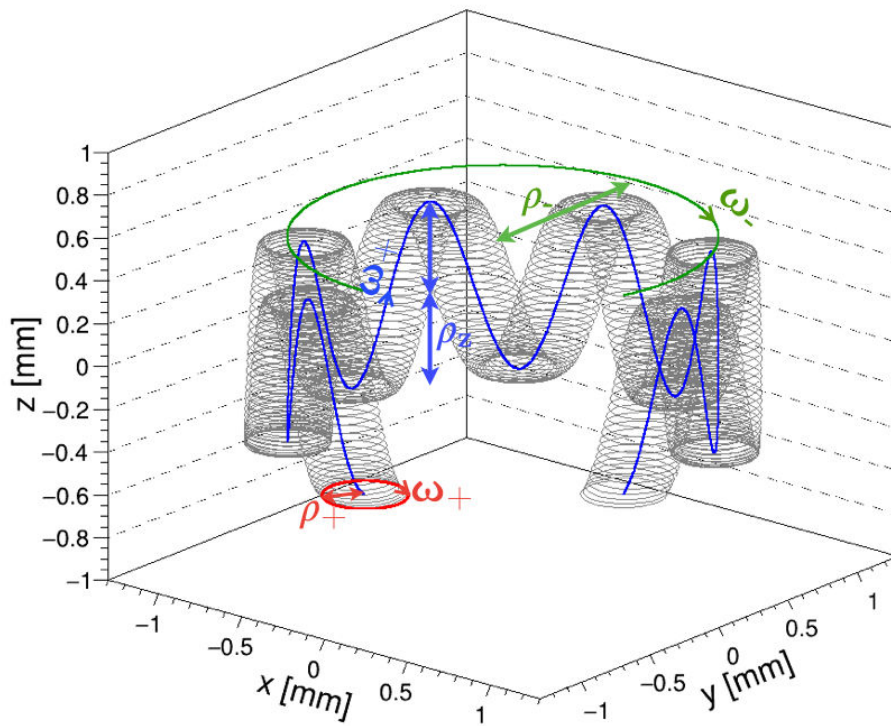


FIGURE 2.5: Schéma de la trajectoire typique des ions dans un piège de Penning (non à l'échelle) et indication des trois mouvements principaux qui la composent : cyclotron réduit (rouge), magnétron (vert) et axial (bleu). La pulsation (ω) et l'amplitude maximale (ρ) de chaque mouvement sont aussi indiquées.

2. Le champ électrique radiofréquence est produit par un générateur Agilent modèle 33250A.

2.2.4 Purification du faisceau dans le premier piège de Penning

Après le RFQ, les paquets d'ions passent d'abord par un premier piège de Penning qui permet la purification du faisceau. Les ions y sont piégés et refroidis à l'aide d'un gaz tampon [198]. Ce piège dit "de purification" ou encore "de préparation" opère une sélection des ions d'intérêt avec une précision relative de l'ordre de 10^{-5} . Le signal temps d'ouverture de ce premier piège est synchronisé avec celui de l'extraction du RFQ. Puis $\approx 2\mu\text{s}$ plus tard, la tension de l'électrode d'entrée du premier piège de Penning est remontée en valeur de sorte que les ions n'aient pas le temps d'en sortir et s'y retrouvent piégés. Les ions perdent de l'énergie par collisions avec les atomes du gaz (He à $\approx 10^{-4}$ mbar) puis la technique de sélection par refroidissement dans le gaz tampon est appliquée [199]. A noter que la géométrie de JYFLTrap ainsi que les tensions appliquées aux différentes électrodes sont adaptées de celles d'ISOLTRAP [200].

Excitation dipolaire

Une fois que les ions ont été thermalisés dans le premier piège, une excitation électrique dipolaire est appliquée à la fréquence ν_- (magnétron), les ions suivent alors une trajectoire circulaire perpendiculairement à l'axe du champ magnétique qui les éloigne du centre du piège. Il s'agit du mouvement magnétron. L'amplitude et la durée de l'excitation (typiquement ≈ 300 mV et ≈ 10 ms) sont choisies de sorte qu'à la fin de l'excitation le rayon d'orbite des ions soit supérieur au rayon du trou d'extraction situé au centre du piège cylindrique, voir 2.3 pour les détails sur le mouvement des ions dans le piège.

Excitation quadripolaire

L'excitation quadripolaire à la pulsation $\omega_c = qB/m$ qui s'opère à la suite a pour but de recentrer les ions d'intérêt avant leur évacuation par le trou d'extraction, situé en sortie entre les deux pièges de Penning. Le mouvement magnétron des ions de la masse correspondante est alors converti périodiquement en mouvement cyclotron et inversement. L'amplitude du mouvement cyclotron (ρ_+) diminue au cours du temps en raison des interactions avec le gaz tampon. Les ions sélectionnés sont alors recentrés autour de l'axe tandis que les contaminants sont perdus dans les bords du piège. Les effets dissipatifs du gaz rendent la conversion efficace sur une gamme plus large de fréquences. De fait, l'extraction du premier piège, i.e. la

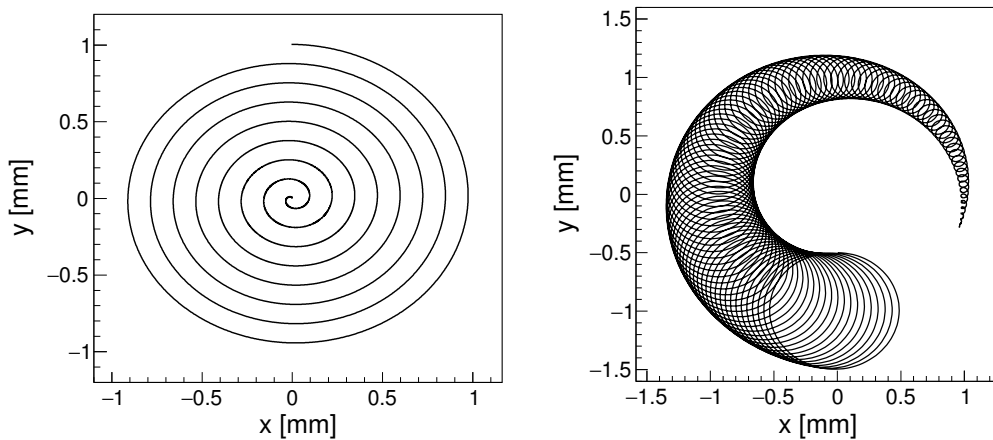


FIGURE 2.6: Schéma de la trajectoire typique des ions dans un piège de Penning (non à l'échelle), à gauche lors d'une pure excitation dipolaire et à droite lors d'une excitation quadripolaire.

transmission vers le deuxième piège, est meilleure avec une pression plus élevée et des paquets d'ions plus grands. Toutefois cela a également pour effet de dégrader la résolution en masse. Ainsi, le choix des paramètres est effectué pour privilégier la sélectivité ou la transmission selon le besoin. Typiquement les valeurs appliquées pour favoriser une séparation de haute résolution sont de ≈ 300 mV d'amplitude d'excitation durant ≈ 300 ms, à comparer au cas usuel où pour la même amplitude la durée d'excitation est autour de ≈ 50 ms. Finalement le paquet d'isotopes d'intérêt est extrait du premier piège à travers une électrode d'extraction de 2 mm de diamètre qui sert, d'une part, à éliminer les isobares non souhaités, c.a.d. non sélectionnés par l'application de l'excitation quadripolaire et, d'autre part, à limiter le transfert de gaz He vers le second piège de Penning de mesure de précision qui, lui, fonctionne dans un vide plus poussé ($\approx 10^{-6}$ mbar, contre $(\approx 10^{-5} - 10^{-4}$ mbar dans le premier piège). Le temps de transfert entre les deux pièges dépend linéairement de la racine carrée de la masse de l'ion transféré.

2.2.5 Mesure de masse via le deuxième piège de Penning

Dans le second piège de Penning, deux types d'excitation quadripolaire peuvent être appliqués pour extraire la masse des ions d'intérêt. En complément nous évoquerons la nouvelle technique PI-ICR ("Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance" en anglais), de plus en plus utilisée pour la mesure de masse, basée sur la projection du mouvement des ions dans le piège de Penning sur un détecteur MCP sensible à la position.

Excitation quadripolaire classique

Les ions sélectionnés et transmis sont de nouveau confinés dans un deuxième piège de Penning, dit "de précision". Dans celui-ci, un protocole identique à celui du premier piège est appliqué. D'abord, une excitation dipolaire à la fréquence ν_- (magnétron) démarre de sorte que les ions aient une amplitude de mouvement de plus en plus grande et qui les éloignent du centre (figure de gauche 2.6). Comme pour le premier piège, la durée de cette excitation doit être suffisamment longue pour que le rayon d'orbite des ions soit plus important que le trou d'extraction de ce second piège : typiquement quelques dizaines de millisecondes. Ensuite une excitation quadripolaire à la pulsation $\omega_c = qB/m$ est appliquée pour convertir partiellement le mouvement magnétron des ions en mouvement cyclotron et ainsi recentrer les ions d'intérêt. À noter que, même si les ions sont préparés de façon à ce qu'après l'excitation dipolaire leur mouvement soit purement magnétron, dans la réalité il se peut qu'ils aient tout de même un mouvement cyclotron résiduel (d'amplitude $\rho_+(0) \neq 0$) issu de leur passage dans le premier piège. Par ailleurs, la conversion du mouvement magnétron en cyclotron n'est pas parfaite. Il existe une phase ϕ entre la fonction d'excitation quadripolaire et le mouvement des ions. L'amplitude initiale $\rho_+(0)$ et la phase ϕ sont liées. Néanmoins, nous avons vu que dans la pratique (lors de nos mesures de masse notamment) ces paramètres n'affectaient pas la mesure de masse.

Excitation quadripolaire séparée en temps

La méthode d'excitation quadripolaire séparée en temps, appelée aussi méthode de Ramsey [201, 202], diffère de la méthode précédente par le fait que différentes plages d'excitation quadripolaire (usuellement 2) - qui doivent être en phase - sont appliquées. Les excitations sont entrecoupées par des temps d'attente relativement longs.

Cette méthode permet d'atteindre des précisions plus grandes dans les mesures que la méthode par excitation quadripolaire classique. Elle n'est toutefois pas applicable pour les noyaux les plus exotiques.

Une fois que l'excitation quadripolaire (cas classique ou de type Ramsey) a été effectuée, les ions sont extraits du piège en faisant chuter rapidement (≈ 200 ns) la tension de l'électrode de sortie du second piège (signal d'éjection). L'énergie radiale des ions est convertie en énergie axiale dans le gradient de champ magnétique en sortie du piège (par conservation du moment

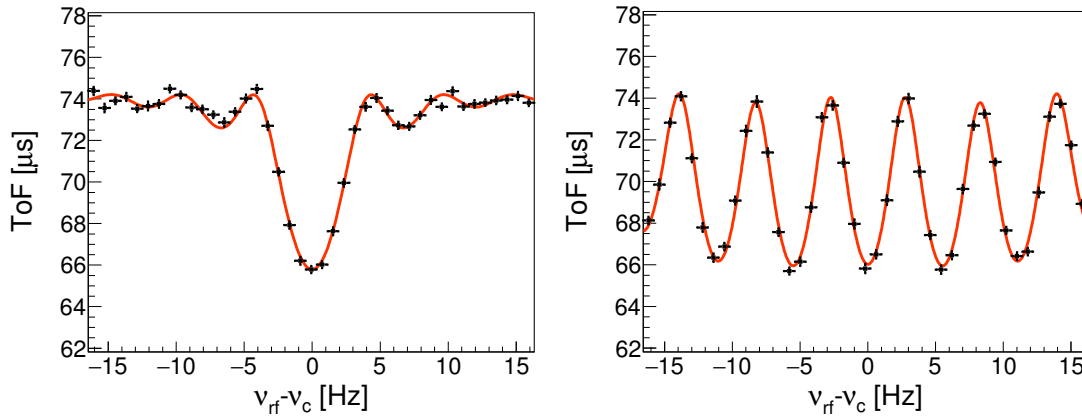


FIGURE 2.7: Exemples de courbes de résonance cyclotron par temps de vol du $^{84}\text{Kr}^+$, obtenues par un schéma d'excitation quadripolaire classique (TOF-ICR à gauche) ou séparée en temps (Ramsey à droite) dans le second piège de Penning.

magnétique). D'ailleurs, un champ électrostatique est appliqué pour ralentir les ions et permettre une conversion effective en énergie axiale. Le signal d'éjection déclenche la mesure du temps de vol des ions entre la sortie du piège et une galette à micro-canaux (MCP) située plus loin dans la ligne faisceau. Lorsque la pulsation de l'excitation quadripolaire coïncide exactement avec la masse de l'ion, la conversion du mouvement magnétron en mouvement cyclotron est optimale. L'énergie cinétique des ions est maximale, ce qui se traduit par un temps de vol minimal observé à cette valeur dans le spectre temps de vol versus fréquence d'excitation radiofréquence appliquée (voir figure 2.7). La détermination de la fréquence d'excitation correspondant à la résonance en temps de vol permet de déduire la masse de l'ion d'intérêt. Ce spectre est conventionnellement appelé spectre TOF-ICR (de l'anglais "Time-Of-Flight Ion-Cyclotron-Resonance", qui se traduit par la courbe de résonance cyclotron des ions par temps de vol).

Technique PI-ICR

PI-ICR est l'acronyme (en anglais) de Phase Imaging - Ion Cyclotron Resonance, qui se traduit en français par "Imagerie de Phase - Résonance Cyclotronique Ionique". Cette technique repose sur la projection du mouvement des ions dans le piège de Penning sur un détecteur sensible à la position (ici une galette à micro-canaux couplée à des lignes de retard). Le principe de cette technique est introduit brièvement dans cette sous-section, plus de détails peuvent être trouvés dans les références [203, 204, 205].

Cette nouvelle approche expérimentale de mesure de masse a été développée initialement avec

le double piège de Penning SHIPTRAP, implémenté auprès de l'installation GSI [203, 204]. Elle permet de multiplier par 40 le pouvoir de résolution et par 5 la précision dans la détermination de ν_c . Compte tenu de ces performances, diverses installations dotées d'un double piège de Penning ont commencé à mettre cette technique en place, c'est le cas de l'installation IGISOL. Durant l'expérience de novembre 2018, l'équipe de JYFLTRAP travaillait sur sa mise en service. Une publication récente fournit les premiers résultats obtenus concernant les masses des noyaux stables $^{85,87}\text{Rb}$ [205] : ils ont atteint une précision relative de $\delta m/m \lesssim 7 \times 10^{-10}$.

Il y a deux façons de déterminer la fréquence cyclotron ν_c des ions dans le piège via le méthode PI-ICR : (i) en mesurant indépendamment les fréquences cyclotron réduite et magnétron ou (ii) en les mesurant quasi-simultanément. Dans le premier cas (voir figure 1 de la référence[205]), la fréquence magnétron est mesurée en appliquant uniquement une excitation dipolaire à la fréquence ν_- , s'en suit une phase d'accumulation relativement longue avant extraction et enfin détection dans le détecteur de position (phase 1). Ensuite, la fréquence cyclotron réduite est mesurée en effectuant successivement (i) une réduction du mouvement magnétron par pulse dipolaire à la fréquence ν_- , (ii) une réduction du mouvement magnétron par pulse dipolaire à la fréquence ν_z , une excitation dipolaire à la fréquence ν_+ , (iii) une phase d'accumulation, (iv) une excitation quadripolaire à la fréquence ν_c avant (v) extraction et enfin détection dans le détecteur de position (phase 2). Dans le second cas (voir figure 2 de la référence[205]), les fréquences magnétron (phase 1') et cyclotron réduite (phase 2') sont mesurées quasi simultanément. La phase 2' est identique à la phase 2 décrite dans le paragraphe précédent. La phase 1' est aussi similaire à la phase 2 : elle se démarque par le fait que l'excitation quadripolaire à la fréquence ν_c est réalisée avant la phase d'accumulation. Les excitations dipolaires appliquées aux fréquences magnétron et axiale permettent de réduire les mouvements magnétron et axial des ions. L'excitation dipolaire à la fréquence cyclotron réduite conduit les ions en "orbite" à un certain rayon. Lors de l'excitation quadripolaire le mouvement cyclotron réduit des ions est converti en mouvement magnétron. Lors des phases d'accumulation, les ions évoluent librement pendant un certain temps (t), accumulant un déphasage (par rapport à leur phase initiale) proportionnel au temps t et à la fréquence magnétron des ions. Finalement, la fréquence cyclotron ν_c des ions, qui correspond à la somme des fréquences cyclotron réduite et magnétron, est déduite de la formule :

$$\nu_c = \frac{\alpha_c + 2\pi(n_+ + n_-)}{2\pi t}, \quad (2.3)$$

où α_c est la différence d'angle entre les images de phase visualisées sur la MCP. n_- et n_+ correspondent aux nombres de révolutions pendant le temps t des ions lors de la phase 1/1' et la phase 2/2' respectivement. Une mesure rapide des fréquences radiales (cyclotron réduite ou magnétron) avec une précision modeste (avec un temps t plus court que pour la mesure principale) permet d'obtenir le nombre entier de tours n correspondant.

Par ailleurs, différentes méthodes de séparation des états fondamentaux et isomériques basées sur cette technique PI-ICR, ont été développées. Plus d'informations à ce sujet sont disponibles dans [206, 205].

Au cours de l'expérience, nous n'avons pas utilisé la technique du PI-ICR pour la mesure de masse mais plutôt comme moyen complémentaire d'analyse des données en ligne pour certains cas, comme le ^{76}Cu et le ^{70}Co . Les résultats obtenus ayant plus un intérêt lié à structure des noyaux en question, nous ne les présenterons pas ici.

2.3 Mouvement des ions dans un piège de Penning.

Cette section a pour but d'introduire les équations du mouvement des ions dans un piège de Penning en nous référant parfois au cas spécifique de JYFLTrap (ensemble de deux pièges de Penning consécutifs à géométrie cylindrique). Des descriptions plus détaillées concernant les pièges de Penning sont données dans [207, 199].

Dans un piège de Penning, la combinaison d'un champ magnétique uniforme et d'un champ électrique permet de confiner une particule chargée (de charge q). Cette particule, de vitesse \vec{v} et évoluant sous l'influence d'un champ magnétique \vec{B} et d'un champ électrique \vec{E} , est soumise à la force de Lorentz :

$$\vec{F} = m\ddot{\vec{r}} = q \cdot \left[\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v} \wedge \vec{B}(\vec{r}, t) \right] , \quad (2.4)$$

\vec{r} étant le vecteur position de la particule et t faisant référence au paramètre temps. Pour que la particule reste piégée, la valeur moyenne sur le temps du champ électrique doit être nulle $\langle \vec{E}(\vec{r}, t) \rangle_t = 0$. En première approximation, il est plus simple de confiner un ion grâce au potentiel électrique engendré par une électrode cylindrique centrale couplée à deux électrodes en forme d'hyperboloïdes de révolution aux extrémités. Ce piège de Penning de géométrie dite hyperboloïde forme un champ électrique idéal pour le confinement. Cependant, cette géométrie nécessite en réalité l'ajout d'électrodes supplémentaires afin de corriger les imperfections

du champ électrique liées (i) à la taille finie des électrodes aux extrémités et (ii) aux trous d'injection/extraction des ions situés en leur centre. Ce type de piège de Penning est utilisé pour les mesures de masse de précision à ISOLDE [208]. Par ailleurs, un potentiel de forme similaire peut être obtenu en utilisant un piège de Penning de géométrie dite cylindrique, basée sur l'emploi d'une électrode cylindrique centrale couplée cette fois-ci à deux électrodes de forme cylindrique aux extrémités. Cette configuration nécessite, elle aussi, l'ajout de plusieurs électrodes correctrices (voir figure 2.4). Ce second type piège de Penning est utilisé à JYFL pour les mesures de masse [194]. Pour ces deux types de géométrie, le potentiel électrique Φ ($\vec{E} = -\text{grad}\Phi$) à symétrie axiale z est de la forme suivante, en coordonnées cartésiennes :

$$\Phi(x, y, z) = \frac{U_{dc}}{4d^2}(2z^2 - x^2 - y^2), \quad (2.5)$$

où U_{dc} est la différence de potentiel entre l'électrode centrale et les électrodes aux extrémités. Un piège de Penning est conventionnellement caractérisé par la longueur $d = \sqrt{(z_0^2 + r_0^2/2)/2}$, où z_0 et r_0 sont les distances minimales entre, respectivement, le centre du piège et une électrode à une extrémité et, le centre du piège et l'électrode centrale. L'amplitude radiale du mouvement des ions dans le plan perpendiculaire à $\vec{B}=B\vec{z}$ vaut $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. La trajectoire d'un ion confiné dans un piège de Penning est la résultante de trois mouvements propres : une oscillation axiale (suivant l'axe z) associée au champ électrique et deux oscillations radiales dans le plan perpendiculaire à l'axe du champ magnétique (z). La combinaison du potentiel électrique Φ et du champ magnétique uniforme permet un piégeage dans les trois dimensions spatiales (x, y, z) . Le système d'équations du mouvement est déduit de 2.4 et 2.5, nous obtenons :

$$\begin{cases} m\ddot{x} - q\frac{U_{dc}}{2d^2}x - qB\dot{y} = 0 \\ m\ddot{y} - q\frac{U_{dc}}{2d^2}y - qB\dot{x} = 0 \\ m\ddot{z} + q\frac{U_{dc}}{d^2}z = 0. \end{cases} \quad (2.6)$$

Les deux premières équations décrivent le mouvement radial (couplé) de la particule. Le mouvement de l'ion dans la direction z est découplé des mouvements dans le plan radial. Il est associé uniquement à la composante z du potentiel électrique. La dernière équation du triplet correspond ainsi au mouvement axial. Elle décrit un oscillateur harmonique parallèle au champ magnétique, de pulsation ω_z :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{qU_{dc}}{md^2}}, \quad (2.7)$$

avec $qU_{dc} > 0$. Une façon de résoudre les deux premières équations du mouvement du système 2.6 est de les traiter dans le plan complexe, en substituant x et y par $u = x + iy$. Celles-ci deviennent alors :

$$\ddot{u} + i\omega_c \dot{u} - \frac{1}{2}\omega_z^2 u = 0, \quad (2.8)$$

Où $\omega_c = \frac{qB}{m}$ correspond à la pulsation cyclotron. Cette équation a pour solution générale $u(t) = A^+ e^{-i(\omega_+ t + \varphi_+)} + A^- e^{-i(\omega_- t + \varphi_-)}$, où ω_+ et ω_- correspondent respectivement à la pulsation cyclotron réduite et à la pulsation magnétron. A^+ , A^- , φ_+ et φ_- correspondent quant à eux aux rayons et aux phases des mouvements respectifs, déterminés par les conditions initiales. ω_+ et ω_- sont définis par les expressions :

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\omega_c \pm \sqrt{\omega_c^2 - 2\omega_z^2} \right). \quad (2.9)$$

Dans un piège de Penning idéal, la somme de la pulsation cyclotron réduite et de la pulsation magnétron est égale à pulsation cyclotron ω_c qui caractérise le mouvement circulaire d'une particule chargée perpendiculairement à un champ magnétique, ainsi :

$$\omega_+ + \omega_- = \omega_c = \frac{qB}{m}. \quad (2.10)$$

D'autre part d'après le théorème d'invariance [207] toutes les pulsations propres sont liées par la relation :

$$\omega_+^2 + \omega_-^2 + \omega_z^2 = \omega_c^2, \quad (2.11)$$

où $\omega_c > \omega_+ \gg \omega_z \gg \omega_-$ tant que $B^2 \gg (2U_{dc}/d^2)(m/q)$ (condition valide pour la plupart des expériences). Nous noterons que le mouvement magnétron est quasiment indépendant de la masse de l'ion [209], au premier ordre la fréquence propre associée vaut :

$$\omega_- \approx \frac{U_{dc}}{2Bd^2}. \quad (2.12)$$

Les trois mouvements propres sont schématiquement représentés sur la figure 2.5. Les solutions des équations 2.6 sont ainsi de la forme :

$$\begin{cases} x(t) = \rho^+ \cos(\omega_+ t + \varphi_+) - \rho^- \cos(\omega_- t + \varphi_-) \\ y(t) = \rho^+ \sin(\omega_+ t + \varphi_+) - \rho^- \sin(\omega_- t + \varphi_-) \\ z(t) = \rho_z \cos(\omega_z t + \varphi_z) , \end{cases} \quad (2.13)$$

où ρ^\pm et ρ_z sont les amplitudes radiales (cyclotron réduite (+) et magnétron (-), avec $\rho^\pm = \frac{A^\pm}{\omega_+ - \omega_-}$) et axiales des mouvements et $\varphi_{\pm,z}$ sont les phases correspondantes.

Des champs électriques dipolaire et quadripolaire radiofréquences (RF) sont typiquement utilisés pour contrôler la trajectoire des ions dans un piège de Penning. D'une part, il est possible de modifier les amplitudes des trois mouvements propres en appliquant un champ dipolaire RF. Dans ce cas, pour modifier le mouvement axial, des tensions différentes sont appliquées aux deux électrodes cylindriques situées aux extrémités. La modification du mouvement radial passe par une excitation dipolaire effectuée en appliquant une tension alternative entre deux segments opposés d'une même électrode cylindrique, cf figure 2.4. Comme la fréquence propre du mouvement magnétron est, en première approximation, indépendante de la masse des ions piégés, appliquer une excitation dipolaire à la fréquence ν_- permet de changer l'amplitude de tous les ions simultanément. La fréquence propre cyclotron réduite est, quant à elle, dépendante de la masse des ions. Ainsi une excitation dipolaire à la fréquence cyclotron réduite ν_+ peut être utilisée pour sélectionner un seul isotope [197]. Le champ créé par la tension RF pulsée à la fréquence ω_{RF} et de phase φ_{RF} peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{E}(t) = [E_x \cos(\omega_{RF} t + \varphi_{RF}), E_y \cos(\omega_{RF} t + \varphi_{RF}), E_z \sin(\omega_z t + \varphi_z)], \quad (2.14)$$

Où E_x , E_y et E_z sont les coefficients associés à l'amplitude du champ électrique suivant les trois axes du système de coordonnées cartésiennes. D'autre part, une excitation quadripolaire RF peut aussi être utilisée pour modifier la trajectoire des ions. Cette excitation quadripolaire est effectuée en appliquant une combinaison linéaire des fréquences propres. La plus utile dans le cadre d'une mesure de masse de précision est la conversion entre les deux mouvements radiaux 2.10. En principe, après une première excitation dipolaire les ions ont un mouvement magnétron, une fois celle-ci terminée, l'utilisation du champ quadripolaire permet de convertir le mouvement magnétron en mouvement cyclotron réduit.

Dans la réalité, les ions piégés dans un piège de Penning n'évoluent pas dans un vide parfait, mais dans un gaz d'hélium. Dans le piège utilisé pour la mesure de masse, il règne une pression de $\approx 10^{-6}$ mbar. Une approximation raisonnable est de considérer les ions soumis à une force d'amortissement de la forme : $\vec{F}_{am} = -\delta m \vec{v}$ proportionnelle à la vitesse des ions dans le gaz résiduel [209]. Dès lors, les équations du mouvement 2.6 sont réécrites, telles que :

$$\begin{cases} \ddot{x} + \delta \dot{x} - \omega_c \dot{y} - \frac{1}{2} \omega_z^2 x = \frac{q}{m} E_x \cos(\omega_{RF} t + \varphi_{RF}) \\ \ddot{y} + \delta \dot{y} + \omega_c \dot{x} - \frac{1}{2} \omega_z^2 y = \frac{q}{m} E_y \cos(\omega_{RF} t + \varphi_{RF}) \\ \ddot{z} + \delta \dot{z} + \omega_z^2 z = \frac{q}{m} E_z \sin(\omega_z t + \varphi_z) . \end{cases} \quad (2.15)$$

Les solutions des équations du mouvement sont écrites dans [209]. Les amplitudes radiales ρ^\pm valent alors :

$$\rho^\pm(t, \omega_{rf}) = \left\{ \rho^\pm(0) \cosh(\omega_B e^{i\theta} t) \mp \frac{\rho^\pm(0) [\gamma \omega_c + i(\omega_{rf} - \omega_c)] + \rho^\mp(0) k_0^\pm}{2\omega_B e^{i\theta}} \sinh(\omega_B e^{i\theta} t) \right\} \times e^{-\frac{\delta}{2} t} e^{\pm \frac{i}{2} (\omega_{rf} - \omega_c) t} \quad (2.16)$$

où $\rho^\pm(0)$ sont les amplitudes radiales initiales (à $t = 0$) des ions d'intérêt, ω_B représente la fréquence ($\omega_B = \sqrt{\omega_{B+}\omega_{B-}}$, où $\omega_{B\pm} = \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_{RF} - \omega_c)^2 + (\gamma \omega_c \mp k_0)^2}$), θ correspond à la phase ($\theta = \frac{1}{2}(\theta_+ + \theta_-)$, avec $\theta_\pm = \arctan(\frac{\omega_{RF} - \omega_c}{\gamma \omega_c \mp k_0})$) et k_0^\pm sont les constantes de couplage ($k_0^\pm = k_0 e^{\pm i\Delta\varphi}$). $\Delta\varphi$ traduit la différence de phase entre le mouvement des ions et le champ radiofréquence ($\Delta\varphi = \varphi_{RF} - (\varphi_+ + \varphi_-)$). Le paramètre γ est proportionnel au coefficient d'amortissement δ : $\gamma = \frac{\delta}{\omega_+ - \omega_-}$. En considérant $\omega_+ \gg \omega_-$ et la relation 2.10, $\gamma \approx \frac{\delta}{\omega_c}$.

Par ailleurs, il a été montré qu'un schéma où sont appliquées des excitations successives conduit à des mesures de masse plus précises [202]. Il s'agit de méthode de Ramsey. Avec cette technique, en considérant le cas où deux excitations quadrupolaires successives sont appliquées, sans les effets d'amortissement du gaz, la fonction de conversion entre le mouvement magnétron et le mouvement cyclotron après application d'un champ RF quadripolaire [202], s'écrit :

$$F_2(\delta, \tau_0, \tau_1, g) = \frac{4g^2}{\omega_R^2} \left\{ \cos\left(\frac{\delta\tau_0}{2}\right) \sin(\omega_R \tau_1) + \frac{\delta}{\omega_R} \sin\left(\frac{\delta\tau_0}{2}\right) \right. \quad (2.17)$$

$$\left. [\cos(\omega_R \tau_1) - 1] \right\}^2 , \quad (2.18)$$

où τ_0 est la durée du temps de repos entre deux excitations de durée τ_1 , δ représente ici l'écart entre la fréquence d'excitation quadripolaire et la fréquence cyclotron des ions ($\delta = \omega_{RF} - \omega_c$), ω_R la fréquence de Rabi ($\omega_R = \sqrt{4g^2 + \delta^2}$) et g correspond à la constante de couplage renormalisée. Le détail du développement de ces expressions est donné dans [202].

Il est possible de prendre en compte les mécanismes de frottement, par l'ajout d'une force de frottement $\vec{F} = -2m\gamma\vec{v}$. γ est le coefficient de frottement. Cela se traduit par l'ajout d'un terme multiplicatif en $e^{-2\gamma(2\tau_1+\tau_2)}$ à l'expression de F_2 . Le traitement, dans ce cas, fait appel à des variables complexes, avec un formalisme assez lourd, que nous ne développerons pas ici mais qui est disponible dans la référence [210].

Nous venons de résumer les expressions importantes qui décrivent le mouvement des ions dans un piège de Penning après application d'une excitation quadripolaire unique (méthode TOF-ICR) ou séparée en temps (méthode Ramsey). Celles-ci seront utilisées pour l'analyse des données, qui sera détaillée dans le chapitre 4.

Chapitre 3

Optimisation des paramètres expérimentaux et résultats des tests de production en ligne

Ce chapitre synthétise les études préalables effectuées dans le but d'optimiser des paramètres expérimentaux pour les mesures de masse de haute précision concernant les noyaux riches en neutrons, à l'aide d'un double piège de Penning (cf chapitre 2), dans la région du ^{78}Ni . Les noyaux en question jouent un rôle important lors de l'effondrement du coeur d'étoiles massives (cf chapitres d'introduction 1 et 1). Les masses nucléaires constituent un des ingrédients microphysiques utilisé dans la modélisation, elles impactent notamment la composition du coeur de l'étoile en effondrement. Dans un premier temps, nous avons étudié les réactions qui pourraient maximiser la production des ions d'intérêt tout en limitant la proportion de contaminants. Une étude précédente de K. Kruglov et collaborateurs [211] laisse suggérer que l'utilisation d'une cible de thorium irradiée par un faisceau de deutérium pourrait améliorer la production des espèces les plus exotiques situées autour du ^{78}Ni , par rapport à une production conventionnelle impliquant la fission d'uranium induite par des protons (gain d'un facteur 2 à 3 pour le ^{76}Ni). D'un point de vue expérimental, la mesure de masse par un piège de Penning ne nécessite pas une intensité de faisceau importante. Il suffit typiquement de 0.1 à ≈ 10 ions d'intérêt par paquet d'ions pour obtenir un spectre en temps de vol convenable avec une durée de mesure raisonnable (spectre de résonance en temps de vol obtenu en moins de huit heures). Par ailleurs, le taux de contaminants isobariques ne doit pas être trop conséquent au

risque d'altérer les capacités de séparation du premier piège de Penning : la limite acceptable est typiquement de mille contaminants pour un ion d'intérêt par paquet. Dans la première section de ce chapitre, nous présenterons ainsi les résultats des calculs de taux de production obtenus avec les codes GEF (version 1.1 de 2016) [212] et TALYS (version 1.8 de 2015) [213], ce dernier étant utilisé pour normaliser les taux avec la section efficace totale de fission. Par ailleurs, nous avons comparé les estimations de sections efficaces obtenues avec les codes GEF/TALYS aux résultats de V. Rubchenya [214] lorsque c'était possible. Ces résultats ont permis d'estimer les caractéristiques de la réaction qui pourraient maximiser la production des ions d'intérêt (nature du projectile et de la cible, énergie de la réaction). Les estimations ont pu être comparées aux résultats expérimentaux de mesures de taux de production des noyaux dans la zone d'intérêt, obtenus avec les réactions p+U à 35 MeV et d+Th à 15 et 25 MeV (énergie incidente dans le référentiel du laboratoire). Les mesures ont été réalisées en mars et juin 2017 avant l'expérience de mesure de masse qui fut programmée en novembre de la même année. Durant la période séparant ces deux expériences, nous avons aussi étudié les effets des paramètres expérimentaux associés à la cellule gazeuse (pression et nature du gaz notamment) à l'aide d'une simulation GEANT4 [215] pour mieux comprendre la perte d'efficacité importante qui s'y opère. En effet, seulement 1% des noyaux produits est extrait.

3.1 Estimation des taux de production avec les codes GEF et TALYS.

Pour notre étude, nous cherchons à maximiser la production des noyaux exotiques situés autour du ^{78}Ni , généralement peu produits par la fission de l'uranium induite par des protons, les rendements étant typiquement de l'ordre de 10^{-4} % sur une échelle de 200%. A noter que le rendement total de fission fourni par le code GEF est de 200%. Tous les rendements mentionnés dans le texte sont relatifs à cette échelle dans cette section. Néanmoins, il faut veiller à ne pas favoriser la production de contaminants isobariques. Les mesures de rendement sont effectuées avec le premier piège de Penning, voir le paragraphe 2.2.4.

3.1.1 Choix du couple cible/projectile

À IGISOL, avec le modèle de cellule gazeuse dédié à l'étude des fragments de fission, les isotopes sont obtenus par des réactions de fission induite dans une cible d'actinide (généralement de l'uranium U ou du thorium Th) et par un faisceau de particules légères (des protons p, des neutrons n ou encore des deutons d), ayant une énergie incidente totale d'une dizaine de MeV. Il est donc ici question de trouver, parmi toutes les combinaisons possibles, le couple projectile-cible qui maximise les taux de production des noyaux autour de ^{78}Ni . Dans la littérature, une étude de K. Kruglov et collaborateurs [211] suggère que la production des ions d'intérêt serait plus importante via la réaction deutérium sur thorium. Cette étude repose sur la comparaison de résultats de calculs théoriques (obtenus avec la routine PROFI qui fait partie du code ABRABLA [216] et celui développé par V. Rubchenya FIPRODY [214]) avec les résultats de quelques mesures de rendement de fission, effectuées au Centre de recherche du Cyclotron situé à Louvain-La-Neuve en Belgique [217], auprès de l'installation LISOL [218]. Cette dernière utilise la méthode de production des ions via la méthode IGISOL. Les ions produits sont neutralisés dans la cellule gazeuse de ce dispositif expérimental puis ré-ionisés via la technique d'ionisation laser résonante. À noter que les sections efficaces de production par fission induite ($p+^{238}\text{U}$ à 30 MeV d'énergie incidente) mesurées par [211] pour les isotopes riches en neutrons autour de $Z=28$ (Co, Ni, Cu, Ga) sont en bon accord avec les résultats de PROFI comparés à ceux fournis par le code FIPRODY. Les valeurs prédites avec FIPRODY sont généralement plus faibles. Par ailleurs, le maximum de rendement en masse pour les chaînes isotopiques en question est décalé de deux unités de masse atomique en plus par rapport aux données expérimentales.

Dans un premier temps, nous avons voulu vérifier si nous aboutissions à une conclusion similaire avec le code GEF [212]. Le code GEF simule, entre autres, le mécanisme de fission induite via la formation d'un noyau composé jusqu'à des énergies d'excitation (Ex) de l'ordre de 100 MeV (cf p.176 [212]). Nos conditions expérimentales sont donc dans le domaine de validité du code (par exemple : $\text{Ex}=35,2\text{MeV}$ pour la réaction p de 30 MeV sur cible d' ^{238}U). Pour ce faire, nous avons comparé l'impact de trois paramètres principaux (nature du projectile, nature de la cible, énergie du projectile) sur les taux de production en effectuant les trois séries de calculs suivant :

- série 1 : calculs avec différents projectiles pour une cible et une énergie fixées : p, d ou n à 30 MeV sur cible d' ^{238}U .

- série 2 : calculs avec différentes cibles pour un projectile et une énergie fixés : p à 30 MeV sur cible d' ^{238}U ou cible de ^{232}Th .
- série 3 : calculs avec différentes énergies (totales) incidentes du projectile pour une cible et un projectile fixés : p à 10, 20 ou 30 MeV sur cible d' ^{238}U .

Les résultats obtenus pour la chaîne isotopique du nickel vont être présentés à titre d'exemple pour chaque série de calculs. Par la suite, une étude similaire pour différents isotopes d'intérêt ($^{67,68}\text{Fe}$, $^{68-71}\text{Co}$, $^{74,75}\text{Ni}$, $^{76,77}\text{Cu}$ et ^{78}As) sera également réalisée (voir figure 3.5).

Nature du projectile

La première série de calculs effectués avec GEF vise à identifier le projectile léger qui permettrait d'accroître les taux de production. Pour les calculs, nous avons considéré une cible d' ^{238}U , utilisée de manière conventionnelle, et une énergie totale du projectile typique de 30 MeV. La figure 3.1 présente les rendements en masse pour la chaîne isotopique du nickel, obtenus à partir d'un faisceau de protons, de deutons ou encore de neutrons. D'après les calculs GEF, effectués pour un total de 10^7 fissions dans chaque cas, il apparaît que les rendements de fission induite par des deutons sont globalement meilleurs pour les noyaux de Ni par rapport à ceux de fission induite par des protons à la même énergie de 30 MeV. La différence est encore plus marquée pour les noyaux de Ni les plus riches en neutrons. Par exemple, le rendement estimé pour le ^{75}Ni via la fission de ^{238}U induite par des deutons est 2.4 fois plus important que celui obtenu avec la fission de ^{238}U induite via des protons pour cette énergie incidente. Par ailleurs, les rendements de fission induite par des neutrons à 30 MeV semblent aussi meilleurs pour les noyaux de Ni les plus exotiques. Par exemple, pour le ^{75}Ni , GEF prédit un rendement 2.1 fois plus élevé avec un faisceau de neutrons que celui attendu avec un faisceau de protons. Toutefois, il faut convoluer ces valeurs de rendement avec les sections efficaces totales des réactions en question. Les sections efficaces des réactions $p+^{238}\text{U}$, $d+^{238}\text{U}$ et $n+^{238}\text{U}$ à 30 MeV sont estimées à $\sigma=1184$ mbarn, $\sigma=745$ mbarn et $\sigma=651$ mbarn, respectivement (avec TALYS). Ainsi les sections efficaces $d+^{238}\text{U}$ et $n+^{238}\text{U}$ sont 1.6 et 1.8 fois plus faibles respectivement que $p+^{238}\text{U}$. Au final, selon GEF, en considérant le cas du ^{75}Ni , la réaction $d+^{238}\text{U}$ offrirait un taux de production 1.5 fois meilleur que $p+^{238}\text{U}$ alors que $n+^{238}\text{U}$ offrirait un taux de production pour le ^{75}Ni sensiblement meilleur (facteur 1.2) que $p+^{238}\text{U}$. Nous verrons à la fin de cette section si des conclusions similaires peuvent être faites pour les autres noyaux d'intérêt.

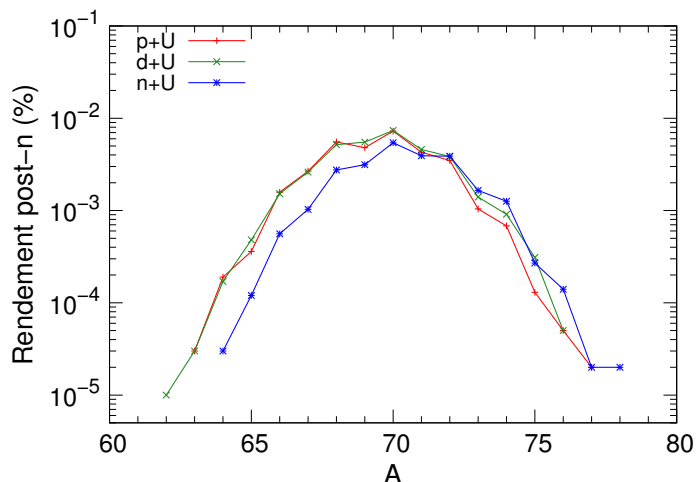


FIGURE 3.1: Rendements en masse (en %, sur une échelle de rendement total de 200%) pour la chaîne isotopique du Ni ($Z=28$), après l'émission de neutrons (post-n), obtenus avec le code GEF pour 10^7 fissions d' ^{238}U induites par un faisceau de protons (en rouge), de deutons (en vert) ou de neutrons (bleu), d'énergie totale incidente $E=30$ MeV.

Concernant le faisceau de neutrons disponible à JYFL, il est produit en utilisant un convertisseur en ^9Be épais (5 mm d'épaisseur) via des réactions (p,n). L'intensité que l'on peut obtenir est de l'ordre de $1.5 \cdot 10^{10}$ neutrons par seconde, à partir d'un faisceau primaire de protons de $1 \mu\text{A}$ à 30 MeV typiquement. Pour les études spécifiques de rendement de fission, le faisceau de neutrons est envoyé sur un ensemble de deux cibles d' ^{nat}U , de 14 mg/cm^2 d'épaisseur chacune, placé dans une cellule gazeuse de géométrie spécifique [219]. L'intensité du faisceau de neutrons obtenue est donc 417 fois plus faible que l'intensité du faisceau primaire de protons utilisé pour le produire ($1 \mu\text{A}$ correspond à $6.25 \cdot 10^{12}$ particules par seconde). D. Gorelov et collaborateurs estiment que le nombre de fissions dans la cible est de $5 \cdot 10^6$ fissions/s à partir d'un faisceau de $1.5 \cdot 10^{10}$ neutrons/s à comparer avec un taux de $3 \cdot 10^9$ fissions/s estimé à partir d'un faisceau de $6.25 \cdot 10^{12}$ protons/s. Ainsi pour compenser la perte en taux de fission, il faudrait utiliser un faisceau primaire de protons $100 \mu\text{A}$. Ce qui est possible avec le nouveau cyclotron MCC30/15 [220]. Dans ce cas, il serait possible d'obtenir un faisceau de $1.5 \cdot 10^{12}$ neutrons/s, ce qui correspondrait à $5 \cdot 10^8$ fissions/s. Comme les rendements pour les noyaux riches en neutrons sont meilleurs pour la réaction $n+^{238}\text{U}$ (cf. figure 3.1), cette option serait idéale.

Toutefois, un convertisseur épais produit des neutrons qui ne sont pas monoénergétiques et qui ne sont pas non plus émis de manière isotrope [219] (voir figure 3.2a). Il faut faire attention à ces aspects qui biaisent la comparaison des taux de fission et des rendements entre différents

types de réactions. La figure 3.2b présente les rendements en masse des isotopes de Ni pour la réaction $n+^{238}\text{U}$ à 10 MeV et 30 MeV, obtenus avec le code GEF. Pour les cas en question, la section efficace totale de fission est de 288 mbarn et 651 mbarn, respectivement, selon TALYS. Ainsi, les taux de fission obtenus avec les neutrons de 30 MeV fournissent les limites supérieures. Les neutrons ayant une énergie de 10 MeV conduisent à des taux plus bas. L'énergie des neutrons semble impacter surtout les taux de production des noyaux les plus légers dans le cas du nickel. Une discussion similaire sera menée par la suite, où sera étudié l'effet de l'énergie d'un faisceau de protons sur les taux de production de fission induite de l'uranium, toujours pour les isotopes de nickel.

Comme le cyclotron MCC30/15 n'était pas opérationnel lors des campagnes expérimentales associées à cette thèse, l'utilisation d'un faisceau de neutrons n'a pu être considérée.

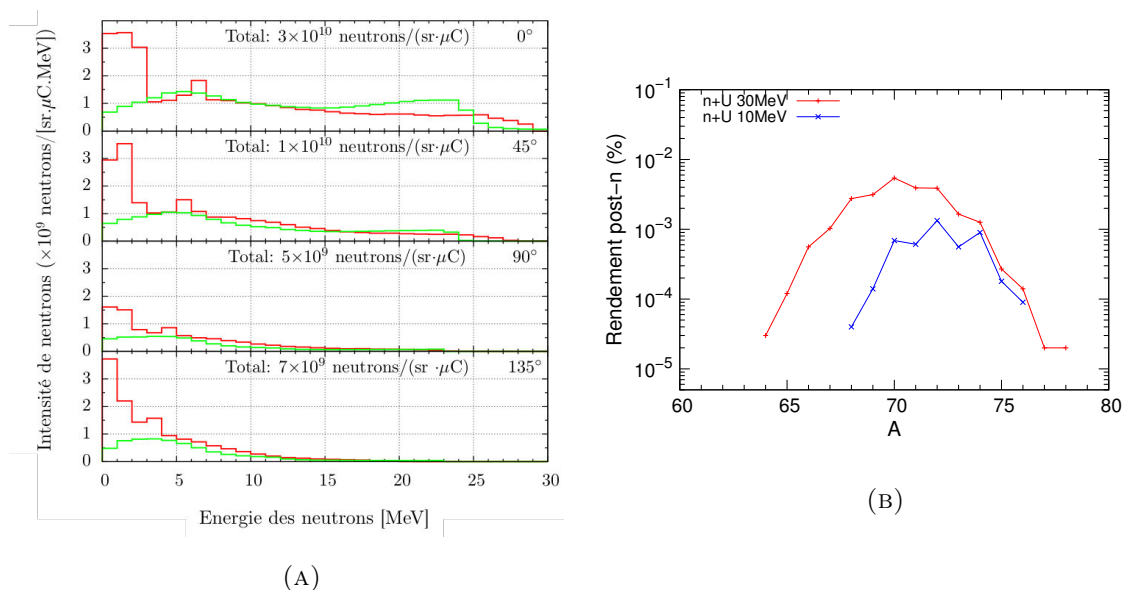


FIGURE 3.2: (A) Intensité de neutrons produits par un faisceau de protons à 30 MeV sur une cible de ^9Be de 5 mm d'épaisseur, via des réactions de type (p,n), en fonction de l'énergie des neutrons, mesurée à différents angles par rapport à l'angle incident sur la cible (0° correspond à l'axe faisceau) (en vert) ; en rouge, le spectre simulé avec le code MCNPX [221]. Cette figure est adaptée de [222]. (B) Rendements en masse (en %, sur une échelle de rendement total de 200%) pour la chaîne isotopique du Ni ($Z=28$), après l'émission de neutrons (post-n), obtenus avec GEF pour 10^7 fissions d' ^{238}U induites par un faisceau de neutrons d'énergie totale incidente de 30 MeV (rouge) ou 10 MeV (vert).

Nature de la cible

Il est possible en principe de réaliser des réactions de fission induite à partir de différents actinides tels que l'uranium, le thorium, le plutonium, le curium... Cependant, en fonction de l'actinide il est plus ou moins facile de réaliser ou d'obtenir une cible mince (d'une dizaine de mg/cm²) à coût raisonnable et dans des délais corrects. Dans notre cas, des cibles de ²³²Th ou d'²³⁸U étaient disponibles localement. C'est pourquoi nous avons exploré ici uniquement ces options. La figure 3.3 présente les rendements en masse pour la chaîne isotopique du Ni obtenus avec le code GEF en considérant les réactions à 30 MeV suivantes : p sur ²³⁸U et p sur ²³²Th. D'après les calculs, nous constatons que les rendements seraient supérieurs pour le cas p+Th autour de la masse 70 (facteur 1.3 meilleur pour le ⁷⁰Ni), qui correspond ainsi au maximum de rendement massique pour les Ni. Cette différence est moins marquée pour les noyaux de Ni plus lourds ou plus légers. La section efficace totale de fission pour les réactions p+²³⁸U et p+²³²Th, à 30 MeV, sont 1184 mbarn et 865 mbarn respectivement (valeurs obtenues avec TALYS). De fait, pour les noyaux de Ni déficitaires en neutrons, la réaction p+²³⁸U offrirait un meilleur taux de production. Selon les estimations de K. Kruglov et collaborateurs [211], basées sur le modèle PROFI du code ABRABLA, concernant les sections efficaces de production des isotopes de Ni par fission induite, le choix du couple projectile-cible qui offrirait à 30 MeV les meilleures performances pour les noyaux les plus riches en neutrons serait d+²³²Th. Or, selon TALYS, la section totale efficace pour la réaction d+²³²Th à 30 MeV est de 394 mbarn. Elle serait donc trois fois plus faible que celle de la réaction p+²³⁸U. Dans la sous-section précédente, nous avons vu que l'utilisation du deuton au lieu du proton comme projectile pouvait faire gagner un facteur 1.5 en production dans le cas de la fission induite sur une cible d'²³⁸U pour les Ni les plus exotiques comme le ⁷⁵Ni. Nous verrons, à la fin de cette section, que les prédictions de taux de production pour les noyaux d'intérêt par le code GEF sont de manière générale meilleures pour p+²³⁸U que dans les autres cas à énergie donnée. Nous aboutissons alors à une conclusion différente de celle de K. Kruglov et collaborateurs. Ceci nous a ainsi conduit à réaliser des mesures expérimentales de taux de production pour vérifier les conclusions des différents codes. Les résultats expérimentaux seront présentés à la fin de ce chapitre.

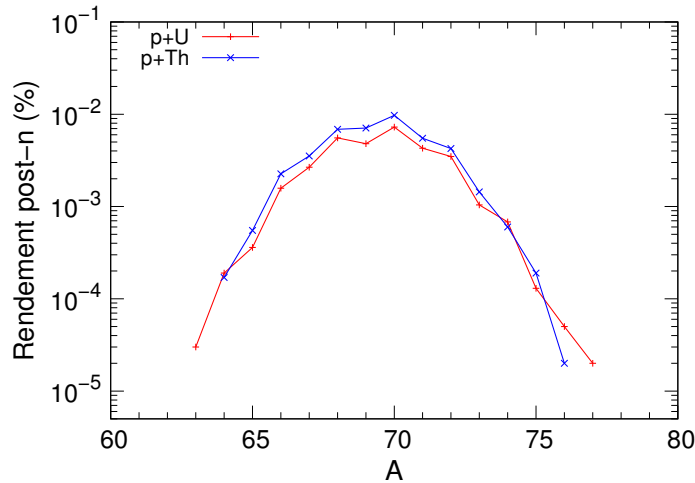


FIGURE 3.3: Rendements en masse (en % sur une échelle de rendement total de 200%) pour la chaîne isotopique du Ni ($Z=28$), après l'émission de neutrons (post-n), obtenus avec GEF pour 10^7 fissions d' ^{238}U (en rouge) ou de ^{232}Th (en bleu) induites par un faisceau de protons d'énergie totale incidente $E=30$ MeV.

Énergie du projectile

L'énergie est un autre paramètre déterminant permettant d'améliorer les taux de production. La figure 3.4 présente les résultats des rendements en masse obtenus avec GEF pour la chaîne isotopique du Ni en considérant la réaction p sur ^{238}U à différentes énergies : 10 MeV, 20 MeV et 30 MeV. Nous observons sur cette figure 3.4 que le fait d'augmenter l'énergie du proton incident de 10 à 30 MeV, sur des noyaux d'uranium, multiplie par 1.6 et 5.4 les rendements du ^{75}Ni et ^{70}Ni , respectivement. Nous constatons donc un effet encore plus marqué de l'énergie incidente sur les rendements des noyaux de Ni les moins exotiques. À noter qu'après de l'installation IGISOL, il est possible d'accéder à des faisceaux de protons jusqu'à ≈ 40 MeV. Le gain en énergie incidente se fait cependant au détriment de l'intensité du faisceau. Les sections efficaces totales de la réaction $p+^{238}\text{U}$ à 10 MeV, 20 MeV et 30 MeV estimées par le code TALYS sont de 28.3 mbarn, 514.3 mbarn et 1184 mbarn, respectivement. Donc, utiliser des faisceaux de 20 ou 30 MeV par rapport à 10 MeV entraîne un gain de 18 à 41 fois supérieur en production. Augmenter l'énergie du faisceau devrait alors améliorer les taux de production. Cependant, au-delà d'une trentaine de MeV nous constatons que la production sature, ceci quelle que soit la réaction considérée. Il n'est donc pas nécessaire d'envisager de travailler à l'énergie maximale du cyclotron. Ce dernier risque d'ailleurs de présenter des instabilités dans ce régime de fonctionnement relativement extrême.

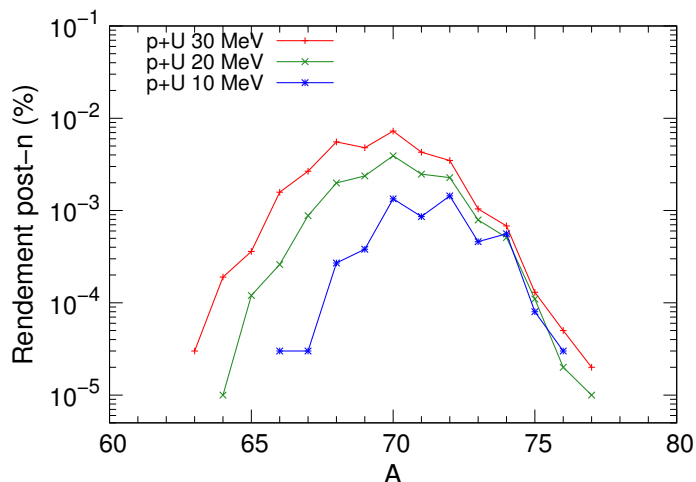


FIGURE 3.4: Rendements en masse (en %, sur une échelle de rendement total de 200%) pour la chaîne isotopique du Ni ($Z=28$), après l'émission de neutrons (post-n), obtenus avec GEF pour 10^7 fissions d' ^{238}U induites par un faisceau de protons d'énergie totale incidente de 30 MeV (en rouge), 20 MeV (en vert) ou 10 MeV (en bleu).

En conclusion, si nous prenons en compte les contraintes techniques mentionnées ci-dessus (cyclotron MCC30/15 pas encore opérationnel...), les comparaisons des taux de production estimés pour les isotopes de Ni (à partir des rendements prédits par GEF et de la section efficace totale de fission fournie par TALYS), pour différents projectiles légers (p,n,d) sur différentes cibles d'actinides (U,Th) et à différentes énergies, laissent à penser que l'utilisation d'un faisceau de deutons sur une cible d'uranium à une trentaine de MeV (d'énergie totale) semble être la combinaison qui optimiserait la production des noyaux les plus riches en neutrons de cette chaîne isotopique¹. Cette conclusion doit être vérifiée pour les autres noyaux d'intérêt. La figure 3.5 montre les sections efficaces de production de quelques uns des isotopes d'intérêt (mentionnés dans la proposition d'expérience) via des réactions de fission pour différents couples projectile-cible et à différentes énergies, déduites à partir des codes GEF et TALYS. Sur cette figure de récentes prédictions de V. Rubchenya pour les cas p+U et p+Th, à 25 MeV, sont aussi présentées. Selon les résultats GEF-TALYS, à une énergie donnée, la réaction p+U, suivie de la réaction p+Th, semble être celle qui maximise de manière générale la production des noyaux d'intérêt. Les taux de production seraient meilleurs avec une énergie du projectile plus importante. Les sections efficaces totales obtenues par V.

1. L'interaction d'un deutérium avec un noyau cible d'actinides, à une énergie de quelques dizaines de MeV, peut conduire à d'autres réactions que la fission, tel que le transfert par exemple. Ces réactions ne sont pas prises en compte dans la version actuelle du code GEF, où seulement la fission du noyau composé (formé lors de la réaction) est traitée. De plus, le mécanisme de fission induite par des particules légères composées de plusieurs nucléons n'est pas encore très bien décrit, voir par exemple [223].

Rubchenya sont plus grandes que celles estimées par TALYS. Cela est lié très certainement aux valeurs des paramètres de modélisation du mécanisme de fission considérées dans chaque modèle. La valeur de la barrière de fission est très certainement la source principale de la différence observée entre les codes. Les résultats de V. Rubchenya confortent l'hypothèse que la réaction p+U offrirait des meilleurs taux de production que la réaction p+Th pour les noyaux d'intérêt. La conclusion générale de cette étude systématique est donc différente de celle de K. Kruglov et collaborateurs [211], qui favoriserait la réaction d+Th. A noter que leur étude focalise la comparaison des résultats théoriques obtenus avec le code PROFI pour la chaîne des Ni. Pour y voir plus clair, trois runs de mesures de taux de production ont été réalisés : p+U à 35 MeV, d+Th à 15 MeV et d+Th à 25 MeV. La première série de mesures a été réalisée en mars 2017, tandis que les deux autres ont été faites en juin 2017. Avant d'exposer les résultats de ces mesures, nous allons présenter les conclusions des autres études menées en amont, à savoir, l'étude du taux de contamination attendu pour les réactions privilégiées puis l'étude des caractéristiques et performances de la cellule gazeuse.

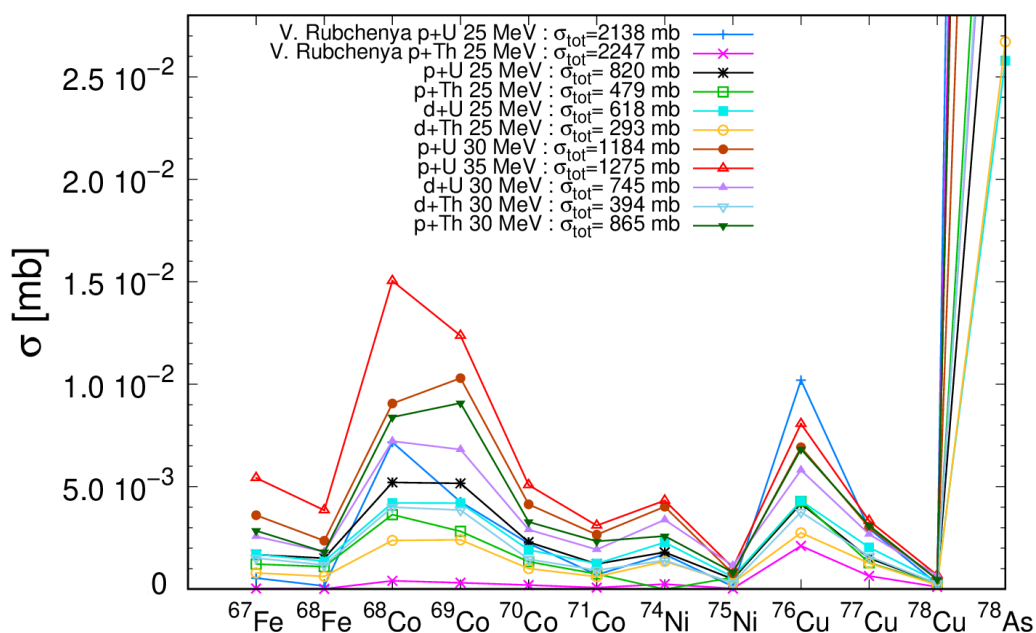


FIGURE 3.5: Sections efficace de production σ (en mbarn) de quelques isotopes d'intérêt via des réactions de fission pour différents couples projectile-cible à différentes énergies, déduites des codes GEF et TALYS. Les prédictions de V. Rubchenya pour les réactions p+U et p+Th, à 25 MeV, sont aussi présentées. La légende sur la figure permet d'identifier sans ambiguïté les résultats pour les différents cas à travers le code couleur et les formats des points et des lignes adoptés. La section efficace totale de fission obtenue est aussi indiquée dans la légende pour chacune des réactions.

Taux de contamination

Un paramètre qui impacte et qui peut également compromettre une mesure de masse avec un double piège de Penning est le taux de contamination. Nous définissons R_Y le ratio entre le taux de production de contaminants isobariques et le taux de production des ions d'intérêt ². Le premier piège de Penning est généralement utilisé comme séparateur de masse, celui-ci est aussi appelé piège de purification. Pour qu'il puisse fonctionner de manière optimale, R_Y ne doit typiquement pas excéder 1000. Or ces ratios varient d'une réaction à une autre. Le tableau 3.1 donne les valeurs de R_Y obtenues avec le code GEF pour les réactions p+U, d+U, p+Th et d+Th, à 30 MeV (énergie incidente totale du projectile).

La première information qui ressort de ce tableau est que pour certains noyaux tels que le ⁷⁹Cu, le ⁸¹Zn, le ⁸²Zn ou encore le ⁸⁴Ga les mesures risquent d'être compliquées quelles que soient les réactions envisagées. Nous estimons pour ces cas des ratios R proches ou bien supérieurs à 1000. Par ailleurs, les ratios R dans les réactions impliquant une cible d'Uranium (d+U ou p+U) étant plus faibles, celles-ci offriraient globalement des conditions de mesure plus favorables. Dès lors, comme la réaction p+U, qui semble être la réaction qui maximise les taux de production des noyaux d'intérêt selon GEF-TALYS 3.5, présenterait également des taux de contamination parmi les plus bas. Cette réaction offrirait ainsi les conditions optimales pour les mesures de masse envisagées. La comparaison des résultats des tests de taux de production en ligne est intéressante pour vérifier cet aspect.

2. Dans le piège de Penning, ces ratios ne sont pas les mêmes que ceux obtenus au point cible. Il faut tenir compte des pertes par décroissance radioactive le long du transport et de la préparation du faisceau

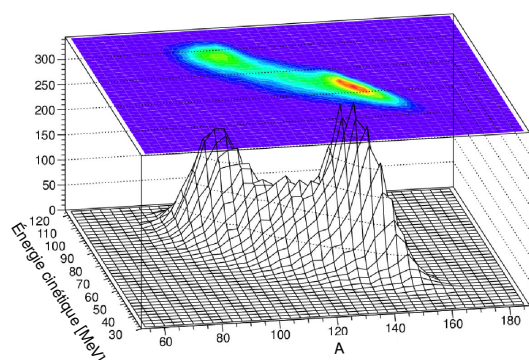
| Noyau d'intérêts | R_{p+U} | R_{d+U} | R_{p+Th} | R_{d+Th} |
|------------------|--------------|--------------|---------------|--------------|
| ^{67}Fe | 9 | 8 | 10 | 8 |
| ^{68}Fe | 20 | 16 | 24 | 16 |
| ^{68}Co | 5 | 3 | 5 | 4 |
| ^{69}Co | 5 | 5 | 6 | 6 |
| ^{70}Co | 21 | 18 | 26 | 25 |
| ^{71}Co | 41 | 35 | 49 | 52 |
| ^{74}Ni | 70 | 50 | 148 | 111 |
| ^{75}Ni | 448 | 185 | 615 | 653 |
| ^{76}Cu | 70 | 49 | 107 | 77 |
| ^{77}Cu | 216 | 142 | 350 | 276 |
| ^{78}Cu | 1961 | 797 | 3423 | 2370 |
| ^{79}Cu | 6597 | 9163 | 16135 | 22204 |
| ^{81}Zn | 5810 | 4569 | 7913 | 15959 |
| ^{82}Zn | 49504 | 44580 | 120208 | 37202 |
| ^{84}Ga | 12253 | 11093 | 96687 | 46647 |
| ^{79}Ge | 1 | 1 | 1 | 1 |
| ^{78}As | 9 | 10 | 10 | 12 |
| ^{84}Br | 4 | 4 | 4 | 5 |

TABLE 3.1: Ratios R entre le taux de production de contaminants isobariques et le taux de production des d'ions d'intérêt, pour les réactions p+U, d+U, p+Th, d+Th à 30 MeV d'énergie incidente totale du projectile, établis à partir du code GEF. Les ratios supérieurs à la limite expérimentale acceptable (1000) sont indiqués en gras dans le tableau.

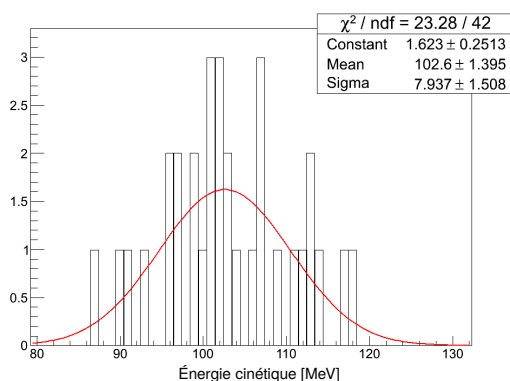
3.2 Caractéristiques et performances de la cellule gazeuse

Dans sa configuration nominale, la cellule gazeuse utilisée pour l'étude des fragments de fission a une efficacité globale estimée inférieure à 1% [224]. Durant la phase de préparation expérimentale, en utilisant des outils de simulation tels que GEANT4 [215] ou SRIM [225] nous avons étudié l'impact des différents paramètres de la cellule gazeuse sur l'efficacité d'arrêt des fragments. De manière générale, les quatre éléments qui vont influencer les taux de production des fragments de fission de la cellule gazeuse d'IGISOL (chapitre 2) sont : les

épaisseurs de la cible ainsi que celle de la feuille de Ni, la nature du gaz et la pression de gaz au sein de la cellule gazeuse. Une étude de l'impact de ces paramètres sur les taux de production de fragments de fission a déjà été réalisée par A. Al-Adili, K. Jansson et al. [224]. Toutefois l'objectif de cette étude était différent du nôtre car il visait à trouver les réglages pour éviter que les efficacités d'arrêt des fragments lourds soient différentes de celles des fragments légers, afin d'effectuer des mesures de taux de fission qui soient le plus indépendantes possible de ce qui se passe dans la cellule gazeuse. Nous nous sommes basés sur cette étude pour, au contraire, essayer de favoriser l'arrêt des fragments légers ($A < 238/2$) dans le gaz.



(A)



(B)

| Noyau d'intérêt | $\langle E_{cin} \rangle$ [MeV] | σ [MeV] |
|------------------|---------------------------------|----------------|
| ^{67}Fe | 103.0 | 3.0 |
| ^{68}Fe | 104.8 | 2.8 |
| ^{68}Co | 104.8 | 2.8 |
| ^{69}Co | 105.5 | 5.0 |
| ^{70}Co | 102.9 | 5.0 |
| ^{71}Co | 100.7 | 11.1 |
| ^{74}Ni | 103.8 | 4.7 |
| ^{75}Ni | 102.7 | 7.9 |
| ^{76}Cu | 103.5 | 7.1 |
| ^{77}Cu | 102.5 | 9.1 |
| ^{78}Cu | 102.9 | 8.4 |
| ^{79}Cu | 103.4 | 7.3 |
| ^{81}Zn | 103.9 | 7.5 |
| ^{82}Zn | 103.2 | 8.3 |
| ^{84}Ga | 104.0 | 7.4 |
| ^{79}Ge | 103.4 | 7.3 |
| ^{78}As | 102.9 | 8.4 |
| ^{84}Br | 104.0 | 7.4 |

TABLE 3.2

FIGURE 3.7: (A) Énergie cinétique des fragments de fission produits lors de la réaction p+U à 30MeV en fonction de leur nombre de masse A. (B) Distribution des énergies cinétiques pour les fragments de fission ayant un nombre de masse A=75. Le tableau à droite répertorie les énergies cinétiques moyennes $\langle E_{cin} \rangle$ associées aux différents noyaux d'intérêt, déterminées à partir d'un ajustement gaussien (ou par le calcul de la moyenne en cas de faible statistique) de la distribution des énergies cinétiques pour le nombre de masse A correspondant. L'incertitude correspondante σ est également fournie. L'ensemble de résultats présentés ici a été obtenu à partir d'un calcul réalisé avec le code GEF.

Tout d'abord, dans notre cas, avec le code GEF il est possible d'avoir l'énergie cinétique moyenne des fragments d'intérêt produits par fission induite par des particules légères. Prenons comme exemple la réaction p+U à 30 MeV, la distribution en énergie des fragments de

fission est donnée figure 3.6b. Le centroïde de la distribution en énergie cinétique des fragments de masse $A=75$ se situe à 102.6 ± 1.4 MeV, obtenu à partir d'un ajustement de type gaussien. Par la suite, nous considérerons cette valeur comme l'énergie cinétique associée à chacun des fragments de masse $A=75$, tel que ^{75}Ni . Nous procéderons de la même manière pour fixer l'énergie cinétique moyenne de chaque noyau d'intérêt. Nous faisons ainsi l'approximation que tous les isobares possèdent la même énergie. En cas de faibles statistiques, qui ne permet pas de réaliser un ajustement gaussien, la moyenne de l'énergie est considérée. Le tableau 3.7 répertorie les valeurs d'énergie cinétique moyenne et les incertitudes associées obtenues pour chaque noyau d'intérêt qui seront considérées par la suite.

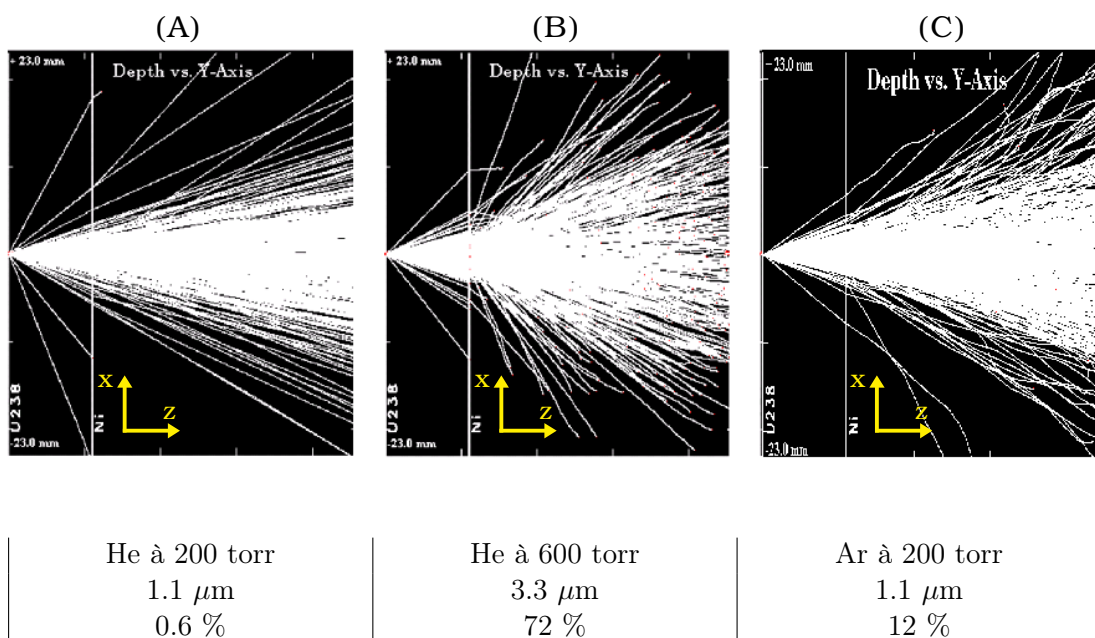


TABLE 3.3: Simulations SRIM (module TRIM) illustrant le parcours des noyaux de ^{75}Ni dans la cellule gazeuse, émis au centre de la cible d'Uranium ($X=0$ et $Y=0$), pour plusieurs configurations de cellule gazeuse (A, B et C). Sous les figures de simulation, la première ligne du tableau fournit la nature du gaz et la pression du gaz au sein de la cellule, la deuxième ligne indique l'épaisseur de la feuille de Nickel et enfin la troisième ligne présente l'efficacité d'arrêt obtenue pour la configuration en question.

Ayant déterminé leur énergie moyenne, nous pouvons alors simuler le trajet des ions d'intérêt dans la cellule gazeuse. Nous avons utilisé le logiciel SRIM dans un premier temps (le module TRIM du logiciel SRIM pour être plus exact), en considérant que les ions sont émis depuis le centre de la cible d'Uranium d'épaisseur 15 mg/cm^2 ($\approx 7.9 \mu\text{m}$), en $X=0$ et $Y=0$ (cf figure (B) 2.2). Le cas de référence considéré est celui du noyau de ^{75}Ni . Nous avons regardé les effets des variations, de la nature du gaz, de la pression de gaz au sein de la cellule gazeuse

et de l'épaisseur de la feuille de Ni, sur la quantité d'ions stoppés dans la cellule. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau 3.3.

Dans la configuration dite standard (A), seulement 0.6% des noyaux de ^{75}Ni sont arrêtés dans le gaz tampon. La majeure partie des ions est stoppée dans les parois internes de la cellule gazeuse. Dans cette configuration, nous utilisons un gaz d'He à une pression de 200 torr (soit 266 mbar) et une feuille de Ni d'épaisseur 1.1 μm . En portant la pression à 600 torr (soit 800 mbar) et l'épaisseur de la feuille de Nickel à 3.3 μm , le pourcentage de noyaux de ^{75}Ni stoppés dans le gaz tampon augmente significativement (72%). Il s'agit de la configuration B, où les ions sont visiblement plus dispersés transversalement par rapport à la configuration standard A. La dispersion plus importante observée est principalement liée à la feuille de Ni, plus épaisse dans ce cas. Enfin, dans la configuration C, nous avons considéré un gaz d'Ar à 200 torr et une feuille de Ni de 1.1 μm . Autrement dit, seule la nature du gaz change par rapport à la configuration A. Dans le cas C, 12% des ions sont stoppés. Pour résumer, afin d'augmenter la proportion d'ions arrêtés dans le gaz tampon (et donc favoriser leur extraction de la cellule gazeuse), à première vue il faut : (i) changer la nature du gaz pour un élément plus lourd que l'He (Ar ou pourquoi pas Ne) et/ou (ii) augmenter la pression du gaz au sein de la cellule gazeuse. En revanche, il n'est pas forcément avantageux de considérer une feuille de Ni plus épaisse puisque cela augmente la dispersion des ions vers les parois internes de la cellule. Toutefois, ces proportions d'ions stoppés obtenues ne reflètent pas le cas réel. En effet, toutes les réactions de fission n'ont pas lieu strictement au centre de la cible, celles-ci sont distribuées dans le volume d'intersection du faisceau avec la cible d'actinides. En utilisant le code de simulation GEANT4, il est possible de réaliser des simulations un peu plus réalistes. Pour ce point, j'aimerais remercier A. Al-Adili et K. Jansson, de l'université de Uppsala en Suède, qui ont bien voulu nous transmettre les programmes utilisés dans leur étude publiée récemment, en lien avec l'étude des distributions de fragments de fission induite par neutrons [224]. Par rapport au code initial où les fragments partaient d'une position aléatoirement définie sur tout le volume de la cible, il a fallu apporter une modification pour définir le volume d'interaction correspondant à notre cas de figure. Ce volume est obtenu en tenant compte de la taille du faisceau de particules légères (protons ou deutons) et l'inclinaison de la cible d'actinides (uranium ou thorium) irradiée. C'est ainsi que les fragments sont produits et émis à partir d'un volume formant un "cylindre elliptique" (cf schéma 3.9a). Dans la simulation, les fragments sont émis aléatoirement sur 2π (dans la direction de Z croissant), car dans [222] il est montré qu'il n'y a pas de rétrodiffusion des ions émis dans la mauvaise

direction. Par ailleurs, nous négligeons la perte d'énergie du faisceau dans la cible de façon à utiliser une loi uniforme pour définir aléatoirement la position de départ des ions dans le cylindre elliptique.

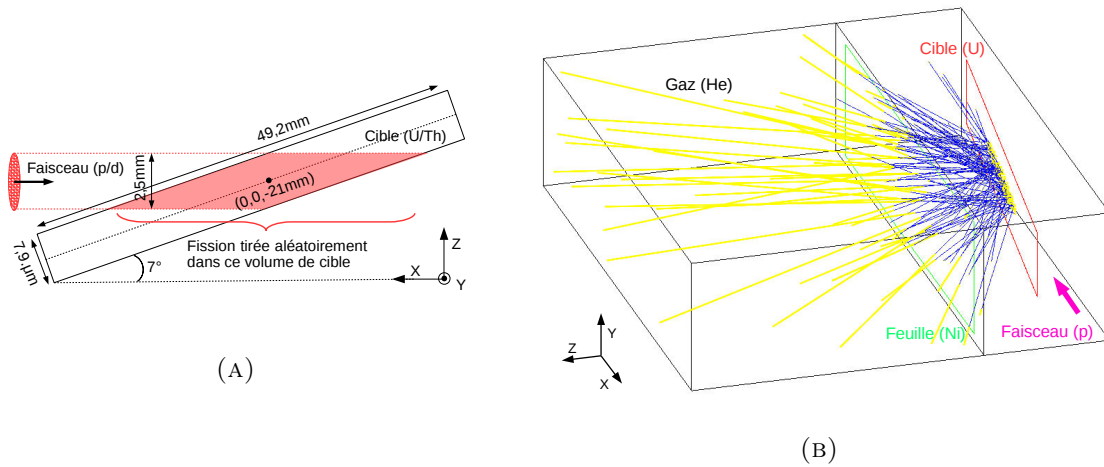


FIGURE 3.9: (A) Schéma permettant de visualiser le volume d'intersection du faisceau de particules légères (protons ou deutons) avec la cible d'actinides (uranium ou thorium), où les réactions de fission prennent lieu. (B) Résultat d'une simulation GEANT4 illustrant les trajectoires de 100 ions ^{75}Ni émis à 2π (suivant l'axe z croissant) depuis le volume d'intersection (rouge) défini dans le schéma (A), pour la réaction p sur U à 30 MeV avec une cellule gazeuse remplie d'He à 200 torr. En jaune, sont illustrés les points d'interaction des noyaux de Ni avec le milieu le long de leur trajectoire (indiquée quant à elle en bleu et cachée par les points jaunes dans les zones de forte interaction).

Les résultats de deux simulations GEANT4 vont être présentés ici, pour les deux simulations un million de noyaux de ^{75}Ni sont initialement émis depuis une cible d'uranium naturel (^{nat}U) de $7.9 \mu\text{m}$. L'énergie incidente des fragments émis est de $102.7 \pm 7.9 \text{ MeV}$, selon GEF. Dans la première simulation dite standard, nous avons considéré un gaz d'He à 200 torr et une feuille de Ni de $1.1 \mu\text{m}$. Pour la seconde simulation, un gaz d'Ar à 200 torr a été choisi, avec la même épaisseur pour la feuille de Ni. Les distributions des noyaux de Ni obtenues dans chaque cas sont représentées sur la (figure 3.10).

Nous remarquons que la majorité des noyaux de Ni reste bloquée dans la cible d'uranium, dans la feuille de Ni ou encore dans les parois internes de la cellule gazeuse. La sélection des événements pour lesquels l'énergie des particules, après la feuille de Ni, est non nulle mais nulle à la fin, permet d'identifier les fragments qui sont stoppés dans le volume de gaz prévu à cet effet. Nous trouvons alors que 0.8% des ions sont arrêtés avec la première configuration (He à 200 torr), contre 3.5% dans la seconde configuration (Ar à 200 torr).

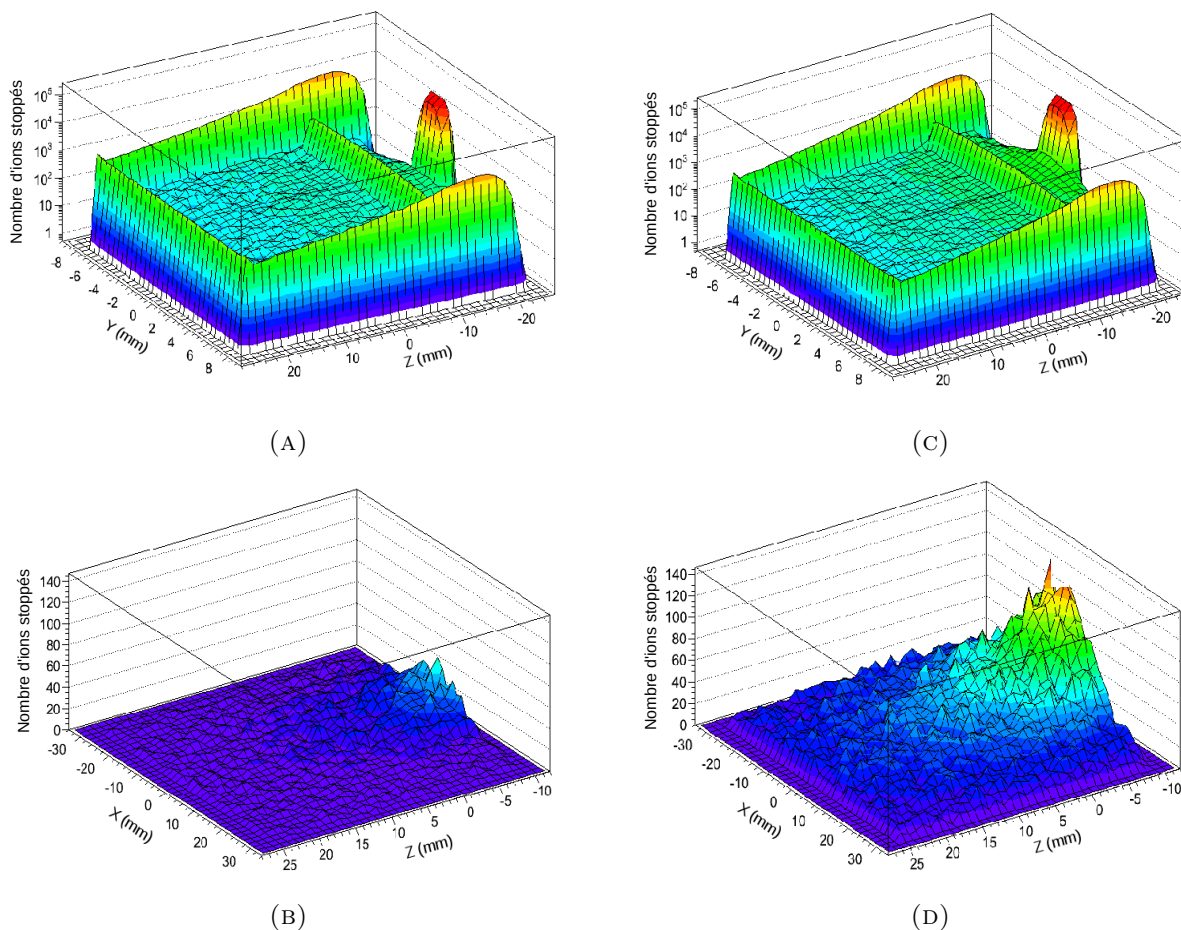


FIGURE 3.10: Résultats de simulations GEANT4 établies en considérant 10^6 noyaux de ^{75}Ni , produits et émis dans une cible d'uranium naturel ($7.9 \mu\text{m}$) par des réactions de fission induite par un faisceau de protons de 30 MeV. Pour toutes les simulations, la feuille de Ni considérée est de $1.1 \mu\text{m}$. Les deux figures de gauche (A et B) sont obtenues à partir de la même simulation. Elles présentent la distribution des noyaux lorsque la cellule gazeuse est remplie d'He à 200 torr lorsque ces derniers sont stoppés en dehors (dans les cibles ou les parois internes) et à l'intérieur du gaz tampon, respectivement. Les figures C et D fournissent les distributions issues de la même simulation où un gaz d'Ar à 200 torr est considéré cette fois-ci. Identiquement aux figures A et B, les figures C et D correspondent aux cas où les ions sont stoppés en dehors et à l'intérieur du gaz tampon, respectivement.

Dans le cas de l'He à 200 torr, les résultats sont en accord avec les simulations réalisées avec SRIM. Par contre, les conclusions de la simulation GEANT4 divergent pour le cas de l'Ar par rapport aux résultats obtenus avec SRIM. L'efficacité d'arrêt des noyaux de Ni dans le gaz tampon estimée par SRIM était de 12% pour rappel. Les effets géométriques sont la principale source de divergence puisque les modèles d'interactions des ions utilisés dans les simulations SRIM et GEANT4 sont proches [215]. La simulation SRIM était faite avec une géométrie simple et considérait une émission des fragments de Ni à partir d'un point central. Il est intéressant d'obtenir une efficacité plus de 4 fois supérieure en changeant simplement la nature du gaz. Toutefois, il faut veiller à ce que les fragments restent chargés à la sortie

de la cellule pour pouvoir les transporter, préparer le faisceau et réaliser la mesure de masse dans le double piège de Penning. Or l'argon possède des (premiers) potentiels d'ionisation inférieurs à ceux de l'hélium (cf tableau 3.4). De fait, plus d'électrons peuvent être arrachés des atomes d'Ar par les fragments de Ni. Ces électrons, disponibles dans le milieu, peuvent peupler le cortège électronique des ions de Ni et contribuer ainsi à réduire leur état de charge, voir même à les neutraliser, [195]. Il est difficile de bien traiter la question des états de charge finaux des particules avec GEANT4. Les résultats de l'ensemble des simulations conduisent à un état de charge final 1+. Le problème vient du fait que les modèles d'interactions d'ions dans la matière, implémentés dans GEANT4, ne prennent pas en compte les mécanismes de recombinaison électron-ion à basses énergies :

1. $A_2^+ + e^- \rightarrow A^* + A,$
 $XM^+ + e^- \rightarrow X + M,$
2. $A_2^+ + e^- + e^- \rightarrow A^* + A + e^-,$
 $X^+ + e^- + e^- \rightarrow X^* + e^-,$
3. $A_2^+ + e^- + A \rightarrow A^* + 2A,$
 $X^+ + e^- + A \rightarrow X + A^*,$

| Éléments | $I_1[eV]$ | $I_2[eV]$ | $I_3[eV]$ | $I_4[eV]$ |
|----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| He | 24,59 | 54,42 | - | - |
| Ne | 21,56 | 40,96 | 63,42 | 97,19 |
| Ar | 15,76 | 27,63 | 40,74 | 59,58 |
| Fe | 7,90 | 16,20 | 30,65 | 54,91 |
| Co | 7,88 | 17,08 | 33,50 | 51,27 |
| Ni | 7,64 | 18,17 | 35,19 | 54,92 |
| Cu | 7,73 | 20,29 | 36,84 | 57,38 |
| Zn | 9,39 | 17,96 | 39,72 | 59,57 |
| Ga | 6,00 | 20,52 | 30,73 | 63,24 |
| Ge | 7,90 | 15,93 | 34,06 | 45,72 |
| As | 9,79 | 18,59 | 28,35 | 50,15 |
| Br | 11,81 | 21,60 | 34,90 | 47,78 |

TABLE 3.4: Les quatre premiers potentiels d'ionisation (I_1 , I_2 , I_3 et I_4) en eV pour les trois gaz nobles (He, Ne et Ar) et les éléments d'intérêt.

À noter que le deuxième type de recombinaison, listé ci-dessus, est négligeable dans notre cas où la pression du gaz est relativement grande et le degré d'ionisation du gaz inférieur à 10^{-6} (ratio entre la densité d'ion et la densité d'atome). Les processus de recombinaison à deux et trois corps (respectivement les formules 1 et 3) dominent. Par ailleurs, dans notre cas où nous ne souhaitons pas neutraliser les fragments de fission, il faut que le temps d'évacuation des ions dans la cellule gazeuse soit inférieur au temps caractéristique de recombinaison. Ce dernier varie de quelques millisecondes à quelques dizaines de millisecondes en fonction du nombre de paires électron-ion produites. Le temps d'évacuation de la cellule d'IGISOL dans la configuration standard pour l'étude des fragments de fission est estimé à ≈ 100 ms [195]. Il s'agit d'une estimation et sa valeur n'est pas très bien maîtrisée en dehors du cas standard. Pour être plus rigoureux, il faudrait procéder à des simulations avec un logiciel qui permette de simuler le flux de gaz, tel que COMSOL [226]. Selon les développeurs, les mécanismes de recombinaison électron-ion peuvent être implémentés dans un calcul de type plasma. Le couplage avec le faisceau d'ion n'est pas prédéfini mais est envisageable. Tout cela constitue un sujet d'étude en lui-même dont le volume horaire nécessaire à sa réalisation n'était pas compatible avec le programme de cette thèse. Nous avons toutefois pu avoir des réponses à quelques unes de nos interrogations via des mesures expérimentales. Tout d'abord, une étude de l'effet de la pression sur les taux de production a pu être réalisée. La figure 3.11 présente le taux de production des noyaux de masse $A=112$ mesuré via le système de détection (de particules bêta) situé juste après le déflecteur électrostatique. Les fragments ont été produits lors de la réaction $p+U$ à 35 MeV. L'intensité moyenne du faisceau primaire de protons était de $6 \mu A$. Nous observons que le taux de production des isobares $A=112$ augmente jusque 200 mbar puis décroît. Cette chute au-delà de 200 mbar peut être en partie corrélée à la chute des performances du SPIG dans la collection des ions en sortie de la cellule gazeuse. Autrement dit, dans la configuration actuelle, il n'est pas envisageable de fonctionner dans un régime en pression plus élevée que 200 mbar. Par ailleurs, K. Morita et collaborateurs ont mis en lumière la perte en pouvoir de résolution en masse lorsque la cellule gazeuse fonctionnait à des régimes de pression trop importante [227]. Concernant les distributions des états de charge, nous avons étudié lors du run de juin 2017 ($d+Th$ à 15 MeV et une intensité de faisceau primaire de $8 \mu A$) le ratio $1+ / 2+$ en mesurant le nombre de bêtas dans le même dispositif que celui mentionné ci-dessus pour les masses $A=75$ (650 bêta/s avec un bruit de fond de 60 bêta/s) et $A=37.5$ (15 bêta/s sur un bruit de fond de 15 bêta/s). Aucun signe de production d'ions à l'état de charge $2+$ n'a été observé. Le même exercice a été fait pour les masses $A=76$

et $A=38$. Ce qui laisse à penser que la majorité des ions en sortie de la cellule gazeuse est à l'état de charge $1+$. Pour être complet, il faudrait faire des mesures similaires avec de l'Ar.

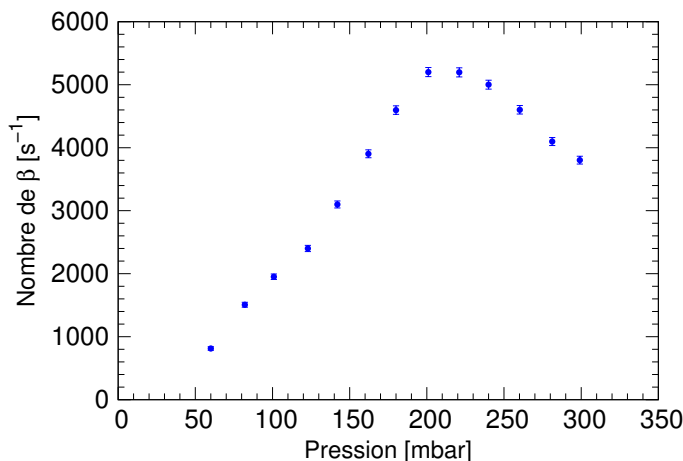


FIGURE 3.11: Taux de particules bêta mesurées dans le détecteur (silicium), émises par les fragments de masse $A=112$, en fonction de la pression du gaz (de l'He) dans la cellule gazeuse. Les fragments en question ont été produits lors la réaction $p+U$ à 35 MeV. L'intensité moyenne du faisceau primaire de protons lors de la mesure était de $6 \mu A$. Les barres d'erreur représentent l'incertitude statistique.

3.3 Résultats de quelques mesures de taux de production en ligne.

L'étude de l'optimisation du couple cible-projectile et de l'énergie du faisceau faite en amont dans ce chapitre est basée sur les résultats de calculs effectués avec les codes GEF et TALYS. Les conclusions de ce travail suggèrent que la réaction $p+U$ (suivie de la réaction $p+Th$) semble être celle qui maximise de manière générale la production des noyaux d'intérêt. Les taux de production seraient meilleurs avec une énergie du projectile plus importante. Enfin, le taux de contaminants isobariques serait plus important pour une cible de thorium que d'uranium. Cette conclusion est donc différente de celle de K. Kruglov et collaborateurs [211], qui favorisent la réaction $d+Th$. A noter que leur étude focalise la comparaison des résultats théoriques obtenus avec le code PROFI pour la chaîne des Ni.

Nous avons eu l'opportunité de réaliser des mesures de taux de production en ligne et disposons de résultats expérimentaux pour :

- la réaction $p+^{238}U$ à 35 MeV (mesure effectuée en mars 2017),

- la réaction $d+^{232}\text{Th}$ à 15 MeV (mesure effectuée en juin 2017),
- la réaction $d+^{232}\text{Th}$ à 15 MeV (mesure effectuée également en juin 2017).

Pour les mesures en question, seul le premier piège de Penning est vraiment utilisé. La figure 3.12 présente le schéma-type des différentes étapes de traitement suivies par le faisceau d'ions dans le dispositif JYFLTRAP, après le passage dans le déflecteur électrostatique pour les mesures de taux de production. À noter que la sélection en A s'effectue avec le dipôle magnétique en amont (cf section 3.3). Dans le premier piège de Penning (cf 2.2.4), une première excitation dipolaire est appliquée puis une excitation quadripolaire. L'excitation quadripolaire permet de convertir partiellement le mouvement magnétron en mouvement cyclotron et de recentrer les ions d'intérêt lorsque la fréquence appliquée coïncide avec la fréquence ν_c propre à l'ion. Les ions seront extraits par la suite. À noter que les durées des différentes excitations des deux runs expérimentaux (mars 2017 et juin 2017) étaient proches : ~ 11 ms d'excitation dipolaire et ~ 60 ms d'excitation quadripolaire pour une durée totale de cycle de ~ 110 ms. Les ions extraits sont ensuite détectés par une galette à micro-canaux (MCP). Les critères de sélection des événements sont les mêmes que ceux appliqués pour la mesure de masse de précision, expliqués dans le chapitre 4 4.

Des exemples de spectres de balayage en fréquence obtenus dans le cas des noyaux de la chaîne isobarique $A=74$ pour la réaction $p+U$ à 35 MeV mais aussi pour la réaction $d+Th$ à 15 MeV sont donnés dans la figure 3.13. Il s'agit de la fréquence appliquée pour l'excitation quadripolaire dans le premier piège de Penning. Le nombre de coups augmente lorsqu'elle coïncide avec la pulsation cyclotron des ions ($\omega_c=qB/m$). Nous observons que le spectre dans le cas de la réaction $d+Th$ est beaucoup plus bruité. Malgré les efforts fournis pour tenter de comprendre et de minimiser ce bruit, aucune amélioration n'a pu être obtenue. Nous nous attendions certes à avoir plus de contamination par l'utilisation d'une cible de Th par rapport à l'utilisation d'une cible d'U (cf. tableau 3.1). Toutefois, le bruit observé a sérieusement handicapé les mesures de taux de production notamment pour les espèces les plus exotiques. L'étude n'a pas pu être aussi complète que prévue.

Pour extraire un taux de production à partir du spectre en fréquence, il faut appliquer un ensemble de corrections : une correction liée à la décroissance en ligne de chaque isotope, une correction de l'efficacité de transmission de la ligne entre le dipôle magnétique et la MCP en bout de ligne (cf) et enfin une correction liée à l'efficacité de détection de la MCP (60%).

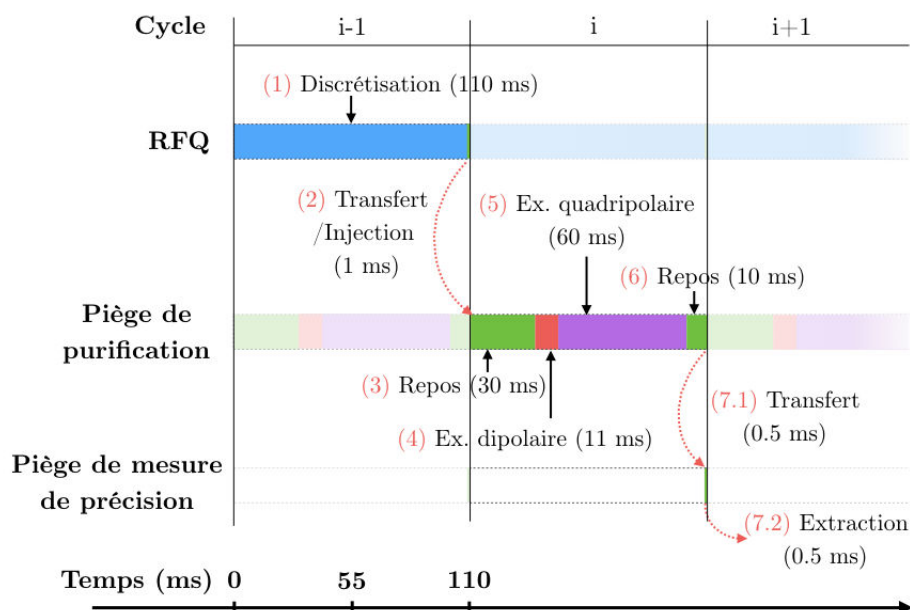


FIGURE 3.12: Schéma-type des différentes étapes de traitement suivies par le faisceau d'ions après le passage dans le déflecteur électrostatique pour les mesures de taux de production : (1) discrétisation en paquets du faisceau et préparation par le RFQ, pour (2) le transfert et l'injection par la suite dans le premier piège de Penning, dit aussi piège de purification. Dans celui-ci, après (3) une phase de repos, (4) une excitation dipolaire puis (5) une excitation quadripolaire sont apportées. S'en suit (6) une nouvelle phase de repos avant (7.1) transfert dans le second piège de Penning. Dans celui-ci, aucun traitement n'est effectué. Les ions y sont juste (7.2) extraits. La quantité d'ions en sortie est mesurée par une galette à microcanaux située au bout de la ligne IGISOL. Le temps-type pour chaque étape est indiqué dans la figure. Les traitements des paquets d'ions arrivant avant ou après, réalisés en parallèle, sont mis en transparence sur la figure.

A noter que les taux de production sont ceux obtenus à la sortie de la cellule gazeuse. Une estimation des taux de production au point cible est plus complexe à définir. Comme nous l'avons évoqué dans la partie précédente, l'efficacité de transmission du point cible à la sortie de la cellule gazeuse dépend de plusieurs paramètres qui la rendent difficilement quantifiable : temps d'extraction des ions, processus de recombinaison...

Ici, nous montrerons et discuterons seulement les taux de production des isotopes d'intérêt que nous avons pu mesurer. Les résultats pour les noyaux de la chaîne isotopique du Zn bien

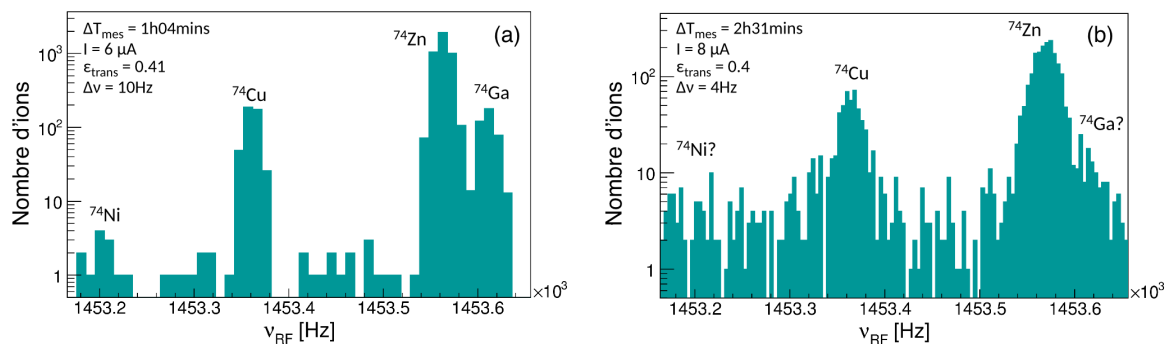


FIGURE 3.13: Nombre de coups mesurés dans la galette à micro-canaux en fonction de la fréquence appliquée (ν_{RF}) pour l'excitation quadripolaire dans le premier piège de Penning. (a) et (b) correspondent aux spectres obtenus pour la masse 74 avec les réactions p+U à 35 MeV et d+Th à 15 MeV, respectivement. Pour faciliter la comparaison, quelques paramètres de mesure sont également rappelés sur les figures, tels que : la durée totale de la mesure (ΔT_{mes}), l'intensité du faisceau primaire (I), l'efficacité de transmission jusqu'au MCP (ϵ_{trans}) et le pas du balayage en fréquence ($\Delta\nu$).

produits et qui souffrent moins des effets liés au bruit expérimental observé, seront aussi présentés. L'ensemble des résultats de mesure de taux de production pour les différentes réactions de fission étudiées au cours de la thèse sera synthétisé dans une prochaine publication.

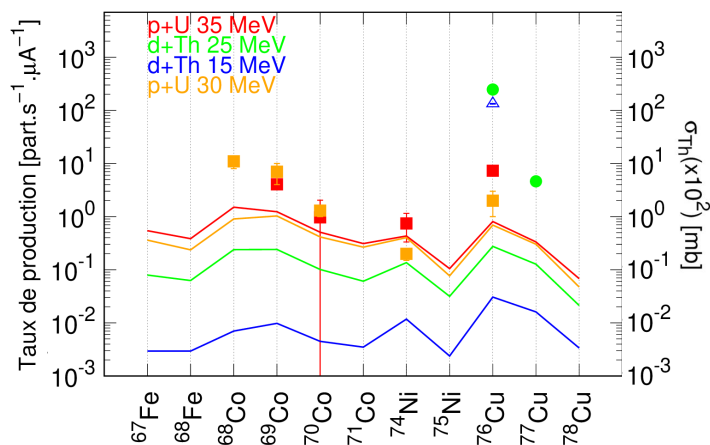


FIGURE 3.14: Taux de production en sortie de la cellule gazeuse qu'il a été possible de mesurer expérimentalement pour différents noyaux d'intérêt, produits via les réactions : p+U à 35 MeV (points en rouge), d+Th à 15 MeV (points en bleu) et d+Th à 25 MeV (points en vert). Les points expérimentaux mesurés par K. Kruglov et al. (en orange) sont aussi reportés sur la figure [211]. Cette figure présente aussi la section efficace de production estimée par GEF-TALYS σ_{Th} pour les mêmes noyaux d'intérêt, produits via les réactions : p+U à 35 MeV (ligne continue en rouge), d+Th à 15 MeV (ligne continue en bleu), d+Th à 25 MeV (ligne continue en vert) et p+U à 30 MeV (ligne continue en jaune). Les barres d'erreur incluent les incertitudes : statistique, associée au temps de demi-vie, associée à la transmission de la ligne.

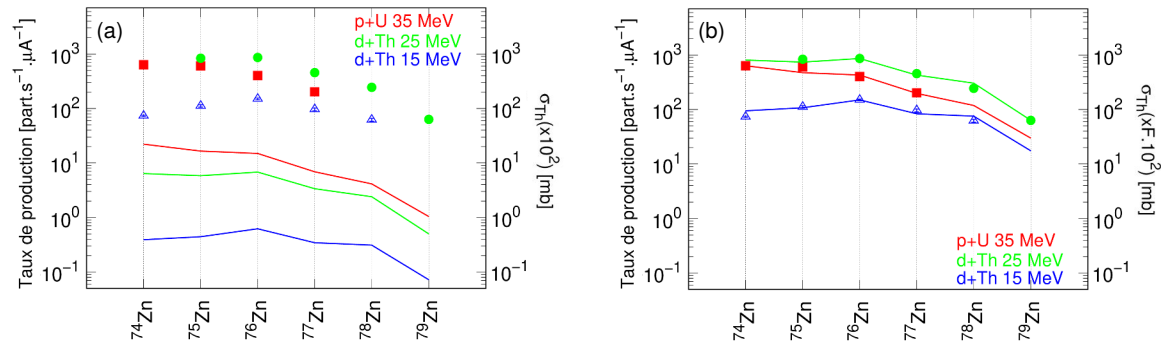


FIGURE 3.15: (a) Taux de production en sortie de la cellule gazeuse qu'il a été possible de mesurer expérimentalement pour différents isotopes de Zn, produits via les réactions : p+U à 35 MeV (points en rouge), d+Th à 15 MeV (points en bleu) et d+Th à 25 MeV (points en vert). La figure (a) présente aussi la section efficace de production estimée par GEF-TALYS σ_{Th} pour les mêmes noyaux, produits via les réactions : p+U à 35 MeV (ligne continue en rouge), d+Th à 15 MeV (ligne continue en bleu) et d+Th à 25 MeV (ligne continue en vert). (b) même figure que (a) sauf que les sections efficaces issues de calculs GEF-TALYS ont été multipliées par un facteur $F.10^2$, où $F=28.6355$ pour p+U à 35 MeV, $F=242.0723$ pour d+Th à 15 MeV et $F=126.5182$ pour d+Th à 25 MeV. Les barres d'erreur inclues les incertitudes : statistique, associée au temps de demi-vie, associée à la transmission de la ligne.

La figure 3.14 présente les résultats des taux de production en sortie de la cellule gazeuse mesurés pour certains noyaux d'intérêt via les réactions p+U à 35 MeV, d+Th à 15 MeV et d+Th à 25 MeV. À noter que les taux de production expérimentaux fournis sont ceux en sortie de la cellule gazeuse et que pour les résultats théoriques ce sont les sections efficaces qui sont présentées. Nous n'avons pas pu déterminer directement les sections efficaces expérimentales pour les raisons évoquées ci-dessus (difficultés à déterminer proprement le temps d'extraction des ions, à corriger des processus de recombinaison...). Il y a juste un facteur de proportionnalité à prendre en compte. Finalement, parmi ces noyaux, le ⁷⁶Cu constitue le seul cas où une comparaison des performances des différentes réactions, en terme de production, est possible. Selon les résultats expérimentaux, la réaction d+Th à 25 MeV offre les meilleurs taux de production s'ensuivent la réaction d+Th à 15 MeV puis p+U à 35 MeV. Cette conclusion est différente de celle suggérée par les estimations établies avec les codes GEF et TALYS. Elle est toutefois en accord avec les conclusions de l'étude réalisée par K. Kruglov et al. [211]. Nous avons aussi reporté sur la figure 3.14 les résultats expérimentaux obtenus par K. Kruglov et al. pour la réaction p+U à 30 MeV. Si on considère les barres d'erreur et le fait qu'il ne s'agit pas tout à fait de la même énergie incidente pour le projectile et enfin que les auteurs prennent en compte des corrections liées à l'extraction des fragments de fission dans la cellule gazeuse, nous observons un bon accord entre les résultats de taux de production du ^{68–70}Co,

^{74}Ni et ^{76}Cu que nous avons mesurés pour la réaction $p+U$ à 35 MeV et ceux obtenus par K. Kruglov et al. pour la réaction $p+U$ à 30 MeV. Toutefois, les prédictions de GEF-TALYS semblent reproduire les amplitudes relatives de taux de production pour une réaction donnée.

Afin de vérifier cette conclusion, nous nous sommes également intéressés à la systématique des taux de production des isotopes de zinc ($^{74-78}\text{Zn}$), voir figure 3.15. D'après cette figure, selon les résultats expérimentaux, il semblerait là encore que la réaction $d+^{232}\text{Th}$ soit plus favorable à la production des noyaux de Zn les plus exotiques, comparée à la réaction $p+^{238}\text{U}$. Cette conclusion est encore en désaccord avec les résultats des calculs réalisés avec les codes GEF et TALYS. Néanmoins, les prédictions de GEF-TALYS semblent bien reproduire les amplitudes relatives de taux de production pour une réaction donnée comme le montre la figure 3.15 (b). Par ailleurs, le maximum de la distribution de fission observé expérimentalement pour la chaîne isotopique du Zn semble décalé vers un nombre de masse A plus grand pour les réactions $d+^{232}\text{Th}$ que pour la réaction $p+U$ à 35 MeV. Cette tendance est également bien prédite par les résultats des calculs réalisés avec les codes GEF et TALYS.

Pour conclure sur ce chapitre, les mesures expérimentales de taux de production laissent suggérer que la réaction $d+\text{Th}$ à une trentaine de MeV permettrait une production des noyaux d'intérêt plus optimale que la réaction standard $p+U$ à 30 MeV. Les résultats des calculs réalisés avec les codes GEF et TALYS ne permettent pas de converger vers la même conclusion. Toutefois, les calculs reproduisent très bien les amplitudes relatives des taux de production pour une réaction donnée. Ces codes semblent aussi bien prédire le maximum de rendement en masse pour une chaîne isotopique donnée. Les prédictions des taux de contamination semblent coller également. Il y a peut-être juste un souci dans la détermination de la section efficace totale de la réaction. Au final, compte tenu du problème de bruit rencontré et non maîtrisé lors des mesures avec la cible de Th et étant donné que les taux de production pour une grande partie des isotopes d'intérêt étaient suffisants avec la réaction standard $p+U$ à 35 MeV, afin de ne pas compromettre les mesures, nous avons décidé d'utiliser cette dernière pour l'expérience de mesure de masse qui a eu lieu en novembre 2017.

Chapitre 4

Analyse des données, résultats expérimentaux et comparaison avec la littérature

Dans le chapitre d'introduction, nous avons présenté les différents ingrédients microphysiques qui entrent en jeu dans la modélisation des supernovae à effondrement de coeur (CCSN). Parmi ceux-ci, les masses nucléaires ont un effet déterminant sur la composition du coeur de l'étoile et pourraient également influencer sur la dynamique d'effondrement. Or, les modèles permettant d'extrapoler les masses des noyaux riches en neutrons présents lors de l'effondrement divergent.

Dans le chapitre 1, nous avons développé un traitement de l'équilibre statistique nucléaire (NSE) à partir d'une équation d'état basée sur l'approximation du noyau moyen, ceci nous a permis de mettre en lumière les effets des masses nucléaires sur la composition du coeur de l'étoile en effondrement et potentiellement sur la dynamique d'effondrement. Les distributions de noyaux obtenues avec des modèles microscopiques sont situées autour des nombres magiques $Z=28,50$ et $N=50,82$ (pour une trajectoire d'effondrement donnée), les effets de fermeture de couches sont clairement marqués, or les modèles permettant d'extrapoler les masses des noyaux dans ces régions ont tendance à diverger. L'objectif expérimental est d'effectuer un ensemble de mesure de masse qui permettra d'orienter le choix du modèle de masse en vue de discuter également de l'impact (sur par exemple : la composition du coeur, sa trajectoire d'effondrement, le flux de neutrinos émis) des autres ingrédients microphysiques comme, entre

autres, la capture électronique, au moyen d'une simulation de CCSN prenant en compte notre nouveau traitement NSE.

| | | | | | | | | | | |
|----------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------------------|-----------------------------|------------------------------|--------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| ^{71}Zn 147 s | ^{72}Zn 46.5 h | ^{73}Zn 23.5 s | ^{74}Zn 95.6 s | ^{75}Zn 10.2 s | ^{76}Zn 5.7 s | ^{77}Zn 2.08 s | ^{78}Zn 1.47 s | $^{79}\text{Zn}^m$ 746 ms | ^{80}Zn 562.2 ms | ^{81}Zn 303.2 ms |
| ^{70}Cu 44.5 s | ^{71}Cu 19.4 s | ^{72}Cu 6.63 s | ^{73}Cu 4.2 s | ^{74}Cu 1.63 s | ^{75}Cu 1.224 s | $^{76}\text{Cu}^m$ 637.7 ms | ^{77}Cu 467.9 ms | ^{78}Cu 330.7 ms | ^{79}Cu 241 ms | ^{80}Cu 113.3 ms |
| ^{69}Ni 11.4 s | ^{70}Ni 6 s | ^{71}Ni 2.56 s | ^{72}Ni 1.57 s | ^{73}Ni 840 ms | ^{74}Ni 507.7 ms | ^{75}Ni 331.6 ms | ^{76}Ni 234.6 ms | ^{77}Ni 158.9 ms | ^{78}Ni 122.2 ms | ^{79}Ni 44 ms |
| ^{68}Co 200 ms | $^{69}\text{Co}^m$ 180 ms | ^{70}Co 112 ms | ^{71}Co 80 ms | ^{72}Co 52.5 ms | ^{73}Co 40.7 ms | ^{74}Co 31.3 ms | ^{75}Co 26.5 ms | ^{76}Co 23 ms | ^{77}Co 15 ms | |
| ^{67}Fe 394 ms | ^{68}Fe 188 ms | ^{69}Fe 108.2 ms | ^{70}Fe 63 ms | ^{71}Fe 33.7 ms | ^{72}Fe 19 ms | ^{73}Fe 12.9 ms | | | | |

FIGURE 4.1: Carte des nucléides présentant la région d'intérêt ($Z=28$, $N=50$) pour l'étude des CCSN. Les noyaux pour lesquels les masses des états fondamentaux et/ou isomères (m) ont été mesurés pour la première fois ici sont indiqués en rouge et ceux dont la précision a été améliorée sont spécifiés en bleu, à noter que ^{77}Cu est en gris car nous n'avons pas obtenu une meilleure précision que dans [116].

Au chapitre 2 nous avons présenté une synthèse des discussions concernant le choix de la méthode expérimentale, une description du dispositif expérimental et enfin les principes des mesures. Le chapitre 3 résume les travaux d'optimisation des paramètres expérimentaux (en vue de maximiser les taux de production notamment) réalisés en amont de l'expérience principale de mesure de masse. Cette dernière a été réalisée en Novembre 2017 auprès de l'installation IGISOL à partir du dispositif JYFLTRAP (double piège de Penning). La figure 4.1 résume l'ensemble des mesures réalisées au cours de l'expérience en question. Neuf noyaux ont pu être étudiés. Les masses des noyaux de ^{70}Co , $^{74,75}\text{Ni}$ ont été mesurées pour la première fois. Nous avons contribué à améliorer significativement la précision des valeurs d'excès de masse pour les noyaux de ^{67}Fe , ^{69}Co , ^{76}Cu , ^{78}Cu et ^{79}Zn . Nous avons également été les premiers à déterminer les excès de masse des isomères dans le ^{69m}Co , ^{76m}Cu et à améliorer grandement celle de ^{79m}Zn . Nous avons confirmé les résultats obtenus dans la littérature pour le ^{77}Cu et ^{79}Zn , pour lequel il n'y avait pas de valeur de masse expérimentale dans l'AME2016 au moment de l'expérience, cependant entre notre mesure et aujourd'hui les auteurs de [116] ont présenté une valeur d'excès de masse compatible avec nos résultats et plus précise. À noter

que les excès de masse des isomères n'ont pas un intérêt direct pour notre étude mais nous avons pu les mesurer car ils étaient présents dans les spectres. Les nouvelles valeurs d'excès de masse des isomères cités feront l'objet de publications axées à la fois sur des problématiques de structure nucléaire et d'astrophysique nucléaire.

L'ensemble des noyaux a été étudié via la méthode TOF-ICR. Le ^{67}Fe et le ^{78}Cu ont par ailleurs aussi été étudiés par la méthode Ramsey, qui a permis d'obtenir des résultats expérimentaux plus précis pour ces cas.

Dans ce chapitre, nous décrivons d'abord les méthodes d'analyse utilisées pour déterminer, à partir des données expérimentales, les valeurs des excès de masse d'isotopes situés dans la zone d'intérêt astrophysique. L'extraction des résultats repose sur le fait qu'il existe une relation de proportionnalité inverse entre la masse d'un ion évoluant dans un piège de Penning et sa pulsation cyclotron $\omega_c = qB/m$. Un moyen de déterminer précisément la fréquence cyclotron ν_c ($\omega_c = 2\pi\nu_c$) d'un ion, i.e. sa masse, est d'étudier le spectre de résonance par temps de vol. Ce dernier est obtenu à partir de l'énergie radiale de l'ion piégé en effectuant un balayage en fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} . L'énergie radiale est maximale lorsque la fréquence d'excitation correspond à la fréquence cyclotron propre de l'ion. Expérimentalement, nous ne mesurons pas directement l'énergie radiale de l'ion dans le piège mais nous pouvons remonter à cette quantité en déterminant le temps de vol de l'ion entre l'extraction des ions du piège et le signal de détection dans un détecteur situé plus loin dans la ligne (voir figure 2.1). Il s'agit d'une galette à micro-canaux (MCP) se trouvant à une distance d'environ 1.6 m [197].

Nous présenterons en premier lieu comment le temps de vol des ions est construit expérimentalement ainsi que la courbe de résonance par temps de vol (temps de vol en fonction des fréquences d'excitation quadripolaire appliquées dans le piège). D'autre part, nous détaillerons le calcul de l'expression du temps de vol théorique que nous utilisons pour ajuster les données expérimentales et qui permet ainsi de déterminer la fréquence cyclotron de l'ion. Ensuite, une étude de sensibilité des paramètres constitutifs de la fonction théorique du temps de vol sera faite afin de mieux identifier leur contribution dans la détermination de ν_c . L'algorithme de convergence employé et les modifications apportées au code associé seront alors présentés. Puis, nous verrons comment est calculé l'excès de masse à partir de la fréquence cyclotron ν_c . Nous distinguerons alors les cas d'une mesure où l'isotope d'intérêt présente soit un état unique soit deux états proches (fondamental et isomère).

Dans la seconde partie de ce chapitre, les spectres et les résultats expérimentaux associés

à chaque noyau seront fournis. Les résultats de mesure de masse obtenus seront également comparés à ceux disponibles dans la littérature (mesures et/ou prédictions).

À la fin du chapitre, un tableau synthétisant les résultats de mesure de masse sera présenté. Toutes ces valeurs constitueront la base des discussions concernant le domaine de validité des modèles de masse à la suite de quoi nous choisirons le modèle à employer pour l'étude systématique des paramètres microphysiques, étude exposée dans le dernier chapitre.

4.1 Description des méthodes d'analyse employées

4.1.1 Mesure et calcul du temps de vol

4.1.1.1 Spectre de temps de vol expérimental

Les ions sont libérés du double piège de Penning lorsque le potentiel de l'électrode d'extraction du second piège est mis à zéro. Dans notre cas, le temps d'extraction est de 1 ms. Dès lors, les ions parcourent la dernière section de la ligne faisceau qui les mène vers une galette à micro-canaux (MCP). À IGISOL, il s'agit en réalité d'un ensemble de deux MCPs montées en chevrons. Ce détecteur est couplé à un préamplificateur qui, comme son nom l'indique, préamplifie le signal. Celui-ci est ensuite traité par un analyseur à canaux multiples MCS (Multi-Channel Scaler), de type SR430 [228]. Ce module est déclenché avec le signal d'extraction du piège. La MCP enregistre le nombre d'impulsions reçues sur une gamme de 1024 canaux. Chaque bin en temps correspond à 320 ns. La gamme en temps totale est donc de 327.68 μ s. L'énergie cinétique des ions est seulement de quelques eV à la sortie du piège. Ces derniers avancent d'abord dans une région où le champ magnétique diminue graduellement (jusqu'à 80 cm après leur sortie). Dans cette région, les ions ayant un mouvement cyclotron acquièrent plus d'énergie axiale, leur vitesse axiale est plus importante que celle des ions pourvus principalement de mouvement magnétron. Dans la seconde section de ligne de faisceau qui les mène au détecteur MCP, le champ magnétique n'a plus d'influence. Ce bout de ligne restant (au-delà de 80 cm après la sortie des ions du second piège de Penning) est porté à un potentiel de 30 q.keV. Pour un ion de $^{84}\text{Kr}^{1+}$, cela correspond à une vitesse de 0.0263 cm/ns, il met ainsi 3 μ s pour parcourir les 80 cm restants. Au final, nous observons des temps de vol totaux avoisinant la centaine de μ s. Par exemple, dans le cas du $^{84}\text{Kr}^{1+}$ il est proche de 66.24 μ s pour les ions avec une conversion optimale du mouvement magnétron en cyclotron dans

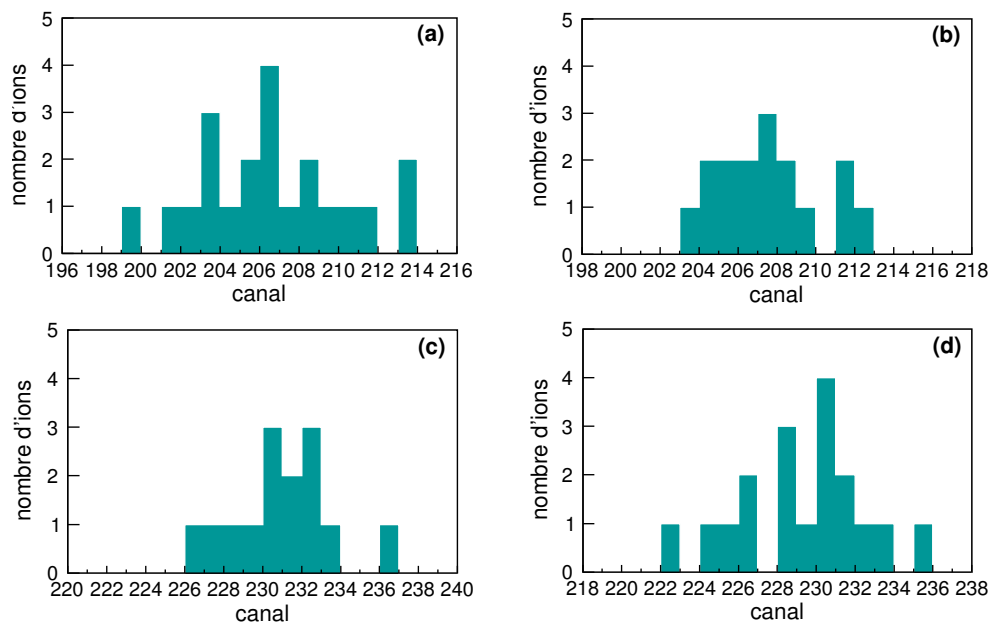


FIGURE 4.2: Nombre d'ions détectés par la MCP en fonction du temps de vol (numéro de canal), mesuré par le module MCS, correspondant au temps de parcours des ions ($^{84}\text{Kr}^{1+}$ dans cet exemple) entre l'extraction du deuxième piège de Penning et le détecteur MCP, pour une fréquence d'excitation quadripolaire donnée. Les distributions a) et c) sont issues des fichiers de mesure du $^{84}\text{Kr}^{1+}$ étudié par la méthode TOF-ICR pour les fréquences d'excitation quadripolaire de 1280655.3 Hz (ions d'intérêt avec conversion optimale du mouvement magnétron en cyclotron) et de 1280658.8 Hz (contaminants ou ions d'intérêt avec conversion non optimale du mouvement magnétron en cyclotron), respectivement. Les distributions b) et d) sont issues des fichiers de mesure du $^{84}\text{Kr}^{1+}$ étudié par la méthode Ramsey pour les fréquences d'excitation quadripolaire de 1280654.8 Hz (ions d'intérêt avec conversion optimale du mouvement magnétron en cyclotron) et de 1280662.5 Hz (contaminants ou ions d'intérêt avec conversion non optimale du mouvement magnétron en cyclotron), respectivement.

le second piège de Penning (enregistré au canal 207 par le MCS dans les figures 4.2 (a) et (b)). Les ions d'intérêt avec conversion non optimale du mouvement magnétron en cyclotron possèdent un temps de vol plus long : environ $73.6 \mu\text{s}$ en moyenne selon les figures 4.2 (c) et (d) (canal 230). L'efficacité de détection de la MCP d'ions à cette énergie (30 q.keV) a été mesurée autour de 60% [229].

La MCP permet ainsi de construire le spectre en temps de vol en fonction des fréquences d'excitation quadripolaire appliquées dans le second piège, appelé aussi spectre de résonance cyclotron par temps de vol (voir figure 4.3). Afin de déterminer la fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt (i.e. sa masse) le plus précisément possible, il faut effectuer un balayage en fréquence d'excitation quadripolaire centré autour de la fréquence cyclotron dont la valeur a été estimée à partir des tables de l'AME. Nous effectuons plusieurs balayages en fréquence afin d'accumuler une statistique suffisante par fréquence. Les figures (a) et (b) 4.3 ont été établies à partir de 22 et 19 balayages de façon respective. Les figures 4.2 (a) et (c) ((b) et

(d)) correspondent respectivement à des projections de la figure (a) 4.3 (figure (b) 4.3) suivant l'axe des ordonnées pour les fréquences à la résonance 1280655.3 Hz (1280654.8 Hz) et hors résonance 1280658.8 Hz (1280662.5 Hz). Le temps de vol moyen mesuré à une fréquence donnée \overline{T}_ν et son incertitude associée $\sigma(\overline{T}_\nu)$ sont obtenus à partir des formules :

$$\overline{T}_\nu = \frac{1}{N_\nu} \sum_{i=1}^{N_\nu} T_{i,\nu} , \quad (4.1)$$

$$\sigma(\overline{T}) = \sqrt{\frac{\sum_{\nu=1}^M \left[\sum_{i=1}^{N_\nu} (\overline{T}_\nu - T_{i,\nu})^2 \right]}{N - 1}} , \quad (4.2)$$

$$\sigma(\overline{T}_\nu) = \frac{\sigma(\overline{T})}{\sqrt{N_\nu}} , \quad (4.3)$$

où N_ν est le nombre total d'ions enregistrés à la fréquence ν et $T_{i,\nu}$ le temps de vol de l'ion i mesuré à la fréquence ν . M correspond au nombre total de fréquences considérées et N correspond au nombre d'ions détectés. Pour le calcul de l'erreur sur le temps de vol moyen à la fréquence ν ($\sigma(\overline{T}_\nu)$), nous n'avons pas considéré la déviation standard de la valeur moyenne \overline{T}_ν en raison de la faible statistique des spectres. Dans ce cas, il est plus correct d'utiliser l'écart type associé à la distribution totale $\sigma(\overline{T})$, formule 4.3, qui inclut ainsi l'ensemble des fréquences balayées. Cette méthode offre une meilleure estimation de l'incertitude sur le temps de vol moyen des ions à chaque fréquence d'excitation $\sigma(\overline{T}_\nu)$ [197]. Dans la figure 4.3, chaque point en noir correspond au temps de vol moyen mesuré pour une fréquence donnée. La barre d'erreur verticale indique l'incertitude associée, calculée avec la formule 4.2. La barre d'erreur horizontale correspond au pas de temps en fréquence. Nous allons maintenant détailler comment déduire la masse des ions le plus précisément possible à partir de ces spectres de résonance cyclotron par temps de vol.

4.1.1.2 Spectre en temps de vol théorique

Dans l'objectif de déterminer précisément la masse de l'isotope mesuré, nous allons définir la fonction théorique du temps de vol qui devrait reproduire au mieux le spectre expérimental. Le temps de vol peut être défini de manière classique comme le rapport de la distance parcourue par l'ion sur sa vitesse. Toutefois, la vitesse de l'ion varie en fonction de sa position dans la

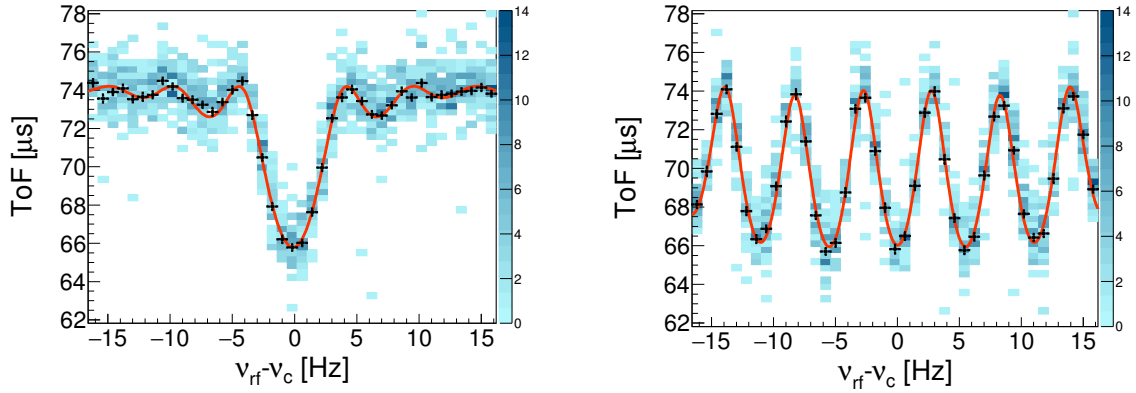


FIGURE 4.3: Exemples de spectres de résonance cyclotron par temps de vol (ToF) du $^{84}\text{Kr}^+$, obtenus par excitation quadripolaire dans le second piège de Penning via la méthode TOF-ICR (gauche) et la méthode Ramsey (droite). L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , par rapport à la fréquence cyclotron propre ν_c de l'isotope (mesurée pour ces cas à 1280655.3 Hz (TOF-ICR) et 1280654.8 Hz (Ramsey)). Les valeurs de temps de vol des ions mesurés expérimentalement pour une fréquence donnée sont indiquées en bleu. Les points noirs correspondent aux temps de vol moyens (équation 4.1) calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen (calculée avec l'équation 4.3) et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique (équation 4.4) qui reproduit le mieux les données expérimentales.

ligne faisceau suivant le profil du champ électrique appliqué. En définitif, le temps de vol total est obtenu en effectuant la somme des temps dt qu'il a fallu à l'ion pour parcourir la distance dz où sa vitesse (ou encore son énergie cinétique) peut être considérée comme constante. Ainsi, le temps de vol $T(\omega_{rf})$ d'un ion de masse m excité à la pulsation $\omega_{rf} = 2\pi\nu_{rf}$, entre la coordonnée longitudinale z_0 et z_1 , peut s'écrire comme :

$$T(\omega_{rf}) = \int_{z_0}^{z_1} \left[\frac{m}{2E_k(\omega_{rf}, z)} \right]^{\frac{1}{2}} dz, \quad (4.4)$$

avec $E_k(\omega_{rf}, z)$ l'énergie cinétique totale de l'ion à la pulsation (ω_{rf}) et à la coordonnée longitudinale z . Le long des 80 premiers cm de ligne de faisceau qui suivent le point d'extraction des ions du second piège de Penning, le champ électrique (E) passe de quelques V à -30 kV. Le champ magnétique (B), quant à lui, diminue graduellement de 7 Tesla vers zéro. C'est dans cette zone que les ions ayant un mouvement cyclotron acquièrent plus d'énergie axiale. Plus le mouvement cyclotron sera important plus cet effet sera accentué [197]. L'expression de l'énergie cinétique $E_k(\omega_{rf}, z)$ d'un ion de charge q , à la pulsation ω_{rf} et à la position z ,

s'écrit sous la forme :

$$E_k(\omega_{rf}, z) = E_0 - qE(z) - \mu(\omega_{rf})B(z) , \quad (4.5)$$

où, $qE(z)$ et $\mu(\omega_{rf})B(z)$ représentent respectivement l'énergie potentielle électrique et l'énergie potentielle magnétique, en z . E_0 est l'énergie totale initiale de l'ion ($z=0$) et $\mu(\omega_{rf})$ correspond au moment magnétique.

L'énergie cinétique maximale, i.e. la vitesse maximale de l'ion est atteinte lorsque la fréquence d'excitation quadripolaire est égale à la fréquence cyclotron de l'ion, autrement dit quand $\omega_{rf} = \omega_c$. Cela se traduit par l'apparition d'un minimum dans le spectre qui présente les valeurs de temps de vol mesurées en fonction de la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée dans le second piège de Penning. La position de ce minimum donne ainsi accès à la valeur de la fréquence cyclotron de l'ion ν_c , et par conséquent à sa masse.

Deux principaux schémas d'excitation quadripolaire sont conventionnellement utilisés à IGI-SOL. Le plus usuel consiste en l'utilisation d'une excitation quadripolaire unique. Il s'agit de la méthode TOF-ICR [209]. Le second schéma, plus récemment développé, permet d'atteindre une plus grande précision dans les mesures en appliquant des excitations quadripolaires courtes successives entrecoupées d'un temps de repos [202, 230], il s'agit de la méthode Ramsey. Dans les paragraphes suivants nous allons présenter l'expression du temps de vol pour chacune des méthodes et étudier le rôle de chacun des paramètres constitutifs de l'expression en question dans la forme finale du spectre de résonance cyclotron par temps de vol. Le temps de vol des ions à la pulsation ω_{rf} est fonction du moment magnétique des ions μ (formules 4.4 et 4.5), celui-ci peut s'exprimer comme :

$$\mu(\omega_{rf}) = \frac{E_r(\omega_{rf})}{B(z)} , \quad (4.6)$$

où $E_r(\omega_{rf})$ correspond à l'énergie cinétique radiale totale des ions. Elle représente la somme des énergies radiales cinétique et potentielle qui dépendent du temps d'excitation quadripolaire T_{rf} [231] :

$$E_r(\omega_{rf}, T_{rf}) = \frac{m}{2} \left[\rho^+(T_{rf}, \omega_{rf})^2 \omega_+^2 + \rho^-(T_{rf}, \omega_{rf})^2 \omega_-^2 \right] - \frac{m}{2} \left[\omega_+ \omega_- (\rho^+(T_{rf}, \omega_{rf})^2 + \rho^-(T_{rf}, \omega_{rf})^2) \right] . \quad (4.7)$$

L'excitation quadripolaire permet de convertir le mouvement magnétron en mouvement cyclotron réduit, dès lors $\omega_+ \gg \omega_-$, d'où :

$$E_r(\omega_{rf}, T_{rf}) \approx \frac{m}{2} \rho^+(T_{rf}, \omega_{rf})^2 \omega_+^2 \quad (4.8)$$

À noter que dans le cas d'une excitation quadripolaire de type Ramsey, il faut substituer $\rho^+(T_{rf}, \omega_{rf})^2$ par $F_2(\delta, \tau_0, \tau_1, g) \rho^+(0)^2$, où $F_2(\delta, \tau_0, \tau_1, g)$ correspond à la fonction de conversion entre le mouvement magnétron et le mouvement cyclotron réduit après application d'un champ radiofréquence quadripolaire. Son expression est développée dans le chapitre 2 (voir équation 2.18).

Dans le chapitre 2, nous avons déterminé les expressions des amplitudes radiales ρ^\pm dans le cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type TOF-ICR (équation 2.16), mais aussi la fonction de conversion entre le mouvement magnétron et le mouvement cyclotron dans le cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type Ramsey (équation 2.18).

À partir de l'expression de ρ^+ nous pouvons obtenir l'énergie radiale $E_r(\omega_{rf})$, qui nous permet de déterminer le temps que met l'ion excité à la pulsation ω_{rf} à parcourir la distance $[z_0, z_1]$ (équation 4.4), autrement dit son temps de vol. z_0 correspond au point de sortie du second piège de Penning et z_1 représente la position de la galette à micro-canaux. La charge q vaut $1+$ dans notre cas. Les cartes du champ électrique $E(z)$ et du magnétique $B(z)$ le long de la trajectoire permettant la mesure du temps de vol sont relativement bien connues à IGISOL [197]. Il est possible alors de déterminer la masse de l'ion en ajustant les données expérimentales par l'expression théorique du temps de vol formulée ci-dessus. La figure 4.4 illustre l'allure de l'énergie radiale et du temps de vol lorsque qu'est appliquée une fréquence d'excitation quadripolaire qui coïncide ou non avec la fréquence cyclotron de l'ion ν_c , pour les deux schémas d'excitation conventionnels (TOF-ICR et Ramsey). L'énergie radiale est maximale lorsque la conversion du mouvement magnétron en cyclotron a été optimale.

4.1.2 Critères de sélection des bons évènements

Avant d'effectuer l'ajustement des données expérimentales du spectre de résonance cyclotron par temps de vol avec la fonction théorique décrite ci-dessus, nous appliquons quelques filtres aux données brutes. Les évènements enregistrés par la galette à micro-canaux doivent remplir deux conditions.

La première consiste à sélectionner les données dans une fenêtre en temps de vol réduite, afin

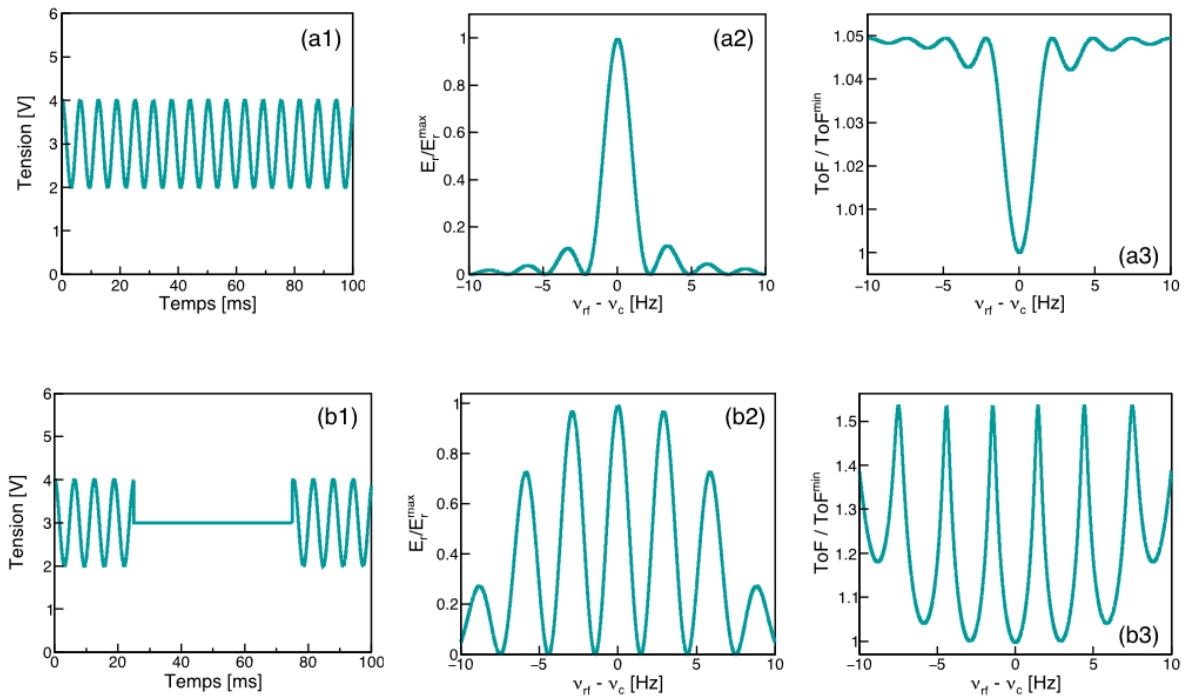


FIGURE 4.4: (a) Cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type TOF-ICR : exemples (a1) de tension appliquée sur une gamme de 100 ms (excitation tout le long), (a2) d'amplitude d'énergie radiale normalisées à son amplitude maximale et (a3) de temps de vol d'un ion normalisé à son temps de vol minimum en fonction de la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} par rapport à la fréquence cyclotron de l'ion en question ν_c . (b) Cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type Ramsey : exemples (b1) de tension appliquée sur une gamme de 100 ms (excitation sur 25 ms + repos de 50 ms + excitation de 25 ms), (b2) d'amplitude d'énergie radiale normalisée à son amplitude maximale et (b3) de temps de vol d'un ion normalisé à son temps de vol minimum en fonction de la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} par rapport à la fréquence cyclotron de l'ion en question ν_c .

de limiter au maximum la contribution du bruit de fond (qui peut par exemple être lié à l'électronique) ou des événements qui ne sont pas d'intérêt et qui viennent polluer le spectre (contribution des contaminants...). Dans nos mesures, les ions d'intérêt possèdent un état de charge $1+$ (cf chapitre 3.2). Il s'agit de noyaux instables (X), de très faible durée de vie, riches en neutrons qui décroissent par émission β^- . Si une telle décroissance se produit dans le piège, le noyau final (Y) devient doublement chargé : ${}^A_Z\text{X}^{+1} \rightarrow {}^A_{Z+1}\text{Y}^{+2}$. Ce noyau fils peut rester dans le piège car l'énergie de recul vaut typiquement $\sim 1\text{-}100$ eV lors de la décroissance d'un ion de masse $A \sim 10\text{-}100$: par exemple pour le ${}^{79}\text{Zn}$, $\langle E_\beta \rangle \sim 3$ MeV et $E_{recul} \sim 20$ eV. La figure 4.5 montre un exemple de fenêtre en temps de vol appliquée pour rejeter les sources de bruit de fond et des contaminants dans le spectre expérimental.

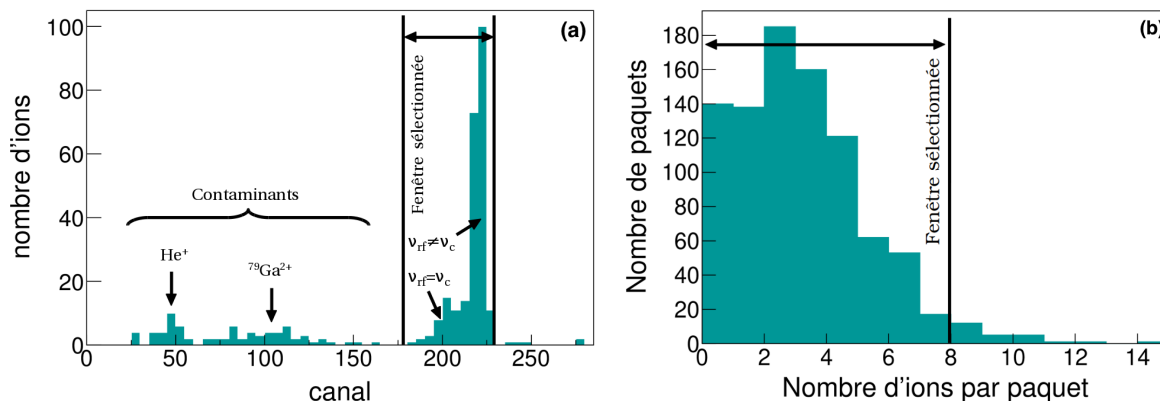


FIGURE 4.5: a) Exemple d'histogramme représentant le nombre d'ions enregistrés par numéro de canal de la MCP (i.e. leur temps de vol), obtenu pour le ^{79gs}Zn ayant un temps de vie $T_{1/2}=746$ ms (excitation quadripolaire de $T_{rf}=200$ ms). Les traits verticaux noirs représentent les limites en "temps de vol" considérées. Les flèches indiquent les zones où $\nu_{rf} = \nu_c$ et $\nu_{rf} \neq \nu_c$, autrement dit le point de résonance et la ligne de base du spectre de résonance cyclotron par temps de vol (voir figure 4.3). Parmi les contaminants, nous retrouvons le $^{79}\text{Ga}^{2+}$ (produit de la désintégration bêta du $^{79gs}\text{Zn}^{+1}$) et l' He^+ (gaz tampon du dispositif expérimental utilisé dans la cellule gazeuse, le RFQ et le piège de Penning). b) Exemple d'histogramme représentant le nombre d'ions par paquet détectés par la MCP, issu de la même mesure que pour a). La ligne verticale noire représente le seuil maximal sur le nombre d'ions par paquet à ne pas dépasser, afin de s'affranchir des effets de charge d'espace.

La deuxième condition consiste, quant à elle, à ne considérer que les paquets ayant un nombre faible d'ions. Le but est de s'affranchir des effets de charge d'espace qui induisent notamment des décalages systématiques de la fréquence cyclotron [232]. Par exemple, pour le ^{84}Kr utilisé comme référence dans la mesure de masse du ^{74}Ni , la mise en application de cette condition conduit à écarter au maximum 5% des paquets d'ions. La figure 4.6 montre les valeurs de fréquence cyclotron ν_c déduites du spectre de résonance cyclotron par temps de vol en appliquant différentes conditions sur le nombre d'ions par paquet : 0 à 3, 4 à 5, 6 à 15 et enfin 0 à 15. Les gammes [0-3], [4-5] et [6-15] ont été choisies en veillant à ce que le nombre d'ions soit équivalent (~ 800 ions par gamme) et ainsi avoir une erreur statistique similaire. À noter que la majorité des paquets contient un faible nombre d'ions, typiquement inférieur à 5 ions par paquet. Nous n'observons pas de forte dépendance de la fréquence cyclotron avec le nombre d'ions d'après la figure 4.6. Pour donner un ordre de grandeur, un écart de 0.03 Hz, correspond approximativement à une différence de masse de ~ 1 keV.

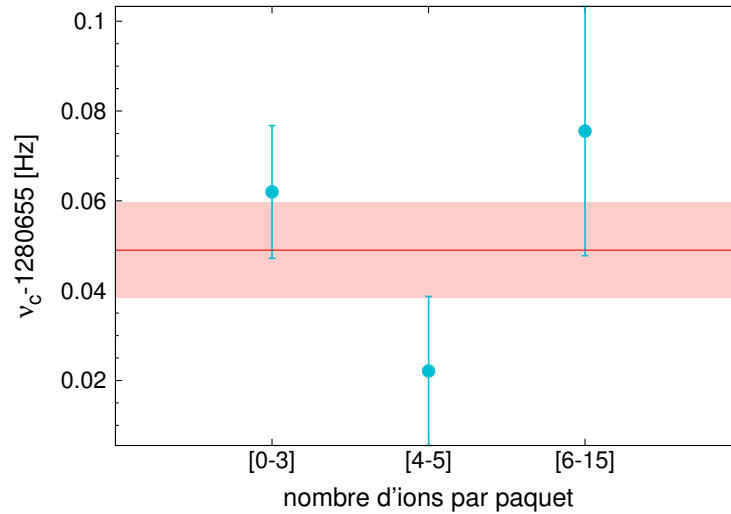


FIGURE 4.6: Valeurs de la fréquence cyclotron ν_c (points en bleu) déduites du spectre de résonance cyclotron par temps de vol en considérant un nombre d'ions par paquet compris entre 0 et 3 [0-3], entre 4 et 5 [4-5] et entre 6 et 15 [6-15], inclus. Les gammes ont été choisies pour avoir un nombre d'ions équivalent (~ 800 ions par gamme) et avoir ainsi une erreur statistique similaire. L'incertitude sur la valeur de ν_c est aussi indiquée sur la figure. La ligne rouge et la zone en rouge représentent la fréquence cyclotron et l'erreur associée, respectivement obtenues en considérant [0-15] dans chaque paquet. Résultats obtenus à partir d'une des mesures de référence avec du ^{84}Kr , réalisée dans le cadre de la mesure de masse du ^{74}Ni par la suite.

4.1.3 Détermination de la fréquence cyclotron des ions à partir du spectre de résonance cyclotron par temps de vol

Les critères de sélection des bons événements ainsi établis, les spectres expérimentaux de résonance cyclotron par temps de vol (comme ceux présentés dans la figure 4.3) peuvent être ajustés avec les expressions théoriques du temps de vol. Dans les faits, ces expressions sont un peu plus complexes, elles tiennent compte du frottement des ions en mouvement dans le gaz, à l'intérieur du piège. Dans cette section, nous listerons d'abord l'ensemble des paramètres libres de la fonction d'ajustement et nous étudierons l'effet de chacun d'entre eux sur le spectre de résonance par temps de vol, dans le cas des schémas conventionnels d'excitation (de type ToF-ICR et de type Ramsey). Nous détaillerons ensuite la procédure de minimisation utilisée afin de déterminer les paramètres finaux de la fonction de temps vol.

4.1.3.1 Paramètres à ajuster

Dans le cas d'une seule excitation quadripolaire longue (schéma d'excitation quadripolaire de type ToF-ICR), le temps de vol est calculé à partir des formules 4.4-4.8 et les expressions

radiales 2.16. Le paramètre qui permet d'extraire la masse de l'ion piégé (d'intérêt) est la fréquence cyclotron ν_c . C'est donc celui-ci qu'il faut établir le plus précisément possible. Le second paramètre libre concerne les amplitudes radiales initiales¹ $\rho^\pm(0)$. Généralement, l'amplitude initiale du mouvement cyclotron réduit est négligeable par rapport à celle du mouvement magnétron ($\rho^+(0) \ll \rho^-(0)$) [209]. Par ailleurs, il faut également déterminer le paramètre associé à la phase $\Delta\varphi$. Il s'agit de la différence de phase entre le mouvement des ions et le champ radiofréquence appliqué au piège. L'énergie axiale initiale compte aussi parmi les paramètres libres à ajuster ($E_{ax}(0) = E_0 - E_r$). Enfin, le temps de vol dépend du paramètre γ , qui est proportionnel au coefficient d'amortissement du mouvement des ions dans le gaz δ (la force d'amortissement $\vec{F} = -\delta \cdot m \cdot \vec{v}$), qui lui-même est fonction de la pression P du gaz. D'après [209], nous avons :

$$\gamma = \frac{\delta}{\omega_+ - \omega_-} \quad (4.9)$$

En considérant $\omega_c = qB/m = \omega_{rf}$ et l'équation 18 dans [209], l'expression de δ se ramène à :

$$\delta \approx K_\delta P \omega_c . \quad (4.10)$$

Avec $K_\delta = T_N / (P_N T M_{ion} B)$ ([209]). T (T_N) et P (P_N) sont respectivement la température (normale) et la pression (normale). M_{ion} correspond à la mobilité réduite des ions. Dans notre cas, $K_\delta \approx 7.6 \times 10^{-2} \text{ s} \cdot \text{mbar}^{-1}$. À noter que pour les mesures avec la méthode TOF-ICR c'est la pression P qui est utilisée comme paramètre libre. Dans le cas de la méthode Ramsey, nous utiliserons le coefficient d'amortissement γ (la force d'amortissement s'écrit $\vec{F} = -\gamma m \vec{v}$) comme paramètre libre de la fonction d'ajustement.

Nous parlerons de pression plutôt que de coefficient d'amortissement dans le paragraphe qui suit. Finalement, nous pouvons exprimer le temps de vol des ions à la sortie du piège avec une fonction qui possède six paramètres libres : ν_c , $\rho^\pm(0)$, $\Delta\varphi$, $E_{ax}(0)$ et P . La figure 4.7 permet de visualiser les effets de chacun de ces paramètres sur le spectre en temps de vol.

Sur cette figure 4.7, nous observons que les variations de fréquence cyclotron affectent seulement la position de la résonance, comme nous l'attendions. C'est cette observable que nous cherchons à déterminer. Ensuite, nous noterons que le déphasage $\Delta\varphi$ et l'amplitude initiale cyclotron réduite $\rho^+(0)$ sont des paramètres qui affectent peu le temps de vol. D'autre part, plus $\rho^+(0)$ est grand, plus le spectre est très légèrement élargi en fréquence. Par ailleurs, les

1. "Initiale" signifie ici "à l'éjection des ions du piège"

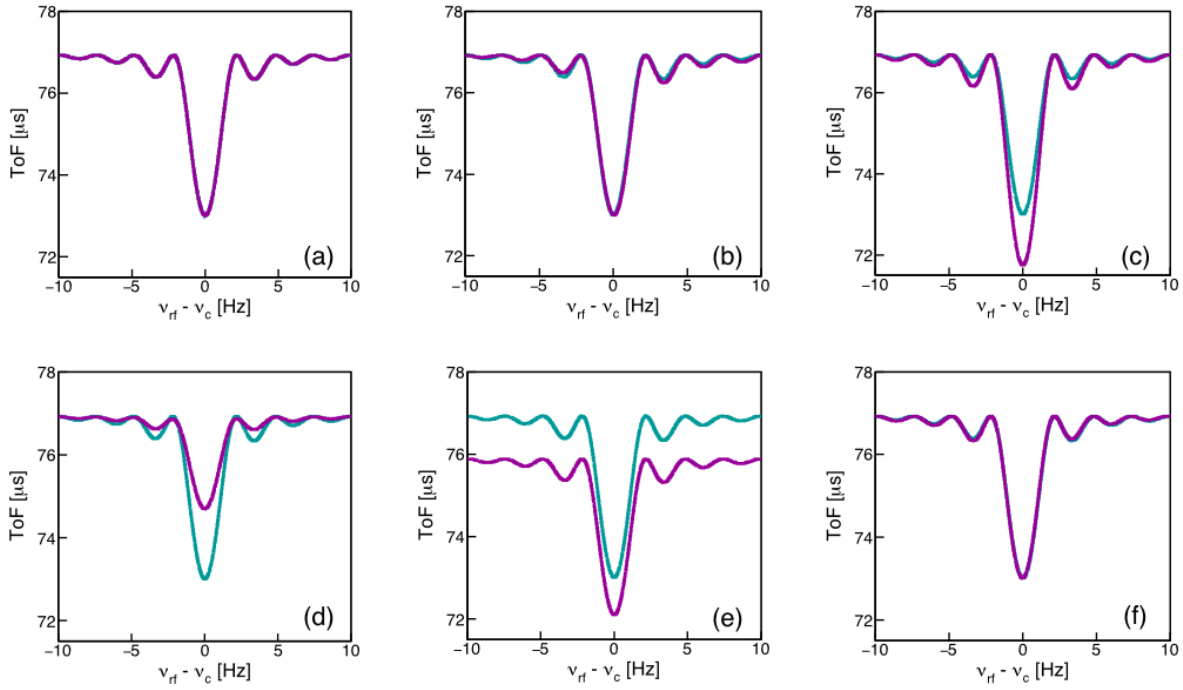


FIGURE 4.7: Différents spectres de résonance cyclotron par temps de vol (de type TOF-ICR) en fonction de la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} de façon relative à la fréquence cyclotron ν_c de l'ion étudié (ici le $^{84}\text{Kr}^+$ est pris comme exemple). Pour chaque spectre, un seul des paramètres libres de la fonction théorique d'ajustement du temps de vol a été modifié. Les paramètres pris comme référence pour cette étude sont : $\nu_c = 1280655$ Hz, $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-5}$ m, $\rho^-(0) = 1 \times 10^{-3}$ m, $\Delta\varphi = 1$ rad, $E_{ax}(0) = 10$ eV et $P = 10^{-15}$ mbar. Nous montrons en a) l'effet de ν_c (en azur $\nu_c = 1280655$ Hz, en violet $\nu_c = 1280660$ Hz), b) l'effet de $\rho^+(0)$ (en azur $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-5}$ m, en violet $\rho^+(0) = 5 \times 10^{-5}$ m), en c) l'effet de $\rho^-(0)$ ($\rho^-(0) = 1 \times 10^{-3}$ m, en violet $\rho^-(0) = 1.2 \times 10^{-3}$ m), en d) l'effet de P (en azur $P = 10^{-15}$ mbar, en violet $P = 3 \times 10^{-6}$ mbar), en e) l'effet de $E_{ax}(0)$ (en azur $E_{ax}(0) = 10$ eV, en violet $E_{ax}(0) = 10.5$ eV) et enfin en f) l'effet de $\Delta\varphi$ (en azur $\Delta\varphi = 1$ rad, en violet $\Delta\varphi = 4$ rad).

positions des creux caractéristiques de la fonction de temps de vol sont aussi un peu décalées vers les extrêmes par rapport à ν_c .

Concernant l'énergie axiale initiale $E_{ax}(0)$, nous voyons qu'une modification de sa valeur induit un décalage global du spectre de résonance cyclotron par temps de vol sans en modifier la forme. Plus cette énergie est importante plus les ions arriveront tôt sur la galette à microcanaux, le temps de vol est plus court. Ce paramètre n'a pas d'effet sur la fréquence cyclotron (i.e. mouvements radiaux).

Les effets de l'amplitude initiale magnétron et ceux de la pression vont de pair. En effet, plus la pression est importante moins l'énergie cinétique des ions est grande, le mouvement des

ions est amorti, par conséquent ces derniers atteindront plus tardivement la galette à microcanaux. Au contraire, plus le rayon magnétron initial est grand, plus l'énergie radiale est importante et comme cette énergie est convertie en énergie axiale (via le gradient des champs appliqués en sortie du second piège de Penning), le temps de vol des ions est alors écourté. Une pression élevée sera associée à un rayon magnétron initial important. À noter que ces deux paramètres n'affectent pas les positions des minima et maxima en fréquence du spectre de résonance cyclotron par temps de vol. La position de la ligne de base du temps de vol des ions correspondant aux événements hors résonance ($\nu_{rf} \neq \nu_c$) ne varie pas.

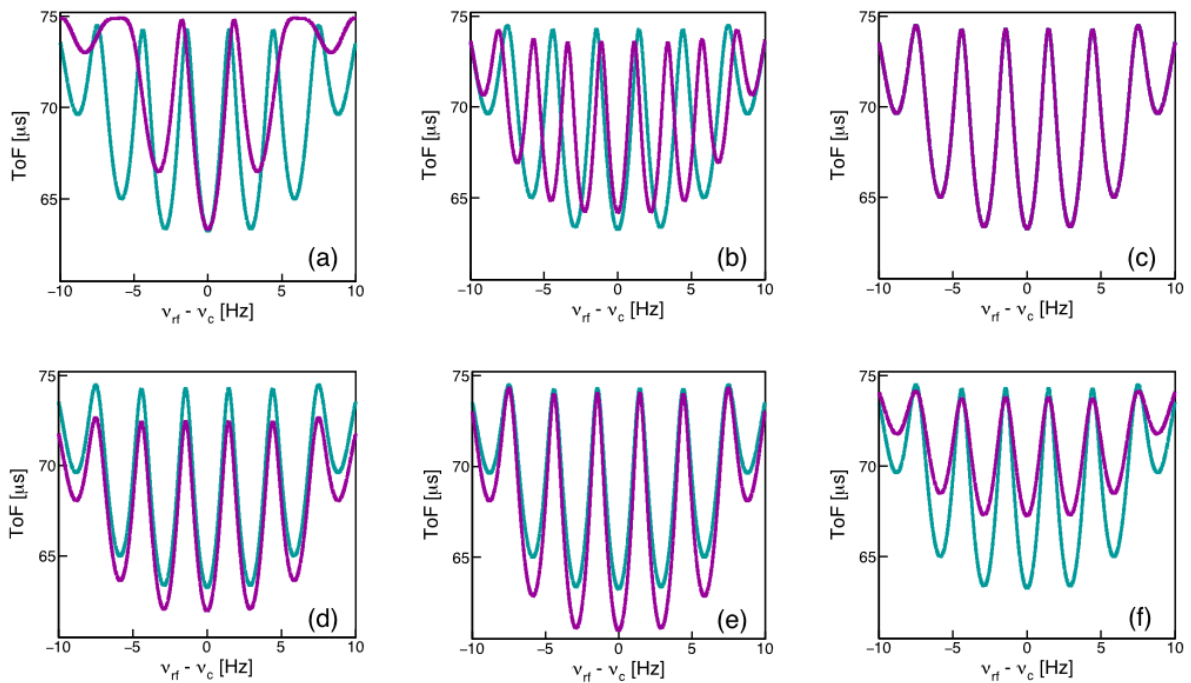


FIGURE 4.8: Différents spectres de résonance cyclotron par temps de vol (de type Ramsey) en fonction de la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} de façon relative à la fréquence cyclotron ν_c de l'ion étudié (ici le $^{84}\text{Kr}^+$ est pris comme exemple). Pour chaque spectre, un seul des paramètres libres de la fonction théorique d'ajustement du temps de vol a été modifié. Les paramètres pris comme référence pour cette étude sont : $\tau_1 = 0.075$ s, $\tau_0 = 0.250$ s, $\nu_c = 1280655$ Hz, $E_{ax}(0) = 11$ eV, $\rho^-(0) = 5 \times 10^{-3}$ m, $\gamma = 1$ (pas d'amortissement des ions dans le gaz). Nous montrons ainsi en a) l'effet de τ_1 (en azur $\tau_1 = 0.075$ s, en violet $\tau_1 = 0.150$ s), en b) l'effet de τ_0 (en azur $\tau_0 = 0.250$ s, en violet $\tau_0 = 0.350$ s), en c) l'effet de ν_c (en azur $\nu_c = 1280655$ Hz, en violet $\nu_c = 1280660$ Hz), en d) $E_{ax}(0)$ (en azur $E_{ax}(0) = 11$ eV, en violet $E_{ax}(0) = 12$ eV), en e) l'effet de $\rho^-(0)$ ($\rho^-(0) = 5 \times 10^{-3}$ m, en violet $\rho^-(0) = 6 \times 10^{-3}$ m) et enfin en f) l'effet de γ (en azur $\gamma = 1$, en violet $\gamma = 2$).

Dans le cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type Ramsey, la formule du temps de

vol reste inchangée, seule l'énergie radiale s'exprime différemment (voir formule 4.8 et texte associé au cas d'une excitation quadripolaire de type Ramsey). Nous allons considérer ici un schéma de type Ramsey avec deux excitations quadripolaires appliquées (excitation-repos-excitation), comme ce fut le cas au cours de l'expérience.

D'un point de vue expérimental, la durée des excitations quadripolaires τ_1 et la durée du temps de repos τ_0 sont fixées. De fait, la constante de couplage g renormalisée est aussi fixée ($g = \pi/(4\tau_1)$ dans le cas où deux excitations sont appliquées). Dès lors quatre paramètres libres de la fonction d'ajustement du temps de vol sont à déterminer dans les faits : ν_c , $E_{ax}(0)$, $\rho^-(0)$, γ . Dans le cas d'un schéma d'excitation quadripolaire de type Ramsey, l'amplitude initiale du mouvement cyclotron réduit $\rho^+(0)$ et le déphasage $\Delta\varphi$ n'interviennent pas. La figure 4.8 montre les effets des différents paramètres cités ci-dessus sur le spectre de résonance cyclotron par temps de vol.

Sur cette figure, nous observons que le temps d'excitation τ_1 affecte la largeur du pic principal de la résonance, plus ce temps est long, plus la largeur du pic en fréquence augmente, par contre la valeur de temps de vol à la résonance ne varie pas. De fait, plus le temps d'excitation est court, meilleure sera la précision sur ν_c . Nous remarquerons également que les largeurs en fréquence et le temps de vol mesuré des pics auxiliaires augmentent également. Par ailleurs, nous observons un décalage en fréquence des minima en temps de vol. Concernant le temps de repos τ_0 , plus celui-ci est important, meilleure est la résolution en fréquence, à la fréquence de résonance ν_c . La valeur de τ_0 impacte la position en fréquence des pics auxiliaires et les valeurs de temps de vol. En résumé, d'une façon générale, plus le temps d'excitation est court, plus le temps de repos est long, meilleure est la précision.

De plus, nous observons comme attendu que les variations de fréquences cyclotrons (l'observable à déterminer) affectent seulement la position de la résonance.

Comme dans le cas du schéma d'excitation quadripolaire de type TOF-ICR, nous remarquons qu'une modification de l'énergie axiale initiale $E_{ax}(0)$ induit un décalage global du spectre de résonance cyclotron par temps de vol sans pour autant en modifier la forme. Plus cette énergie est importante plus les ions arriveront tôt sur la galette à micro-canaux, le temps de vol est alors plus court. Là encore ce paramètre n'a pas d'effet sur la fréquence cyclotron (i.e. mouvements radiaux).

Ici aussi, l'effet de l'amplitude initiale du mouvement magnétron $\rho^-(0)$ et celui de la pression (i.e. le coefficient d'amortissement γ) vont de pair. L'augmentation de la pression a pour effet d'augmenter le temps de vol des ions, tandis que l'augmentation de $\rho^-(0)$ conduit à le diminuer.

4.1.3.2 Procédure d'ajustement

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que la fonction d'ajustement du spectre de résonance cyclotron par temps de vol possède quatre ou six paramètres libres à ajuster lorsqu'il s'il s'agit d'une mesure avec un schéma d'excitation quadripolaire de type Ramsey (en deux temps ici : excitation-repos-excitation) ou ToF-ICR, respectivement. L'analyse des données de mesure de masse a été réalisée avec le code d'analyse "Lakritsi" élaboré à JYFL [197]. Par rapport à la version de base fournie, nous y avons apporté quelques modifications afin de mieux contrôler la convergence de l'ajustement. Dans ce code, une procédure standard de minimisation des moindres carrés non linéaires, qui repose sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt [233, 234, 235], est utilisée. La procédure est itérative et se base sur la méthode classique de Gauss-Newton et l'algorithme du gradient [236]. La figure 4.9 montre le schéma logique de l'algorithme de Levenberg-Marquardt. Une valeur initiale est d'abord fournie pour chacun des paramètres libres constitutifs de la fonction d'ajustement, regroupés au sein du vecteur \mathbf{a} . La fonction de mérite $\chi^2(\mathbf{a})$ est calculée. Le paramètre de convergence λ est initialisé à une valeur modeste ($\lambda=0.001$). Il permet notamment de décider de l'algorithme le plus approprié (Gauss-Newton ou celui du gradient) à utiliser pour approcher le minimum à chaque itération.

Une valeur de λ qui tend vers zéro signifie que la minimisation se fait par l'algorithme de Gauss-Newton, tandis que λ très grand signifie que la minimisation se fait par l'algorithme du gradient. Après avoir initialisé la valeur de λ , une petite modification ($\delta\mathbf{a}$) est apportée aux différents paramètres libres \mathbf{a} , puis la fonction de mérite est de nouveau estimée ($\chi^2(\mathbf{a} + \delta\mathbf{a})$), si ($\chi^2(\mathbf{a} + \delta\mathbf{a}) \geq \chi^2(\mathbf{a})$), λ est augmenté par un facteur 10, une petite modification ($\delta\mathbf{a}$) est de nouveau apportée aux différents paramètres libres (\mathbf{a}), et ainsi de suite. Si par contre ($\chi^2(\mathbf{a} + \delta\mathbf{a}) < \chi^2(\mathbf{a})$), λ est divisé par un facteur 10. Alors on reprend la version d'essai $\mathbf{a} \leftarrow \mathbf{a} + \delta\mathbf{a}$, puis une petite modification ($\delta\mathbf{a}$) est apportée aux différents paramètres libres (\mathbf{a}), et ainsi de suite. Un critère de convergence doit être fixé, dans notre cas, c'est lorsque la variation de χ^2 est inférieure à 0.001. Dans la documentation des recettes numériques "numerical recipies" [235], il est préconisé de mettre à zéro λ une fois un minimum trouvé.

Avec le code original d'analyse "Lakritsi", il arrivait dans certains cas que le minimum de convergence corresponde à des valeurs de paramètres non physiques. Par exemple, l'algorithme peut aboutir à des valeurs de pression négative ou encore à une amplitude cyclotron réduite initiale élevée ($\rho^-(0) > 1.10^{-3}$ mm). Afin de comprendre comment le code pouvait

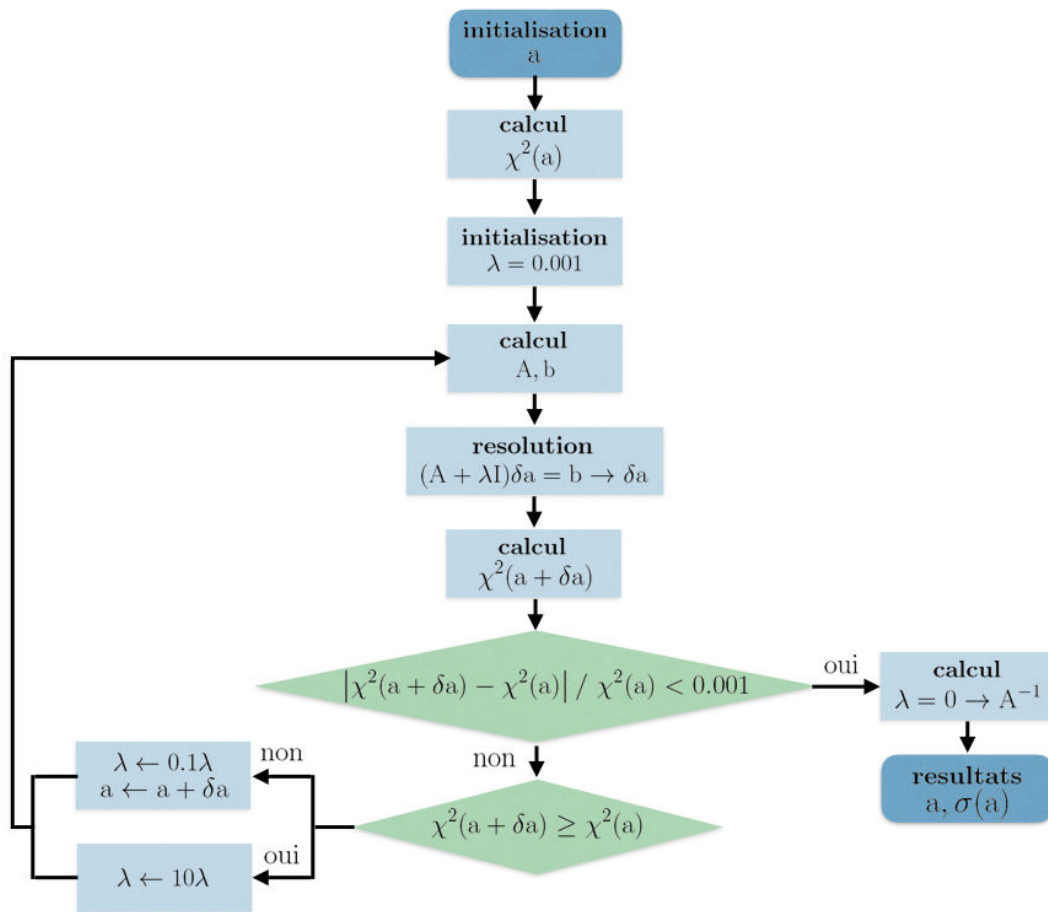


FIGURE 4.9: Logigramme de l'algorithme de Levenberg-Marquardt utilisé ici pour minimiser la fonction d'ajustement du spectre de résonance cyclotron par temps de vol. Sur cette figure : "a" correspond au vecteur des paramètres libres de la fonction d'ajustement, χ^2 représente la fonction mérite, λ est le paramètre de convergence, "A" représente la "matrice de courbure" (les éléments constitutifs de cette matrice valent $A_{kl} \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial a_k \partial a_l}$, k et l étant les indices de la matrice), "b" est un vecteur tel que $b_k \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial \chi^2}{\partial a_k}$ (k étant l'indice du vecteur), "I" correspond à la matrice d'identité et enfin $\sigma(a)$ correspond au vecteur des erreurs associées à chacun des paramètres du vecteur "a". Voir [235] pour plus de détails.

aboutir à de tels résultats et aussi nous assurer que le code ne convergeait pas vers des minima locaux, nous avons analysé les profils de la fonction de mérite χ^2 en fonction des paramètres libres de l'ajustement.

Comme exemple, nous allons considérer le cas de spectres de résonance cyclotron par temps de vol de type TOF-ICR, obtenus pour la mesure de masse du ^{79}Zn (état fondamental). La fonction d'ajustement possède dans ce cas six paramètres libres : ν_c , $\rho^+(0)$, $\rho^-(0)$, $\Delta\varphi$, $E_{ax}(0)$ et P .

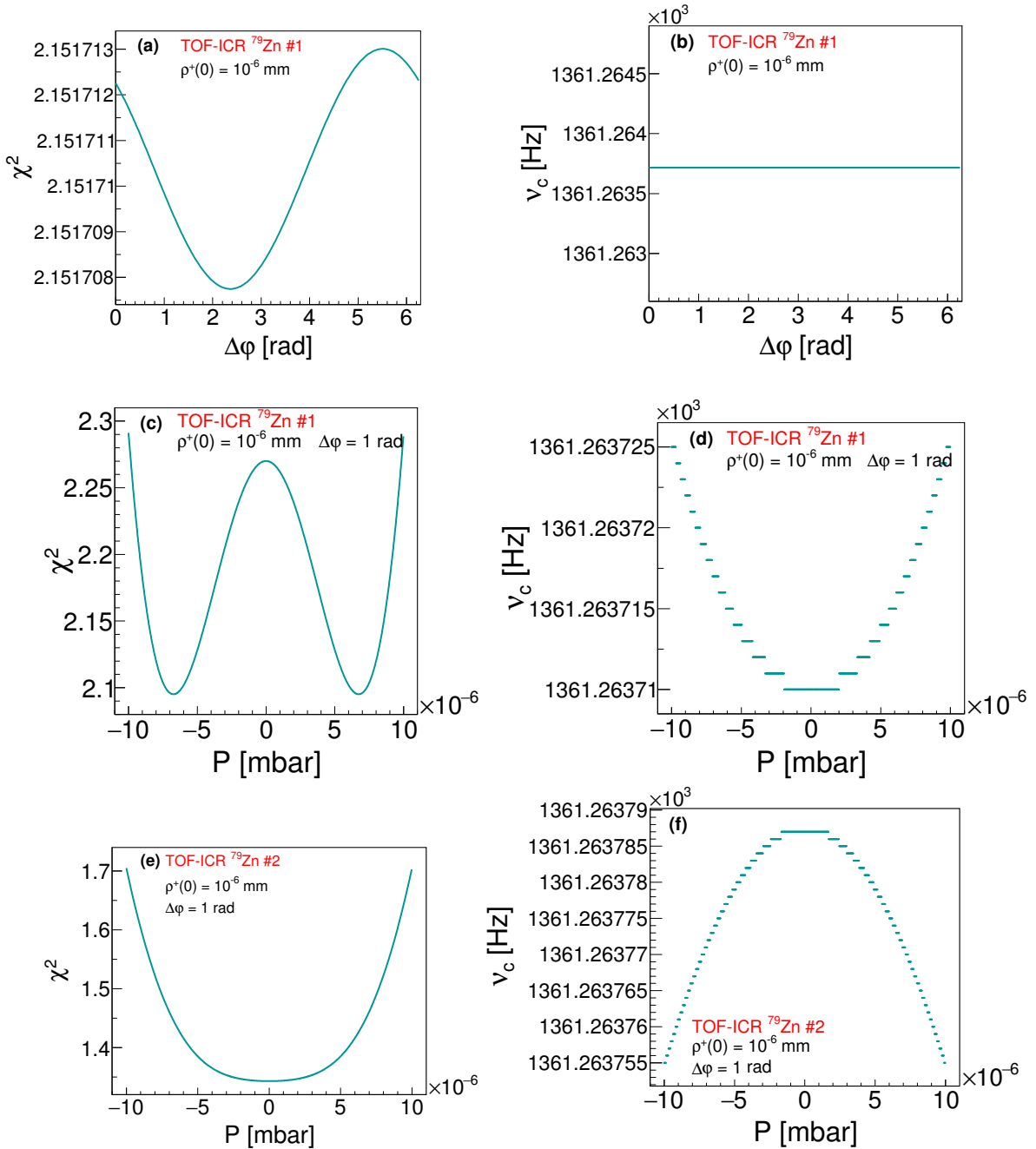


FIGURE 4.10: a) Fonction de mérite χ^2 en fonction du paramètre de déphasage $\Delta\varphi$. b) Fréquence cyclotron ν_c en fonction du paramètre de déphasage $\Delta\varphi$. c) et e) Fonction de mérite χ^2 en fonction de la pression P . d) et e) Fréquence cyclotron ν_c en fonction de la pression. Les figures a, b, c et d présentent les résultats obtenus à partir de l'ajustement du même spectre de résonance cyclotron par temps de vol, de type TOF-ICR, mesuré pour le noyau de $^{79}\text{Zn}^+$, labellisé TOF-ICR(^{79}Zn) # 1. Les figures e et f fournissent les résultats obtenus à partir de l'ajustement d'un autre spectre expérimental pour le même noyau, labellisé TOF-ICR(^{79}Zn) # 2. Les paramètres d'ajustement fixés dans chaque cas sont rappelés sur les figures ($\rho^+(0)$ correspond à l'amplitude du mouvement cyclotron initial et $\Delta\varphi$ à la différence de phase).

L'étude faite précédemment (voir figure 4.7) indique que certains de ces paramètres ne devraient pas influencer le profil en temps de vol et donc la valeur de ν_c . Parmi ces paramètres

figure la différence de phase $\Delta\varphi$. Nous aboutissons en effet à la même conclusion lorsque nous effectuons un ajustement du spectre expérimental. La figure (a) 4.10 montre l'évolution de la fonction de mérite χ^2 en fonction de la valeur de $\Delta\varphi$. La figure (b) 4.10 présente la valeur de ν_c vers laquelle la fonction d'ajustement converge en fonction de $\Delta\varphi$. Dans les figures (a) 4.10 et (b) 4.10 seule l'amplitude initiale du mouvement cyclotron est fixée : $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-6}$ mm. Nous constatons que le minimum de convergence est obtenu pour $\Delta\varphi=2.4$ rad. Toutefois, les variations de χ^2 sont très petites ($\sim 0.0002\%$ entre le maximum établi à $\Delta\varphi=5.4$ rad et le minimum mesuré à $\Delta\varphi=2.4$ rad). Nous observons également que le paramètre qui nous intéresse ν_c pour le calcul de masse, ne dépend pas de $\Delta\varphi$. Dès lors, dans la suite nous fixons arbitrairement $\Delta\varphi$ à 1 rad. Ce qui nous permet de réduire à 5 le nombre de paramètres libres dans la fonction d'ajustement.

Nous allons à présent illustrer comment nous pouvons obtenir des valeurs non physiques pour certains paramètres. C'est le cas de la pression P . Dans cette étude, l'amplitude initiale du mouvement cyclotron et la différence de phase seront fixées à $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-6}$ mm et $\Delta\varphi=1$ rad, respectivement. La figure (c) 4.10 présente la valeur de χ^2 obtenue en fonction de différentes valeurs de pression. Nous observons deux minima. Ainsi le minimum de convergence fourni par le code peut être, à tort, celui avec la pression négative (cela dépendra comment les autres paramètres libres convergent et s'ils présentent de multiples minima). Toutefois, la figure 4.10 (d) qui présente la valeur de ν_c obtenue en fonction de P , montre qu'aux deux minima en χ^2 est associée la même fréquence cyclotron. Ce qui ne sera pas problématique pour l'extraction de ν_c avec ce spectre. Les figures 4.10 (e) et 4.10 (f) sont équivalentes aux figures 4.10 (c) et 4.10 (d), respectivement, mais obtenues à partir d'un autre spectre expérimental de résonance cyclotron par temps de vol (avec les mêmes conditions). Cette fois-ci nous observons un seul minimum, centré autour de 0 mbar. Par contre, même si la variation du χ^2 en fonction de P est relativement importante ($\sim 10\%$ entre le minimum et le maximum) la variation de ν_c en fonction de P ne l'est pas. Par exemple, dans le cas le plus défavorable, la variation maximale de ν_c est de $\sim 0.03\text{Hz}$. Ce qui représente une variation maximale en terme de masse de ~ 1 keV. Lorsque la fonction d'ajustement converge proprement, nous aboutissons la plupart du temps à une valeur de pression comprise entre $\sim 1 \times 10^{-6}$ et $\sim 1 \times 10^{-5}$ mbar. Dans le cas où un seul minimum à une pression négative de faible valeur absolue ($|P| < 1 \times 10^{-6}$ mbar) est obtenu, nous avons choisi de fixer la valeur de P à celle de la pression moyenne calculée à partir des autres mesures du même isotope qui convergent proprement. Ces mesures sont effectuées bien souvent les unes à la suite des autres, il n'y a pas de raison d'observer des différences majeures de pression.

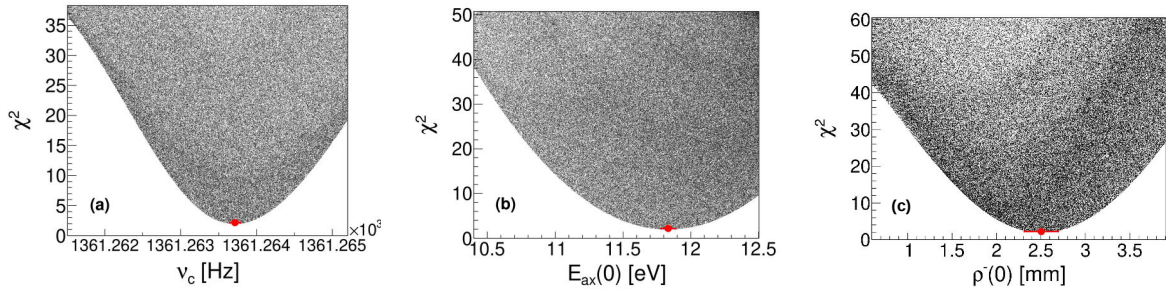


FIGURE 4.11: a, b et c représentent la fonction de mérite χ^2 en fonction de la fréquence cyclotron ν_c a), de l'énergie axiale initiale $E^{ax}(0)$ b) et de l'amplitude magnétron initiale $\rho^-(0)$, respectivement. Il s'agit des résultats issus d'une seule et unique étude d'ajustement d'un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol mesuré pour le noyau de ^{79}Zn . Les paramètres tels que l'amplitude du mouvement cyclotron initial et la différence de phase sont fixés pour cette étude à $\rho^+(0)=1 \times 10^{-6}\text{mm}$ et $\Delta\varphi=1$ rad, respectivement. Le paramètre associé à la pression P est laissé libre. Un tirage aléatoire selon une loi uniforme est réalisé pour les paramètres ν_c , $E^{ax}(0)$, et $\rho^-(0)$ selon une loi uniforme dans les gammes suivantes $[1361261.4;1361265.4]$ (Hz), $[8.5;12.5]$ (eV) et $[0;4]$ (mm), respectivement. Les points en noir représentent les résultats obtenus. Sur chaque figure, le point rouge et la barre d'erreur associée correspond au résultat de la minimisation lorsque ν_c , $E^{ax}(0)$, et $\rho^-(0)$ sont laissés libres. La valeur obtenue coïncide bien avec le minimum du profil.

Enfin nous avons étudié simultanément la convergence des trois paramètres de la fonction d'ajustement qui sont : la fréquence cyclotron ν_c , l'énergie axiale initiale $E_{ax}(0)$ et l'amplitude magnétron initiale $\rho^-(0)$). Nous avons considéré un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol mesuré pour le ^{79}Zn (état fondamental). La figure 4.11 montre la fonction de mérite χ^2 en fonction de ces trois paramètres après tirage aléatoire selon une loi uniforme : ν_c $[1361261.4;1361265.4]$ (Hz), E_{ax} $[8.5;12.5]$ (eV), $\rho^-(0)$ $[0;4]$ (mm). Pour cette étude, l'amplitude du mouvement cyclotron initial et la différence de phase sont fixés à $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-6}\text{mm}$ et $\Delta\varphi=1$ rad. Le minimum déterminé avec l'algorithme de minimisation (en rouge sur la figure 4.11) correspond bien au minimum des différentes distributions obtenues par tirage aléatoire.

En effectuant cette étude, nous avons réalisé que l'algorithme de minimisation Levenberg-Marquardt implémenté dans le code Lakritsi n'était pas utilisé de manière optimale dans certains cas. Le paramètre λ était remis à zéro avant que la recherche du minimum ne soit terminée. Nous avons donc modifié le code pour que ce ne soit plus le cas. La figure 4.12 montre le nombre d'itérations réalisées pour déterminer le minimum de convergence, à partir de l'algorithme initial (couleur azur) et à partir de l'algorithme modifié (couleur rouge), pour les paramètres $E^{ax}(0)$, $\rho^-(0)$, P et ν_c . Les paramètres tels que l'amplitude du mouvement cyclotron initial et la différence de phase sont fixés à $\rho^+(0) = 1 \times 10^{-6}\text{mm}$ et $\Delta\varphi=1$ rad, respectivement. Pour cette étude, nous avons considéré à nouveau un spectre de résonance

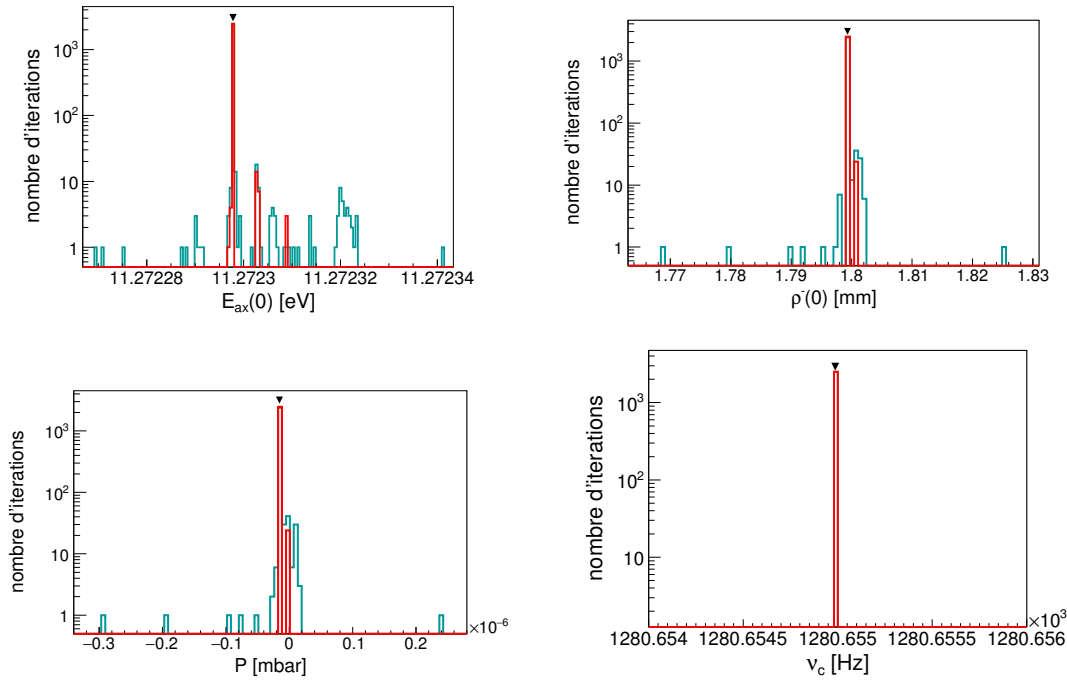


FIGURE 4.12: Nombre d'itérations réalisées pour déterminer le minimum de convergence pour le spectre de résonance cyclotron par temps de vol de type TOF-ICR mesuré pour le ^{79}Zn - à partir de l'algorithme initial (couleur azur) et à partir de l'algorithme modifié (couleur rouge) - pour les paramètres libres $E^{ax}(0)$, $\rho^-(0)$, P et ν_c . Les distributions sont obtenues en considérant différentes valeurs initiales pour ces paramètres : ν_c , $E^{ax}(0)$ et $\rho^-(0)$ sont initialisés dans les gammes [1361261.4;1361265.4] (Hz), [8.5;12,5] (eV) et [0;4] (mm), respectivement. La flèche noire indique la position du minimum de convergence. À noter que les paramètres tels que l'amplitude du mouvement cyclotron initial et la différence de phase sont fixés ici à $\rho^+(0)=1\text{e-}6\text{mm}$ et $\Delta\Phi=1\text{rad}$, respectivement.

cyclotron par temps de vol de type TOF-ICR, obtenu pour le noyau de ^{79}Zn (état fondamental). Le minimum de convergence est indiqué par une flèche sur la figure 4.12. L'étude a été réalisée pour différentes valeurs de paramètres initiaux tirées aléatoirement. Nous observons que la modification apportée au code "Lakritsi" rend l'ajustement moins sensible aux conditions initiales. En revanche, le paramètre déterminant pour la mesure de masse, ν_c , est aussi bien déterminé à partir de la version initiale du code qu'avec la version modifiée. Les résultats antérieurs demeurent donc valides.

À noter que le calcul des erreurs sur les paramètres de la fonction d'ajustement est basé sur une méthode de minimisation des moindres carrés. Il est détaillé dans la documentation des recettes numériques "numerical recipies" [235]. La résolution des équations normales du problème des moindres carrés conduit à trouver la matrice de covariance des paramètres de l'ajustement. Dès lors, les erreurs sur les paramètres correspondent à la racine carrée des éléments diagonaux de la matrice de covariance.

4.1.4 Détermination de l'excès de masse à partir de la fréquence cyclotron

Dans les sections précédentes nous avons vu comment déterminer la fréquence cyclotron des ions à partir du spectre de résonance cyclotron par temps de vol. Il s'agit du temps de vol des ions entre leur extraction du second piège de Penning et leur détection par une galette à micro-canaux, située environ 1.6 m plus loin en bout de ligne. Nous avons présenté dans le chapitre 2 les caractéristiques générales d'un piège de Penning et les principales équations du mouvement d'un ion de masse m et de charge q évoluant dans le piège en question, où les champs électrique E et magnétique B sont appliqués. Les ions possèdent trois mouvements principaux : le mouvement axial (de pulsation ω_z et de rayon ρ_z), le mouvement cyclotron réduit (de pulsation ω_+ et de rayon ρ_+) et le mouvement magnétron (de pulsation ω_- et de rayon ρ_-). La pulsation cyclotron $\omega_c = \omega_- + \omega_+$. Expérimentalement nous mesurons la fréquence cyclotron $\nu_c = \omega_c/(2\pi)$, qui est proportionnelle à la masse m de l'ion de charge q :

$$\nu_{c,i} = \frac{Bq_i}{2\pi m_i} \quad (4.11)$$

L'indice i peut correspondre au cas associé au noyau de référence dont la masse est extrêmement bien connue (noté aussi "ref" par la suite) ou encore au noyau d'intérêt dont la masse est à déterminer (noté aussi "mes" par la suite).

La mesure avec un noyau de référence dont la masse est très bien connue permet de s'affranchir de la connaissance de la valeur du champ magnétique B . Ainsi, les mesures de l'ion de référence et de l'ion d'intérêt sont alternées. Dans notre cas, l'isotope de référence choisi est le ^{84}Kr ($\Delta_{at}^{ame2016} (^{84}\text{Kr}) = -82439.33510 \pm 0.00379$ keV). Nous calculons alors le ratio r entre la fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt et celle de l'ion de référence ainsi que l'incertitude associée Δr via les formules :

$$r = \frac{\nu_{c,ref}}{\nu_{c,mes}} \quad (4.12)$$

$$\Delta r = r \sqrt{\left(\frac{\Delta \nu_{ref}}{\nu_{ref}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \nu_{mes}}{\nu_{mes}}\right)^2} . \quad (4.13)$$

Dans notre expérience, l'état de charge des ions est $1+$, nous obtenons alors la valeur de la masse de l'ion d'intérêt m_{ref} et son incertitude associée Δm_{ref} :

$$m_{mes} = r(m_{ref} - m_e) + m_e \quad (4.14)$$

$$\Delta m_{mes} = \sqrt{\Delta r^2 m_{ref}^2 + r^2 \Delta m_{ref}^2} \quad (4.15)$$

où m_e est la masse de l'électron. À noter que l'incertitude sur m_e est négligée. En pratique, une mesure concernant l'ion d'intérêt s'accompagne d'une mesure avec l'ion de référence en amont et d'une mesure avec l'ion de référence juste après. Cette méthode permet d'interpoler la fréquence cyclotron de référence au moment de la mesure de l'ion d'intérêt et de s'affranchir des variations liées aux conditions expérimentales. Ainsi $\nu_{c,ref}$ et son incertitude associée $\Delta \nu_{c,ref}$ sont déterminés via les équations :

$$\nu_{c,ref} = \frac{1}{t_2 - t_0} [\nu_0(t_2 - t_{mes}) + \nu_2(t_{mes} - t_0)] \quad (4.16)$$

$$\Delta \nu_{c,ref} = \frac{1}{t_2 - t_0} \sqrt{\Delta \nu_0^2 (t_2 - t_{mes})^2 + \Delta \nu_2^2 (t_{mes} - t_0)^2}, \quad (4.17)$$

où t_0 et t_2 correspondent aux moments où sont mesurées les deux références qui encadrent la mesure d'intérêt (avant et après, respectivement). ν_0 et ν_2 sont les fréquences cyclotrons associées aux mesures de référence faites avant et après, respectivement. t_{mes} indique le moment où la mesure de l'ion d'intérêt a été effectuée.

En pratique, plusieurs spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont réalisés pour les ions d'intérêts. De fait, la séquence de mesure suivante est choisie : référence-intérêt-référence...-intérêt-référence. C'est le ratio moyen $r = \bar{r}$ qui est ensuite utilisé pour déterminer la masse de l'ion d'intérêt :

$$r = \bar{r} = \frac{\sum_i x_i r_i}{\sum_i x_i} \quad (4.18)$$

$$x_i = \frac{1}{(\Delta r_i)^2} \quad (4.19)$$

$$\Delta \bar{r}_1^2 = \frac{1}{\sum_i x_i} \quad (4.20)$$

$$\Delta \bar{r}_2^2 = \frac{\sum_i x_i (r_i - \bar{r})^2}{(N - 1) \sum_i x_i}, \quad (4.21)$$

où i correspond au numéro de la mesure. Δr_1 et Δr_2 sont respectivement la déviation standard de la moyenne pondérée et la déviation standard de la moyenne pondérée corrigée [237].

En théorie, le fait de réaliser les mesures séquentiellement permet de s'affranchir de la connaissance de l'amplitude du champ magnétique B . Dans les faits, notamment pour des mesures étalées sur plusieurs heures voire plusieurs jours, il faut tenir compte des fluctuations temporelles de l'amplitude du champ magnétique. Pour cela un terme d'erreur Δ_B est ajouté. Ce dernier a été estimé en décembre 2014 à $8.18 \times 10^{-12} \Delta t$ où Δt est le temps (en minutes) entre deux mesures de références [238].

D'autre part, les imperfections des champs magnétique et électrique conduisent elles aussi à avoir des déviations dépendantes en masse, qui impactent la valeur du ratio r . Pour tenir compte de cela nous ajoutons un terme d'erreur Δ_{ic} supplémentaire (l'indice ic fait référence à "imperfections champs"). Ce dernier a récemment été estimé à $2.2 \times 10^{-10}/u \times (m_{mes} - m_{ref})$ [239] (la valeur précédente utilisée était : $7 \times 10^{-10}/u \times (m_{mes} - m_{ref})$ [240]). Finalement, d'après la formule 4.14, nous pouvons exprimer la valeur d'excès de masse de l'ion d'intérêt, ayant un nombre de masse A_{mes} et un numéro atomique Z_{mes} :

$$\Delta_{at}(A_{mes}, Z_{mes}) = r \times m_{ref} + m_e - A_{mes}m_u \quad (4.22)$$

$$\Delta_{at} = \sqrt{(m_{ref} \Delta r_{final})^2 + (r \Delta m_{ref})^2} \quad (4.23)$$

$$\Delta r_{final} = \sqrt{\Delta \bar{r}^2 + \Delta_c^2 + \Delta_m^2} \quad (4.24)$$

où m_μ est la masse atomique unifiée. $\Delta \bar{r}^2$ correspond au maximum de $\Delta \bar{r}_1^2$ ou $\Delta \bar{r}_2^2$ (formules 4.20 et 4.21). À noter que le ratio $\Delta \bar{r}_2^2 / \Delta \bar{r}_1^2$ correspond au ratio de "Birge" [237]. Lorsque celui-ci est égal à 1, cela signifie que l'erreur sur le ratio moyen est uniquement due aux fluctuations statistiques. Alors, il n'y a pas de biais induit par une sous-estimation des erreurs des ratios individuels. Le χ^2 associé, après N mesures de l'isotope d'intérêt, est déterminé comme suit :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{r_i - \bar{r}}{x_i} \right)^2 \quad (4.25)$$

4.1.5 Détermination de l'excès de masse dans le cas d'un mélange d'états

Certains noyaux d'intérêt présentent un ou plusieurs états isomériques (noté IM par la suite) proches de l'état fondamental (noté GS par la suite). Les noyaux en question peuvent être produits suivant une seule forme ou les deux. Nous abordons ici le cas où le faisceau de l'ion d'intérêt contient un mélange entre les configurations isomérique et fondamentale. Nous allons présenter ci-dessous le formalisme employé pour traiter les données en considérant la présence

d'un seul isomère. Le spectre de résonance cyclotron par temps de vol mesuré correspond finalement à la somme des spectres de résonance cyclotron de chacun des états pondérés par un coefficient à déterminer. Ce dernier correspond au ratio entre les états, à l'instant où la mesure de masse est réalisée. Dans cette section, nous présentons les deux méthodes que nous avons utilisées pour déterminer l'excès de masse des deux états (fondamental et isomérique) du noyau d'intérêt. Le choix de l'une ou l'autre dépend si les spectres de résonance cyclotron par temps de vol présentent deux résonances distinctes ou confondues. Notons que les mesures expérimentales réalisées dans ces cas étaient du type TOF-ICR.

4.1.5.1 Estimation du ratio et de l'excès de masse par une fonction d'ajustement à deux composantes

Lorsque les fréquences cyclotrons ν_c des états sont bien séparées, nous observons deux minima dans le spectre de résonance cyclotron par temps de vol. C'est le cas pour les mesures effectuées avec le faisceau de $^{gs+im}76\text{Cu}$ (voir figure 4.24). Dans ce cas, nous pouvons réaliser un ajustement du spectre de résonance cyclotron par temps de vol avec la fonction suivante :

$$T(\omega_{rf}) = T_1(\omega_{rf})(1 - r_{12}) + T_2(\omega_{rf})r_{12} , \quad (4.26)$$

où r_{12} représente le ratio entre les deux états (1 et 2). $T_1(\omega_{rf})$ et $T_2(\omega_{rf})$ correspondent aux temps de vol de l'état 1 et 2 respectivement.

En principe, seul ν_c diffère dans les expressions de temps de vol $T_1(\omega_{rf})$ et $T_2(\omega_{rf})$ employées. Ainsi, aux six paramètres libres usuels à ajuster pour définir les fonctions de temps de vol (équations 4.4 à 4.7), il faut ajouter le ratio r_{12} et la fréquence cyclotron du deuxième état. Ce qui fait un ensemble de huit paramètres à déterminer. Pour cela, l'algorithme de Levenberg-Marquardt [233, 234, 235] est utilisé, comme précédemment (voir paragraphe 4.1.3.2). À noter que si une valeur de pression non cohérente d'un point de vue physique est trouvée, l'ajustement est refait en fixant celle-ci à la moyenne des valeurs de pressions obtenues via les autres mesures pour le même isotope. Pour les ajustements, l'amplitude initiale du mouvement cyclotron réduit ($\rho^+(0)$) est fixée à 1×10^{-6} mm et la différence de phase ($\Delta\varphi$) à 1 rad (voir paragraphe 4.1.3.2). C'est le traitement le plus simple possible où l'ajustement fournit les fréquences cyclotrons des deux états ($\nu_{c,1}$ et $\nu_{c,2}$). Les valeurs d'excès de masse de l'état 1 et de l'état 2 sont ensuite déterminées de manière conventionnelle à partir du ratio entre la fréquence cyclotron de l'état et celle de l'ion de référence, (voir section 4.1.4).

Lorsque l'état isomérique est très proche de l'état fondamental, les fréquences cyclotrons sont très proches. Nous observons quasiment un seul minimum dans le spectre de résonance par temps de vol de type TOF-ICR, les limites en résolution sont atteintes. La fonction d'ajustement converge alors vers une solution correspondant à un seul pic ou des solutions non réalistes. Dans ce cas, une autre méthode est appliquée.

4.1.5.2 Estimation du ratio et de l'excès de masse via les taux de production

Pour le ^{69}Co et le ^{70}Co , des études réalisées récemment discutent la présence d'un état isomérique proche du fondamental [115], voir aussi [107]. Nous avons tenté dans un premier temps d'ajuster les spectres expérimentaux avec deux composantes (cf section précédente 4.1.4). Cependant les minima étant tellement proches, il est difficile de tirer une conclusion sans équivoque quant aux valeurs obtenues pour $\nu_{c,1}$ et $\nu_{c,2}$ et leur ratio. C'est pourquoi, pour ces noyaux, nous avons opté pour une méthode qui permet d'estimer l'excès de masse des états isomérique et fondamental en étudiant les taux de production de ces isotopes obtenus avec différents temps de piégeage. Nous présentons le formalisme de cette méthode dans les paragraphes suivants.

La méthode décrite ici repose sur des mesures avec deux temps de piéagements différents. Pour que celle-ci fonctionne, il faut que les temps de demi-vie de l'isomère et du noyau dans son état fondamental soient bien différents. Ainsi, si les ions sont piégés pendant une durée suffisamment longue par rapport au temps de demi-vie de l'état ayant le temps de vie le plus court, la proportion de l'état de court temps de vie sera plus faible par rapport à celui qui possède un temps de vie bien plus long. Il faut par ailleurs une mesure où le temps de piégeage des ions est plutôt court, pour que la fraction isomère/fondamental soit plus équilibrée cette fois-ci. Concernant les spectres expérimentaux, nous effectuons un ajustement en considérant qu'il n'y a qu'une seule résonance. m_c et m_l désignent les excès de masse ainsi obtenus via un temps de piégeage court et un temps de piégeage long, respectivement. m_c et m_l correspondent à des combinaisons linéaires des excès de masse des états de courte et longue demi-vie, que nous noterons M_c et M_l respectivement. Ainsi nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} m_c = r_{c,c} \times M_c + r_{c,l} \times M_l \\ m_l = r_{l,c} \times M_c + r_{l,l} \times M_l \end{cases} \quad (4.27)$$

où $r_{a,b}$ sont les fractions des états de courte (b=c) ou longue (b=l) demi-vie, déterminées à partir de temps de piégeage court (a=c) ou long (a=l). Pour résoudre ce système, il faut déterminer les fractions $r_{a,b}$. Pour cela, nous partons du principe que le nombre de noyaux se trouvant à l'état i ($i = c$ ou l pour faire référence à l'état de courte ou longue durée de vie respectivement) à l'instant t ($N_i(t)$) stockés dans le RFQ, est égal au nombre d'ions à l'état i extraits de la cellule gazeuse ($N_{i,prod}(t)$) moins la quantité d'ions à l'état i qui se sont désintégrés ($N_{i,pert}(t)$) :

$$N_i(t) = N_{i,prod}(t) - N_{i,pert}(t) \quad (4.28)$$

$$P_i = P_{i,cg} \times e^{-\lambda_i t_{cg}} , \quad (4.29)$$

où $\lambda_i = \ln 2/T_{1/2,i}$ est la constante de désintégration de l'état i ayant un temps de demi-vie $T_{1/2,i}$. P_i est le taux de production de l'ion à l'état i après la cellule gazeuse. À noter que le temps de vol des ions dans la ligne est négligeable par rapport au temps de demi-vie des noyaux considérés : par exemple, un ion de masse $A=80$ met $\approx 19\mu s$ pour parcourir 10 m de ligne faisceau à 30 keV, ce qui est négligeable par rapport aux temps de demi-vie qui sont supérieurs à 100 ms dans notre étude. P_i correspond au taux de production des ions à l'état i dans la cellule gazeuse ($P_{i,cg}$) corrigé du temps d'évacuation t_{cg} des ions de la cellule (facteur $e^{(-\lambda_i t_{cg})}$, tel que :

$$P_i = P_{i,cg} \times e^{-\lambda_i t_{cg}} \quad (4.30)$$

$$P_{i,cg} = \epsilon \sigma N I , \quad (4.31)$$

où ϵ est l'efficacité d'extraction de la cellule gazeuse, σ (cm^2) correspond à la section efficace de production, N (ions/ cm^2) représente le nombre de noyaux cibles par unité de surface et enfin I est l'intensité du faisceau primaire (nombre de protons incidents par seconde dans notre cas).

Le faisceau d'ions est continu à l'entrée du RFQ. Ce dernier va refroidir les ions et les regrouper par paquets. Nous considérons $t = 0$ le moment où les ions sont injectés. $t_{faisceau}$ désigne la durée durant laquelle les ions sont injectés. Ainsi, lorsque $t = t_{faisceau}$ il n'y a plus que la décroissance des ions qui entre en jeu. De fait, le nombre initial d'ions à l'état i disponibles pour la mesure de masse correspond à $N_i(t = t_{faisceau})$. On considère une nouvelle référence en temps telle que $t' = 0$ corresponde au moment où l'injection des ions est stoppée. La

quantité d'ions à l'état i à l'instant t' vaut alors :

$$N_i(t = t') = N_i(t = t_{\text{faisceau}})e^{-\lambda_i t'} . \quad (4.32)$$

Certains paramètres tels que l'intensité du faisceau, l'efficacité de la cellule gazeuse et de la MCP sont stables au cours du temps, dès lors la comparaison des résultats pour différents réglages est plus directe et ne nécessite pas de corrections supplémentaires.

Nous définissons R le ratio entre le nombre d'ions détectés avec un temps de piégeage court N_{court} et le nombre d'ions détectés avec un temps de piégeage long N_{long} , ce ratio se calcule avec :

$$R = \frac{N_{\text{court}}}{N_{\text{long}}} = \frac{N_c e^{-\lambda_c t_c} + N_l e^{-\lambda_l t_c}}{N_c e^{-\lambda_c t_l} + N_l e^{-\lambda_l t_l}} , \quad (4.33)$$

où N_c et N_l sont respectivement les quantités d'isotopes d'intérêts de courte et longue demi-vie. t_c et t_l sont les temps de piégeage court et long, respectivement.

La valeur expérimentalement de R est obtenue en effectuant le rapport de la moyenne des taux de détection d'ions de la série de mesures avec temps de piégeage court sur la moyenne des taux de détection d'ions de la série de mesure avec temps de piégeage long :

$$R_{\text{exp}} = \frac{\overline{N_{\text{court}}}}{\overline{N_{\text{long}}}} \quad (4.34)$$

$$\Delta R_{\text{exp}} = R_{\text{exp}} \sqrt{\left[\left(\frac{\Delta \overline{N_{\text{court}}}}{\overline{N_{\text{court}}}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \overline{N_{\text{long}}}}{\overline{N_{\text{long}}}} \right)^2 \right]} , \quad (4.35)$$

où ΔR_{exp} est l'incertitude associée au paramètre R .

En assumant qu'à l'instant $t = t_{\text{faisceau}}$, $N_l = \alpha N_c$, l'équation 4.33 devient :

$$\alpha = \frac{e^{-\lambda_c t_c} - R e^{-\lambda_l t_l}}{R e^{-\lambda_l t_l} - e^{-\lambda_l t_c}} . \quad (4.36)$$

Ensuite, si par exemple nous considérons un temps de piégeage court $t = t_c$, d'après l'équation et la relation $N_c, l = \alpha N_c, c$, nous obtenons l'équation 4.36 et définissons le coefficient K_c tel que :

$$\frac{N_{c,c}(t = t_c)}{N_{c,l}(t = t_c)} = \frac{1}{\alpha} \frac{e^{-\lambda_c t_c}}{e^{-\lambda_l t_c}} \quad (4.37)$$

$$K_c(t = t_c) = \frac{e^{-\lambda_c t_c}}{e^{-\lambda_l t_c}} . \quad (4.38)$$

Avec cette dernière expression et en considérant $r_{c,l} + r_{c,c} = 1$ (la quantité totale d'ions est normalisée à 1), nous pouvons obtenir les fractions de $N_{c,c}$ et $N_{c,l}$ et leurs incertitudes :

$$r_{c,c} = \frac{K_c}{K_c + \alpha} \quad (4.39)$$

$$r_{c,l} = \frac{\alpha}{K_c + \alpha} \quad (4.40)$$

$$\Delta r_{c,c} = \Delta r_{c,l} = \frac{K_c \Delta \alpha}{(K_c + \alpha)^2}. \quad (4.41)$$

Pour le cas d'un temps de piégeage long $t = t_l$, nous obtenons des équations similaires à celles présentées ci-dessus pour $t = t_c$ (formules 4.37 à 4.41) mais avec le changement d'indice approprié.

Désormais nous disposons de toutes les quantités pour résoudre le système équation 4.27. L'excédent de masse de l'état ayant une durée de vie courte M_c et celui de l'état ayant une durée de vie longue M_l sont obtenus par les équations :

$$\begin{cases} M_c = \frac{m_c r_{l,l} - m_l r_{c,l}}{r_{l,l} - r_{c,l}} \\ M_l = \frac{m_l r_{c,c} - m_c r_{l,c}}{r_{c,c} - r_{l,c}} \end{cases} \quad (4.42)$$

L'erreur sur M_c et celle sur M_l sont calculées avec les formules 4.43. Elles peuvent aussi être estimées à partir des valeurs extrêmes des ratios expérimentaux $r_{a,b}$ (a=c ou l; b= c ou l) et des excès de masse expérimentaux (m_c, m_l).

$$\begin{cases} \Delta M_c = \sqrt{\left(\frac{\partial M_c}{\partial m_c} \Delta m_c\right)^2 + \left(\frac{\partial M_c}{\partial m_l} \Delta m_l\right)^2 + \left(\frac{\partial M_c}{\partial r_{l,l}} \Delta r_{l,l}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_c}{\partial r_{c,l}} \Delta r_{c,l}\right)^2} \\ \Delta M_l = \sqrt{\left(\frac{\partial M_l}{\partial m_c} \Delta m_c\right)^2 + \left(\frac{\partial M_l}{\partial m_l} \Delta m_l\right)^2 + \left(\frac{\partial M_l}{\partial r_{c,c}} \Delta r_{c,c}\right)^2 + \left(\frac{\partial M_l}{\partial r_{l,c}} \Delta r_{l,c}\right)^2} \end{cases} \quad (4.43)$$

4.2 Traitement des données et résultats pour chaque noyau

Nous venons de présenter les méthodes d'analyse utilisées pour déterminer les valeurs des excès de masse pour les ions d'intérêt. Ces derniers sont le ^{67}Fe , le $^{69,70}\text{Co}$, le $^{74,75}\text{Ni}$, le $^{76-78}\text{Cu}$ et le ^{79}Zn . Nous aborderons chacun de ces noyaux, par ordre croissant de nombre de masse A, en discutant successivement les points suivants :

- méthode(s) de mesure de masse utilisée(s) et spécificités des réglages pour le noyau en question.

- exemple de spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu expérimentalement pour le noyau d'intérêt.
- synthèse des valeurs de fréquence cyclotron ν_c extraites des différents spectres enregistrés pour le noyau d'intérêt et aussi pour le noyau de référence. Dans notre cas, le noyau de référence a toujours été le ^{84}Kr .
- nous donnerons alors le résultat de l'excès de masse obtenu dans cette expérience pour le noyau en question. Nous le comparerons aux valeurs disponibles dans la littérature (mesures antécédentes ou prédictions).

À la fin de ce chapitre, un tableau de synthèse des résultats des excédents de masse obtenus dans cette étude sera fourni (tableau 4.2.9.3). Il servira de base à la discussion concernant le choix du modèle de masse pour l'étude de l'effondrement du cœur des étoiles massives. Pour rappel, les noyaux d'intérêt pour l'étude des supernovae à effondrement de cœur se distribuent autour des nombres magiques $Z=28$, $Z=50$, $N=50$ et $N=82$ (voir chapitre 1). Cette discussion sera menée au début du chapitre 5. Notre objectif est donc d'obtenir suffisamment de nouvelles mesures de masse ou de contraintes le plus possible les valeurs des excédents de masse disponibles dans la littérature, dans la zone d'intérêt situé autour du ^{78}Ni . Ce sont les masses des états fondamentaux que nous utiliserons par la suite. Bien que non discuté ici, l'ensemble des résultats (états fondamentaux et isomériques) a un grand intérêt pour les études de structure nucléaire (évolution des fermetures de couches loin de la stabilité, érosion des gaps, inversion des couches, collectivité...). Il fera l'objet de discussions et de publications à part.

Avant de fournir les résultats obtenus noyau par noyau, nous allons présenter de manière synthétique le schéma-type des différentes étapes de traitement du faisceau d'ions dans le dispositif JYFLTRAP, après le passage dans le déflecteur électrostatique pour effectuer les mesures de masse (voir figure 2.1). Dans le premier piège de Penning, une première excitation dipolaire est appliquée puis une excitation quadripolaire. L'excitation quadripolaire permet de convertir partiellement le mouvement magnétron en mouvement cyclotron et de recentrer les ions d'intérêt lorsque la fréquence appliquée coïncide avec la fréquence ν_c propre à l'ion. Le premier piège est ainsi utilisé pour purifier le faisceau. Les ions d'intérêt sont ensuite injectés dans le second piège de Penning. Dans celui-ci, le traitement dépend de la méthode de mesure de masse choisie : TOF-ICR ou Ramsey. Dans le cas du mode TOF-ICR, une excitation dipolaire est d'abord appliquée pour que les ions aient une amplitude de mouvement de plus en plus grande et qui soient éloignés du centre. Ensuite une excitation quadripolaire

est appliquée pour convertir partiellement le mouvement magnétron des ions en mouvement cyclotron et ainsi recentrer les ions d'intérêt. Dans le cas du mode Ramsey, après l'excitation dipolaire, deux plages d'excitation quadripolaire, entrecoupées par une longue phase de repos, sont apportées. La méthode Ramsey permet d'atteindre des précisions plus grandes dans les mesures. Elle n'est toutefois pas applicable pour les noyaux les plus exotiques. Pour les deux modes (TOF-ICR et Ramsey), le temps de vol mesuré correspond au temps mis par les ions depuis la sortie du second piège de Penning jusqu'à la galette à micro-canaux, située à environ 1.6 m plus loin dans la ligne. La figure 4.13 indique les temps utilisés dans le cas de la mesure de référence avec le noyau de ^{84}Kr . D'un noyau à un autre, ce sont essentiellement le temps du cycle, les valeurs des excitations quadripolaires dans chacun des pièges (notées t_{ExQ1} , $t_{ExQ2-TOF}$ et t_{ExQ2-R} , correspondant aux étapes (6), (10) et (11bis)/(12bis) respectivement dans la figure 4.13) et enfin, dans le cas de la méthode Ramsey, le temps de repos long (noté t_{RL} , correspondant à l'étape (11bis) dans la figure 4.13), qui changent d'un noyau à un autre. Nous spécifierons à titre indicatif uniquement les valeurs de réglages pertinentes pour les noyaux étudiés.

4.2.1 Étude du ^{67}Fe

Pour déterminer l'excès de masse de ^{67}Fe ($T_{1/2}=395$ (9) ms) nous avons employé les deux méthodes de détermination du temps de vol, la méthode conventionnelle TOF-ICR et la méthode Ramsey. À noter que le ^{67}Fe a des états isomériques mais de très courte demi-vie (quelques μs). De fait, nous sommes sûrs de mesurer l'état fondamental pour ce noyau.

4.2.1.1 Résultats avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{67}Fe , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1}=150$ ms et $t_{ExQ2-TOF}=100$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{67}Fe . 379 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 1 heure et 39 minutes. 638 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{67}Fe avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.14 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué des mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 68 balayages

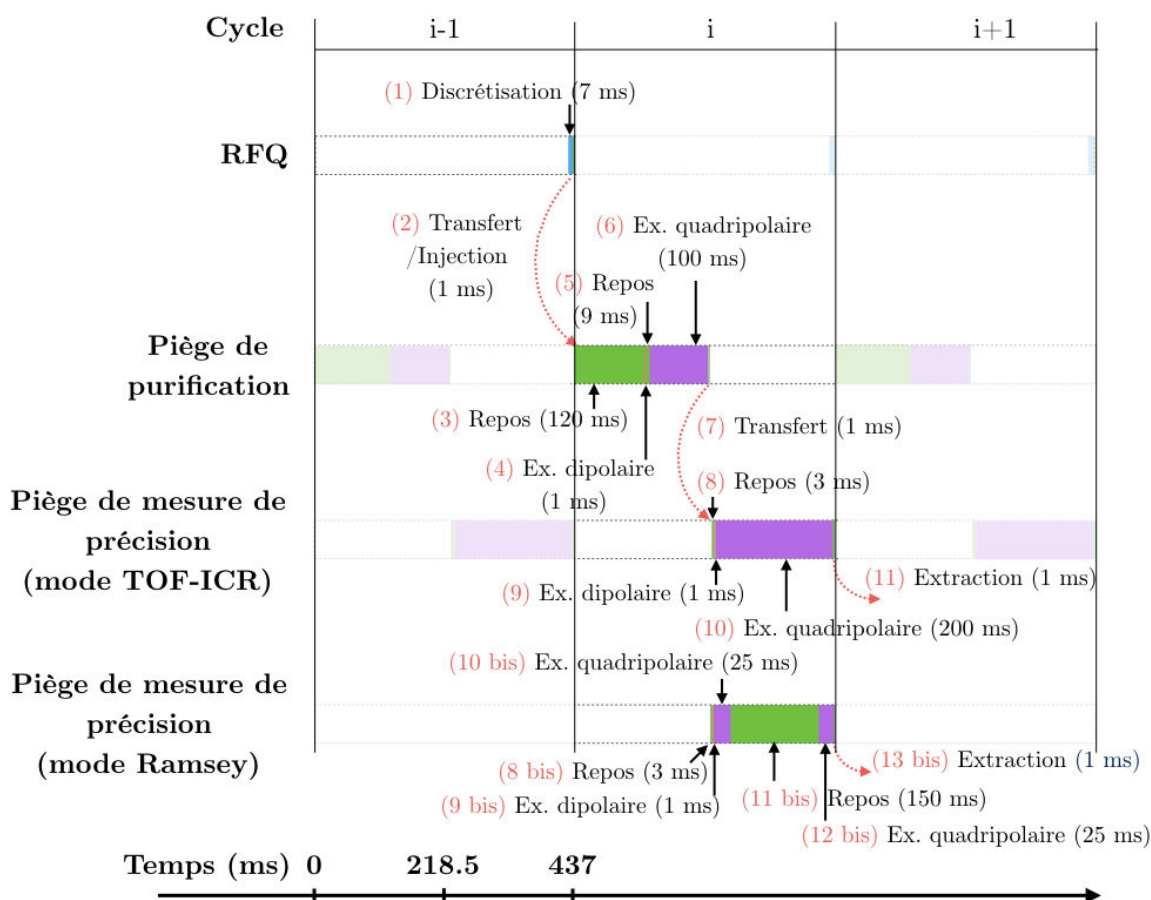


FIGURE 4.13: Schéma-type des différentes étapes de traitement suivies par le faisceau d'ions après le passage dans le déflecteur électrostatique en vue d'effectuer les mesures de masse : (1) discrétisation en paquets du faisceau et préparation par le RFQ, pour (2) le transfert et l'injection par la suite dans le premier piège de Penning, dit aussi piège de purification. Dans celui-ci, après (3) une phase de repos, (4) une excitation dipolaire, puis (5) à nouveau une phase de repos et enfin (6) une excitation quadripolaire sont apportées. S'en suit (7) le transfert dans le second piège de Penning. Dans celui-ci, le traitement dépend de la méthode de mesure de masse choisie : TOF-ICR ou Ramsey. Dans le cas du mode TOF-ICR, après (8) un petit temps de repos, (9) une excitation dipolaire suivie juste après (10) d'une excitation quadripolaire sont appliquées. Les ions sont enfin (11) extraits du second piège. Dans le cas du mode Ramsey, après (8bis) un petit temps de repos, une série d'excitations est appliquée, entrecoupées d'un temps de repos relativement long, suivant le schéma (9bis) dipolaire - (10bis) quadripolaire - (11bis) repos long - (13bis) quadripolaire. Puis, les ions sont (13bis) extraits du second piège. Après l'extraction, indépendamment du mode choisi, la quantité d'ions en sortie est mesurée par une galette à micro-canaux située au bout de la ligne IGISOL. Le temps-type pour chaque étape est indiqué dans la figure. Il s'agit des valeurs appliquées pour le ^{84}Kr (qui constitue le noyau de référence dans cette étude). Les traitements des paquets d'ions arrivant avant ou après, réalisés en parallèle, sont mis en transparence sur la figure.

en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 20 minutes. 6725 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment 4.4. Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.14 (b).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{67}Fe , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}(^{67}\text{Fe}) = -45709.8$ (7.3) keV.

4.2.1.2 Résultats avec la méthode Ramsey

Pour l'étude du ^{67}Fe , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 150$ ms, $t_{ExQ2-R} = 25$ ms et $t_{RL} = 50$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{67}Fe . 444 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 1 heure et 57 minutes. 859 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{67}Fe avec la méthode Ramsey est présenté figure 4.14 (c).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 53 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 15 minutes. 5122 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.14 (d).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{67}Fe , par la méthode Ramsey : $\Delta_{at}(^{67}\text{Fe}) = -45709.4$ (3.2) keV.

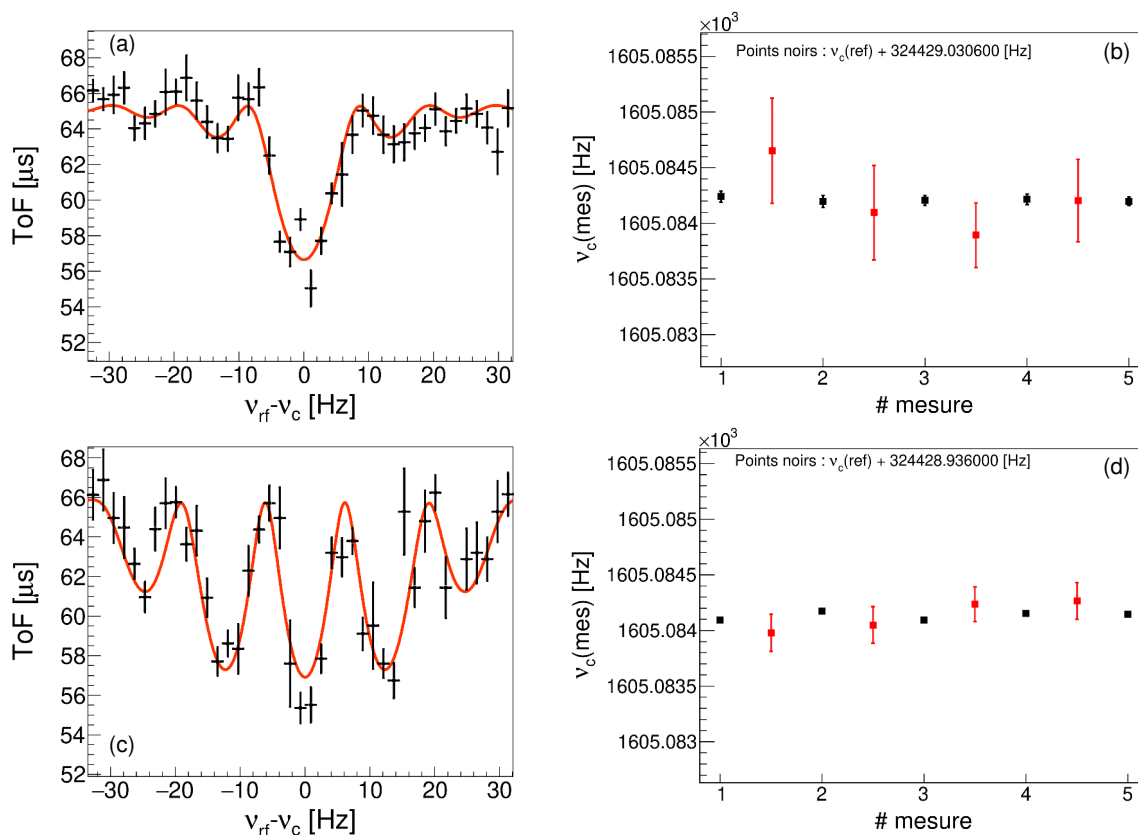


FIGURE 4.14: (a) et (c) : Spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{67}\text{Fe}^+$ via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey, respectivement. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et d) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) et (d) : fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{67}\text{Fe}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey, respectivement. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouté une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur les figures (b) et (d) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

4.2.1.3 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

La figure 4.15 regroupe l'ensemble des valeurs d'excès de masse référencées dans la littérature [180, 241, 242, 243], la valeur prise comme référence dans l'AME16 [107] et enfin celles obtenues par ce travail (via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey).

La valeur de l'AME16 ($\Delta_{at} = -45610$ (270) keV) est établie en considérant l'ensemble des valeurs expérimentales référencées dans la littérature avant 2016 et rappelées ici. Nos valeurs expérimentales apportent une bien meilleure précision : $\Delta_{at}^{TOF-ICR}(^{67}\text{Fe}) = -45709.8$ (7.3) keV et $\Delta_{at}^{Ramsey}(^{67}\text{Fe}) = -45709.4$ (3.2) keV. Elles sont compatibles avec la valeur de l'AME16.

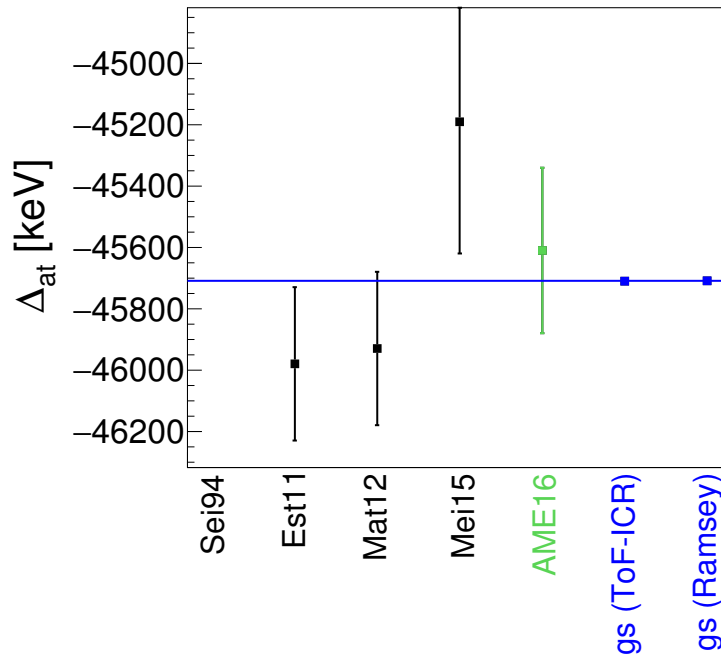


FIGURE 4.15: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) de l'état fondamental du ^{67}Fe : en noir celles référencées dans la littérature Sei94[180], Est11 [241], Mat12 [242], Mei15 [243], en vert celle considérée dans la table des masses AME16 [107] et enfin en bleu celles obtenues par ce travail (via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey). Le ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse obtenue par ce travail qui sera retenue par la suite (celle obtenue par la méthode Ramsey).

Comme spécifié au début, nous sommes sûrs que pour cette mesure il s'agit bien de l'état fondamental. Pour la suite, nous allons retenir pour ce noyau la valeur de l'excès de masse obtenue via la méthode Ramsey : $\Delta_{at}^{Ramsey}(^{67}\text{Fe}) = -45709.4 (3.2) \text{ keV}$.

4.2.2 Étude du ^{69}Co

Nous savons que le ^{69}Co possède un état ayant une demi-vie de 180(29) ms et un autre de 750(250) ms. Aucune étude n'a pu définir à ce jour celui qui représente l'état fondamental et celui qui constitue l'état isomérique. Il a été étudié ici via la méthode TOF-ICR. On s'attend donc à deux contributions dans les spectres expérimentaux. Dans ce cas, les états étant extrêmement proches en énergie, nous avons décidé d'employer la méthode des taux de production (décrite dans la section 4.1.5) pour déterminer les excès de masse des états isomérique et fondamental. Nous avons donc fait une mesure avec un cycle court (d'une durée de 226 ms) et une mesure avec un cycle long (d'une durée de 726 ms). Cela a conduit à une fraction entre les deux états différente dans chaque cycle.

4.2.2.1 Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle court de mesure (226 ms)

Pour l'étude du ^{69}Co avec un cycle court, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 50$ ms. La durée totale de la mesure, qui démarre à l'injection dans le RFQ et se termine à la détection dans la MCP, vaut ici 356 ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{69}Co . 852 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 3 heures et 27 minutes. 1304 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{69}Co avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.16 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 115 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 35 minutes. 8061 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol (à une composante) décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.16 (b).

Nous appliquons dans un premier temps la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse (du mélange d'états) du ^{69}Co , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr-court}({}^{69}\text{Co}) = -50294.7$ (15.4) keV. L'extraction de l'excès de masse de l'état fondamental et de l'état isomérique requiert le résultat obtenu avec le cycle long.

4.2.2.2 Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle long de mesure (726 ms)

Pour l'étude du ^{69}Co avec un cycle long, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 50$ ms. La durée totale de la mesure, qui démarre à l'injection dans le RFQ et se termine à la détection dans la MCP, vaut ici 726 ms.

Nous avons enregistré 3 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{69}Co . 670 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 3 mesures. La durée totale des mesures est de 4 heures et 33 minutes. 320 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{69}Co avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.16 (c).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 121 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 38 mesures. La durée totale des mesures est de 35 minutes. 6628 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol (à une composante) décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.16 (d).

Nous appliquons dans un premier temps la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse (du mélange d'états) du ^{69}Co , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr-long}({}^{69}\text{Co}) = -50242.1 (19.8) \text{ keV}$.

Puis nous appliquons la méthode décrite dans la section 4.1.5. D'abord le rapport R entre le nombre d'ions mesurés lors du cycle court sur le nombre d'ions mesurés lors du cycle long est calculé : $R = 2.6 (4)$. Les fractions de l'état de longue demi-vie pour le cycle court et aussi pour le cycle long sont également déterminées : $r_{c,l}=0.49(13)$ et $r_{l,l}=0.81(9)$, respectivement. À noter que $r_{c,l} + r_{c,c}=1$ et $r_{l,l} + r_{l,c}=1$. Ainsi, à partir des excès de masse $\Delta_{at}^{toficr-court}({}^{69}\text{Co}) = -50294.7 (15.4) \text{ keV}$ et $\Delta_{at}^{toficr-long}({}^{69}\text{Co}) = -50242.1 (19.8) \text{ keV}$, nous déduisons que : $\Delta_{at}({}^{69}\text{Co}, 750(50)\text{ms}) = -50209.9(44) \text{ keV}$ et $\Delta_{at}({}^{69}\text{Co}, 180(29)\text{ms}) = -50379.5(81) \text{ keV}$.

4.2.2.3 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

La valeur de l'excès de masse mesurée $\Delta_{at}({}^{69}\text{Co}, 180(29)\text{ms}) = -50379.5(81) \text{ keV}$, qui correspond à l'état fondamental du ^{69}Co , est en accord avec la valeur de l'AME16 [107], qui est basée sur les mesures antérieures réalisées par [180, 241, 244], aux barres d'erreur près. La valeur de l'excès de masse de l'état isomérique $\Delta_{at}({}^{69}\text{Co}, 750(50)\text{ms}) = -50209.9(44) \text{ keV}$ mesurée ici est en accord avec le résultat récent de [115], indiquant que $\Delta_{at} = -50214(14) \text{ keV}$. Ce

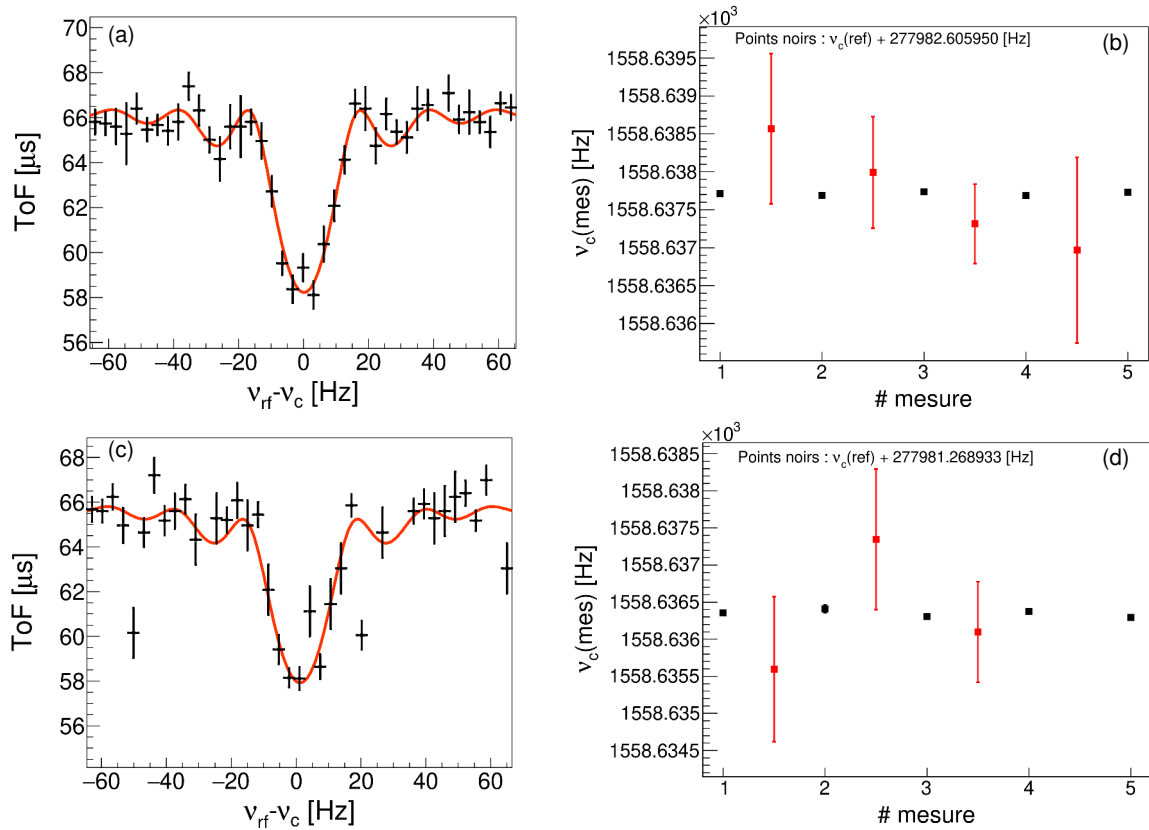


FIGURE 4.16: (a) et (c) : Spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{69}\text{Co}^+$ via la méthode TOF-ICR en ayant recours, respectivement, à un cycle court et un cycle long de mesure. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et d) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) et (d) : fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{69}\text{Co}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via un cycle de mesure court et un long, respectivement. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur les figures (b) et (d) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

qui laisse à penser que les auteurs de [115] ont très certainement mesuré l'isomère dans leur expérience. Nous observons que la prédiction de NUBASE2016 n'est pas bonne cette fois-ci. La comparaison des excès de masse est faite sur la figure 4.17. Au final, nous retiendrons nos valeurs d'excès de masse pour les études qui suivront.

4.2.3 Etude du ^{70}Co

Nous savons que le ^{70}Co possède un état ayant une demi-vie courte de 112(7) ms et un autre de demi-vie longue 508(7) ms. Aucune étude n'a pu définir à ce jour celui qui représente

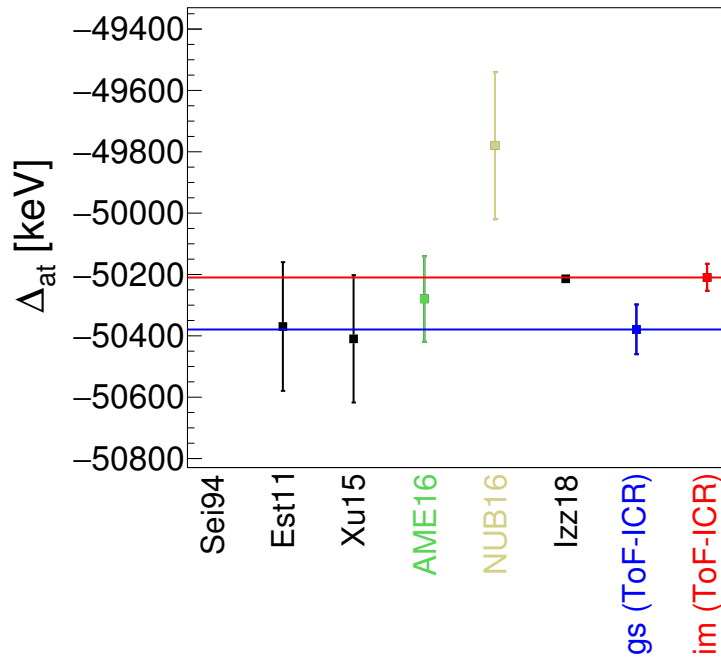


FIGURE 4.17: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{69}Co : en noir celles référencées dans la littérature Sei94[180], Est11 [241], Xu15 [244], Izz18 [115], en vert celle considérée dans la table des masses AME16 [107], en vert clair celle établie pour l'état isomérique à partir de NUBASE2016 et enfin en bleu et rouge celles obtenues par ce travail pour l'état fondamental (gs (TOF-ICR)) et l'état isomérique (is (TOF-ICR)) respectivement. Les lignes bleue et rouge indiquent les valeurs de l'excès de masse pour le fondamental et l'isomère, respectivement, obtenues par ce travail qui seront retenues par la suite.

l'état fondamental et celui qui constitue l'état isomérique. Il a été étudié via la méthode TOF-ICR. On s'attend donc à deux contributions dans les spectres expérimentaux. Dans ce cas, les états étant extrêmement proches en énergie, on a décidé d'employer la méthode des taux de production (décrite dans la section 4.1.5) pour déterminer les excès de masse des états isomérique et fondamental. Nous avons donc fait une mesure avec un cycle court (d'une durée de 232 ms) et une mesure avec un cycle long (d'une durée de 513 ms). Cela devrait conduire à une fraction entre les deux états différente dans chaque cycle.

4.2.3.1 Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle court de mesure (232 ms)

Pour l'étude du ^{70}Co avec un cycle court, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 50$ ms. La durée totale de la mesure, qui démarre à l'injection dans le RFQ et se termine à la détection dans la MCP, vaut ici 232 ms.

Nous avons enregistré 5 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{70}Co . 2760

balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 8 heures et 34 minutes. 1581 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{70}Co avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.18 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 6 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 115 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 6 mesures. La durée totale des mesures est de 43 minutes. 6997 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol (à une composante) décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.18 (b).

Nous appliquons dans un premier temps la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse (du mélange d'états) du ^{70}Co , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr-court}(^{70}\text{Co}) = -46489.5$ (17.2) keV. L'extraction de l'excès de masse de l'état fondamental et de l'état isomérique requiert le résultat obtenu avec le cycle long.

4.2.3.2 Résultats avec la méthode TOF-ICR, avec cycle long de mesure (513 ms)

Pour l'étude du ^{70}Co avec un cycle long, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 100$ ms. La durée totale de la mesure, qui démarre à l'injection dans le RFQ et se termine à la détection dans la MCP, vaut ici 513 ms.

Nous avons enregistré 3 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{70}Co . 1430 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 3 mesures. La durée totale des mesures est de 4 heures et 36 minutes. 903 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{70}Co avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.18 (c).

Par ailleurs, nous avons effectué 4 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 84 balayages

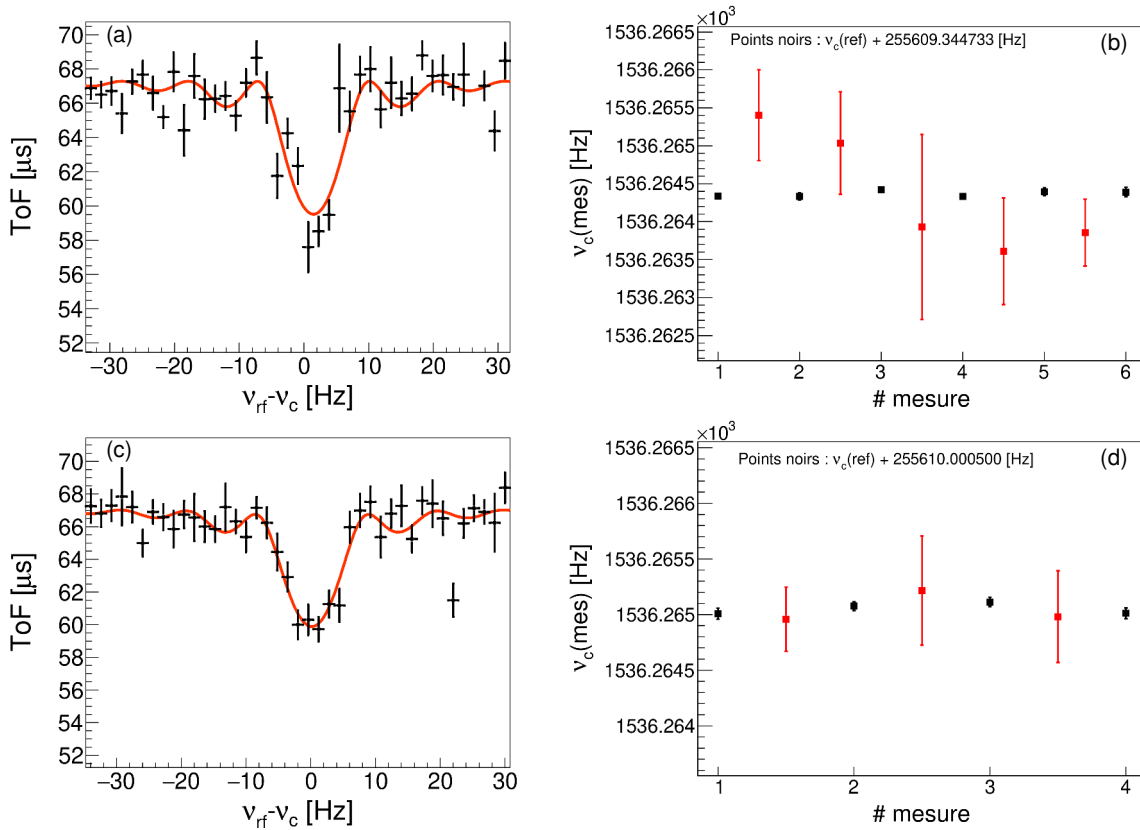


FIGURE 4.18: (a) et (c) : Spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{70}\text{Co}^+$ via la méthode TOF-ICR en ayant recours à un cycle de mesure court et un long, respectivement. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et d) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) et (d) : fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{70}\text{Co}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via un cycle de mesure court et un long, respectivement. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur les figures (b) et (d) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

en fréquence ont été effectués au total sur les 25 mesures. La durée totale des mesures est de 35 minutes. 4297 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol (à une composante) décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.18 (c).

On applique dans un premier temps la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse (du mélange d'états) du ^{69}Co , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr-long}(^{70}\text{Co}) = -46524.7 (10.7) \text{ keV}$.

Nous observons un changement très faible de l'excès de masse entre la mesure faite avec le cycle court et celle faite avec le cycle long. Au cours de l'expérience, nous avons pu utiliser la technique PI-ICR pour vérifier la composition du faisceau de ^{70}Co . Un seul état a bien été observé. Il est difficile de se prononcer quant à l'existence d'un deuxième état dans le spectre. Nous avons donc très certainement observé essentiellement l'état ayant une demi-vie de 508(7) ms. Pour la suite, nous allons ainsi considéré ainsi la valeur de l'excès de masse obtenu avec le cycle long : $\Delta_{at}(^{70}\text{Co}, 508(7)\text{ms}) = -46524.7 (10.7) \text{ keV}$. Nous considérerons également cet état comme étant l'état fondamental pour notre étude.

4.2.3.3 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

Notre valeur d'excès de masse $\text{ME}(^{70}\text{Co}, 508(7)\text{ms}) = -46525 (11) \text{ keV}$ est en accord avec la prédiction de l'AME2016 (voir figure 4.19). Elle est au-dessus de la seule valeur expérimentale disponible dans la littérature [241], cette dernière n'est pas considérée par l'AME2016. La valeur expérimentale obtenue ici est en accord avec la prédiction de NUBASE2016 (pour l'état isomérique), aux incertitudes près. Notre mesure constitue ainsi la première mesure de précision réalisée pour le ^{70}Co .

4.2.4 Étude du ^{74}Ni

Pour déterminer l'excès de masse de ^{74}Ni ($T_{1/2} = 507.7 (46) \text{ ms}$), nous avons employé la méthode classique TOF-ICR. À noter que la présence d'aucun état isomérique n'est attendue dans le spectre du ^{74}Ni .

4.2.4.1 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{74}Ni , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100 \text{ ms}$ et $t_{ExQ2-ToF} = 200 \text{ ms}$.

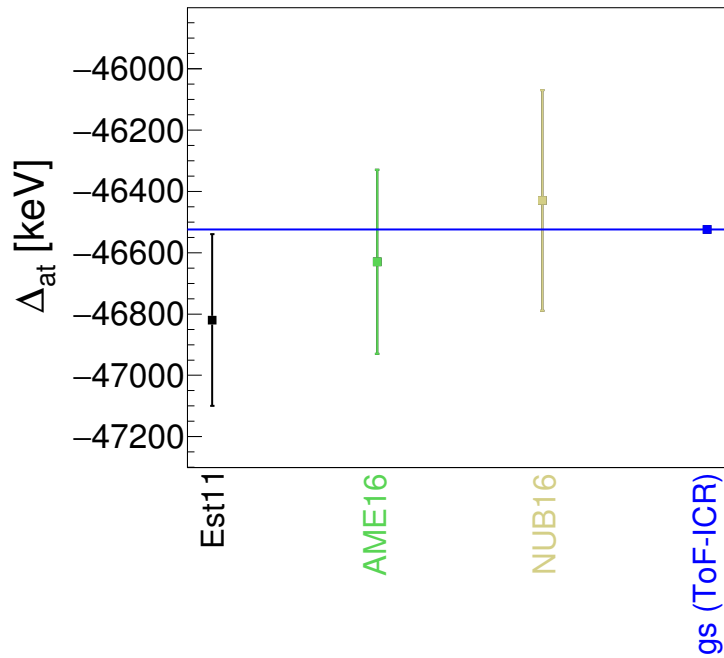


FIGURE 4.19: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{70}Co : en noir celle référencée dans la littérature Est11 [241], en vert celle prédite dans la table des masses AME16 [107], en vert clair celle prédite pour l'état isomérique avec NUBASE2016 et enfin en bleu la valeur obtenue par ce travail (gs(ToF-ICR)) et qui a été associée (par défaut) à l'état fondamental. La ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse pour l'état fondamental obtenue par ce travail et qui sera retenue par la suite.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{74}Ni . 928 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 4 heures et 37 minutes. 1429 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{74}Ni avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.20 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 115 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 31 minutes. 9561 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.20 (b).

On applique enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la

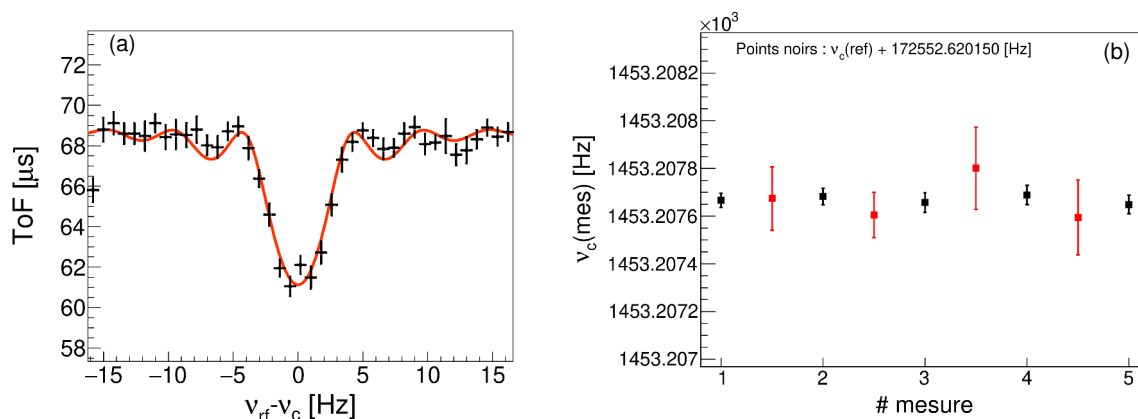


FIGURE 4.20: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{74}\text{Ni}^+$ via la méthode TOF-ICR. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et pour les valeurs de ν_c . Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{74}\text{Ni}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouté une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

valeur de l'excès de masse du ^{74}Ni , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr}(^{74}\text{Ni}) = -48451.2$ (3.1) keV.

4.2.4.2 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

La valeur d'excès de masse obtenue ici $\Delta_{at}(^{74}\text{Ni}) = -48451.2$ (3.1) keV est en accord avec la prédiction de l'AME2016 ($\Delta_{at} = -48460$ (200)# keV) (voir figure 4.21). Elle est proche de la limite supérieure de la seule valeur expérimentale disponible dans la littérature ($\Delta_{at} = -49210$ (990) keV) [241]. Dans l'AME2016, ce n'est pas cette dernière valeur qui a été retenue mais une extrapolation à partir des données globales de [241]. Ainsi, notre mesure constitue là encore la première mesure de précision réalisée pour le ^{74}Ni .

4.2.5 Étude du ^{75}Ni

Pour déterminer l'excès de masse de ^{75}Ni ($T_{1/2} = 331.8$ (32) ms), nous avons employé la méthode classique TOF-ICR. À noter que la présence d'aucun état isomérique n'est attendue dans le spectre du ^{75}Ni .

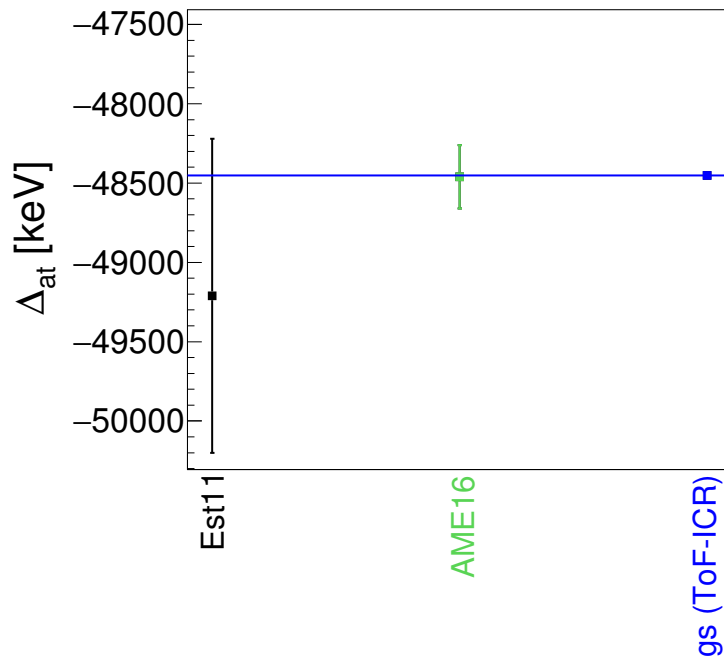


FIGURE 4.21: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{74}Ni : en noir celle référencée dans la littérature Est11 [241], en vert celle prédite dans la table des masses AME16 [107] et enfin en bleu la valeur obtenue par ce travail (qui a été associée à l'état fondamental). La ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse pour l'état fondamental obtenue par ce travail et qui sera retenue par la suite.

4.2.5.1 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{75}Ni , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 100$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{75}Ni . 2136 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 7 heures et 23 minutes. 1184 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{75}Ni avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.22 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 71 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 17 minutes. 7665 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

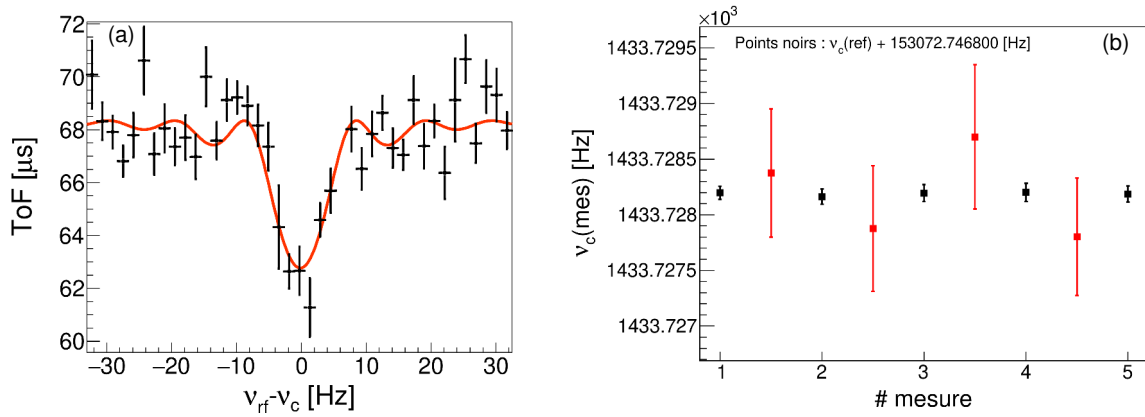


FIGURE 4.22: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{75}\text{Ni}^+$ via la méthode TOF-ICR. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et pour les valeurs de ν_c . Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{75}\text{Ni}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouté une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.22 (b).

On applique enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{75}Ni , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr}(^{75}\text{Ni}) = -44056.5$ (14.0) keV.

4.2.5.2 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

Pour le ^{75}Ni , seule la prédiction de l'AME2016 est disponible dans la littérature : $\Delta_{at} = -44030$ (300)# (voir figure 4.23). Celle-ci est déterminée par extrapolation (via la méthode TMS, Trends of Mass Surface [107]). La valeur d'excès de masse obtenue ici $\Delta_{at}(^{75}\text{Ni}) = -44056.5$ (14.1) keV est en accord avec la prédiction de l'AME2016. Ainsi, notre mesure constitue la première mesure (de précision) réalisée pour le ^{75}Ni .

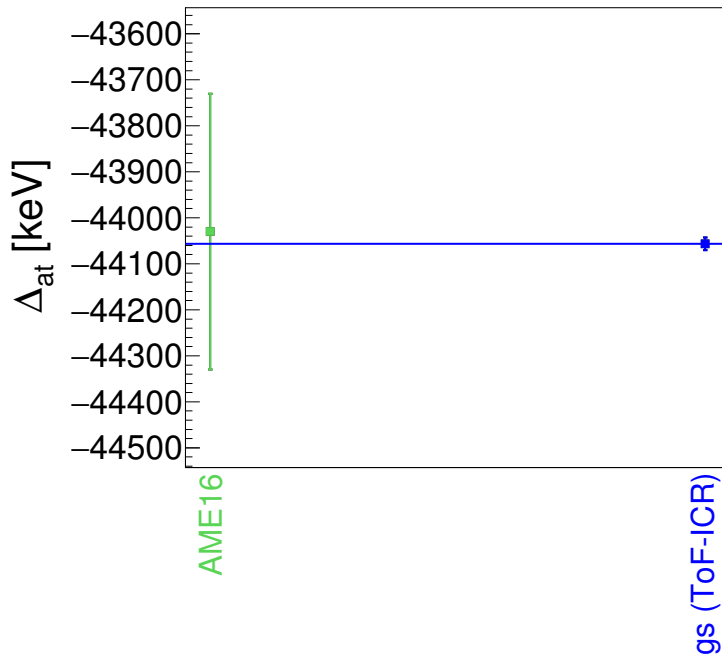


FIGURE 4.23: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{75}Ni : en vert celle prédite dans la table des masses AME16 [107] et en bleu la valeur obtenue par ce travail (gs(ToF-ICR)) (qui a été associée à l'état fondamental). La ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse pour l'état fondamental obtenue par ce travail et qui sera retenue par la suite.

4.2.6 Étude du ^{76}Cu

Les études passées réalisées pour le noyau de ^{76}Cu indiquent l'existence de deux états ayant des temps de demi-vie relativement longs : $T_{1/2} = 0.638$ (9) s et $T_{1/2} = 1.27$ (30) s. Là encore, on ne sait pas lequel des deux états représente l'état fondamental. Les spectres expérimentaux obtenus dans cette expérience permettent de bien visualiser ces deux états. Nous avons employé la méthode classique TOF-ICR et effectué un ajustement à deux composantes du spectre expérimental 4.1.3.

4.2.6.1 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{76}Cu , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 1120$ ms.

Nous avons enregistré 5 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{76}Cu . 233 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 3 heures et 23 minutes. 2062 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

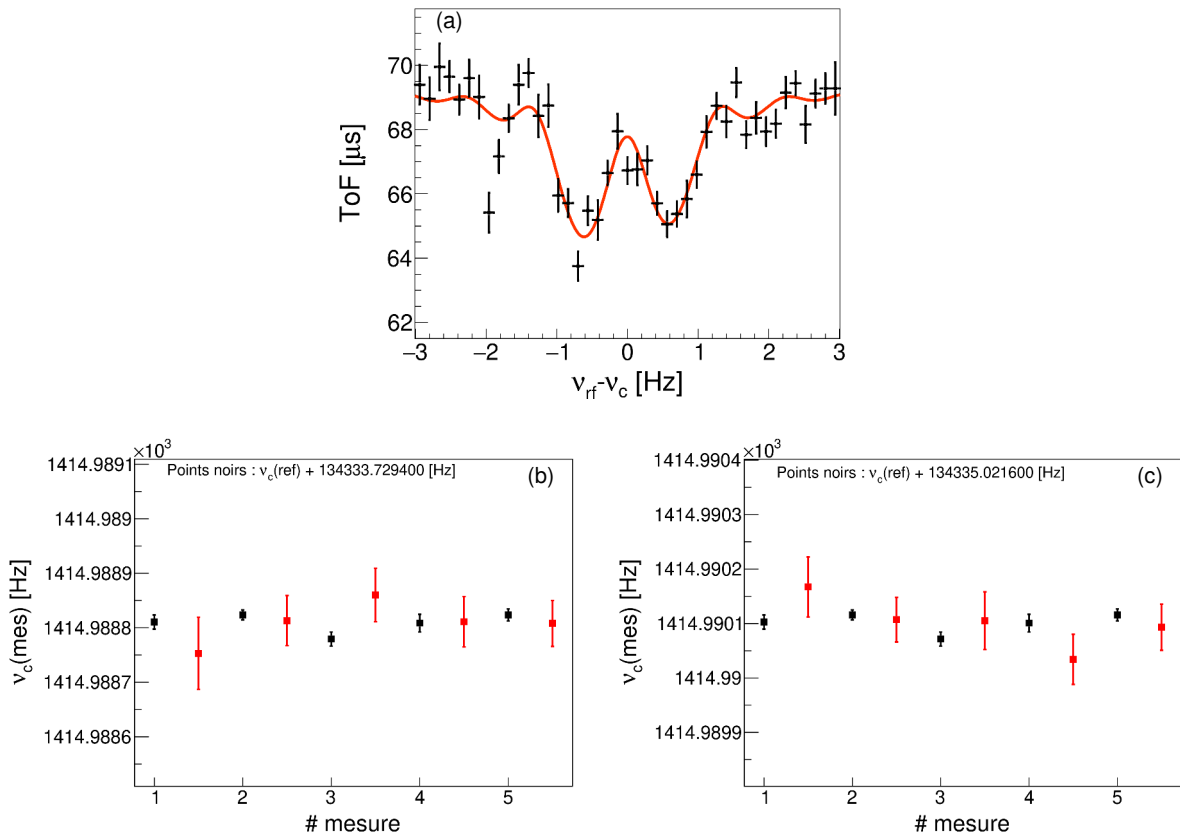


FIGURE 4.24: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{76}\text{Cu}^+$ via la méthode TOF-ICR. On observe un minimum à basse fréquence et un minimum à plus haute fréquence, que l'on associera à l'état 1 et l'état 2, respectivement. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) et (c) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour les l'états 1 et l'état 2 ((b) et (c) respectivement) observés dans le $^{76}\text{Cu}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{76}Cu avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.24 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 69 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 1 heure et 1 minute. 4193 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol dans le cas d'un mélange de deux états distincts décrite précédemment 4.1.3. Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et les deux états de l'isotope d'intérêt sont résumées dans les figures 4.24 (b) et 4.24 (d). Nous noterons "état 1" celui qui mesuré à basse fréquence et "état 2" celui mesuré à plus haute fréquence. À titre indicatif, le ratio moyen entre les deux états $\overline{r_{12}}$ observé vaut $0.50 \pm 0.01s$.

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{76}Cu , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr}(^{76}\text{Cu}, \text{état 1}) = -50946.5 (1.1) \text{ keV}$ et $\Delta_{at}^{toficr}(^{76}\text{Cu}, \text{état 2}) = -51010.6 (1.1) \text{ keV}$.

4.2.6.2 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

Pour le ^{76}Cu , la valeur de l'excès de masse pour l'état fondamental dans l'AME2016 ($\Delta_{at} = -50976(7) \text{ keV}$) se situe entre les deux valeurs d'excès de masse obtenues par ce travail : $\Delta_{at}(^{76}\text{Cu}, \text{état 1}) = -50946.5 (1.1) \text{ keV}$ et $\Delta_{at}(^{76}\text{Cu}, \text{état 2}) = -51010.6 (1.1) \text{ keV}$ (voir figure 4.25). La valeur de l'AME2016 correspond au résultat obtenu par [245]. Nous observons la même conclusion en la comparant avec au résultat récent publié par [116], obtenu à ISOL-TRAP : $\Delta_{at} = -50981.55 (89) \text{ keV}$. L'explication pourrait venir du fait que, comme nous, les auteurs ont très certainement mesuré un mélange des deux états dans leur spectre mais que leur résolution n'était pas suffisamment bonne pour visualiser les deux composantes. À noter que la prédiction de l'excédent de masse pour l'état isomérique par NUBASE2016 couvre une gamme tellement grande que la prédiction se présente a fortiori en accord avec nos données : $\Delta_{at} = -50980(200)\# \text{ keV}$.

Le spectre expérimental de résonance cyclotron par temps de vol via la technique TOF-ICR, que nous avons obtenu, ne nous permet pas de déterminer lequel de ces deux états a la durée de demi-vie de $T_{1/2} = 0.638 (9) \text{ s}$ et l'autre la durée de demie-vie $T_{1/2} = 1.27 (30) \text{ s}$. Compte tenu des temps de vie, la technique basée sur l'utilisation de cycles court et long de mesure n'est pas forcément la solution expérimentale la plus adéquate pour répondre à cette question. Toutefois, l'analyse des spectres obtenus avec la technique PI-ICR semble pouvoir apporter une clarification à ce sujet. Pour notre étude, seule la valeur de l'excès de masse de l'état fondamental est nécessaire. Nous ne discuterons pas plus sur ce point. Pour la suite, nous prendrons comme valeurs d'excès de masse de l'état fondamental et l'état isomérique $\Delta_{at}(^{76}\text{Cu}, \text{gs}) = -51010.6 (1.1) \text{ keV}$ et $\text{ME}(^{76}\text{Cu}, \text{im}) = -50946.5 (1.1) \text{ keV}$, respectivement.

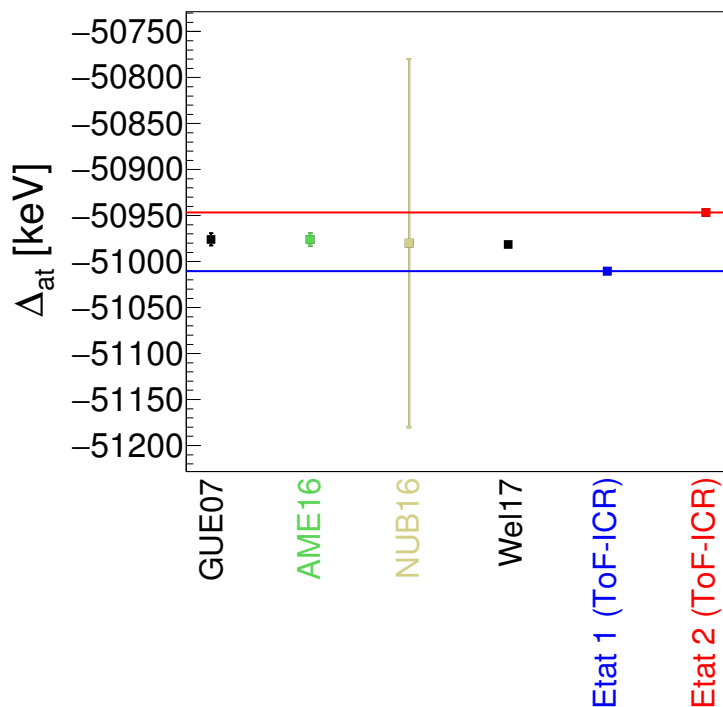


FIGURE 4.25: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{76}Cu : en noir celles référencées dans la littérature GUE07 [245], Wel17 [116], en vert celle considérée dans la table des masses AME16 [107], en vert clair celle établie pour l'état isomérique à partir de NUBASE2016 et enfin en bleu et rouge celles obtenues par ce travail pour l'état 2 et l'état 1 respectivement. Les lignes bleue et rouge indiquent les valeurs de l'excès de masse pour le fondamental et l'isomère, respectivement, obtenues par ce travail qui seront retenues par la suite.

4.2.7 Étude du ^{77}Cu

Pour déterminer l'excès de masse de ^{77}Cu ($T_{1/2} = 468.1(20)$ ms), nous avons employé la méthode classique TOF-ICR. À noter que la présence d'aucun état isomérique n'est attendue dans le spectre du ^{77}Cu .

4.2.7.1 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{77}Cu , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 150$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 100$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{77}Cu . 306 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 1 heure et 22 minutes. 1664 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{77}Cu avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.26 (a).

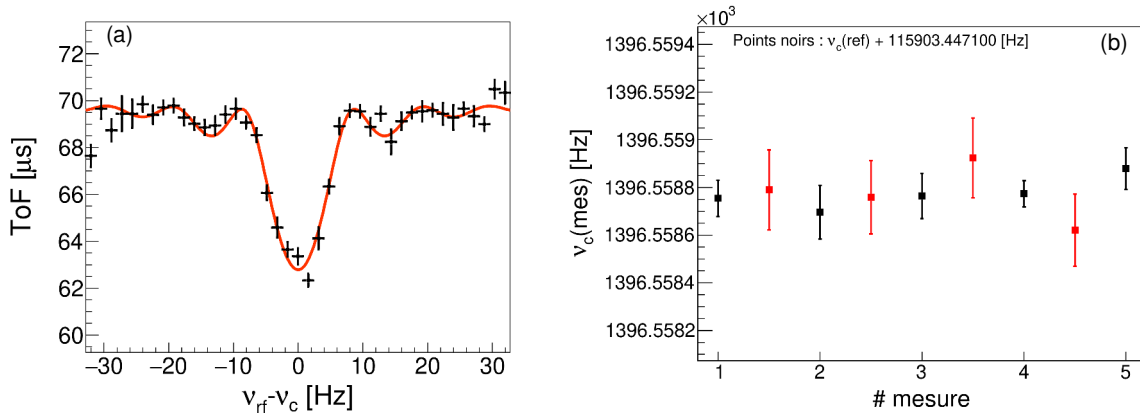


FIGURE 4.26: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{77}\text{Cu}^+$ via la méthode TOF-ICR. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{77}\text{Cu}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 172 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 46 minutes. 7095 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.26 (b).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{77}Cu , par la méthode TOF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr}(^{77}\text{Cu}) = -48861.4$ (4.5) keV.

4.2.7.2 Discussion concernant la valeur d'excès de masse obtenue

Pour le ^{77}Cu , La valeur d'excès de masse obtenue ici $\Delta_{at}(^{77}\text{Cu}) = -48861.4$ (4.5) keV diffère énormément de la prédiction de l'AME2016 : $\Delta_{at} = -48620$ (150)#. Elle s'inscrit toutefois en

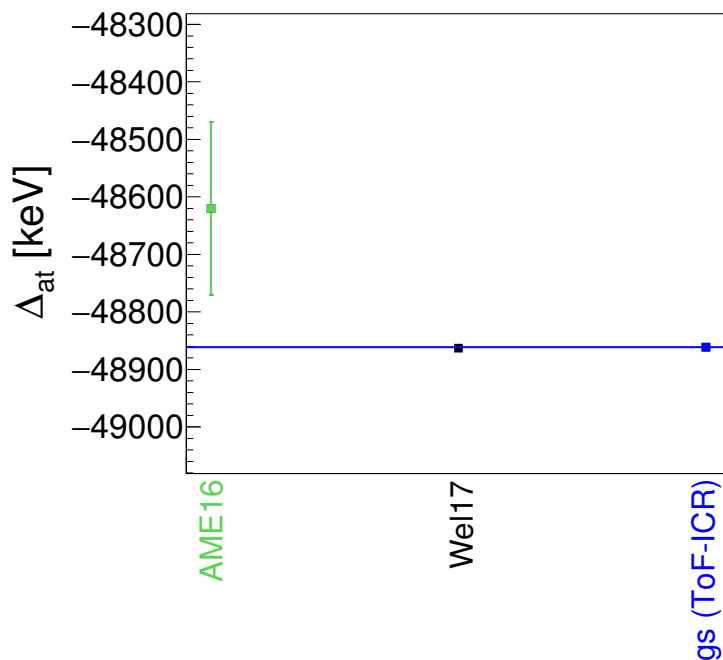


FIGURE 4.27: Valeurs de l'excès de masse du ^{77}Cu : en noir celle référencée dans la littérature Wel17 [116], en vert celle prédite dans la table des masses AME16 [107] et en bleu la valeur obtenue par ce travail (qui a été associée à l'état fondamental). La ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse pour l'état fondamental obtenue par ce travail et qui sera retenue par la suite.

accord avec la mesure récente réalisée à ISOLTRAP [116] : $\Delta_{at} = -48862.8 (1.2)$ keV (voir figure 4.27).

4.2.8 Etude du ^{78}Cu

Pour déterminer l'excès de masse de ^{78}Cu ($T_{1/2} = 335 (11)$ ms) nous avons employé les deux méthodes de détermination du temps de vol, la méthode conventionnelle ToF-ICR et la méthode Ramsey. À noter que la présence d'aucun état isomérique n'est attendue dans le spectre du ^{78}Cu .

4.2.8.1 Résultats avec la méthode TOF-ICR

Pour l'étude du ^{78}Cu , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 100$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 100$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{78}Cu . 1386

balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 5 heures et 23 minutes. 985 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{78}Cu avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.28 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 117 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 28 minutes. 5635 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.28 (b).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{78}Cu , par la méthode ToF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr} (^{78}\text{Cu}) = -44800.6$ (18.7) keV.

4.2.8.2 Résultats avec la méthode Ramsey

Pour l'étude du ^{78}Cu , les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 150$ ms, $t_{ExQ2-R} = 25$ ms et $t_{RL} = 50$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le ^{78}Cu . 1548 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 6 heures et 50 minutes. 1099 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le ^{78}Cu avec la méthode Ramsey est présenté figure 4.28 (c).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 83 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 24 minutes. 7561 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

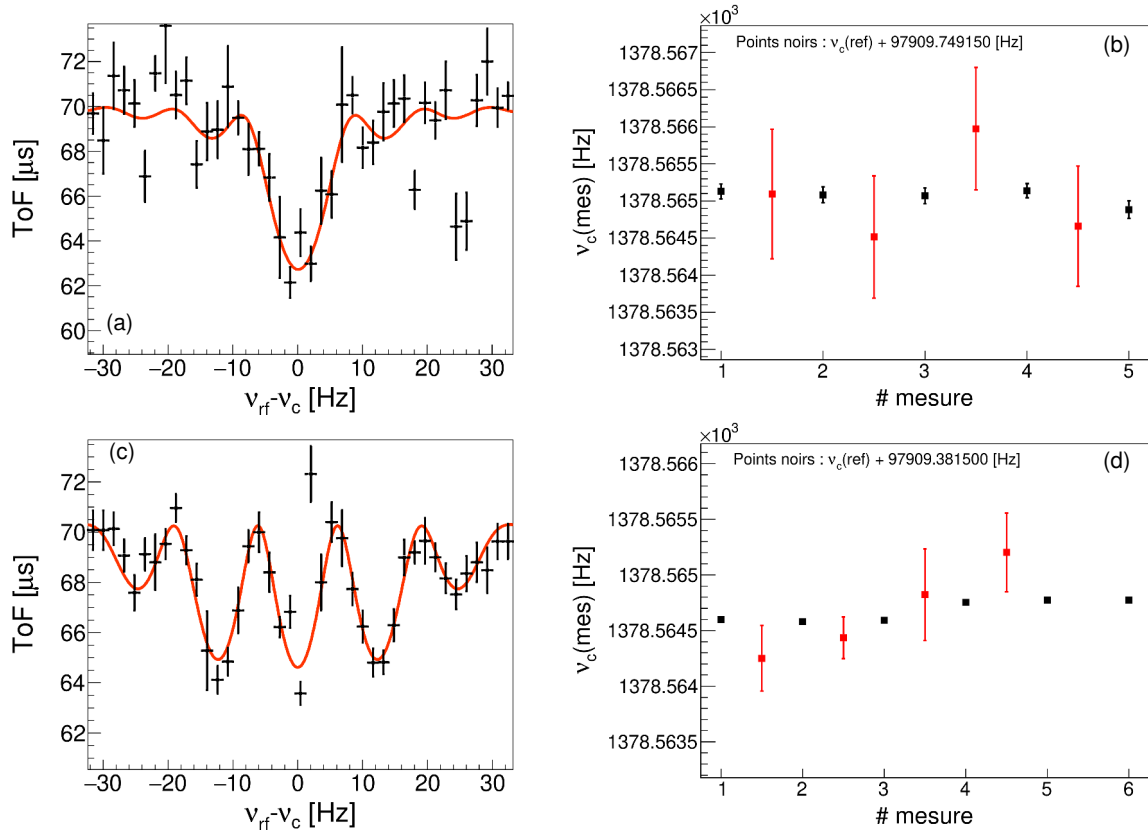


FIGURE 4.28: (a) et (c) : Spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{78}\text{Cu}^+$ via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey, respectivement. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) et d) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) et (d) : fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{78}\text{Cu}^+$ (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey, respectivement. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur les figures (b) et (d) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.28 (d).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du ^{78}Cu , par la méthode Ramsey : $\Delta_{at}^{Ramsey}(^{78}\text{Cu}) = -44786.1$ (7.2) keV.

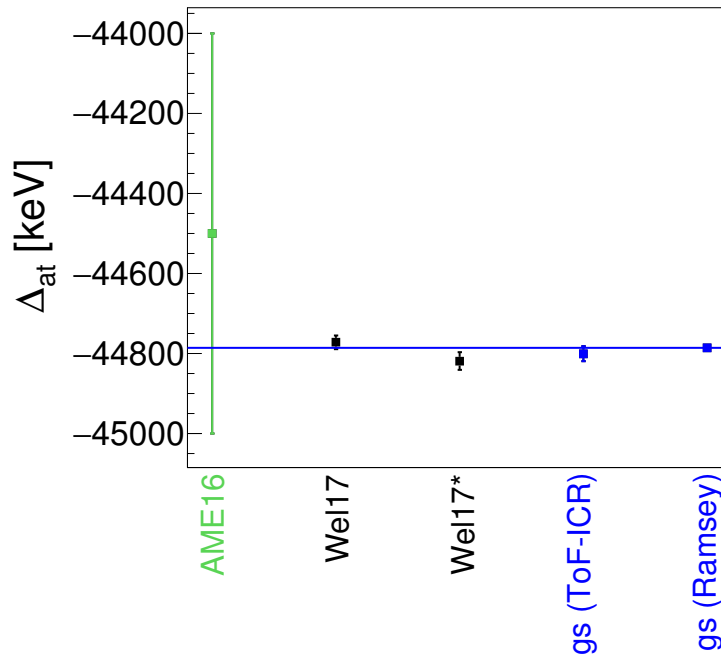


FIGURE 4.29: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) de l'état fondamental du ^{78}Cu : en noir celles référencées dans la littérature Wel17 [116], en vert celle considérée dans la table des masses AME16 [107] et enfin en bleu celles obtenues par ce travail (via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey). Le ligne bleue indique la valeur de l'excès de masse obtenue par ce travail qui sera retenue par la suite (celle obtenue par la méthode Ramsey).

4.2.8.3 Discussion concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

La figure 4.29 regroupe l'ensemble des valeurs d'excès de masse référencées dans la littérature [116], la valeur prise comme référence dans l'AME16 [107] et enfin celles obtenues par ce travail (via la méthode TOF-ICR et la méthode Ramsey). Nos valeurs expérimentales ($\Delta_{at}^{toficr}(^{78}\text{Cu}) = -44800.6 (18.7) \text{ keV}$ et $\Delta_{at}^{Ramsey}(^{78}\text{Cu}) = -44786.1 (7.2) \text{ keV}$) sont compatibles avec la valeur de l'AME16 ($\Delta_{at} = -44500(500) \text{ keV}$), plutôt au niveau de la barre d'erreur inférieure. Pour la suite, nous allons retenir pour ce noyau la valeur de l'excès de masse obtenue via la méthode Ramsey ($\Delta_{at}(^{78}\text{Cu}) = -44786.1 (7.2) \text{ keV}$), que nous associerons à l'état fondamental. Cette valeur est en accord avec l'excès de masse obtenu via la méthode TOF-ICR par [116] : $\Delta_{at} = -44772 (17) \text{ keV}$. Elle ne coïncide pas avec celle obtenue en utilisant le MR-TOF-MS dans la même étude [116] : $\Delta_{at} = -44819 (22) \text{ keV}$. Il s'agit de l'un des premiers résultats expérimentaux obtenu avec cette nouvelle technique. Certains aspects expérimentaux doivent encore être maîtrisés et étudiés plus en détail pour les mesures effectuées avec le MR-TOF-MS, cela pourraient expliquer le décalage en question.

4.2.9 Etude du ^{79}Zn

Pour déterminer l'excès de masse de l'état fondamental du ^{79}Zn ($T_{1/2} = 0.746$ (42) s), nous avons employé la méthode classique ToF-ICR. Pour ce noyau, NUBASE2016 recense un état isomérique à 1100 (150) keV. Bien que l'intérêt de notre projet se porte essentiellement sur la mesure de masse des états fondamentaux des noyaux, nous avons également réalisé au cours de la campagne expérimentale la mesure de l'excès de masse de cet état isomérique du ^{79}Zn . Ce dernier se situant à proximité immédiate du ^{78}Ni , l'idée est d'apporter des informations expérimentales de structure nucléaire supplémentaires pour, a posteriori, permettre aux modèles nucléaires (type modèle en couches) de mieux saisir les mécanismes qui régissent l'évolution des fermetures de couches ($N=50$ et $Z=28$ ici). Nous avons aussi employé la méthode classique ToF-ICR pour l'étude de l'état isomérique.

4.2.9.1 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR pour l'état fondamental (GS)

Pour l'étude du $^{79}\text{Zn}(\text{GS})$, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 150$ ms et $t_{ExQ2-ToF} = 200$ ms.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le $^{79}\text{Zn}(\text{GS})$. 50 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 16 minutes. 1346 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}(\text{GS})$ avec la méthode TOF-ICR est présenté figure (a) 4.31.

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 34 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 10 minutes. 5051 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.31 (b).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer

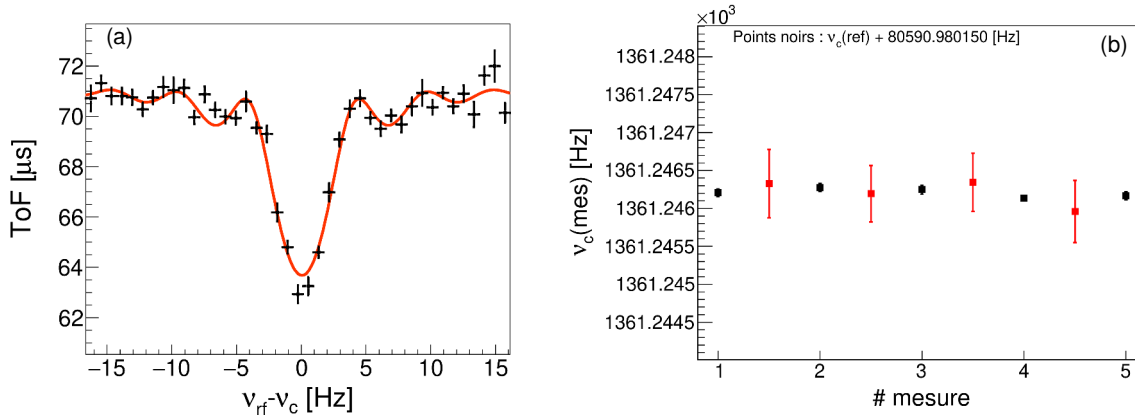


FIGURE 4.30: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}^+$ (IM) via la méthode TOF-ICR. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) pour les valeurs de ν_c . Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}^+$ (IM) (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouter une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

la valeur de l'excès de masse du $^{79}\text{Zn}(\text{GS})$, par la méthode ToF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr} (^{79}\text{Zn}(\text{GS})) = -53432.3 (2.4) \text{ keV}$.

4.2.9.2 Résultat obtenu avec la méthode TOF-ICR pour l'état isomérique (IM)

Pour l'étude du $^{79}\text{Zn}(\text{IM})$, les réglages suivants ont été choisis : $t_{ExQ1} = 150 \text{ ms}$ et $t_{ExQ2-ToF} = 100 \text{ ms}$.

Nous avons enregistré 4 spectres de résonance cyclotron par temps de vol pour le $^{79}\text{Zn}(\text{IM})$. 798 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 4 mesures. La durée totale des mesures est de 3 heures et 33 minutes. 1145 ions d'intérêts ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet). Un des spectres de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}(\text{IM})$ avec la méthode TOF-ICR est présenté figure 4.30 (a).

Par ailleurs, nous avons effectué 5 mesures de référence avec le noyau de ^{84}Kr . 37 balayages en fréquence ont été effectués au total sur les 5 mesures. La durée totale des mesures est de 10 minutes. 5035 ions de référence ont été enregistrés (en appliquant la sélection sur la bonne

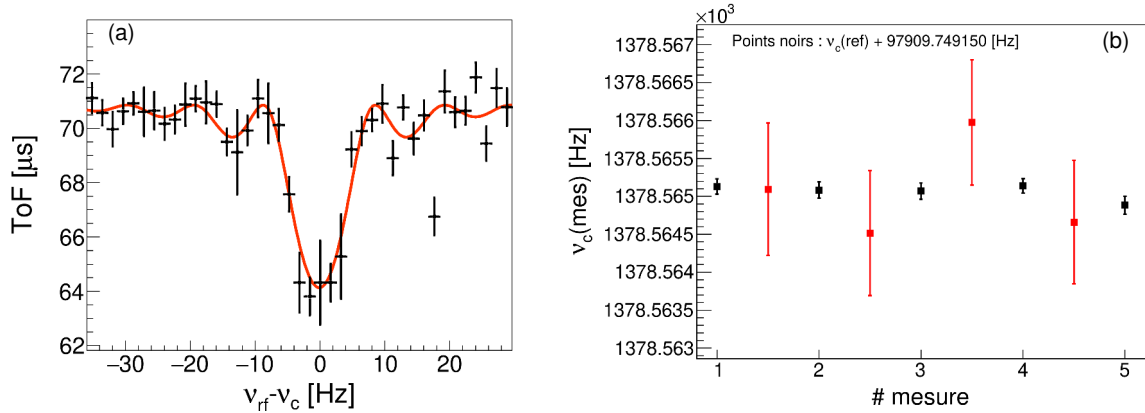


FIGURE 4.31: (a) Spectre de résonance cyclotron par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}^+$ (GS) via la méthode TOF-ICR. L'abscisse indique la fréquence d'excitation quadripolaire appliquée ν_{rf} , relativement à la fréquence cyclotron propre ν_c (voir b) pour les valeurs de ν_c). Les points noirs correspondent aux temps de vol expérimentaux moyens calculés pour chacune des fréquences scannées ν_{rf} . La barre verticale associée à chaque point représente l'erreur sur le temps de vol moyen et la barre horizontale le pas en fréquence. La ligne rouge représente la fonction d'ajustement théorique qui reproduit le mieux les données expérimentales. (b) fréquence cyclotron propre ν_c déduite de chaque mesure par un ajustement du spectre de résonance par temps de vol obtenu pour le $^{79}\text{Zn}^+$ (GS) (points rouges) et le $^{84}\text{Kr}^+$ (points noirs) via la méthode TOF-ICR. Pour pouvoir visualiser les résultats sur le même spectre, on a rajouté une constante à la fréquence ν_c mesurée pour le $^{84}\text{Kr}^+$. La constante choisie est indiquée sur la figure (b) et ne sera pas en compte dans l'analyse.

fenêtre en temps de vol et la limite supérieure de 8 ions par paquet).

Les ajustements des spectres de résonance cyclotron par temps de vol sont effectués en utilisant la fonction du temps de vol décrite précédemment (voir section 4.1.3). Les fréquences cyclotrons obtenues pour la référence et l'isotope d'intérêt sont résumées dans la figure 4.30 (b).

Nous appliquons enfin la méthode décrite dans la section 4.1.4 qui nous permet de déterminer la valeur de l'excès de masse du $^{79}\text{Zn}(\text{IM})$, par la méthode ToF-ICR : $\Delta_{at}^{toficr}(^{79}\text{Zn}(\text{IM})) = -52490.5 (10.9) \text{ keV}$.

4.2.9.3 Synthèse et discussion générale concernant les valeurs d'excès de masse obtenues

Concernant l'état fondamental du ^{79}Zn , la valeur expérimentale obtenue ici ($\Delta_{at}^{toficr}(^{79}\text{Zn}(\text{GS})) = -53432.3 (2.4) \text{ keV}$) est en accord complet avec celle de l'AME16 ($\Delta_{at} = -53432.3(2.2) \text{ keV}$). Cette dernière correspond à la mesure effectuée par [246]. Elle s'inscrit aussi en accord avec la mesure faite à ISOLTRAP [247] : $\Delta_{at} = -53435.1(3.9) \text{ keV}$. Pour notre étude nous prendrons

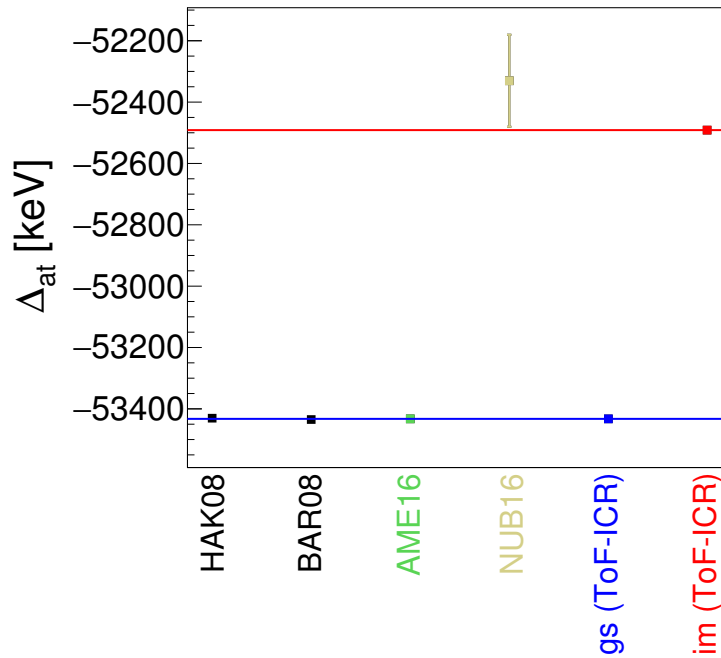


FIGURE 4.32: Valeurs de l'excès de masse (Δ_{at}) du ^{79}Zn : en noir celles référencées dans la littérature HAK08 [246], BAR08 [247], en vert celle considérée dans la table des masses AME16 [107], en vert clair celle établie pour l'état isomérique à partir de NUBASE2016 et enfin en bleu et rouge celles obtenues par ce travail pour l'état fondamental (GS) et l'état isomérique (IM) respectivement. Les lignes bleue et rouge indiquent les valeurs de l'excès de masse pour le fondamental et l'isomère, respectivement, obtenues par ce travail qui seront retenues par la suite.

en compte la valeur mesurée au cours de notre expérience $\Delta_{at}(^{79}\text{Zn}) = -53432.3 (2.4)$ keV. Par contre, pour l'état isomérique du ^{79}Zn , on trouve une valeur expérimentale ($\Delta_{at}^{toficr}(^{79}\text{Zn(IM)}) = -52490.5 (10.9)$ keV) qui diffère grandement de la valeur suggérée dans NUBASE2016 : $\Delta_{at} = -52330 (150)$ keV. La comparaison des excès de masse est résumée avec la figure 4.32. Dans une étude à part, nous étudierons l'impact d'un tel résultat du point de vue de la structure nucléaire.

| Noyau | Δ_{at} (ce travail) [keV] | Δ_{at} (AME16) [keV] | Δ_{at} (post AME16) [keV] | $\Delta(\Delta_{at})$ [keV] |
|-------------------|-------------------------------------|--------------------------------|-------------------------------------|-----------------------------|
| ^{67}Fe | -45709.4 \pm 3.2 | -45610 \pm 270 | | 99.4 \pm 273.2 |
| ^{69}Co | -50379.5 \pm 81.0 | -50280 \pm 140 | -50214 \pm 14 | 165.5 \pm 95.0 |
| ^{69m}Co | -50209.9 \pm 44.0 | #(-49780 \pm 240) | | 429.9 \pm 284.0 |
| ^{70}Co | -46524.7 \pm 10.7 | #(-46630 \pm 300) | | -105.3 \pm 310.7 |
| ^{74}Ni | -48451.2 \pm 3.1 | #(-48460 \pm 200) | | -8.8 \pm 203.1 |
| ^{75}Ni | -44056.5 \pm 14.0 | #(-44030 \pm 300) | | 26.5 \pm 314.0 |
| ^{76}Cu | -51010.6 \pm 1.1 | -50976 \pm 7 | -50981.55 \pm 0.89 | 29.05 \pm 1.99 |
| ^{76m}Cu | -50946.5 \pm 1.1 | #(-50980 \pm 200) | | -33.5 \pm 201.1 |
| ^{77}Cu | -48861.4 \pm 4.5 | #(-48620 \pm 150) | -48862.8 \pm 1.2 | -1.4 \pm 5.7 |
| ^{78}Cu | -44786.1 \pm 7.2 | -44500 \pm 500 | -44772 \pm 17 | 14.1 \pm 24.2 |
| ^{79}Zn | -53432.3 \pm 2.4 | -53432.3 \pm 2.2 | | 0.0 \pm 4.6 |
| ^{79m}Zn | -52490.5 \pm 10.9 | -52330.0 \pm 150 | | 160.5 \pm 160.9 |

TABLE 4.1: Valeurs des excès de masse pour un ensemble de noyaux situés autour du ^{78}Ni . Les valeurs Δ_{at} (ce travail) correspondent à celle déterminées dans cette thèse. Δ_{at} (AME16) correspondent aux valeurs tabulées dans l'AME2016 [107]. # indique qu'il s'agit d'une valeur prédite. Dans le cas d'un état isomérique - comme pour le ^{69m}Co , ^{76m}Cu , ^{79m}Zn - Δ_{at} (AME16) correspond à la valeur tabulée dans NUBASE2016. Δ_{at} (post AME16) fait référence aux valeurs expérimentales publiées après l'AME2016 (toutes attribuées à l'état fondamental du noyau en question) : pour le ^{69}Co il s'agit de la valeur de [115] et pour les $^{76,77,78}\text{Cu}$ celles de [116]. La dernière colonne correspond à la différence : $\Delta_{at}(\text{ce travail}) - \Delta_{at}(\text{AME26})$ ou $\Delta_{at}(\text{ce travail}) - \Delta_{at}(\text{post AM16})$ quand cette dernière est disponible. La couleur bleue met en évidence les noyaux pour lesquels nous avons amélioré la précision par rapport aux valeurs de l'AME2016 ou celles des publications post AME2016 (voir explication dans le texte pour le cas du ^{69}Co et du ^{76}Cu). Les valeurs en rouge indiquent celles pour lesquelles il n'y a pas de valeurs expérimentales retenues dans l'AME2016 ou mesurées récemment.

Nous terminons ce chapitre par un tableau qui synthétise l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus lors de l'expérience de mesure de masse réalisée en novembre 2017, auprès de l'installation IGISOL, avec le dispositif JYFLTRAP (voir tableau 4.2.9.3). Au total, neuf noyaux ont été étudiés. Pour une grande partie de ces noyaux, les excès de masse tabulés dans l'AME2016 (ou NUBASE2016 dans cas des états isomériques) reposent sur des prédictions (indiquées avec # dans le tableau) ou des valeurs expérimentales, parfois anciennes, entachées d'une grande incertitude. Quelques mesures expérimentales récentes ont été réalisées depuis la publication de l'AME2016. Pour le ^{69}Co , nous pensons que la valeur de l'excès de masse

de l'état fondamental publiée par [115], qui apparaît en désaccord avec notre résultat (165.5 (95.0) keV), correspond plutôt à celle de l'état isomérique en réalité. L'accord dans ce cas est bon (4 (50) keV). Pour le ^{76}Cu , nous pensons que la mesure de [116] correspond à celle d'un mélange entre les états fondamental et isomérique. Elle se situe d'ailleurs entre les valeurs d'excès de masse obtenues pour l'état fondamental et l'état isomérique dans ce travail. En tenant compte de l'ensemble de ces considérations, nous pouvons conclure que cette expérience a permis (i) de mesurer pour la première fois 5 excès de masse, (ii) d'améliorer grandement la précision de 5 excès de masse et (iii) de confirmer le résultat de deux mesures de précision (celles du ^{77}Cu et du ^{79}Cu).

Ce seront les valeurs issues de ce travail qui seront prises en compte pour les études et discussions qui suivront dans le prochain chapitre.

Chapitre 5

Implémentation de l'équation d'état LS avec traitement perturbatif NSE dans un code de simulation hydrodynamique 1D de CCSN.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons pu mettre en évidence l'impact des modèles de masse sur la distribution de noyaux à partir de notre nouveau traitement perturbatif de l'ensemble statistique nucléaire introduit, suivant différentes conditions thermodynamiques caractéristiques d'une trajectoire d'effondrement gravitationnel du coeur d'une étoile massive. Par ailleurs, nous avons trouvé des résultats similaires à [104] concernant l'impact du modèle de masse sur le taux de capture électronique. En effet, la différence des taux de capture électronique obtenus avec les modèles DZ10 et HFB-24 (la figure 5 compare le gap $N=50$ de ces deux modèles) augmente autour des nombres magiques et peut atteindre $\sim 25\%$ avant le piégeage des neutrinos. Dans ce chapitre, à l'aide des nouvelles valeurs d'excès de masse présentées dans le chapitre 4 nous allons, dans un premier temps, évaluer le domaine de validité des prédictions des deux modèles de masses HFB-24 et DZ10. Ceci nous permettra de définir le modèle de masse préférentiel à considérer pour étudier l'impact des autres ingrédients microphysiques au moyen d'une simulation hydrodynamique de supernovae à effondrement de coeur. Dans la section suivante, nous décrirons la simulation employée ainsi que les modifications apportées au code afin d'intégrer notre nouveau traitement de l'équation d'état

LS [125]. Finalement, dans la dernière section de ce chapitre nous présenterons les effets des différents paramètres microphysiques : modèle de masse, distribution statistique de noyaux, taux de capture électronique, densité de piégeage des neutrinos, sur la composition du coeur d'une étoile massive et sa dynamique d'effondrement.

5.1 Comparaison des résultats de masses expérimentales avec ceux des modèles de masse envisagés pour l'étude du CCSN

Les modèles de masses permettent de prédire les valeurs des masses de noyaux qui n'ont pas été mesurés expérimentalement, ce qui est le cas de beaucoup de noyaux autour du ^{78}Ni dans la zone d'intérêt pour les CCSN, cf section 1.3 et [4, 5, 104].

Un moyen de quantifier la justesse des modèles est de comparer les valeurs théoriques et expérimentales des énergies de séparation $S_{2p/2n}$ et des gaps empiriques deux protons/neutrons $\Delta_{2p/2n}$. En effet, ces quantités sont déterminées à partir des énergies de liaison (i.e. des masses) de plusieurs noyaux voisins, traduisant ainsi la stabilité relative d'un noyau par rapport à ses voisins, cf introduction 1.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les S_{2n} et S_{2p} à partir (i) de nos valeurs d'excès de masse, combinées (ii) aux données (expérimentales et prédictions) de la table AME2016 [107], avec en plus (iii) les données récentes de [116] sur les isotopes riches en neutrons du Cu, en utilisant la relation 29. Sur les figures 5.1 (a,c) et 5.2 (a,c) sont représentées, respectivement, les S_{2n} et S_{2p} obtenues en fonction de Z et de N pour différentes chaînes isotoniques et isotopiques. Les points rouges sont établis en considérant nos nouvelles mesures. Dans les cas du ^{69}Co , du ^{76}Cu et du ^{79}Zn , nous avons considéré la masse de l'état fondamental [248]. Pour ^{70}Co , nous avons pris la valeur mesurée avec un temps de piégeage long. Les nouvelles mesures sur les $^{76-78}\text{Cu}$ (avec les résultats de Welker et al. [116]) et $^{74,75}\text{Ni}$ nous permettent de compléter les profils de S_{2n} et S_{2p} des figures 5.1 (a,c) et 5.2 (a,c), près des nombres magiques N=50 et Z=28. Par ailleurs, nos valeurs sur le ^{67}Fe et les $^{69,70}\text{Co}$ complètent le profil des S_{2p} . Or ces noyaux, situés autour de Z=28 et N=40, sont importants au début de l'effondrement (cf figure 1.4 chapitre 1.3). Ainsi nos valeurs expérimentales contraignent les valeurs des masses de noyaux parmi les plus probables sur une grande partie de l'effondrement jusqu'à l'équilibre β .

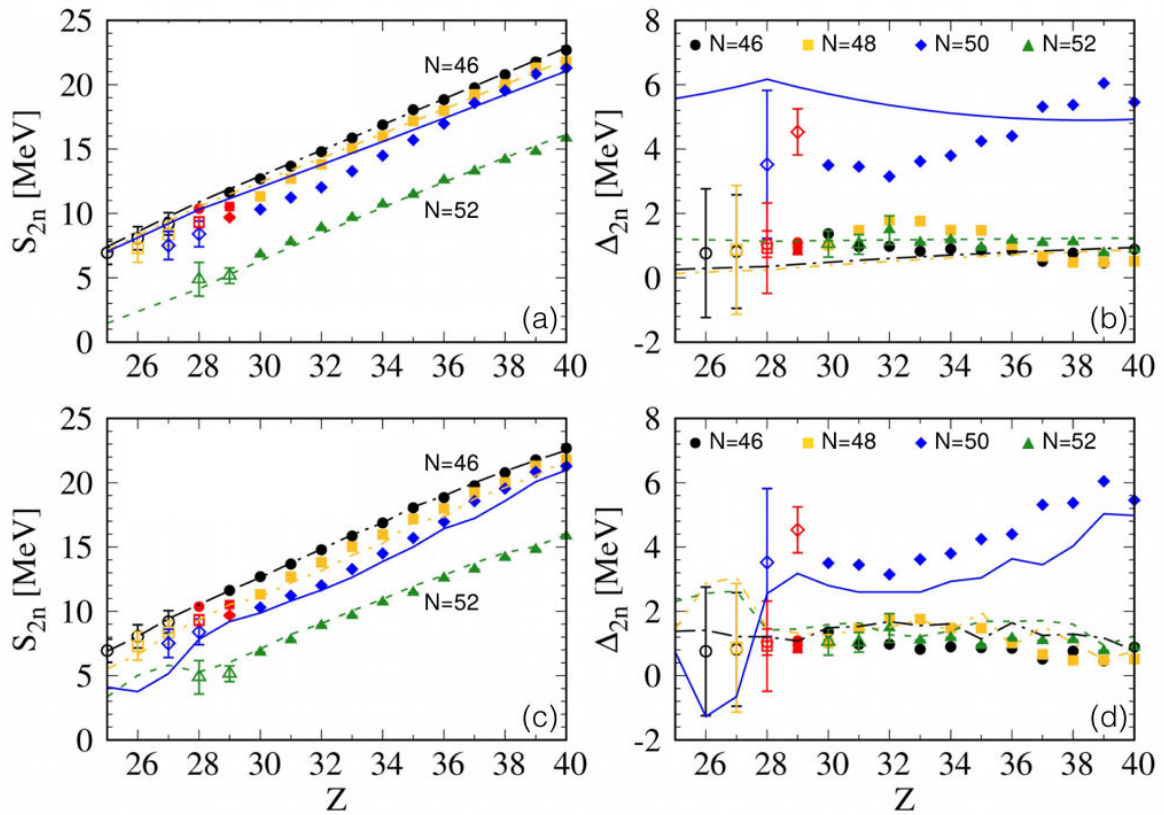


FIGURE 5.1: (a,c) Énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} en fonction de Z . (b,d) Gaps empiriques deux neutrons Δ_{2n} en fonction de Z , pour les chaînes isotoniques $N=46,48,50,52$. Les points représentent les données expérimentales (AME2016 [107]) et les lignes les prédictions théoriques du modèle DZ10 [86] (a,b) et HFB-24 [117] (c,d). Les valeurs calculées avec nos nouvelles données sont les points rouges. Parmi les points expérimentaux ceux représentés par un symbole vide correspondent à des valeurs calculées à partir d'extrapolations de l'AME2016 [107] en plus d'autres valeurs expérimentales.

Les valeurs expérimentales sont comparées aux énergies de séparations de deux neutrons/protons obtenues via les estimations des excès de masse des modèles théoriques HFB-24 et DZ10, prédisant des valeurs de gaps extrêmes (DZ10 a des gaps élevés et HFB-24 relativement faibles). Celles-ci sont représentées par les lignes dans la figure 5 (A). Le modèle DZ10 semble estimer correctement les valeurs des S_{2n} à $N=46,48$ pour les noyaux peu exotiques ($Z>35$) tandis que le modèle HFB-24 montre des déviations plus importantes pour ces noyaux-là mais semble mieux reproduire l'allure des S_{2n} pour les noyaux plus exotiques, autour de $Z=28$ et $N=50$. Au vu des S_{2p} , les modèles DZ10 et HFB24 semblent approximativement équivalents. En effet, les valeurs prédites sont globalement comprises dans les barres d'erreur des données expérimentales.

Dans un second temps, nous avons déterminé les valeurs des gaps Δ_{2n} et Δ_{2p} à partir des valeurs d'excès de masse expérimentales (points) et théoriques (lignes) : figures 5.1 (b,d) et 5.2 (b,d). Par exemple, les valeurs des gaps N=50 représentent l'écart entre les valeurs des S_{2n} des chaînes isotoniques N=50 et N=52 en bleu et vert sur les figures 5.1 (a,c). Le point particulièrement intéressant pour contraindre le gap N=50 situé à Z=29 a été calculé en partie avec notre valeur d'excès de masse expérimentale du ^{77}Cu ainsi que la valeur du ^{79}Cu récemment mesurée par [116] et les prédictions de l'AME2016 pour ^{81}Cu . D'autre part, concernant les gaps empiriques deux protons, les mesures des $^{74,75}\text{Ni}$ permettent de mieux contraindre le gap $\Delta_{2p}(Z = 28)$ aux abords de N=50. Les données expérimentales de l'AME2016, en plus de nos nouvelles données autour de N=50 et Z=28, montrent que globalement le modèle DZ10 surestime les gaps deux neutrons et deux protons, tandis que le modèle HFB-24 les sous-estime. Nous retrouvons le fait que ces deux modèles conduisent à des prédictions extrêmes des gaps Z=28 et N=50. D'autre part, les allures des Δ_{2n} et Δ_{2p} du modèle HFB-24 sont mieux reproduites que celles du modèle DZ10.

Bien que les deux grandeurs présentées ($S_{2n/2p}$ et $\Delta_{2p/2n}$) soient complémentaires, celle pour laquelle il est plus évident de comparer les effets de couches est le gap $\Delta_{2p/2n}$. Or, du point de vue des gaps, le modèle HFB-24 semble celui à favoriser parmi les deux modèles extrêmes comparés, car il reproduit relativement bien la systématique des gaps Z=28 et N=50 (important dans notre cas car au cours de l'effondrement les distributions évoluent de nombre magique en nombre magique), même si en valeur absolue ces derniers sont globalement sous estimés.

Au vu de cette comparaison entre les valeurs expérimentales et prédites par les modèles de masses DZ10 et HFB-24, dans la suite de ce chapitre nous utiliserons le modèle HFB-24 dans la simulation lorsque nous ferons varier les autres paramètres microphysiques étudiés. Avant cela, nous étudierons dans quelle mesure les différences entre les prédictions de DZ10 et HFB-24 impactent la composition du coeur de l'étoile massive et sa dynamique d'effondrement, comme dans le chapitre 1 mais cette fois, de façon auto-cohérente avec une simulation hydrodynamique de CCSN.

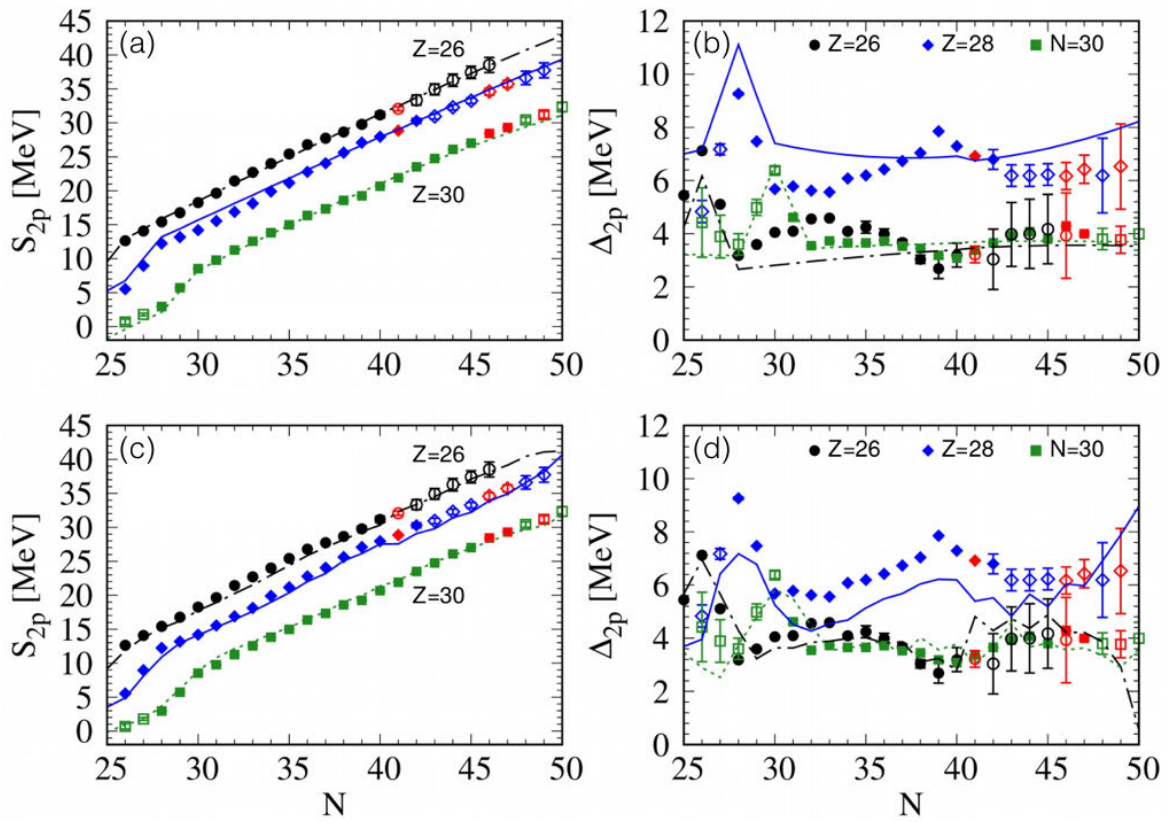


FIGURE 5.2: (a,c) Énergie de séparation de deux protons S_{2p} en fonction de N . (b,d) Gaps empiriques deux protons Δ_{2p} en fonction de N , pour les chaînes isotopiques $Z=26,28,30$. Les points représentent les données expérimentales (AME2016 [107]) et les lignes les prédictions théoriques du modèle DZ10 [86] (a,b) et HFB-24 [117] (c,d). Les valeurs calculées avec nos nouvelles données sont les points rouges. Parmi les points expérimentaux ceux représentés par un symbole vide correspondent à des valeurs calculées à partir d'extrapolations de l'AME2016 [107] en plus d'autres valeurs expérimentales.

5.2 Présentation du code de simulation hydrodynamique 1D de CCSN.

Afin de décrire de façon réaliste un phénomène aussi complexe que les supernovae à effondrement gravitationnel, il est nécessaire de mettre en relation des processus physiques caractérisés par des échelles de longueur et de temps des deux infinis. Les simulations hydrodynamiques multidimensionnelles les plus réalistes de supernovae à effondrement de coeur (CCSN) [249, 250, 251, 252, 253, 254, 255, 256] traitent les effets relativistes de la gravitation et des champs magnétiques élevés et appliquent des schémas de transport de neutrinos multidimensionnels. Toutefois, bien que d'énormes progrès ont été accomplis depuis les premières simulations hydrodynamiques de supernovae, la plupart d'entre elles

ne parviennent pas à reproduire toutes les caractéristiques observées de l'explosion. De plus, des simulations aussi complètes nécessitent des temps de calculs prohibitifs ce qui rend les études systématiques impossibles. D'autre part, bien souvent dans ces simulations multidimensionnelles une description réaliste de l'équation d'état est souvent négligée, celles-ci ne satisfont pas les contraintes les plus récentes issues de la physique nucléaire, et sont basées sur l'approximation du noyau moyen, ne tenant ainsi pas compte de l'équilibre statistique nucléaire.

Nous avons étudié l'influence des paramètres microphysiques sur la dynamique d'effondrement au moyen d'une simulation numérique hydrodynamique de CCSN en symétrie sphérique, i.e. à une dimension radiale (1D). Cette approximation produit des résultats en accord avec ceux des modèles multi-dimensionnels pour la phase d'effondrement gravitationnel [62], avant la formation de l'onde de choc. La prochaine section de ce chapitre sera consacrée à la description des ingrédients de la simulation de CCSN 1D utilisée pour notre étude.

Avant de passer en revue les différents éléments de la simulation hydrodynamique [257, 13] sur laquelle nous nous basons dans ce chapitre, définissons les conditions initiales du problème traité. Nous considérons au départ un coeur sphérique de modèles de pré-supernovae non rotationnelles adapté des modèles de Woosley et Heger [258]. Les modèles de pré-supernovae fournissent les quantités nécessaires pour la simulation à savoir : les profils en densité, énergie, pression, vitesse et fraction électronique en fonction du rayon du coeur de l'étoile massive. Dans les modèles que nous considérons les vitesses sont déjà légèrement négatives (vecteurs vitesse orientés vers le centre), ainsi nous n'avons pas besoin d'initier artificiellement l'effondrement. À noter que, puisque les profils initiaux de Woosley et Heger ont été générés avec une équation d'état différente de celle utilisée pendant l'effondrement (LS [6]), ces profils doivent être recalculés au début de l'effondrement de façon cohérente avec l'équation d'état LS (par exemple, en gardant les profils de densité, Y_e et pression de [258], le profil de température doit être recalculé via l'équation d'état de LS). De plus, pour que la grille du modèle initial corresponde à celle choisie dans la simulation nous réalisons une interpolation des profils du modèle de pré-supernovae.

Pour traiter le problème d'effondrement du coeur d'étoile massive numériquement il est nécessaire de discrétiser spatialement la matière en plusieurs zones, dans notre cas le coeur comporte 300 zones sphériques. La valeur moyenne de chaque quantité physique (comme la

pression, la densité, l'énergie, la température) est supposée connue dans une cellule, ensuite la valeur de chaque quantité au sein de la cellule est interpolée via un schéma de reconstruction (interpolation linéaire avec limiteur MinMod dans notre cas). À chaque instant de la simulation, les conditions aux limites sont d'avoir une masse et une vitesse nulles au centre du coeur et une pression constante au rayon maximal, cette dernière condition étant motivée par le fait que les couches externes de l'étoile sont peu influencées par la dynamique du coeur.

Descriptions du mouvement :

Dans ce chapitre, nous évoquerons parfois des termes liés à la description eulérienne ou lagrangienne pour caractériser la dynamique de la matière. La première description signifie que l'observateur (eulérien) "regarde" le fluide s'écouler par rapport à un référentiel localement inertiel. L'observateur eulérien n'est pas nécessairement fixe dans l'espace. Avec la description lagrangienne l'observateur suit le mouvement du fluide, il est localement au repos par rapport au fluide. En mécanique non-relativiste la différence entre les observateurs des deux descriptions est la vitesse eulérienne du fluide (\mathbf{u}), ainsi la dérivée particulaire ($\frac{D\mathbf{A}}{Dt}$) décrivant la variation temporelle lagrangienne d'une grandeur physique vectorielle (\mathbf{A}) de l'écoulement s'écrit :

$$\frac{D\mathbf{A}}{Dt} = \frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} + (\mathbf{u}\cdot\nabla)\mathbf{A} , \quad (5.1)$$

$\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}$ représente la variation temporelle locale par rapport à un référentiel localement inertiel (observateur eulérien).

En mécanique relativiste l'observateur eulérien mesure la distance $dl = Xdr$ parcourue pendant le temps $d\tau_{Eul} = \alpha dt$, la vitesse qu'il mesure est alors $v = dl/d\tau_{Eul} = X\mathbf{V}/\alpha$. $X = X(r, t)$ est un facteur métrique, voir équations 5.4, $\alpha = \alpha(r, t)$ est le facteur de proportionnalité entre un intervalle de temps eulérien $d\tau_{Eul}$ et un intervalle de temps dt dans le référentiel des coordonnées associées à la base naturelle, $\mathbf{V} = dr/dt$ est la vitesse dans ce référentiel. Par ailleurs, nous noterons le facteur de Lorentz $W = d\tau_{Eul}/d\tau_{Lag} = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$ le ratio entre le temps propre d'un observateur eulérien et le temps propre d'un observateur dans le référentiel du fluide (lagrangien).

5.2.1 Hydrodynamique

La matière compressible du coeur de l'étoile est assimilée à un fluide dont l'écoulement est adiabatique pendant la phase d'effondrement, non visqueux et qui ne comprend pas de transfert thermique par conduction. L'évolution hydrodynamique d'un tel milieu est décrite par les équations d'Euler et les équations de conservation des courants (conservation des nombres baryonique et leptonique), soit, un système d'équations différentielles aux dérivées partielles. Ces équations représentent la conservation du nombre baryonique, la conservation de la quantité de mouvement $\rho \mathbf{v}$ et la conservation de l'énergie totale $\rho \mathcal{E}_{tot}$, en symétrie sphérique avec la formulation eulérienne et en mécanique non-relativiste, localement au rayon r et à l'instant t , elles s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho v)}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} &= -\frac{GM}{r^2}, \\ \frac{\partial (\rho \mathcal{E}_{tot})}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2 \left[\left(\mathcal{E}_{tot} + \frac{P}{\rho} \right) \rho v \right]}{\partial r} &= -\rho \frac{GM}{r^2} v. \end{aligned} \quad (5.2)$$

$\rho = m_u n_B$ est la masse volumique¹, v est le module de la vitesse de la matière mesurée par un observateur eulérien, P est la pression, GM/r^2 est le module de la gravité et \mathcal{E}_{tot} est l'énergie totale par volume et unité de masse, $\mathcal{E}_{tot} = v^2/2 + \mathcal{E}_i$ avec \mathcal{E}_i l'énergie interne par volume et unité de masse. Ce système est fermé par l'équation d'état qui met en relation la densité d'énergie interne en fonction d'autres variables thermodynamiques, par exemple : $f(\mathcal{E}_i, \rho, P) = 0$ (cf introduction 1). La formulation eulérienne est préférée pour les simulations numériques multidimensionnelles, en revanche, la description lagrangienne simplifie le traitement des équations de transport des neutrinos [259].

Dans le cadre de la relativité générale traitée numériquement suivant le formalisme "ADM" (Arnowitt-Deser-Misner) avec un espace-temps quadridimensionnel dans le formalisme "3+1" [260], en coordonnées "RGPS" (Radial Gauge Polar Slicing), le système des équations de conservations 5.2 peut être reformulé [135]. Avec ces coordonnées, en symétrie sphérique, la

1. Nous utiliserons dans la suite les équations hydrodynamiques dans le cadre relativiste, dans ce cas comme la masse n'est pas une quantité conservée, la masse volumique est définie par le produit d'une masse constante (ici l'unité de masse atomique unifiée m_u) avec la densité baryonique n_B (quantité conservée).

métrique² est diagonale et proche de la métrique de Schwarzschild :

$$ds^2 = -\alpha(r,t)^2 dt^2 + X(r,t)^2 dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (5.3)$$

où α et X s'expriment en fonction du potentiel de la métrique et de la masse gravitationnelle incluse $m(r,t)$, tel que :

$$\alpha(r,t) = \exp[\Phi(r,t)], \quad X(r,t) = \left[1 - \frac{2m(r,t)}{r}\right]^{-1/2}. \quad (5.4)$$

Dans ce cadre, le système d'équations de conservations 5.2 peut être reformulé [135, 13] :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{r^2 \alpha}{X} \mathbf{F}(\mathbf{U}) \right] = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (5.5)$$

où \mathbf{U} est le vecteur des quantités conservées, \mathbf{F} est le vecteur des flux des quantités conservées et \mathbf{S} est le vecteur des termes sources. Les quantités qui composent $\mathbf{U} = [D, u_2, u_3, DY_e, DY_\nu]$ sont : D la densité baryonique conservée, u_2 le moment, u_3 la densité d'énergie, DY_e la fraction électronique, DY_ν la fraction neutrinique, lesquelles sont respectivement liées aux variables physiques mesurées : la densité baryonique $\rho = m_u n_B = \frac{D}{XW}$ (m_u étant une constante la quantité évoluant est n_B), la vitesse v , l'énergie interne par unité de masse, la fraction électronique $Y_e = \frac{DY_e}{\rho XW}$, la fraction neutrinique $Y_\nu = \frac{DY_\nu}{\rho XW}$. Les expressions complètes de u_2 et u_3 sont données dans [13, 135, 261]. Le système d'équations hydrodynamiques 5.5 est complété par l'équation d'état $P = P(\rho, T, Y_e)$ et les équations de la masse gravitationnelle $m(r,t)$ et du potentiel gravitationnel $\Phi(r,t)$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial m}{\partial r} &= 4\pi r^2 (D + u_3) \\ \frac{\partial \Phi}{\partial r} &= X^2 \left[\frac{m}{r^2} + 4\pi r (P + u_2 v) \right]. \end{aligned} \quad (5.6)$$

La résolution numérique du système 5.5 peut être effectuée par la méthode des volumes finis, laquelle implique une discrétisation du plan spatio-temporel en cellules. Toutes les variables physiques sont définies aux centres de ces cellules. Le principe est d'exprimer une quantité physique y_j^n , $j = 1, 2, \dots; n = 0, 1, \dots$, placée au centre d'une cellule du plan repéré par le set de coordonnées x_j et le temps t^n , à partir de ses valeurs dans les cellules voisines, par bilan local des flux sur la cellule. En outre, il existe deux principaux types de schéma numérique

2. À présent nous utiliserons les unités $G=c=M_\odot=1$, à l'exception des termes microphysiques liés aux neutrinos qui seront exprimés en unités *cgs*

pour traiter les dérivées temporelles, l'un explicite et l'autre implicite. Le premier, consiste à exprimer la variable y_j^n au temps n , en fonction de sa valeur au temps précédent $n - 1$. Dans un schéma implicite la variable y_j^n au temps n est fonction de sa valeur au même instant n . Pour un schéma explicite le choix d'un pas temporel trop grand peut conduire à des solutions non physiques, pour éviter cela le pas est ajusté de façon à satisfaire la condition de Courant–Friedrichs–Lewy [262] ("Condition CFL" dans la figure 5.3), laquelle revient à vérifier que le pas de temps est plus petit que le temps mis par l'onde (matérielle ou acoustique) la plus rapide pour parcourir la distance entre deux cellules du plan spatial discrétisé. Les schémas implicites ne souffrent pas de ce problème de stabilité, toutefois ils peuvent nécessiter plus de ressources de calculs. Le code que nous utilisons est basé sur un schéma explicite de différence finie pour les calculs liés à la partie hydrodynamique et neutrinique³ avant piégeage et un schéma implicite pour les calculs liés à la partie neutrinique après le piégeage.

Il arrive un instant dans l'effondrement où la matière devient très peu compressible, dès lors des discontinuités dans l'écoulement de la matière apparaissent (formation d'onde(s) de choc). Afin de pouvoir traiter les ondes de choc le code de simulation numérique présenté ici utilise un schéma de volumes finis plus sophistiqué, il s'agit de la méthode de Godunov [263]. Les quantités physiques aux centres des cellules du plan spatio-temporel discrétisé, sont extrapolées linéairement [135] aux interfaces pour calculer les flux, puis les discontinuités aux interfaces sont traitées comme un problème de Riemann qui est résolu numériquement par la méthode de Roe [264] (plus de détails dans [13]).

Une fois les valeurs des quantités conservées ($D, u_2, u_3, DY_e, DY_\nu$) mises à jour, les quantités physiques observées (ρ, v, E_i, Y_e, Y_ν) doivent être déterminées pour l'itération suivante. Or pour ρ, v, E_i ceci n'est pas possible algébriquement, ces dernières sont obtenues de façon itérative via la méthode de Newton-Raphson.

Toutes les étapes expliquées ci-dessus sont faites dans les parties "Sauvegarde, Estimation explicite, Correction itérative" de la figure 5.3).

3. Dans le code utilisé ici, l'approximation faite sur le transport des neutrinos avant piégeage permet d'appliquer un schéma explicite, lequel est plus simple à mettre en place qu'un schéma implicite.

5.2.2 Capture électronique et traitement des neutrinos

Les équations de conservation de la fraction électronique et de la fraction de neutrinos sont de la même forme que 5.5, respectivement :

$$\begin{aligned}\frac{\partial (DY_e)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\alpha}{X} r^2 v DY_e \right] &= R_{Y_e} , \\ \frac{\partial (DY_\nu)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\alpha}{X} r^2 v DY_\nu \right] &= R_{Y_\nu} ,\end{aligned}\tag{5.7}$$

où R_{Y_e} et R_{Y_ν} sont les variations de la fraction électronique et de la fraction de neutrinos dues aux réactions de captures électroniques (autres sources de changement du nombre d'électrons/neutrinos négligées) dans le référentiel des coordonnées associées à la base naturelle. Ces quantités peuvent être déterminées algébriquement après la résolution itérative de ρ , E_i et v , étape "Calcul : termes S(U) neutrinos" dans le logigramme 5.3, elles s'expriment en fonction des grandeurs physiques du repère du fluide (i.e. observateur lagrangien, repérées par "0") tel que :

$$R_{Y_e} = \frac{\alpha}{W} DR_{Y_e}^0 \tag{5.8}$$

$$R_{Y_\nu}(w) = \frac{\alpha}{W} DR_{Y_\nu}^0(w) - \alpha X \mathcal{K}_\nu(w) , \tag{5.9}$$

où w est l'énergie des neutrinos et le second terme à droite de l'égalité 5.9 $\mathcal{K}_\nu(w)$ rend compte des modifications de la distribution des énergies des neutrinos dues à la compression/dilatation de la matière, celui-ci est nul avant le piégeage des neutrinos. La conservation du nombre leptonique pour chaque réaction nucléaire impose que la variation temporelle de la fraction électronique peut être déduite en intégrant le nombre de neutrinos électroniques (les réactions associées aux anti-neutrinos sont négligées dans notre cas) émis (absorbés) lors du processus de capture électronique (ou du processus inverse). Ainsi, d'après [52] :

$$R_{Y_e}^0 = \frac{dY_e}{dt} = - \int_0^\infty R_{Y_\nu}^0(w) dw , \tag{5.10}$$

$$R_{Y_e}^0 = - \frac{1}{N_A \rho} \frac{4\pi c}{(2\pi \hbar c)^3} \int_0^\infty w^2 \left\{ j(w)[1 - f(w)] - \frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} f(w) \right\} dw , \tag{5.11}$$

où $f(w) := f(r, t, w)$ est la fonction de distribution⁴ des neutrinos d'énergie w à l'instant t et à la position r et N_A est le nombre d'Avogadro. D'autre part, $j(w)$ et $\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)}$, sont respectivement

4. Généralement la fonction de distribution des neutrinos est une fonction de sept variables : t , six variables d'espace de phase. En symétrie sphérique, le nombre de variables est réduit à quatre : t, r, w et un angle. L'intégration sur ce dernier est déjà faite dans l'expression présentée.

les termes d'émission et d'absorption des neutrinos [52, 13]. L'équation d'état LS étant basée sur l'approximation du noyau moyen, les termes $j(w)$ et $1/\lambda^{(a)}(w)$ correspondent à la somme des contributions des protons du gaz, indiquée " j_p ", et des protons du noyau moyen, indiquée " $\langle A, Z \rangle$ " :

$$j(w) = j_{fp}(w) + j_{\langle A, Z \rangle}(w) , \quad (5.12)$$

$$\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} = \left(\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right)_{fp} + \left(\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right)_{\langle A, Z \rangle} , \quad (5.13)$$

d'après [52, 13, 100] :

$$j_{fp}(w) = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^4 \pi} |V_{ud}|^2 \eta_{pn} (g_V^2 + 3g_A^2) (w + Q)^2 f_e(w + Q) \times \left(1 - \frac{(m_e c^2)^2}{(w + Q)^2} \right)^{1/2} , \quad (5.14)$$

$$\left(\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right)_{fp} = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^4 \pi} |V_{ud}|^2 \eta_{mp} (g_V^2 + 3g_A^2) (w + Q)^2 [1 - f_e(w + Q)] \times \left(1 - \frac{(m_e c^2)^2}{(w + Q)^2} \right)^{1/2} , \quad (5.15)$$

et

$$j_{\langle A, Z \rangle}(w) = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^4 \pi} |V_{ud}|^2 n_A M_T g_A^2 (w + Q')^2 f_e(w + Q') \times \left(1 - \frac{(m_e c^2)^2}{(w + Q')^2} \right)^{1/2} , \quad (5.16)$$

$$\left(\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right)_{\langle A, Z \rangle} = \frac{G_F^2}{(\hbar c)^4 \pi} |V_{ud}|^2 n_A e^{(\mu_n - \mu_p - Q')/k_B T} M_T g_A^2 (w + Q')^2 [1 - f_e(w + Q')] \times \left(1 - \frac{(m_e c^2)^2}{(w + Q')^2} \right)^{1/2} . \quad (5.17)$$

G_F est la constante de couplage de Fermi, $\frac{G_F^2}{(\hbar c)^4 \pi} = 1.687 \times 10^{-18} \text{ fm}^{-1}$, $V_{ud} = 0.97$ est le terme "up-down" de la matrice Cabibbo–Kobayashi–Maskawa, $g_A = 1.23$ et $g_V = 1$ sont respectivement les constantes de couplages axial et vectoriel de l'interaction électro-faible. L'abondance du noyau moyen ($\langle A \rangle$, $\langle Z \rangle$) est calculée selon : $n_A = \frac{n_B X_H}{\langle A \rangle}$, où X_H est la fraction de noyau dans le système. $Q = 1.293 \text{ MeV}$ est la différence de masse neutron-proton $Q' = M(Z - 1, A) - M(Z, A) + \Delta \approx \mu_n - \mu_p + \Delta$, où Δ est l'énergie d'excitation du noyau final, approximée par une constante fixée à une valeur moyenne des énergies d'excitations des noyaux, $\Delta = 3.0 \text{ MeV}$ dans le cas des calculs de taux paramétrés à la Bruenn et $\Delta = 2.5$

MeV dans la paramétrisation de LMP. Cette dernière valeur est obtenue par ajustement de l'expression du taux de capture électronique de LMP [96] donnée en introduction (équation 24) sur des taux de captures électroniques obtenus via des modèles microscopiques. La formule de LMP est calculée en réalisant l'intégrale sur les énergies des neutrinos w de l'expression de $-R_{Y_e}^0$ en suivant la méthode présentée dans [97]. La Q-valeur de la réaction de capture électronique, définie comme la différence de la masse du noyau final moins la masse du noyau initial (plus l'énergie d'excitation du noyau final si il est dans un état excité) est déterminée comme tel dans le cas de notre formalisme NSE ou avec la différence des potentiels chimiques, dans le cadre de l'approximation du noyau moyen, car le nombre de nucléons dans ce noyau n'est pas nécessairement entier. Le terme η_{np} (η_{pn}), cf équation (C14) dans [52], est un facteur proportionnel à la densité de protons/neutrons qui tient compte de l'état final du proton (neutron) considérant le principe d'exclusion de Pauli. Par ailleurs, M_T est l'élément de matrice de transition du type Gamow-Teller (GT), dans le cadre du formalisme de Bruenn [52], celui-ci vaut $M_T = \frac{2}{7}N_p N_h$, avec :

$$N_p(Z) = \begin{cases} 0 & Z \leq 20 \\ Z - 20 & 20 < Z \leq 28 \\ 8 & Z > 28 \end{cases} \quad N_h(N) = \begin{cases} 6 & N \leq 34 \\ 40 - N & 34 < N \leq 40 \\ 0 & Z > 40 . \end{cases} \quad (5.18)$$

Dans le cadre du formalisme LMP [100, 96] $M_T = \frac{B}{(g_A/g_V)^2}$, avec $B = 4.6$ l'élément de matrice de transition du type Gamow-Teller (GT) défini dans [96] et où le rapport g_A/g_V tient compte de la réduction de la force des transitions GT observées [100, 265]. Par ailleurs, en comparant les relations 24 avec 5.11 et 5.16 nous pouvons identifier la constant $K = \frac{2\pi^3(\ln 2)\hbar^7}{G_F^2 V_{ud}^2 g_V^2 m_e^5 c^4} = 6164 \pm 6$ [100, 96] dans l'expression 24.

Compte tenu de l'hypothèse de schéma de fuite, l'absorption des neutrinos est négligée avant formation de l'équilibre β et après équilibre les termes d'émission et d'absorption se compensent :

$$j(w)[1 - f^{eq}(w)] - \frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} f^{eq}(w) = 0 , \quad (5.19)$$

$$j(w) = \left(j(w) + \frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right) f^{eq}(w) , \quad (5.20)$$

ce qui permet de réécrire 5.11 comme :

$$R_{Y_e}^0 = -\frac{1}{N_{A\rho}} \frac{4\pi c}{(2\pi\hbar c)^3} \int_0^\infty w^2 \left(j(w) + \frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} \right) [f^{eq}(w) - f(w)] dw, \quad (5.21)$$

avec f^{eq} la fonction de distribution de Fermi des neutrinos à l'équilibre β . Le potentiel chimique des neutrinos valant $\mu_\nu^{eq} = \mu_p + \mu_e - \mu_n$. En outre, avant que le coeur de l'étoile en effondrement n'atteigne des densités relativement grandes ($\lesssim 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$) les neutrinos s'échappent du coeur, ainsi seul le terme d'émission est considéré avant le piégeage des neutrinos [13]. Dans ce cas nous prenons $\frac{1}{\lambda^{(a)}(w)} = 0$ et $\mu_\nu = 0$ dans l'équation 5.21. Il s'agit de l'approximation dite de "schéma de fuite", les neutrinos sont émis librement sans diffuser, i.e. l'équation de transport n'est pas résolue, tout pendant que la densité du milieu reste plus petite qu'une densité de piégeage fixée ρ_{tr} . À noter que si la diffusion des neutrinos est traitée via une équation de transport, le piégeage survient autocohéremment. Différentes prescriptions de ρ_{tr} sont disponibles, voir par exemple [266, 267], par ailleurs, les résultats de simulations incluant un transport de neutrinos [48, 132, 259] semblent indiquer que le piégeage des neutrinos survient pour $1.10^{11} \text{g.cm}^{-3} \lesssim \rho_{tr} \lesssim 3.10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. Nous allons étudier l'impact de ce paramètre sur la dynamique d'effondrement et la composition du coeur dans la dernière partie de ce chapitre 5.4.1. D'autre part, d'un point de vue pratique l'approximation du schéma de fuite permet de traiter les équations 5.8 et 5.9 avec un schéma explicite, si $f \neq 1$ cette fonction de distribution apparaît dans les variations des fractions leptoniques ainsi que dans le terme à droite de l'égalité, ce qui requiert une résolution de 5.8 et 5.9 par schéma implicite, de fait cela est fait après le piégeage des neutrinos.

Compte tenu du fait que dans le code utilisé le transport des neutrinos soit simplifié avec l'approximation du schéma de fuite, nous ne pouvons pas étudier de façon réaliste l'évolution du flux de neutrinos. De fait, puisqu'il peut y avoir des oscillations de densité dans les zones centrales, les neutrinos se trouvent alors soudainement tous piégés ou tous émis, ce qui se traduit par des discontinuités dans le flux. Les quantités globales telles que l'énergie totale libérée par les neutrinos, l'évolution de leur énergie moyenne et les distributions d'énergies libérées, présentent moins de discontinuités que les flux eux-même et peuvent être comparées aux résultats de simulations présentant des schémas de transport plus sophistiqués. Toutefois, avec l'approximation de transport faite dans notre cas la perte en neutrinos et donc l'énergie émise sont surestimées à l'approche du rebond.

Nous exprimons alors le nombre de neutrinos émis à l'instant t dans le repère du fluide depuis

une zone " i " de la grille numérique de volume $\alpha X V_i$ et densité ρ_i comme : $N_\nu^{i,0} = -R_{Y_e}^{i,0} \rho_i \alpha X V_i$, où $R_{Y_e}^{i,0} = R_{Y_e}^0$ équation 5.21. L'énergie totale libérée par les neutrinos émis depuis la zone " i " vaut : $E_\nu^{i,0} = \int_0^\infty w N_\nu^i dw$, soit dans le cadre de l'approximation de schéma de fuite :

$$E_\nu^{i,0} = \frac{\alpha X V_i}{N_A} \frac{4\pi c}{(2\pi \hbar c)^3} \int_0^\infty w^3 j(w) dw . \quad (5.22)$$

Nous écrivons l'énergie moyenne emportée par les neutrinos émis depuis la zone i comme le rapport de l'énergie totale $E_\nu^{i,0}$ sur le nombre de neutrinos $N_\nu^{i,0}$:

$$\langle E_\nu^{i,0} \rangle = \frac{E_\nu^{i,0}}{N_\nu^i} = \frac{\int_0^\infty w^3 j(w) dw}{\int_0^\infty w^2 j(w) dw} . \quad (5.23)$$

L'énergie totale des neutrinos émis depuis le coeur de la supernova en effondrement est la somme des énergies libérées par les neutrinos depuis chaque zone extérieure à la neutrinosphère. Cette dernière est définie [52] comme étant la limite séparant le milieu où les neutrinos peuvent être considérés piégés et le milieu où ils sont considérés libres. Dans notre cas où la simulation utilisée ne traite pas le transport des neutrinos la position de la neutrinosphère est définie par la densité de piégeage. Nous calculons l'énergie totale libérée mesurée par un observateur au repos dans le référentiel du laboratoire avec :

$$E_\nu^{tot} = \alpha^2 (1+v) X W \sum_i^N E_\nu^{i,0} , \quad (5.24)$$

où N correspond au nombre de zones pour lesquelles la densité est inférieure à la densité de piégeage des neutrinos et $\alpha W (1+v)$ est le terme pour tenir compte du décalage Doppler de l'énergie des neutrinos dû à la vitesse de la source émettrice. Le nombre total de neutrinos émis depuis ces zones correspond à $N_\nu^{tot} = \sum_i^N N_\nu^{i,0}$ et ainsi l'énergie moyenne des neutrinos mesurée par un observateur au repos dans le référentiel du laboratoire vaut :

$$\langle E_\nu \rangle = \frac{E_\nu^{tot}}{N_\nu^{tot}} . \quad (5.25)$$

L'équation d'état (EoS) originelle de la simulation numérique utilisée [13] est celle de Lattimer et Swesty (LS) [6] déjà introduite (cf introduction 1) et à partir de laquelle nous avons développé notre formalisme d'équilibre statistique nucléaire (cf chapitre 1). Notre traitement perturbatif est fait de sorte que nous ne modifions pas les quantités liées aux gaz de protons, cela implique que seuls les termes d'émission et d'absorption relatifs aux protons des noyaux

doivent être redéfinis :

$$j_{\langle A,Z \rangle}(w) \rightarrow j_{NSE}(w) = \sum_{A,Z} j(A, Z, w) , \quad (5.26)$$

$$\left(1/\lambda^{(a)}(w)\right)_{\langle A,Z \rangle} \rightarrow \left(1/\lambda^{(a)}(w)\right)_{NSE} = \sum_{A,Z} \left(\frac{1}{\lambda^{(a)}(A, Z, w)}\right) , \quad (5.27)$$

où $j(A, Z, w)$ et $\frac{1}{\lambda^{(a)}(A, Z, w)}$ sont les expressions 5.16 et 5.17 dans lesquelles $n_A = \frac{p(A, Z)}{V(A, Z)}$, avec $p(A, Z)$ la probabilité normalisée 1.27 et $V(A, Z)$ le volume de la cellule WS contenant le noyau (A, Z) . D'autre part, la Q-valeur de la réaction de capture électronique étant physiquement bien définie et se calculant par la différence de masse entre le noyau final et initial, c'est de cette façon que nous la calculons dans notre implémentation NSE. Cependant, dans le code originel [13] utilisant l'EoS LS (SNA) et la prescription de Bruenn pour la CE, cette Q-valeur est approximée avec la différence des potentiels chimiques neutron et proton.

Pour résumer les principales étapes de calculs effectués par le code numérique nous présentons un logigramme du code, figure 5.3. Notons que par rapport au code originel [13] nous avons ajouté une étape (cadre rouge : "Implémentation") dans laquelle sont calculés l'ensemble statistique de noyaux et les Q-valeurs de réaction de capture électronique associées à chaque noyau. Si le modèle de masse employé est tabulé, les Q-valeurs sont calculées une seule fois au cours de l'initialisation, si la distribution est déterminée à partir du modèle LDM_{LS} alors les Q-valeurs sont calculées avec la différence des termes d'énergie libre des noyaux final et initial ($G_{LS}^0(final) - G_{LS}^0(initial)$), équation 1.38.

Dans la prochaine section de ce chapitre nous apporterons plus de détails sur l'implémentation de notre nouveau formalisme d'équilibre statistique nucléaire ([125] et chapitre 1) basé sur l'EoS LS dans cette simulation numérique hydrodynamique de CCSN 1D.

5.3 Implémentation et optimisation du traitement NSE dans le code de CCSN.

Afin d'étudier les effets des paramètres microphysiques sur la composition du coeur d'étoiles massives en effondrement et sa dynamique, nous avons implémenté notre formalisme déterminant la distribution statistique des noyaux [125] (cf 1, à partir de l'équation d'état LS) dans la simulation numérique hydrodynamique introduite précédemment (5.2, [257, 13]),

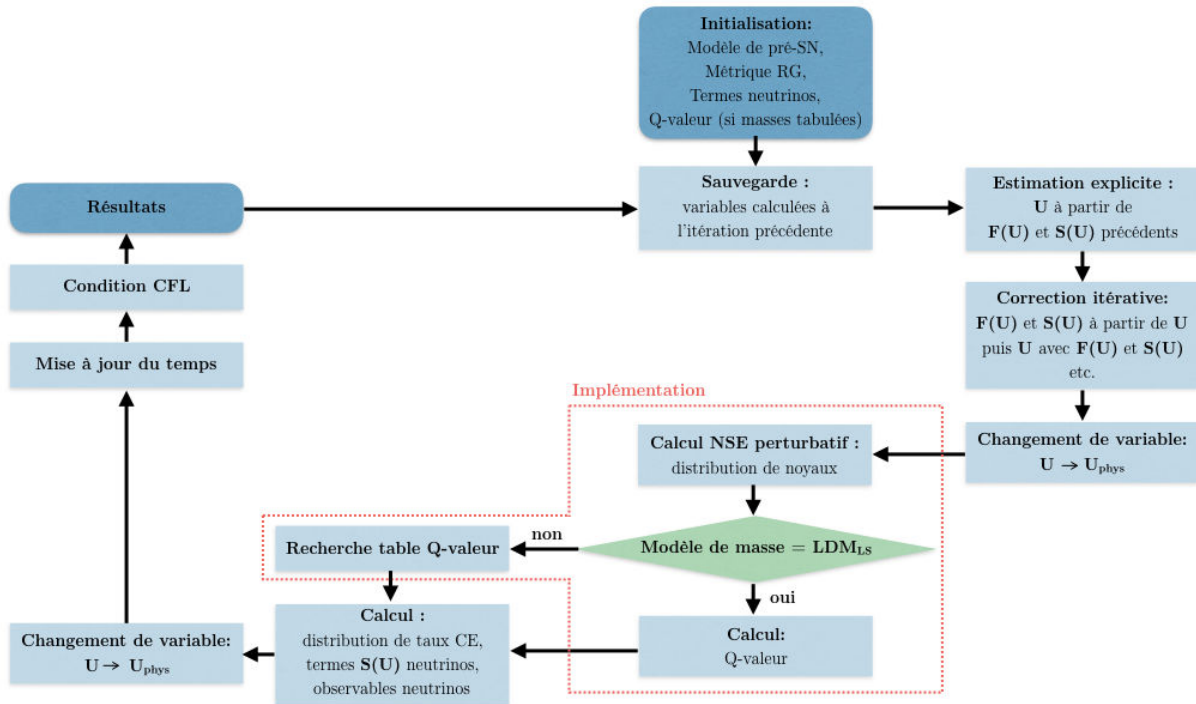


FIGURE 5.3: Logigramme du code de simulation hydrodynamique utilisé. La partie encadrée par des pointillés rouges correspond aux modifications liées à l'implémentation de modèle NSE perturbatif, celles-ci ont lieu avant le calcul des termes liés aux neutrinos, équations 5.8, 5.9 et 5.24, 5.25. Les changements des variables conservées en variables du repère propre sont symbolisés par : $\mathbf{U} \rightarrow \mathbf{U}_{\text{phys}}$.

le logigramme 5.3 situe les étapes de calculs concernées par notre implémentation. Comme nous déduisons la distribution statistique des noyaux de façon perturbative, les grandeurs thermodynamiques utilisées dans la simulation numérique sont celles de l'EoS LS originelle, nous calculons la distribution une seule fois par pas de temps numérique avant d'effectuer le calcul des termes d'émission et d'absorption des neutrinos (équations 5.13, 5.27). Malgré cela, les calculs de la distribution et des taux de captures associés, nécessitent des temps non négligeables par rapport au reste des calculs hydrodynamiques de la simulation. Par exemple, le code originel sans notre modèle NSE perturbatif met ≈ 20 minutes à simuler l'effondrement jusqu'au rebond sur un ordinateur portable pris comme référence, tandis que ce même code couplé à notre routine de calcul de distribution sans optimisation [125] atteint le rebond en ≈ 40 heures. De fait, il semblait important d'optimiser notre algorithme de calcul de la distribution afin de réaliser plus efficacement notre étude systématique de l'impact des

ingrédients microphysiques sur la dynamique d'effondrement.

D'un point de vue technique, notre routine qui calcule les probabilités associées à chaque noyau (A, Z) en fonction des quantités thermodynamiques du milieu (T, Y_e, ρ) est composée de deux double boucles, une sur A puis une autre sur Z . La première calcule la probabilité de chaque noyau suivant leurs nombres de protons Z et de nucléons A , la deuxième double boucle réalise la normalisation. Les intervalles $[A_{\min}(Z); A_{\max}(Z)]$ et $[Z_{\min}; Z_{\max}]$ sont définis par les limites de la table de masse considérée (HFB-24 : 8392 noyaux, DZ10 : 9311 noyaux, LDM_{LS} limites identiques à celles du modèle DZ10). Une façon de gagner du temps de calcul est de réduire les intervalles de façon à réaliser les doubles boucles uniquement pour les noyaux les plus probables. Afin d'estimer les noyaux les plus probables au pas de temps t_i , $i = 0, \dots, \infty$, nous utilisons la distribution au temps précédent t_{i-1} , nous pouvons faire cela car les distributions entre deux pas de temps successifs sont relativement semblables. En partant de ce principe, nous appliquons deux méthodes différentes suivant les boucles Z ou A car les distributions peuvent être multimodales. Dans le chapitre 1 nous avons remarqué que la multimodalité correspond aux fermetures de couches, notamment 28,50,82,126, par ailleurs compte tenu du fait que la fraction protonique (i.e. électronique) du milieu est inférieure à 0.5 (noyaux riches en neutrons) pour un Z fixé la distribution a un seul maximum, tandis que pour A fixé il peut y avoir plusieurs maxima, voir par exemple la figure 5.5.

5.3.1 Optimisation de la boucle Z

À la première itération temporelle (t_0) du code de simulation notre routine de modèle NSE perturbatif détermine les probabilités de tous les noyaux de la table du modèle de masse considéré, i.e. sans limitations sur les l'intervalles A et Z . Dès lors, l'élément le plus probable pour chaque A est connu ($Z_{\text{mp}}(A)$). Au temps suivant (t_1) la boucle Z commence depuis $Z_{\text{mp}}(A)$ et calcule les probabilités en allant vers les Z croissants jusqu'à un Z maximum ($Z_{\text{max}}^{\text{cut}}(A)$) défini par un critère en probabilité, puis recommence l'opération dans le sens décroissant en partant de $Z_{\text{mp}}(A) - 1$ jusqu'à un Z minimum ($Z_{\text{min}}^{\text{cut}}(A)$) établi par le même critère. Le même principe est appliqué pour déterminer les limites $Z_{\text{min}}^{\text{cut}}(A)$, $Z_{\text{max}}^{\text{cut}}(A)$ au temps

suivant, nous pouvons synthétiser le cas général de la façon suivante :

$$\begin{aligned} Z_{mp}(A) &\xrightarrow{Z\uparrow} Z_{max}^{cut}(A) \text{ tel que } p(A, Z_{max}^{cut}(A), t_i) \geq p_{cut}(t_{i-1}) , \\ Z_{mp}(A) - 1 &\xrightarrow{Z\downarrow} Z_{min}^{cut}(A) \text{ tel que } p(A, Z_{min}^{cut}(A), t_i) \geq p_{cut}(t_{i-1}) , \end{aligned}$$

avec,

$$p_{cut}(t_{i-1}) = \frac{p(A_{mp}, Z_{mp}(A), t_{i-1})}{R_{cut}} , \quad (5.28)$$

où R_{cut} est le facteur de proportionnalité entre la probabilité seuil p_{cut} et la probabilité maximale de la distribution $p(A_{mp}, Z_{mp}(A))$. t_i est associé au pas de temps en cours et t_{i-1} au pas de temps précédant. R_{cut} est fixé pour toute la simulation, de sorte que la probabilité seuil soit toujours la même relativement à la probabilité maximale. Nous discuterons du choix de la valeur de R_{cut} dans le paragraphe suivant 5.3.3. La figure de droite 5.5 présente un exemple de distributions de probabilités suivant Z pour $A = A_{mp}$, obtenues avec le modèle de masse HFB-24 [117], elle nous permet de visualiser l'effet de différents R_{cut} . Suivant Z pour une valeur de A fixée la distribution a un seul mode, la réduction de l'intervalle Z est bien réalisée quelle que soit la valeur du seuil. En outre, la figure 5.4 montre un exemple d'évolution des limites $Z_{min}^{cut}(A_{mp})$, $Z_{max}^{cut}(A_{mp})$ obtenues en fonction de la densité centrale du coeur de l'étoile issue d'une trajectoire pré-calculée (identique à celle utilisée dans la section 1.2, figure 1.1), pour différents R_{cut} . Premièrement, même avec un seuil bas, i.e. R_{cut} grand, l'intervalle est très réduit par rapport à l'intervalle brut, ce qui montre l'efficacité de notre méthode d'optimisation de la boucle Z . Cependant, pour une réduction trop forte (par exemple $R_{cut} = 10^3$) il est possible de dévier l'évolution de la distribution. Cela vient implicitement de l'optimisation sur la boucle A , où l'on effectue une réduction d'intervalle de distributions multimodales.

5.3.2 Optimisation de la boucle A

La projection de la distribution des probabilités $p(A, Z)$ suivant A , figure de gauche 5.5, montre un profil multimodale contrairement à la projection suivant Z . La méthode utilisée pour réduire l'intervalle Z est difficilement applicable dans ce cas. En effet, si les probabilités des noyaux constituant les "cols" de la distribution projetée sont inférieures à la valeur p_{cut} , il est possible de couper le ou les modes secondaires de la distribution. Pour éviter cela nous

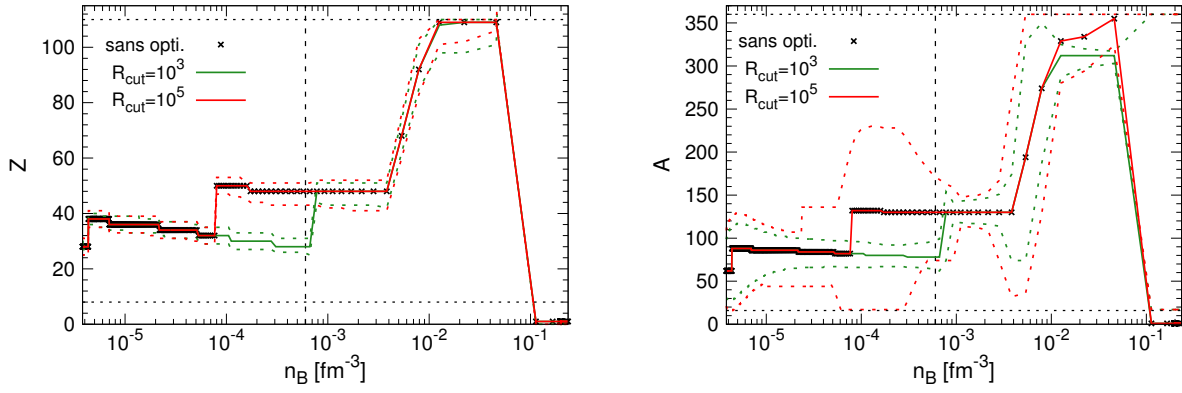


FIGURE 5.4: Évolution des noyaux les plus probables de la distribution correspondant au modèle HFB-24, suivant la densité numérique d'une trajectoire définie, figure 1.1, jusqu'au rebond. Sur la figure de gauche (droite) le trait plein rouge représente l'évolution de Z pour le A le plus probable $Z_{mp}(A_{mp})$ (du A le plus probable, A_{mp}), pour le paramètre d'optimisation $R_{cut} = 10^5$, les traits pointillés rouges correspondent aux limites $Z_{min}^{cut}(A_{mp})$, $Z_{max}^{cut}(A_{mp})$ (gauche) et A_{min} , A_{max} (droite). De façon analogue les traits verts sont associés à une réduction des intervalles A, Z plus drastique, $R_{cut} = 10^3$. Les points noirs montrent l'évolution de $Z_{mp}(A_{mp})$ et A_{mp} obtenus sans optimisation. Le trait vertical pointillé noir situe la densité de piégeage des neutrinos.

déterminons l'intervalle réduit $[A_{min}^{cut}; A_{max}^{cut}]$ à partir d'une autre méthode faisant intervenir le noyau moyen $(\langle A \rangle, \langle Z \rangle)_{t_{i-1}}$ et de l'écart type de la distribution $\sigma(t_{i-1})$ à l'itération temporelle précédente :

$$\langle A \rangle_{t_{i-1}} - (K\sigma)_{t_{i-1}} = A_{min}^{cut} \leq A \leq A_{max}^{cut} = \langle A \rangle_{t_{i-1}} + (K\sigma)_{t_{i-1}} ,$$

avec,

$$\sigma_{t_{i-1}} = \sqrt{\langle A^2 \rangle_{t_{i-1}} - \langle A \rangle_{t_{i-1}}^2} , \quad (5.29)$$

$$K_{t_{i-1}} \approx \sqrt{2 \ln(R_{cut})} . \quad (5.30)$$

$K_{t_{i-1}}$ est un facteur correcteur (calculs détaillés en annexe A) qui permet d'appliquer un seuil inférieur ou égal au seuil en probabilité défini pour la réduction de l'intervalle Z , et ce, en principe, quelle que soit la forme de la distribution. Cependant, nous avons remarqué que lorsque nous utilisons un modèle de masse incluant des effets de couches, en fin de l'effondrement quand les variations de conditions thermodynamiques sont rapides, certains noyaux situés autour des nombres magiques et au-dehors de l'intervalle réduit peuvent avoir des probabilités au-dessus du seuil relatif. Afin de ne pas omettre ces noyaux, nous calculons les probabilités des noyaux doublement magiques riches en neutrons les plus proches de

A_{min}^{cut} et A_{max}^{cut} , i.e. noyaux les plus probables des modes les plus proches des limites réduites. Lorsque les probabilités de ces noyaux doublement magiques sont supérieures au seuil relatif, l'intervalle réduit est étendu. De cette façon nous nous assurons d'inclure le prochain mode correspondant. La figure de gauche 5.5 nous permet de visualiser la réduction de l'intervalle obtenu avec les différents seuils. Nous constatons qu'avec un seuil trop bas (par exemple $R_{cut} = 10^3$) un mode sur deux peut être omis, ce qui a des conséquences sur l'évolution de la distribution. En effet, sur la figure droite 5.4 nous remarquons qu'un R_{cut} trop petit retarde l'apparition des modes car $\sigma_{t_{i-1}}$ est faible étant donné le seuil en probabilité élevé imposé par un R_{cut} petit. Cela peut engendrer des biais dans l'étude systématique des effets des ingrédients microscopiques. Le prochain paragraphe est consacré au choix de R_{cut} , le paramètre permettant de définir le seuil relatif.

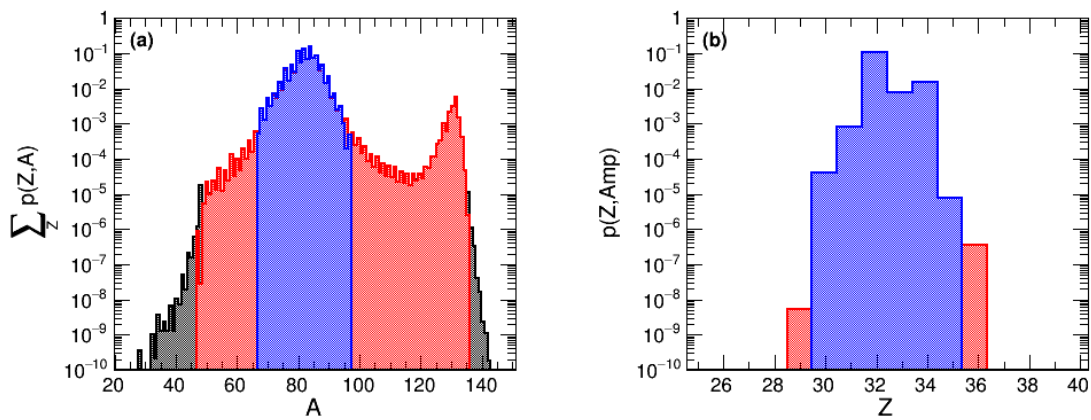


FIGURE 5.5: Profils de probabilités $p(Z, A)$ obtenus avec le modèle HFB-24 au point $n_B = 4.8 \times 10^{-5} fm^{-3}$ d'une trajectoire définie, figure 1.1. (a) projection de la distribution $p(Z, A)$ suivant A , (b) distribution $p(Z, A_{mp})$. En bleu les profils correspondants à $R_{cut} = 10^3$, en rouge à $R_{cut} = 10^5$ et en noir sans optimisation.

5.3.3 Choix de la probabilité seuil

Pour réduire les deux intervalles A et Z nous avons besoin de définir R_{cut} (équations 5.28, 5.30). Cependant le choix de cette constante est délicat car, d'une part un R_{cut} trop petit peut conduire à mal interpréter les résultats et, d'autre part, parce qu'une valeur trop grande rendrait l'optimisation inefficace. Pour quantifier ces deux critères nous avons d'abord tracé la variation relative du taux de capture électronique déterminé en appliquant des facteurs R_{cut} plus ou moins grands par rapport au taux de capture sans réduction de l'intervalle, figure gauche 5.6, en fonction de la densité d'une trajectoire pré-calculée, figure 1.1, jusqu'à la densité de piégeage $10^{12} g.cm^{-3}$ soit $6.02 \times 10^{-4} fm^{-3}$. Nous observons que plus la réduction

de l'intervalle est drastique, i.e. plus R_{cut} est petit, et plus l'erreur relative sur le taux de capture est importante, ce qui est compréhensible car plus la réduction de l'intervalle est forte plus il manque des noyaux importants pour la capture électronique. D'autre part, la variation relative peut soudainement baisser puis remonter, cela est dû au fait que l'intervalle est augmenté car les probabilités des noyaux magiques les plus proches des limites de l'intervalle sont supérieures au seuil relatif de l'optimisation (cf 5.3.2). Nous remarquons également qu'en fin d'effondrement autour de $n_B \approx 5 \times 10^{-5} \text{fm}^{-3}$ l'erreur relative augmente rapidement, cette variation est située autour d'une transition de mode principal (cf figure 5.4), cela semble cohérent avec le fait que pour $R_{cut} = 10^3$ seulement un mode de la distribution est considéré (figure 5.5). Nous choisissons une valeur de R_{cut} pour laquelle l'erreur relative reste globalement au moins inférieure à 10^{-3} , soit $R_{cut} \geq 10^5$. Dans le but de majorer la valeur de R_{cut} nous avons tracé le rapport entre le nombre d'ions de la distribution réduite et le nombre d'ions de la distribution complète, en fonction du pas de temps de la trajectoire pré-calculée, figure droite 5.6. Il est plus pertinent de tracer cette quantité en fonction du nombre d'itération car cela nous permet de mieux évaluer le temps de calcul gagné par rapport à l'algorithme sans optimisation. Il apparaît que le gain sur le nombre de noyaux considérés est de l'ordre de 95% pour $R_{cut} \geq 10^5$ sur les 3/4 du temps, puis sur la fin de la trajectoire comme la distribution s'élargit fortement en raison de l'augmentation de la densité et de la température le nombre de noyaux à considérer devient plus important. Pour $R_{cut} = 10^3$ nous remarquons que le nombre de noyaux considérés reste très bas quasiment tout le long de la trajectoire, en raison du seuil relatif imposé trop bas qui conduit à ne considérer qu'un seul mode de la distribution de noyaux. À noter que sur cette figure de gauche 5.6 le trait pointillé vertical indique l'itération où la piégeage des neutrinos a lieu, équivalent à la fin du graphique de droite 5.6. Nous avons choisi la valeur $R_{cut} = 10^5$ car cela semble être un bon compromis entre rester conservatif et optimiser le temps de calcul.

Finalement, notre travail d'optimisation de la routine permettant de calculer la distribution statistique de noyaux, [125] dans une simulation numérique de supernovae à effondrement de coeur [257, 13], permet de réduire le temps de calcul d'un facteur ≈ 16 (sur une machine référence, sans optimisation : ≈ 40 heures, avec optimisation : ≈ 2 heures 30 mins). Dès lors, cela nous a donné l'occasion de réaliser un certain nombre de comparaisons nous permettant d'étudier les effets des paramètres microphysiques sur la composition du coeur et sa dynamique d'effondrement, les résultats obtenus sont présentés dans la prochaine section.

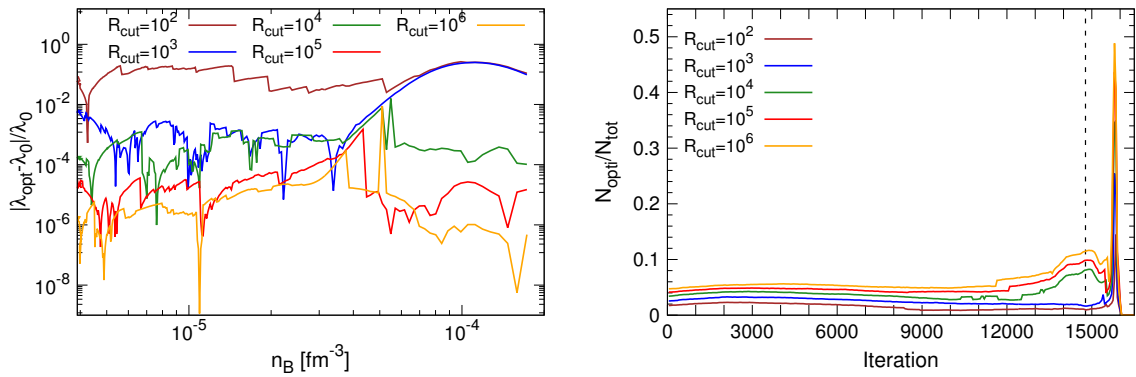


FIGURE 5.6: La figure de gauche montre l'évolution de l'écart relatif entre le taux de capture total (noyaux+gaz) sans optimisation et celui obtenu après une optimisation plus ou moins importante ($R_{\text{cut}} = 10^3$ à $R_{\text{cut}} = 10^5$), calculés via la prescription de Langanke [96] et utilisant le modèle HFB-24, en fonction de la densité numérique d'une trajectoire définie, figure 1.1. La figure de droite montre l'évolution du ratio du nombre de noyaux considérés dans le calcul du taux de capture électronique avec optimisation ($R_{\text{cut}} = 10^3$ à $R_{\text{cut}} = 10^5$) sur le nombre de noyaux total de la table de masse du modèle HFB-24, en fonction de l'itération (temps) de la simulation. Sur la figure de droite le trait vertical pointillé noir situe la densité de piégeage des neutrinos.

5.4 Résultats.

La distribution statistique de noyaux implémentée dans la simulation hydrodynamique de supernovae à effondrement de coeur a pour effet de modifier les taux de captures électroniques des noyaux, ce qui change la fraction électronique Y_e , un paramètre initial de l'équation d'état, et donc potentiellement les grandeurs thermodynamiques résultantes. Par voie de conséquence la dynamique d'effondrement peut être modifiée. Toutefois d'après la loi de Mazurek [268] il est attendu que les variations des quantités microphysiques soient atténuées par des rétroactions entre l'équation d'état, les réactions électrofaibles, le transport des neutrinos et l'hydrodynamique ; la dynamique d'effondrement serait alors peu influencée par les variations des quantités microphysiques. Dans l'étude qui suit nous allons apporter quelques éléments qui montrent l'impact de certains paramètres microphysiques. Nous étudierons l'effet sur la composition et la trajectoire d'effondrement de CCSN des éléments suivants : le modèle de masse, le modèle d'équation d'état NSE plutôt que SNA, le modèle de capture électronique, la densité de piégeage. À noter que les résultats obtenus dans cette section, à partir d'une trajectoire auto-cohérente, peuvent être différents de ceux présentés dans le chapitre 1, lesquels sont obtenus à partir d'une trajectoire pré-calculée.

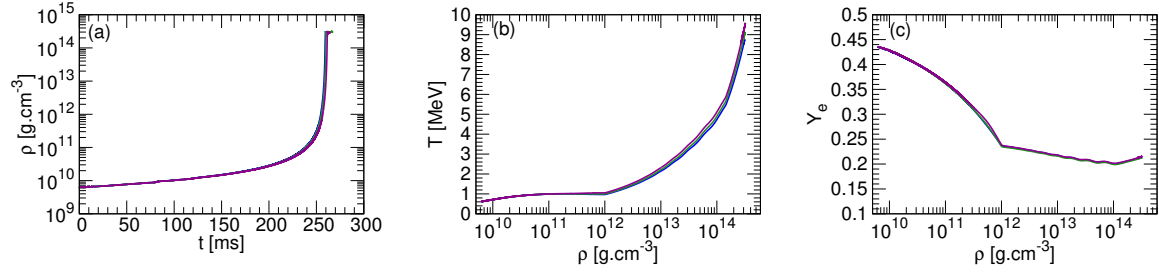


FIGURE 5.7: Évolution des paramètres thermodynamiques (ρ , Y_e , T) au cours de l'effondrement, résultant des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer la distribution (NSE) des masses des modèles LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta). Suivant la formulation LMP [96] pour le calcul des taux de capture électronique, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

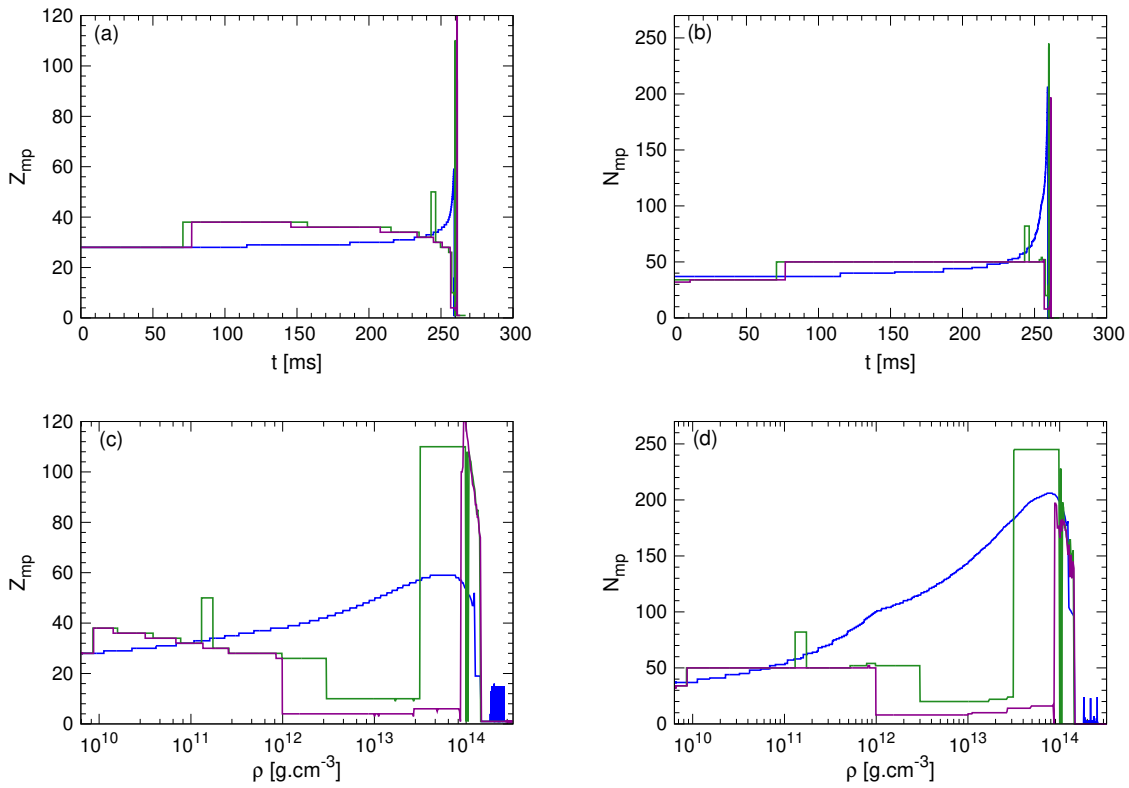


FIGURE 5.8: Évolution du noyau le plus probable (Z_{mp} (a,c), N_{mp} (b,d)) pour la maille centrale du coeur de la CCSN, en temps (a,b) et en densité (c,d). Noyaux les plus probables des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) appliqué à différents modèles de masses : LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta), dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

5.4.1 Effet du modèle de masse.

Pour tester l'impact des masses sur le scénario de supernovae à effondrement de coeur nous allons comparer les résultats issus de trois modèles prédisant des valeurs de gaps nucléaires très différents (LDM_{LS} , HFB-24, DZ10), cf introduction 1 et figures 5.1 et 5.2. Ces modèles

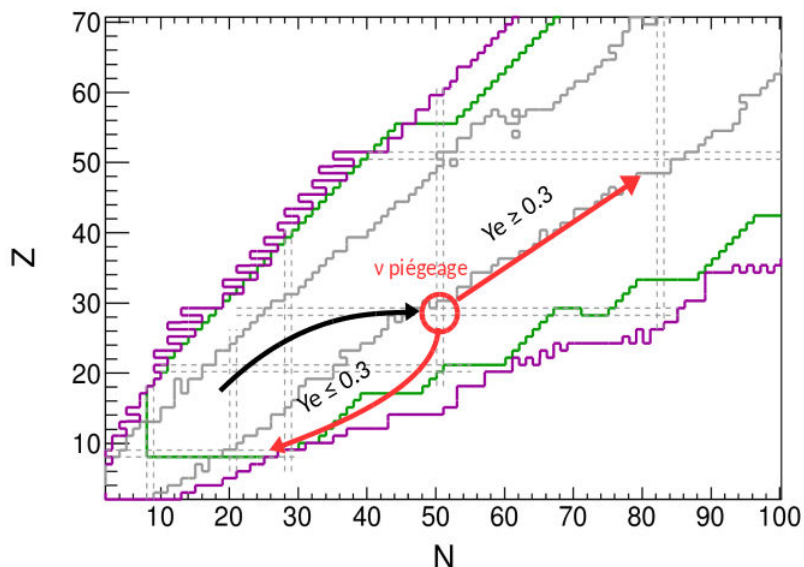


FIGURE 5.9: Schéma d'évolution de la distribution de noyaux selon si à la densité de piégeage des neutrinos (dans le cadre de l'approximation du schéma de fuite) la fraction électronique Y_e du milieu, est supérieure ou non à 0.3. La flèche noir indique l'évolution de la distribution avant piégeage. Le tracé gris délimite la charte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couche sphérique. Les tracés de couleurs représentent les limites des tables HFB-24 (vert) et DZ10 (magenta).

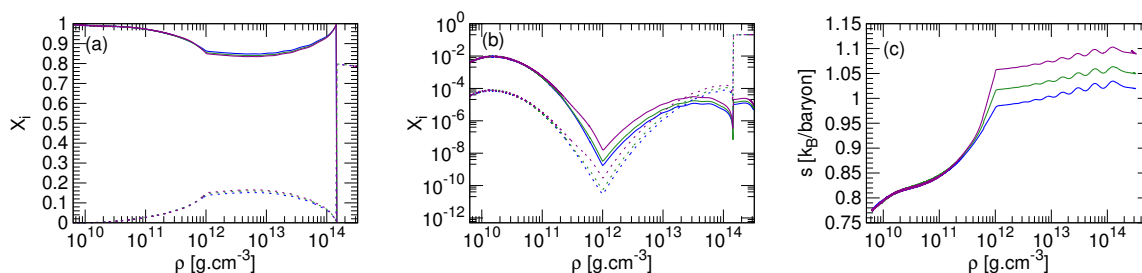


FIGURE 5.10: Évolution en densité des fractions de noyaux (a - traits pleins), de neutrons dans le gaz (a - traits pointillés), de particules alpha (b - traits pleins) et de protons libres (b - traits pointillés), de l'entropie (c). Considérant différents modèles de masses : LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta), dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

de masses sont pris en compte dans notre routine de calcul de la distribution statistique de noyaux ([125], 1) implémentée (section 5.4) dans le code de simulation de CCSN discuté section 5.2. Par ailleurs, nous employons la prescription de Langanke pour le calcul des taux de capture électronique 1. La densité de piégeage est fixée⁵ à 10^{12}g.cm^{-3} . Dans un premier temps, nous présentons les trajectoires, figure 5.7, obtenues pour les différents

5. D'un point de vue de la simulation hydrodynamique il est plus pratique de discuter de densité en $[\text{g.cm}^{-3}]$, alors que du point de la physique nucléaire l'unité $[\text{fm}^{-3}] = 6.02214179 \times 10^{-16} [\text{g.cm}^{-3}]$ est préférée, dans ce chapitre nous avons choisi d'exprimer les densités en $[\text{g.cm}^{-3}]$.

modèles de masses. Sur cette figure les différentes courbes sont quasiment superposées, nous constatons que la dynamique d'effondrement ne semble pas influencée par le choix du modèle de masse, que celui-ci comporte ou non des effets microscopiques. Cependant, avec la figure 5.8, nous pouvons voir que le modèle de masse a un impact sur la composition du coeur. En effet, nous observons que le noyau le plus probable ($Z_{\text{mp}}, N_{\text{mp}}$) de la distribution LDM_{LS} évolue de façon monotone vers les noyaux plus grands, tandis que les ($Z_{\text{mp}}, N_{\text{mp}}$) des distributions des modèles microscopiques évoluent en suivant les nombres magiques N et Z , conformément à ce que nous avons déjà remarqué pour une trajectoire fixe de référence dans les paragraphes 5.2, 5.3, 5.4. Les valeurs des gaps du modèle HFB-24 étant plus faibles que celles du modèle DZ10 les distributions du premier modèle sont plus dispersées (figure 5.15), c'est pourquoi les changements de noyaux les plus probables de HFB-24 ne surviennent pas aux mêmes instants (i.e. aux mêmes conditions thermodynamiques) que ceux du modèle DZ10. Sur les figures 5.8 (c,d) nous constatons qu'au-delà de $\rho \approx 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$ les noyaux les plus probables semblent être des noyaux légers. Pour expliquer cela rappelons que l'énergie libre du système à minimiser peut s'écrire comme $F = E - TS$ avec E l'énergie, T la température et S l'entropie, quand la température est faible, la condition de minimisation de l'énergie libre comporte une minimisation de l'énergie totale dans la cellule (ou énergie par particule du noyau, voir [126]). Lorsque la densité augmente la taille des noyaux aussi, cf modèle de goutte liquide LDM_{LS} . Pour des modèles comprenant des effets de couches, il faut aussi tenir compte du fait que les noyaux les plus probables sont distribués autour des nombres magiques (préférentiellement à la fois en Z et en N , pour lesquels E est plus faible), et que le rapport Z/A est proche de la fraction électronique du milieu (Y_e). Ainsi au moment du piégeage des neutrinos, lorsque les noyaux favorisés sont distribués autour du ^{78}Ni ($Z=28, N=50$) (figures c,d 5.14), dépendamment si Y_e est supérieure ou non à ≈ 0.3 la distribution s'oriente vers les noyaux doublement magiques ($Z=50, N=82$) ou ($Z=20, N=50$). Si la fraction électronique est faible au moment du piégeage la distribution de modèle microscopique peut rebrousser chemin vers des noyaux plus légers. En revanche, à haute température le terme entropique domine le terme énergétique. La température augmente au cours de l'effondrement et l'entropie (qui favorise une partition d'un nombre baryonique donné en particules libres plutôt que en un seul noyau) est plus importante pour des noyaux légers. Les effets de couches combinés à l'effet de l'entropie favoriseraient les noyaux légers, à l'encontre de l'effet de la densité qui tend à augmenter la taille des noyaux, et pourrait expliquer l'évolution des distributions des modèles microscopiques HFB-24 et DZ10 après piégeage des neutrinos (à $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$), figures e,f 5.14 et 5.13. La figure 5.9

accompagne le raisonnement proposé. Par ailleurs, au-delà de $\rho \approx 2 \times 10^{13} \text{g.cm}^{-3}$ les noyaux les plus probables augmentent soudainement vers des noyaux très grands aux limites des tables des modèles de masses. Ceci a déjà été constaté pour une trajectoire pré-calculée ([125], 1) et pourrait être dû au fait que le gaz et le noyau ne sont pas traités cohéremment à partir de la même fonctionnelle de la densité. Toutefois cette incohérence n'affecte pas la déleptonisation de la matière car elle intervient à un stade où l'équilibre β est déjà atteint et où la matière devrait osciller entre la phase avec noyaux et uniforme.

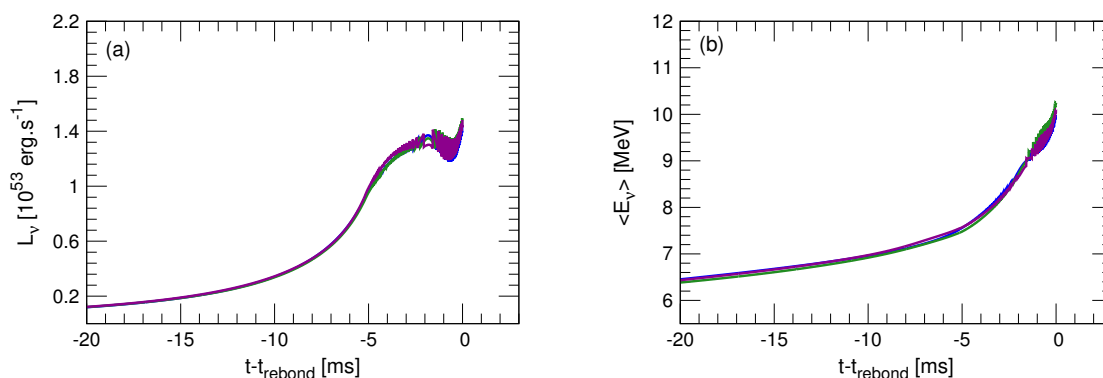


FIGURE 5.11: Évolution relative au temps du rebond (t_{rebond}) de la luminosité totale des neutrinos électroniques émis par le coeur de l'étoile (a), de l'énergie moyenne des neutrinos émis par le coeur de l'étoile (b) et de l'énergie totale des neutrinos émis par le coeur, intégrée dans le temps jusqu'au rebond (c). Suivant les différentes distributions correspondantes aux trois modèles de masses considérés : LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta), dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

D'autre part, notons que les fractions de constituants du gaz et l'entropie du système, voir figure 5.10, sont des quantités sensibles à la distribution nucléaire, après $\rho = 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ des noyaux plus petits conduisent à une entropie plus élevée et une quantité de particules alpha plus importante. Avant la densité de piégeage $\rho = 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ les différences de composition des noyaux ne sont pas assez importantes pour affecter significativement le taux de capture électronique, i.e. la variation de Y_e , ainsi l'évolution des quantités thermodynamiques et des quantités neutriniques semblent très peu affectées par la composition, figures 5.7 et 5.11, dans le cadre des considérations faites ici pour la simulation de CCSN.

Par ailleurs, la masse incluse au rebond étant proportionnelle au carré de Y_e au rebond [34], celle-ci n'est pas affectée par le modèle de masse, voir figure 5.12. Finalement, nous constatons que les différences de compositions du coeur prédites par les modèles de masse "extrêmes" encadrant les valeurs expérimentales des gaps, figures 5.1 et 5.2, ont un impact négligeable sur

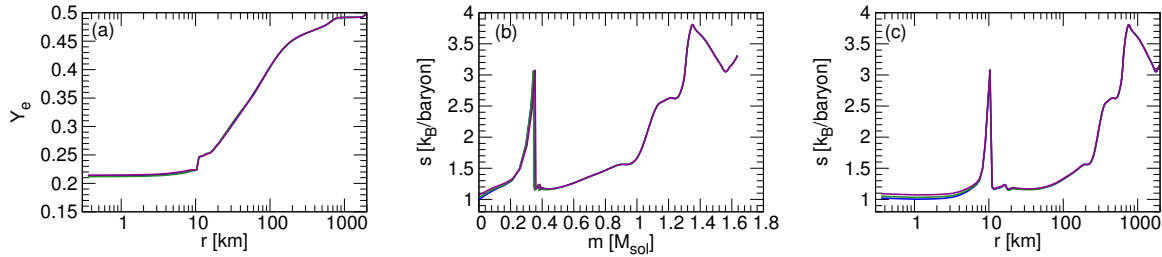


FIGURE 5.12: Profils au rebond de la fraction électronique (a) et de l'entropie (c) en fonction du rayon dans le coeur de l'étoile, (b) profil de la vitesse en fonction de la masse incluse, obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec traitement NSE perturbatif (chapitre 1) appliqué à différents modèles de masses : LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta). En utilisant la formulation LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

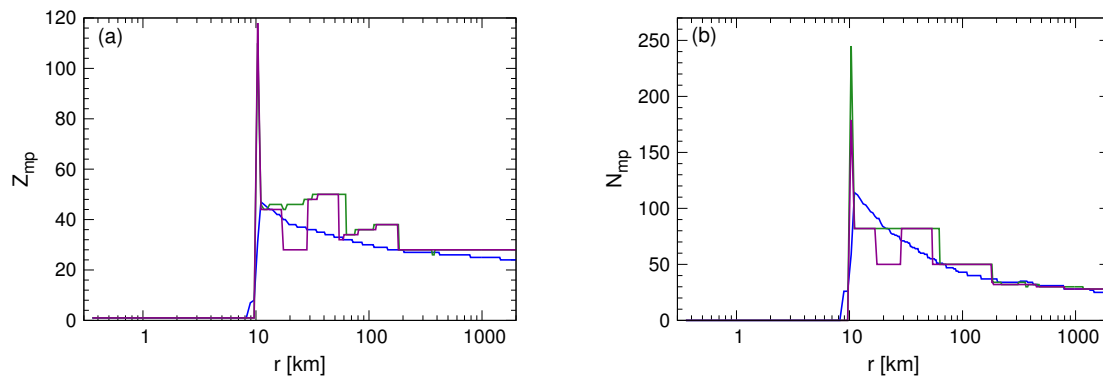


FIGURE 5.13: Profils au rebond, du noyau le plus probable (Z_{mp} (a), N_{mp} (b)) des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) appliqué à différents modèles de masses : LDM_{LS} [6] (bleu), HFB-24 [117] (vert) et DZ10 [86] (magenta), dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

la dynamique d'effondrement. Du point de vue des quantités globales, thermodynamiques, il apparaît raisonnable de considérer un modèle de goutte liquide comme approximation. Néanmoins dans le prochain paragraphe nous verrons qu'il est important de considérer un ensemble de noyaux plutôt que seulement le noyau moyen de la distribution et que les taux de capture électronique déduits des distributions nucléaires sont également déterminants pour le scénario d'effondrement (paragraphe 5.4.3).

5.4.2 Comparaison NSE versus SNA

Nous allons comparer l'impact de notre nouveau traitement perturbatif NSE [125] (voir chapitre 1 et section 5.3) basé sur le modèle HFB-24 [117] sur la trajectoire d'effondrement, comparé aux résultats de l'approximation SNA effectuée avec le noyau le plus probable de

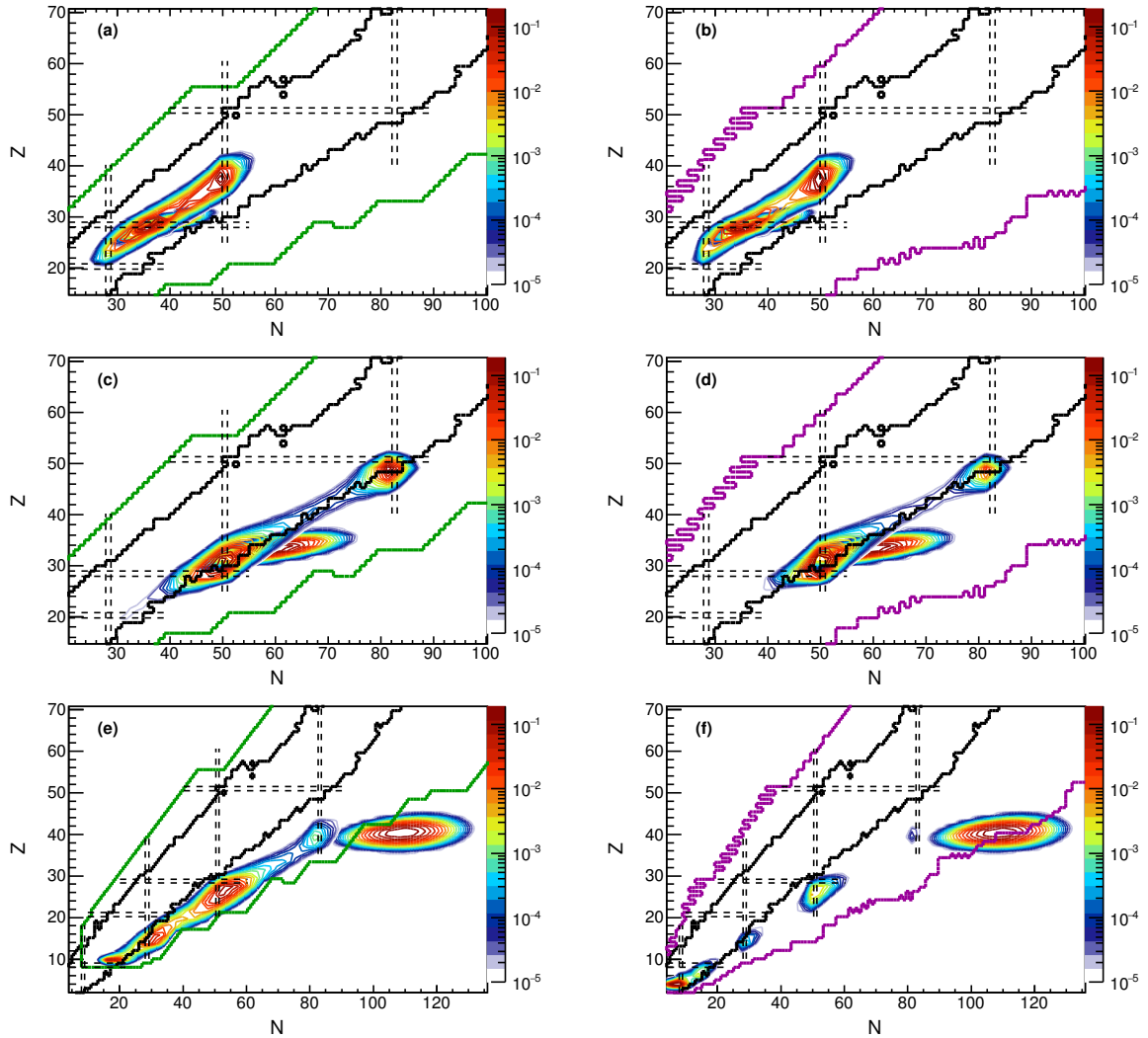


FIGURE 5.14: Distributions des probabilités normalisées $p(Z, N)$ (gradients de couleurs) des noyaux (Z, N) obtenues pour trois conditions thermodynamiques choisies (1) : {a,b} : $Y_e = 0.43, \rho = 1.04 \times 10^{10} \text{g.cm}^{-3}, T = 0.72 \text{MeV}$ {c,d} : $Y_e = 0.35, \rho = 1.50 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}, T = 1.00 \text{MeV}$, {e,f} : $Y_e = 0.23, \rho = 2.00 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}, T = 1.25 \text{MeV}$. Dans les figures de la colonne de gauche (droite) les distributions résultant des modèles de masse LDM_{LS} et HFB-24 (DZ10) sont comparées, les distributions multimodales correspondent au modèle HFB-24 (DZ10). Le tracé noir délimite la charte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couche sphérique. Les tracés de couleurs représentent les limites des tables HFB-24 (vert) et DZ10 (magenta).

la distribution HFB-24 . Les taux de captures électroniques des noyaux sont estimés dans les deux cas avec la formule de Langanke [96] en prenant comme Q-valeur la différence de masses. À noter que pour cette comparaison nous avons fixé la densité de piégeage à $1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. Afin de décorréler les résultats de toute autre considération microscopique nous avons dans un premier temps étudié les résultats obtenus avec le modèle LDM_{LS} , il s'avère que les conclusions sont similaires à celle établies avec le modèle HFB-24 . C'est pourquoi nous présentons dans ce paragraphe uniquement les résultats obtenus avec le modèle HFB-24 , nous l'avons

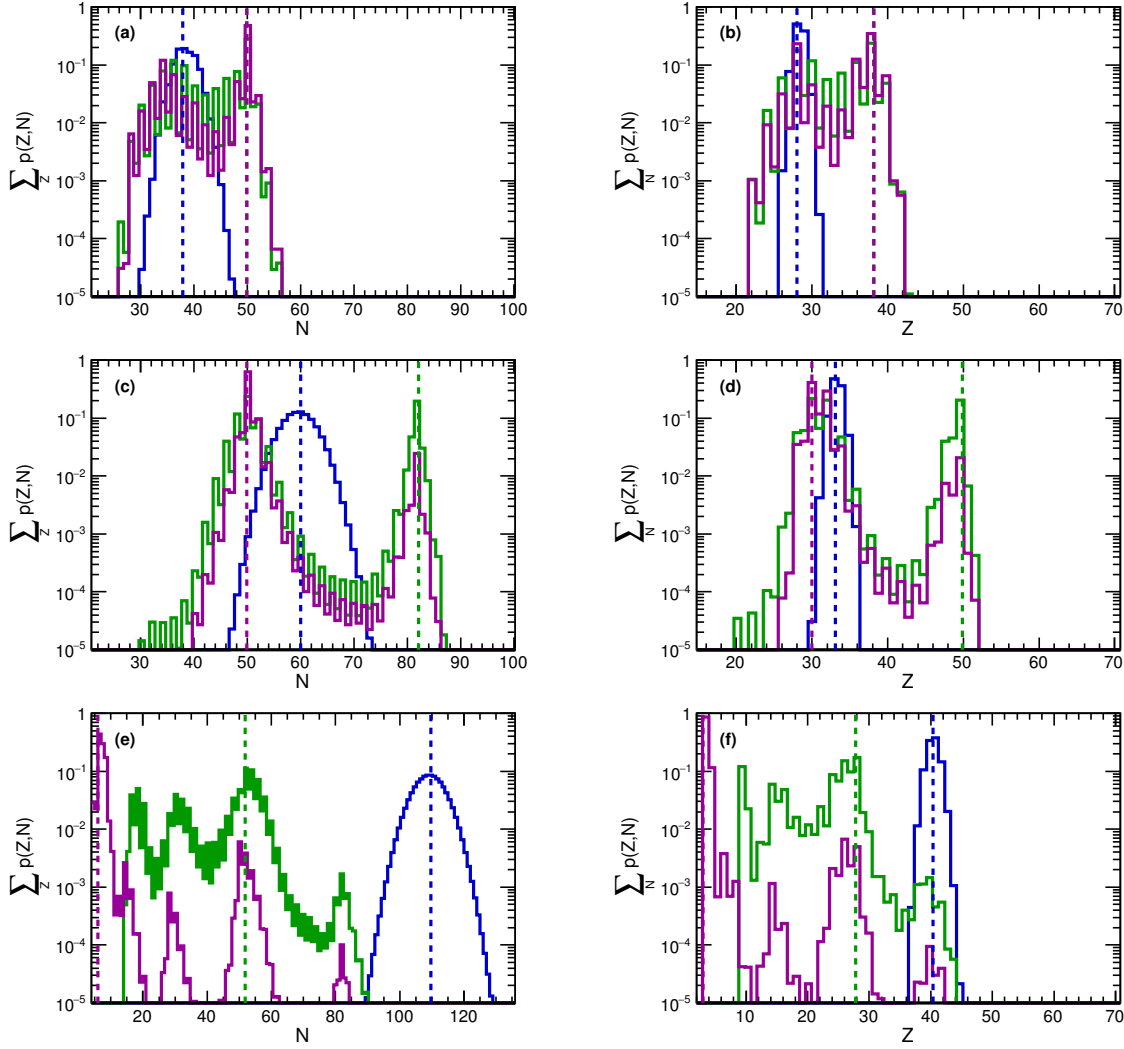


FIGURE 5.15: Projections des distributions des probabilités normalisées $p(Z, N)$ des noyaux (Z, N) obtenues pour les trois conditions thermodynamiques choisies (1) : {a,b} : $Y_e = 0.43, \rho = 1.04 \times 10^{10} \text{g.cm}^{-3}, T = 0.72 \text{MeV}$ {c,d} : $Y_e = 0.35, \rho = 1.50 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}, T = 1.00 \text{MeV}$, {e,f} : $Y_e = 0.23, \rho = 2.00 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}, T = 1.25 \text{MeV}$. Les figures de la colonne de gauche (droite) correspondent aux sommes sur Z (N) des probabilités pour des N (Z) fixés, i.e. projection sur l'axe des abscisses (ordonnées) de la figure 1.2. Les traits pleins bleus correspondent au modèle de masse LDM_{LS}, en vert à HFB-24 et en magenta à DZ10. Les traits pointillés positionnent les maxima des différentes distributions. À noter que dans la figure 1.3 les distributions sont représentées sous forme de contours de probabilités, en revanche ici nous représentons les projections associées à ces distributions pour chaque Z, N discrets.

également choisi comme référence pour évaluer le comportement des modèles incluant des effets de couches, section 5.1.

La figure 5.16 montre l'évolution du noyau le plus probable $(N_{\text{mp}}, Z_{\text{mp}})$ dans le cas de l'approximation (SNA) ou en prenant en compte la distribution statistique de noyaux (NSE), en fonction du temps d'effondrement et de la densité. Nous remarquons qu'au-delà de $\rho \approx 1 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ des différences apparaissent entre les noyaux les plus probables des

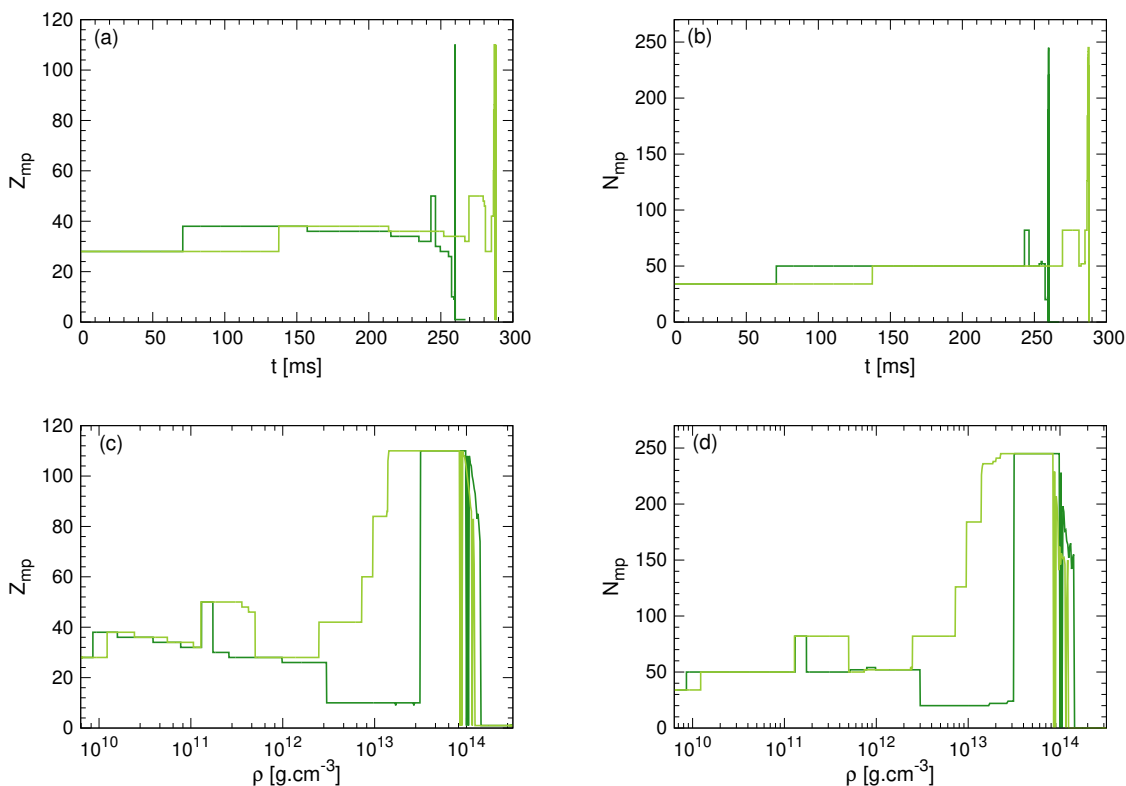


FIGURE 5.16: Évolution du noyau le plus probable (Z_{mp} (a,c), N_{mp} (b,d)) pour la maille centrale du coeur de la CCSN, en temps (a,b) et en densité (c,d). Résultats des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques et $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. Les différentes teintes claires de vert correspondent aux calculs en appliquant l'approximation du noyau moyen sur le noyau le plus probable des distributions, les traits verts foncés correspondent aux résultats obtenus avec le traitement NSE.

deux prescriptions. Effectivement, la figure 5.17 indique que la trajectoire est modifiée en fin d'effondrement en fonction de notre modèle NSE ou de l'approximation SNA. Avec cette dernière le rebond intervient ≈ 40 ms plus tard qu'en considérant la distribution de noyaux. Nous rappelons que les taux de capture électronique sont obtenus dans le cas d'un modèle NSE conformément à l'équation 5.27, ce qui conduit à un taux de capture électronique globalement plus grand que celui obtenu avec le modèle SNA avec comme Q-valeur la différence de masse, figure 5.18, ainsi la déleptonisation est plus importante avec le modèle NSE.

Paradoxalement, la luminosité des neutrinos émis par le coeur jusqu'au rebond est plus importante avec l'approximation SNA, ceci s'explique, d'une part, parce que juste avant le piégeage des neutrinos entre $\rho \approx 1 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ et $\rho \approx 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ où les taux de captures sont les plus importants, le taux de capture des noyaux les plus probables successifs est globalement plus élevé que celui obtenu par la distribution, figure 5.22, d'autre part, car

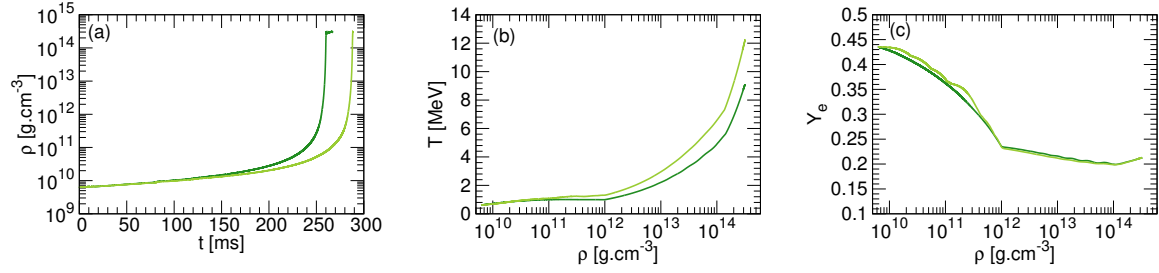


FIGURE 5.17: Évolution des paramètres thermodynamiques (ρ , Y_e , T) au cours de l'effondrement, résultant des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques et $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. La teinte claire correspond aux calculs en appliquant l'approximation du noyau moyen sur le noyau le plus probable des distributions, les traits verts foncés correspondent aux résultats obtenus avec le traitement NSE.

les énergies moyennes des neutrinos produits par capture électronique sur les noyaux légers les plus probables sont plus élevées en fin d'effondrement.

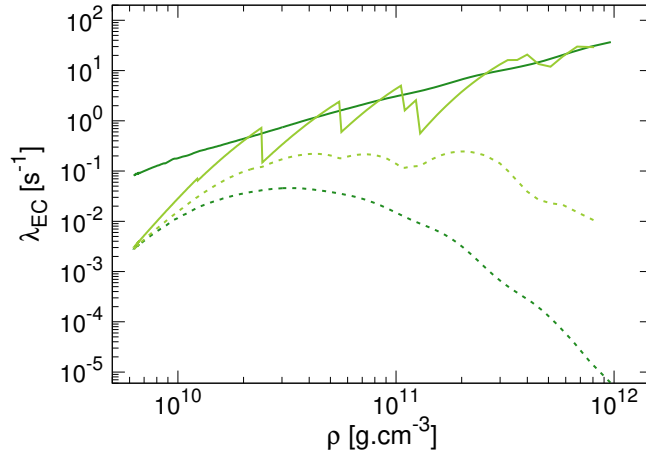


FIGURE 5.18: Évolution en densité des taux de capture électronique sur noyaux (lignes pleines) ou protons du gaz (lignes pointillées) obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la distribution du modèle HFB-24 [117], en considérant la distribution de noyaux (vert foncé) ou seulement le noyau le plus probable (vert clair) pour le calcul des taux de capture électronique, suivant la formulation LMP [96].

Même si la trajectoire semble affectée, les quantités au rebond comme la position du choc en fonction de la masse incluse et du rayon du coeur ainsi que le profil en fraction électronique, ne sont pas impactées par la considération de l'ensemble statistique nucléaire (cf figure 5.20). Cela aurait pu être le cas si la valeur de la fraction électronique Y_e au moment du rebond avait été différente. Nous noterons tout de même que l'entropie est plus élevée dans la partie centrale du coeur et juste après le choc, dans le cas de l'approximation SNA sur le noyau

le plus probable. Les quantités thermodynamiques et la composition 5.21 au moment du rebond sont finalement peu affectées, bien qu'il faille plus de temps pour les atteindre avec une équation d'état SNA 5.17.

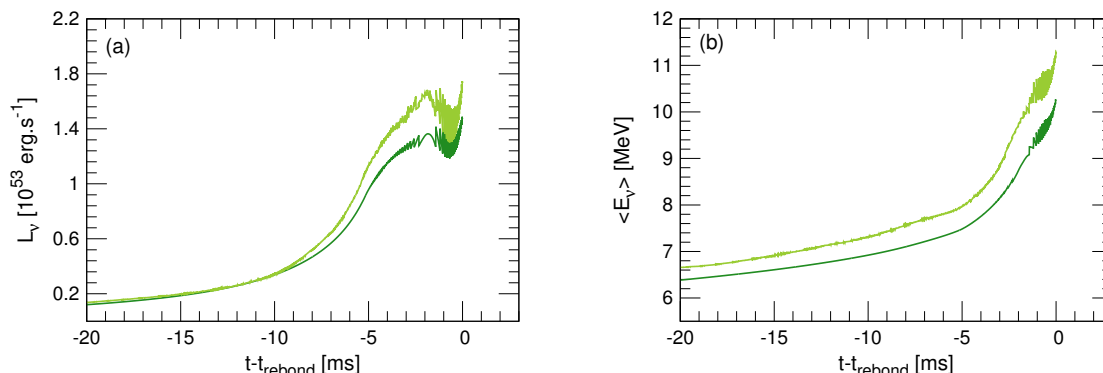


FIGURE 5.19: Évolution relative au temps du rebond (t_{rebond}) de la luminosité totale des neutrinos électroniques émis par le coeur de l'étoile (a) et de l'énergie moyenne des neutrinos émis par le coeur de l'étoile (b). Résultats des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques et $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$. La teinte claire correspond aux calculs en appliquant l'approximation du noyau moyen sur le noyau le plus probable des distributions, les traits verts foncés correspondent aux résultats obtenus avec le traitement NSE.

Pour résumer, considérer une distribution statistique de noyaux, modèle NSE ou modèle SNA, a un effet notable sur les taux de captures électroniques et donc sur la déleptonisation de la matière, par conséquent la trajectoire d'effondrement et les quantités neutriniques sont modifiées. Le rebond survient plus rapidement en considérant la distribution statistique de noyaux et, les spectres en neutrinos dépendent, dans le cas de l'approximation SNA, de la Q-valeur du noyau le plus probable. En revanche, la position du choc dans le coeur de l'étoile reste indépendante de la considération d'un modèle NSE plutôt que d'un modèle SNA, car la fraction électronique au moment du rebond est très proche dans les deux cas. Il semble essentiel de considérer une équation d'état de type NSE dans les simulations de CCSN car l'estimation du taux de capture électronique est plus réaliste. En outre, les quantités comme le flux de neutrinos dépendent de la Q-valeur du noyau moyen dans l'approximation SNA, ce qui peut introduire une dépendance des résultats de simulation au modèle de masse considéré.

5.4.3 Effet du modèle de capture électronique.

Les effets des modèles de captures électroniques sur la dynamique ont déjà fait l'objet de plusieurs études [269, 5, 4, 270], il a été montré que cet ingrédient microphysique a un

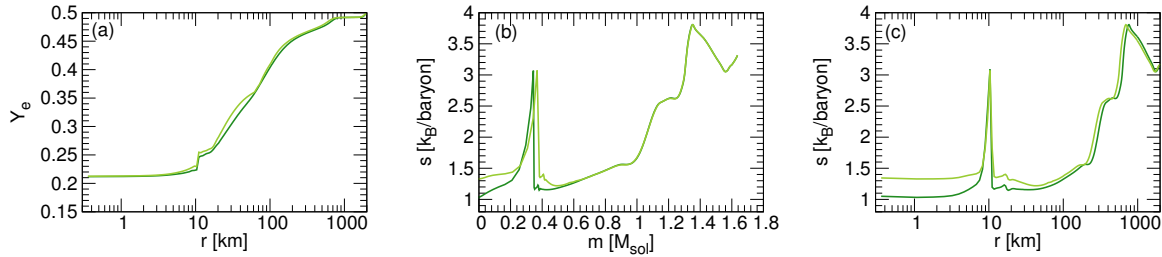


FIGURE 5.20: Profils au rebond de la fraction électronique (a) et de l'entropie (c) en fonction du rayon dans le coeur de l'étoile, (b) profil de la vitesse en fonction de la masse incluse, obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques et $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. La teinte claire correspond aux calculs en appliquant l'approximation du noyau moyen sur le noyau le plus probable des distributions, les traits verts foncés correspondent aux résultats obtenus avec le traitement NSE.

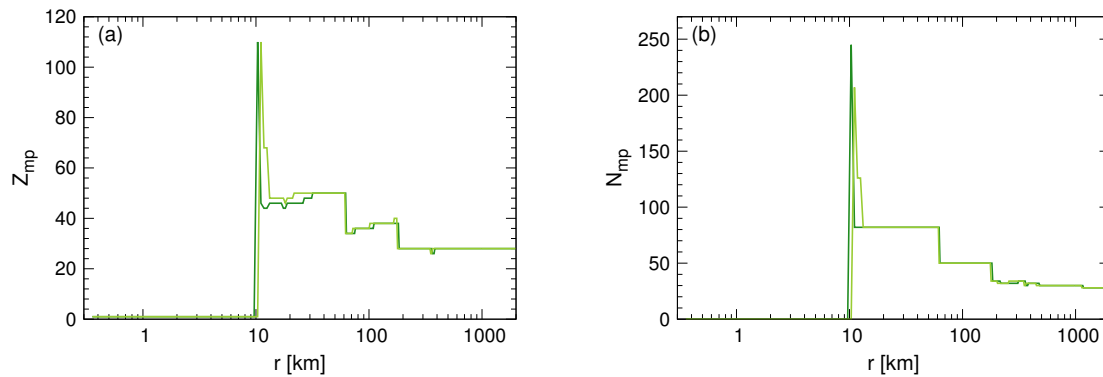


FIGURE 5.21: Profils au rebond, du noyau le plus probable (Z_{mp} (a), N_{mp} (b)) des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) avec comme modèles de masses HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques et $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$. La teinte claire correspond aux calculs en appliquant l'approximation du noyau moyen sur le noyau le plus probable des distributions, les traits verts foncés correspondent aux résultats obtenus avec le traitement NSE.

impact non négligeable sur le scénario de supernovae à effondrement de coeur. Nous allons dans ce paragraphe nous intéresser plus particulièrement aux effets des modèles de captures électroniques de Bruenn ([103]) et Langanke, Martinez-Pinedo (LMP) ([96]) (introduits en 1) sur l'évolution de la composition du coeur et la composition à l'instant du rebond. Pour cela nous utilisons notre traitement perturbatif NSE [125] (chapitre 1 section 5.3) avec comme modèle de masse LDM_{LS} et HFB-24, pour une densité de piégeage choisie à $1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

En voyant l'évolution des taux CE, figure 5.22, il semble logique que les modèles de Bruenn et LMP donnent des déleptonisations très différentes et donc des trajectoires d'effondrement différentes, figure 5.23. En effet, par rapport au modèle de Bruenn, le modèle LMP produit un

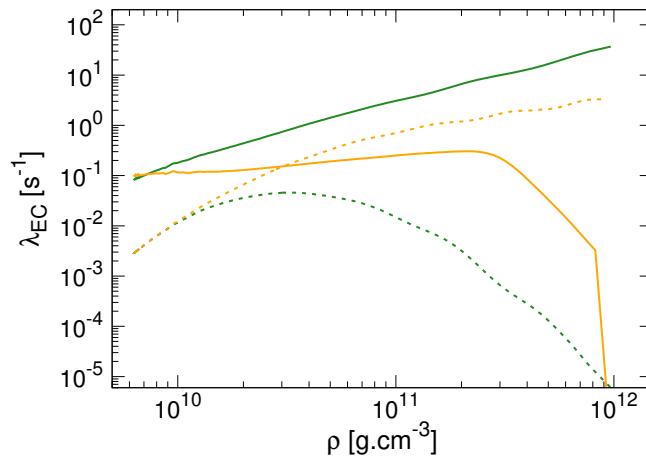


FIGURE 5.22: Évolution en densité des taux de capture électronique sur noyaux (lignes pleines) ou protons du gaz (lignes pointillées) obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la distribution du modèle HFB-24 [117], en considérant la distribution de noyaux et la formulation LMP [96] (vert) ou la formulation de Bruenn (jaune) en prenant comme Q-valeur de réaction la différence de masses.

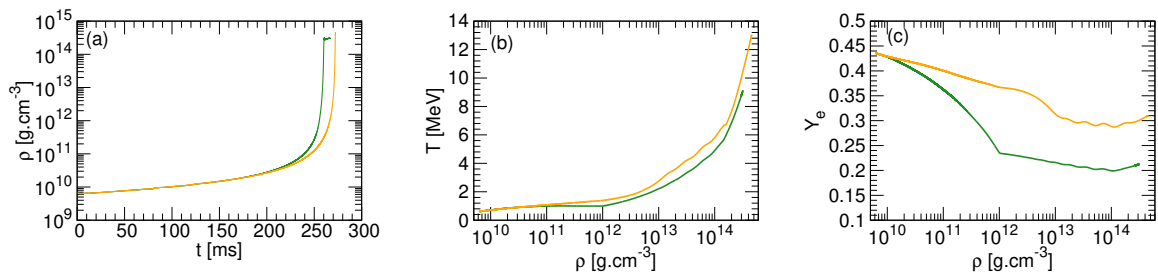


FIGURE 5.23: Évolution des paramètres thermodynamiques (ρ , Y_e , T) au cours de l'effondrement, résultant des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer la distribution (NSE) des masses du modèle HFB-24 [117]. Suivant deux types de calculs de taux de capture électronique, formulation de Bruenn [103] (jaune) et formulation LMP [96] (vert), avec dans les deux cas $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

rebond plus tôt et conduit à une fraction électronique Y_e au rebond plus basse, figure (c) 5.24. Cette dernière différence a des conséquences non négligeables sur la position du choc, avec le modèle LMP le rebond est situé à une masse incluse plus petite ($0,34 M_\odot$, $0,60 M_\odot$ avec le modèle de Bruenn) mais à un rayon identique ($103,5 \text{ km}$). Ce qui est logique car la densité et la température au rebond sont plus importantes avec le modèle de Bruenn, figure 5.23 (a) et (b).

Par ailleurs, à partir de la figure 5.22, nous constatons qu'avec le modèle de Bruenn le taux de capture électronique des noyaux de la distribution statistique de masses prédites avec HFB-24 ne tombe pas complètement à zéro avant l'équilibre β , car avant cet instant il y a toujours une population de noyaux satisfaisant les conditions $Z > 20$ et $N < 40$, grâce au

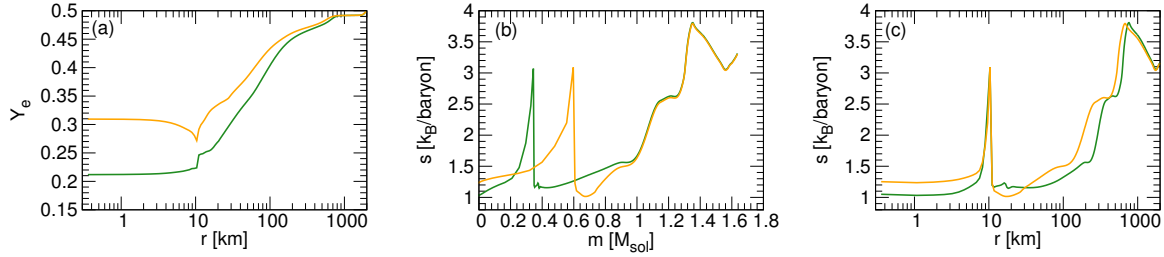


FIGURE 5.24: Profils au rebond de la fraction électronique (a) et de l'entropie (c) en fonction du rayon dans le coeur de l'étoile, (b) profil de la vitesse en fonction de la masse incluse, obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec traitement NSE perturbatif (chapitre 1) utilisant le modèle de masses HFB-24 [117]. Suivant les différents modèles de capture électronique, formulation de Bruenn [103] (jaune) et formulation LMP [96] (vert), avec dans les deux cas $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

gap $Z=28$, contrairement à la distribution uniforme de noyaux du modèle LDM_{LS} qui croît de façon monotone vers les Z et N hors des limites imposées par le modèle de Bruenn. D'autre part, nous constatons qu'avec le modèle "LMP" le taux CE total des noyaux est toujours approximativement d'un ordre de grandeur supérieur à celui sur les protons libres, par contre pour le modèle "de Bruenn" le taux de capture électronique total des noyaux reste relativement constant et finit par passer en dessous de celui des protons libres lorsque tous les noyaux de la distribution ne satisfont plus $Z > 20$ et $N < 40$. Les différences de trajectoires d'effondrement expliquent les différences de compositions. Comme il est observé sur la figure 5.25 avec le modèle de capture électronique de Bruenn les distributions HFB-24 n'évoluent pas vers des noyaux légers car la déleptonisation est plus faible, ce qui maintient la fraction électronique suffisamment haute pour que les distributions nucléaires évoluent vers les noyaux plus grands comme évoqué dans la partie 5.4.1.

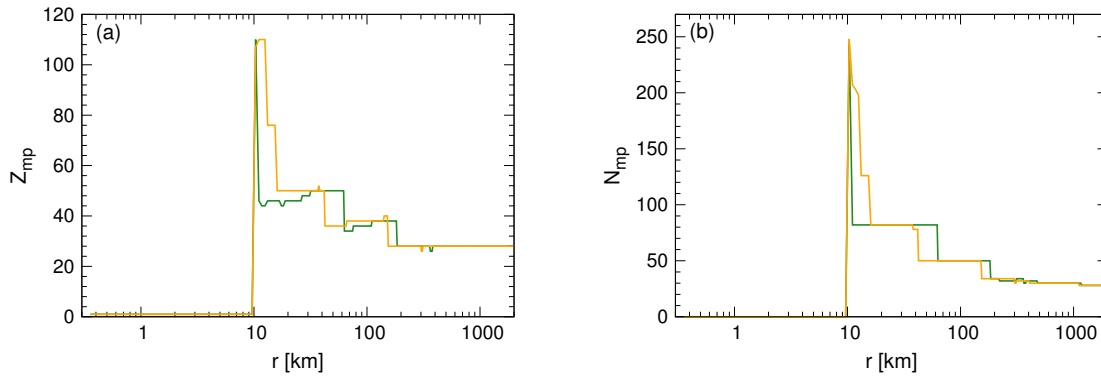


FIGURE 5.25: Profils au rebond, du noyau le plus probable (Z_{mp} (a), N_{mp} (b)) des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) appliqué au modèle de masse HFB-24 [117], dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] (vert) ou de Bruenn (jaune) pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$.

Le profil du noyau le plus probable au rebond, figure 5.26, présente des différences. Avec la prescription LMP pour le calcul des taux de CE, les transitions entre nombres magiques surviennent à des rayons plus grands, i.e. à des densités plus faibles et, le nombre de protons Z_{mp} du noyau le plus probable ne reste pas fixé au nombre magique mais diminue avec le rayon de quelques unités. Cela s'explique par le fait que la capture électronique est plus efficace avec le formalisme LMP qu'avec celui de Bruenn.

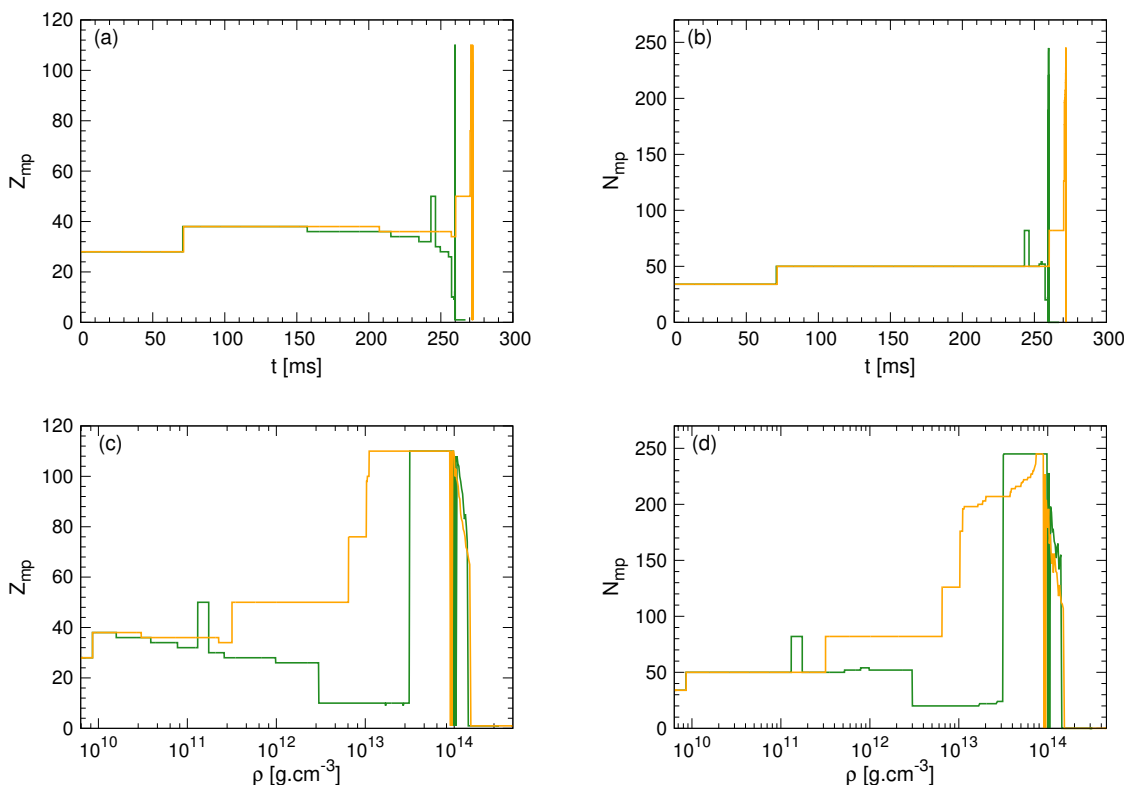


FIGURE 5.26: Évolution du noyau le plus probable (Z_{mp} (a,c), N_{mp} (b,d)) pour la maille centrale du coeur de la CCSN, en temps (a,b) et en densité (c,d). Noyaux les plus probables des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) appliqué au modèles de masse HFB-24 [117], dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] (vert) ou de Bruenn (jaune) pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{\text{tr}} = 1 \times 10^{12}$ g.cm⁻³.

Profitons de cette section pour signaler que dans la littérature plusieurs types de taux de captures électroniques des noyaux sont présentés, pour un même modèle (LMP, Bruenn...). Il y a les taux calculés en tenant compte de l'ensemble statistique de noyaux (NSE), les taux calculés à partir du noyau le plus probable en considérant la différence de masse comme Q-valeur et les taux calculés à partir du noyau le plus probable mais en utilisant la différence des potentiels chimiques neutron et proton. Dans sa formulation originale [103], le taux de capture électronique est déduit en prenant en compte la différence des potentiels chimiques des neutrons et des protons, il en résulte un taux de capture des noyaux d'un à deux ordres de grandeur plus

élevés qu'en calculant la Q-valeur de la réaction par la différence des masses. Globalement, dans le formalisme de Bruenn, avant d'atteindre les limites pour lesquelles le calcul est bloqué (lorsque $Z < 20$ et $N > 40$) : $\lambda_{EC}^{tot}(SNA, \mu_n, \mu_p) > \lambda_{EC}^{tot}(NSE) > \lambda_{EC}^{tot}(SNA, M_{finale}, M_{initiale})$.

La luminosité de neutrinos dans le cas du formalisme du calcul des taux de capture de Bruenn, avant le rebond, est significativement plus importante que celle obtenue avec le formalisme de Langanke, figure 5.27. Bien que les taux de capture à la Bruenn soient plus faibles, l'énergie moyenne des neutrinos plus importante compense la plus faible quantité de neutrinos émise.

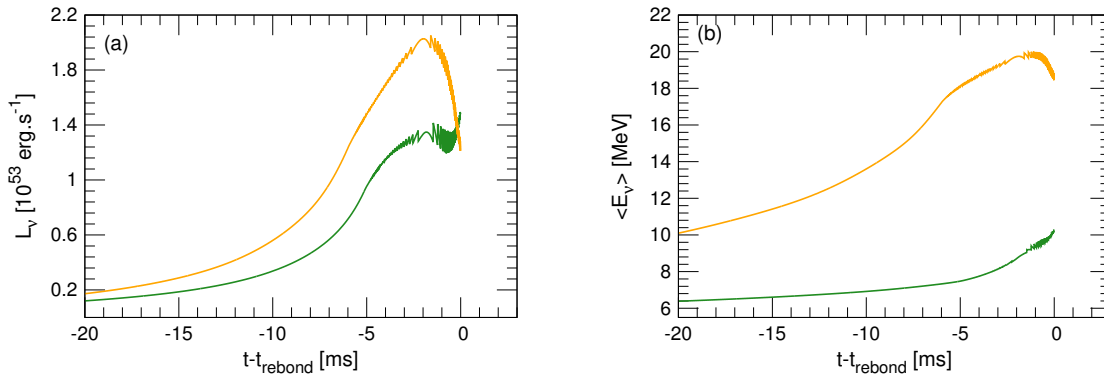


FIGURE 5.27: Évolution relative au temps du rebond (t_{rebond}) de la luminosité totale des neutrinos électroniques émis par le coeur de l'étoile (a) et de l'énergie moyenne des neutrinos émis par le coeur de l'étoile (b). Suivant les différents modèles de capture électronique, formulation de Bruenn [103] (jaune) et formulation LMP [96] (vert), avec dans les deux cas $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$. Résultats obtenus de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la distribution du modèle de masse HFB-24 [117], et la formulation LMP [96] pour le calcul des taux de CE, avec $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$.

5.4.4 Effet de la densité de piégeage des neutrinos.

Dans le code hydrodynamique relativiste 1D que nous utilisons, le transport des neutrinos n'est pas traité, nous appliquons l'approximation du schéma de fuite. Cela implique de définir une valeur fixe de densité de piégeage des neutrinos, dans la littérature [266, 267] ces valeurs peuvent varier de plus d'un ordre de grandeur : $10^{11} \text{ g.cm}^{-3} \leq \rho_{tr} \leq 3 \times 10^{12} \text{ g.cm}^{-3}$. La question de l'impact de ce paramètre sur la dynamique d'effondrement est abordée dans [13], cependant l'étude a été réalisée avec l'EoS LS dans l'approximation du noyau moyen. Il est observé qu'une densité de piégeage plus basse produit un rebond plus tôt et positionné dans le coeur à une masse incluse plus grande. Dans ce paragraphe nous allons essayer de retrouver et compléter ces conclusions et surtout étudier l'effet de ce paramètre sur la composition du coeur de l'étoile, à l'aide de notre nouveau modèle NSE [125] (chapitre 1 et section 5.3). Pour cela nous utilisons notre traitement NSE associé au modèle de masses

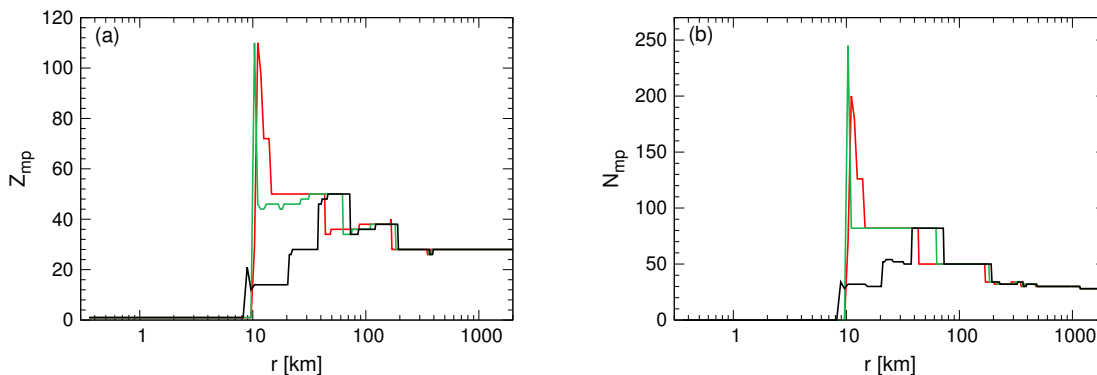


FIGURE 5.28: Profils au rebond, du noyau le plus probable (Z_{mp} (a), N_{mp} (b)) des distributions obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) avec comme modèle de masse HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques. Les couleurs représentent différentes conditions de piégeage des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (noir).

HFB-24 que l'on considérera représentatif des modèles de masses microscopiques. Les taux de captures électroniques sont estimés avec la formule de Langanke [96].

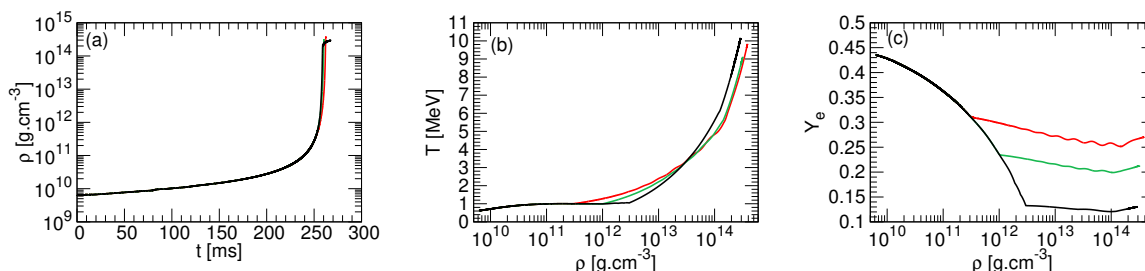


FIGURE 5.29: Évolution des paramètres thermodynamiques (ρ , Y_e , T) au cours de l'effondrement, résultant des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques. Les couleurs représentent différentes conditions de piégeage des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (noir).

Nous nous intéressons premièrement à l'évolution des quantités liées à la maille centrale du coeur de l'étoile en effondrement en fonction de la densité. La figure 5.28 montre l'évolution du noyau le plus probable (Z_{mp}, N_{mp}) pour trois densités de piégeages différentes ($3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$, $1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$, $3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$). Nous constatons qu'aux densités de piégeage $1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ la taille du noyau le plus probable diminue en fin d'effondrement, cela est d'autant plus marqué que la densité de piégeage est élevée. La densité de piégeage n'impacte pas le temps d'arrivée du rebond, en effet, l'intervalle de temps entre les instants où la densité vaut $3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ est très petit par rapport au temps total durant lequel la capture électronique est efficace, $\Delta t = 6 \text{ ms} \ll T_{EC} = 259$

ms. Les différences sur le temps d'arrivée du rebond apparaissent quand les taux de capture électronique diffèrent sur l'ensemble du processus de déleptonisation, comme ce fut observé pour les comparaisons de SNA vs NSE 5.16 et des modèles de Bruenn vs LMP 5.25.

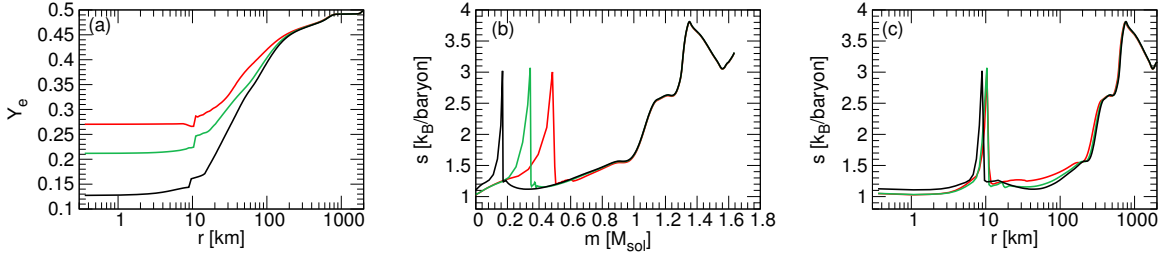


FIGURE 5.30: Profils au rebond de la fraction électronique (a) et de l'entropie (c) en fonction du rayon dans le coeur de l'étoile, (b) profil de la vitesse en fonction de la masse incluse, obtenus à partir de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques. Les couleurs représentent différentes conditions de piégeage des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (noir).

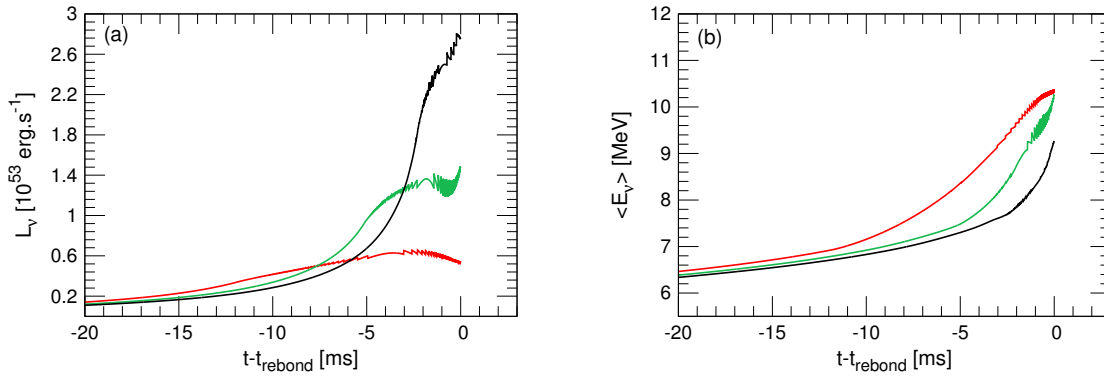


FIGURE 5.31: Évolution relative au temps du rebond (t_{rebond}) de la luminosité totale des neutrinos électroniques émis par le coeur de l'étoile (a) et de l'énergie moyenne des neutrinos émis par le coeur de l'étoile (b). Résultats des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques. Les couleurs représentent différentes conditions de piégeage des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (noir).

Il est intéressant de voir que les trajectoires d'effondrement diffèrent sensiblement après les densités de piégeages 5.29, la fraction électronique semble particulièrement affectée car plus la densité est importante plus la capture électronique est efficace. Il en résulte que la position du rebond, figures 5.30, et que les quantités neutriniques, figure 5.31, sont fortement dépendantes de la densité de piégeage des neutrinos. La figure 5.32 montre les fractions des différentes espèces considérées dans la simulation de CCSN. Plus la densité de piégeage est élevée, moins il y a d'espèces composées de protons (noyaux, particules alpha et protons du gaz) mais plus

il y a de neutrons dans le gaz, ce qui semble cohérent car plus le piégeage est retardé plus la déleptonisation est efficace. Ces observations sont également valables lorsque l'on considère le modèle originel LDM_{LS} , il ne s'agit pas de conséquences liées aux effets de couches des noyaux.

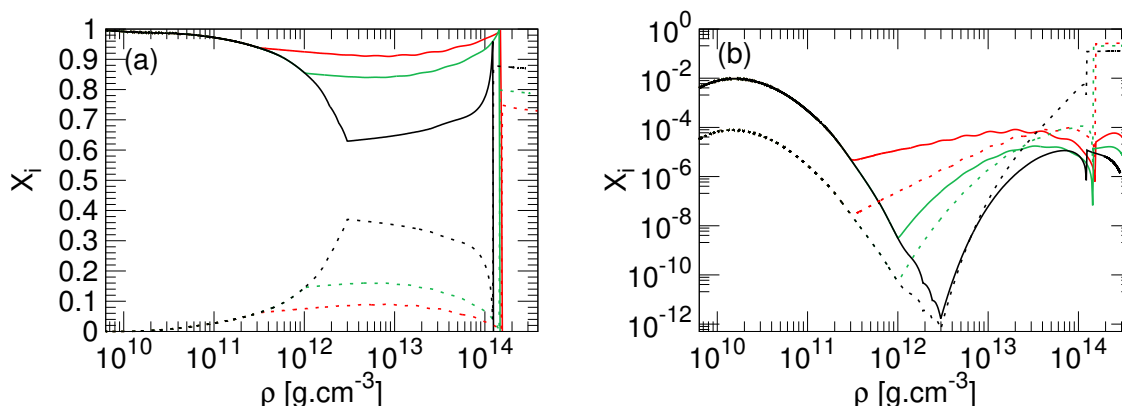


FIGURE 5.32: Évolution en densité des fractions de noyaux (a - traits pleins), de neutrons dans le gaz (a - traits pointillés), de particules alpha (b - traits pleins) et de protons libres (b - traits pointillés). Considérant différentes densités de piégeages des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11} \text{g.cm}^{-3}$ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$ (noir). Considérant le modèle de masse HFB-24 [117] dans le traitement perturbatif NSE de l'EoS LS utilisé dans la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] avec la formulation de LMP [96] pour le calcul des taux de CE.

Enfin, avec le profil du noyau le plus probable, figure 5.33, nous remarquons que la composition du coeur peut être très différente selon la densité de piégeage des neutrinos. Pour la densité la plus élevée testée ici ($\rho_{tr} = 3 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$) des noyaux relativement légers composent le coeur jusqu'à $r \sim 50 \text{ km}$, il serait intéressant de voir si de telles différences de compositions peuvent impacter les effets hydrodynamiques multidimensionnels, la propagation de l'onde de choc dans la matière, ainsi que la formation de la proto-étoile à neutron.

Conclusion :

Afin d'étudier l'impact des paramètres microphysiques sur le phénomène de supernovae à effondrement gravitationnel, nous avons implémenté le traitement perturbatif de l'équation d'états de Lattimer et Swesty (présenté dans le premier chapitre 1) dans un code de simulation hydrodynamique relativiste 1D. Pour cela il a fallu optimiser notre algorithme initial [125] afin de le rendre plus rapide et permettre de réaliser les comparaisons des paramètres microphysiques efficacement. Dès lors, nous avons étudié les effets, du modèle de masse, d'une distribution statistique de noyaux plutôt que de ne considérer qu'un noyau moyen, du modèle

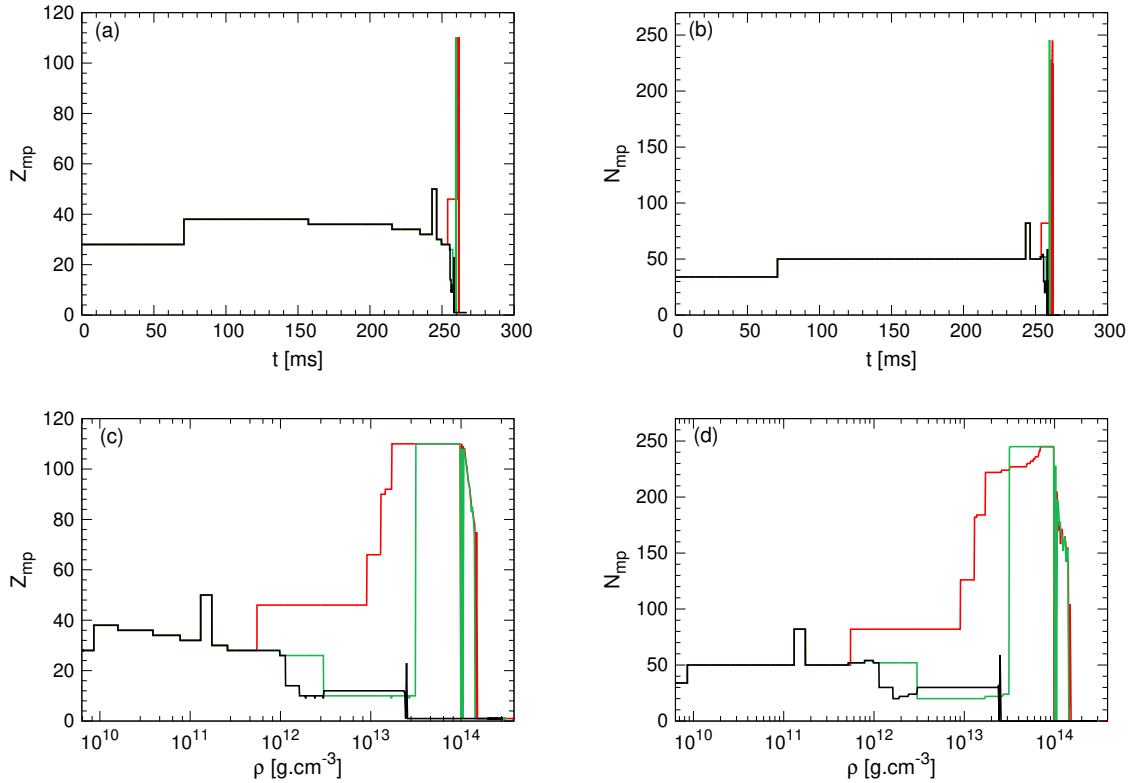


FIGURE 5.33: Évolution du noyau le plus probable (Z_{mp} (a,c), N_{mp} (b,d)) pour la maille centrale du coeur de la CCSN, en temps (a,b) et en densité (c,d). Résultats des simulations de CCSN 1D [135, 136, 13] avec l'EoS LS modifiée (chapitre 1) de façon à considérer les masses du modèle HFB-24 [117], avec le formalisme LMP [96] pour l'estimation des taux de captures électroniques. Les couleurs représentent différentes conditions de piégeage des neutrinos : $\rho_{tr} = 3 \times 10^{11}$ g.cm⁻³ (rouge), $\rho_{tr} = 1 \times 10^{12}$ g.cm⁻³ (vert), $\rho_{tr} = 3 \times 10^{12}$ g.cm⁻³ (noir).

de capture électronique et étudié enfin les effets de la densité de piégeage des neutrinos (un paramètre de notre code de simulation).

La densité de piégeage est un paramètre important non seulement pour la dynamique d'effondrement mais aussi pour la composition de la matière du coeur de l'étoile. Cependant, si l'on résout les équations de transport des neutrinos, le piégeage de ces derniers s'établit progressivement en fonction de la densité qui augmente, l'impact du paramètre densité de piégeage établi ici devrait alors probablement être atténué. À densité de piégeage fixée (10^{12} g.cm⁻³) l'ingrédient microphysique influençant le plus la position de formation de l'onde de choc est le modèle de taux de capture électronique, en effet, le modèle LMP prédit un rebond $0.26 M_{\odot}$ plus proche de celui obtenu avec le modèle de Bruenn. Le fait de considérer la distribution de noyaux affecte légèrement la position du choc, avec l'approximation du noyau moyen le rebond est situé $0.02 M_{\odot}$ plus loin qu'en considérant l'ensemble statistique de noyaux. Finalement, nous avons montré l'influence des masses sur la composition de la matière du coeur de l'étoile,

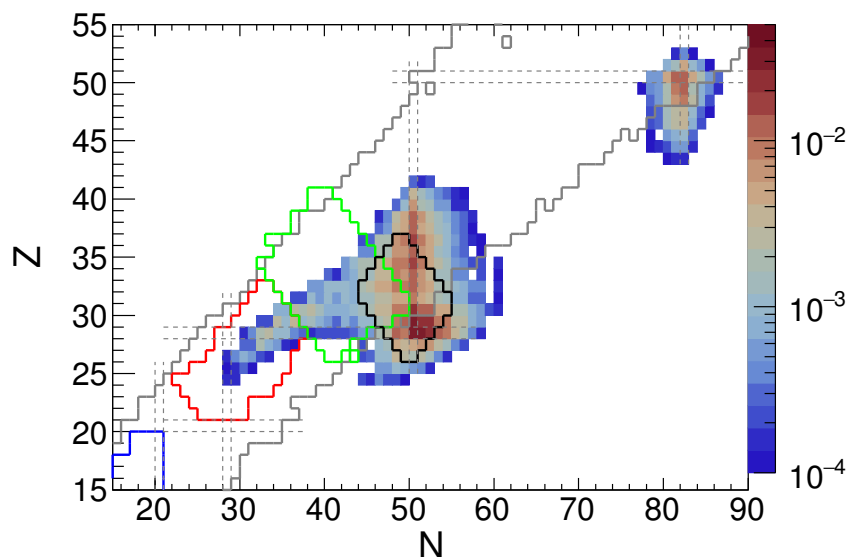


FIGURE 5.34: Taux de déleptonisation relatifs intégrés dans le temps jusqu'au piégeage des neutrinos ($\rho_{tr} = 1 \times 10^{12} \text{g.cm}^{-3}$) (gradients de couleurs) associés aux noyaux (Z, N) . Les lignes grises pleines délimitent la charte des noyaux connus expérimentalement [107], les traits pointillés indiquent les positions des nombres magiques du modèle en couche sphérique. Le contour noir indique les noyaux les plus importants vis à vis de la capture électronique d'après [5], les contours de couleurs indiquent les noyaux pour les quels il existe des calculs microscopiques des taux de CE, la table Langanke, Martinez-Pinedo (LMP) [100] est en rouge, la table Oda et al. [105] est en bleu et la table Pruet et al. [106] est en vert.

la composition résulte d'une compétition entre les gaps $Z=28, 50$ et $N=50, 82$ arbitrée par la fraction électronique et l'entropie du milieu. Bien que sur le scénario d'effondrement, la structure nucléaire n'ait pas autant d'impact que d'autres paramètres microphysiques, comme les valeurs des taux de capture électronique, nous ne pouvons pas pour autant négliger l'importance de bien définir les gaps $Z=28$ et $N=50$ dans le but d'identifier les noyaux qui influencent le plus la capture électronique.

En ce sens, nous avons identifié les noyaux qui contribuent le plus à la variation de la fraction électronique jusqu'au piégeage des neutrinos, dans l'esprit des études menées par Sullivan et al. et Titus et al. [4, 5]. Dans [270], nous avons d'abord estimé le nombre minimum de noyaux à considérer au cours de la simulation de CCSN 1D [135, 136, 13] présentée dans ce chapitre, afin d'obtenir des résultats réalistes, c.a.d. proches de ceux trouvés en considérant l'ensemble complet de noyaux. La figure (a) 5.35 montre la variation de Y_e (i.e. le taux de déleptonisation) obtenue en considérant les k noyaux les plus probables ($\Delta Y_e(k)$) par rapport à la variation de Y_e pour $k = 200$ ($\Delta Y_e^{k=200}$), en fonction de k , pour différentes valeurs de $|\Delta Y_e^{k=200}|$ (i.e. différents temps, plus $|\Delta Y_e^{k=200}|$ est élevé plus la simulation est proche du piégeage des neutrinos). À noter que $k = 200$ est un nombre de noyaux suffisant

à tout moment de l'effondrement pour retrouver le résultat de la simulation avec l'ensemble statistique complet.

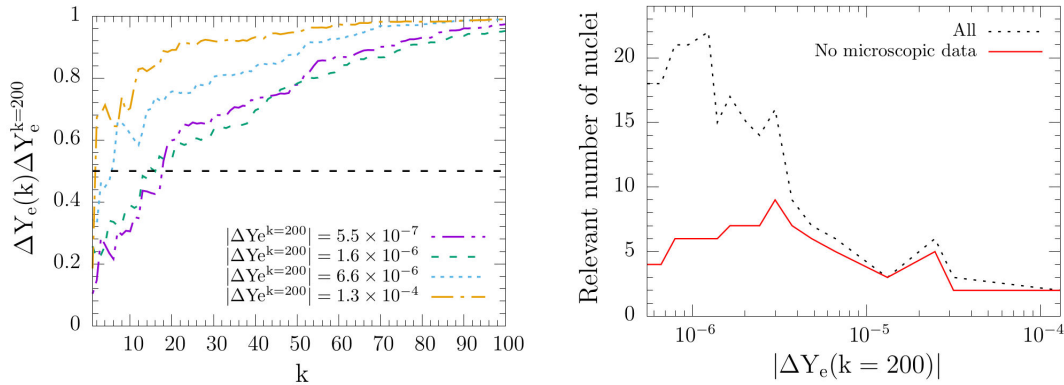


FIGURE 5.35: À gauche, la variation de la fraction électronique (Y_e) instantanée (pour une itération temporelle du code de CCSN 1D utilisé [135, 136, 13]) calculée avec les k premiers noyaux les plus probables, normalisée à la variation de Y_e obtenue en considérant la distribution quasi-complète (200 noyaux les plus probables), en fonction de k à différents instants de l'effondrement avant l'équilibre β (plus $\Delta Y_e^{k=200}$ est grand plus les conditions sont proches de l'équilibre β). Les distributions sont obtenues avec le traitement NSE perturbatif (chapitre 1) avec le modèle de masse HFB-24 [117], et le formalisme LMP [96]. À droite, le nombre de noyaux à considérer pour obtenir 50% de la variation de Y_e instantanée (pointillés) en fonction de la variation de Y_e obtenue en considérant la distribution quasi-complète (plus $\Delta Y_e^{k=200}$ est grand plus les conditions sont proches de l'équilibre β). Le nombre de noyaux importants qui ne sont pas répertoriés dans les tables de taux de capture électronique [105, 106, 100, 97] est indiqué par la ligne rouge.

Nous avons choisi de classer les noyaux par ordre décroissant de probabilité plutôt que par ordre décroissant de produit entre la probabilité et le taux de capture électronique individuel (qui devrait être en réalité le résultat à classer), car cette dernière quantité est très dépendante du modèle de capture électronique choisi et que la vitesse de convergence vers le taux de capture électronique total est équivalente quelle que soit la méthode de classement. Le cas extrême où $k=1$ (SNA) montre des taux de déleptonisation 2 à 10 fois plus faibles qu'en considérant la distribution complète, ce qui est en accord avec les résultats de la comparaison réalisée dans le paragraphe 5.4.2. La figure (b) 5.35 donne le nombre de noyaux à prendre en compte afin d'obtenir 50% du taux réel de déleptonisation, nous constatons que pour cela seulement une vingtaine de noyaux est nécessaire au début de l'effondrement puis moins de 5 en fin d'effondrement là où la capture électronique est la plus efficace. Les différents isotopes comptant pour 89% du taux de capture électronique intégré sur le temps jusqu'au piégeage sont identifiés sur la figure 5.34. Ces derniers sont essentiellement localisés autour des fermetures de couches $Z=28,50$ et $N=50,82$, ce qui est en bon accord avec les résultats des études précédentes [4, 5] employant pourtant une simulation de CCSN différente. De plus, nous constatons avec la figure 5.34 que les noyaux

les plus importants sont majoritairement en dehors des tables de calculs de taux de capture électronique microscopiques disponibles actuellement, dès lors il serait intéressant d'apporter plus de contraintes expérimentales et théoriques sur ces taux dans la région du ^{78}Ni afin de raffiner les extrapolations existantes [96, 89].

En perspective, il serait judicieux d'implémenter notre formalisme NSE dans un code de simulation de CCSN traitant le transport des neutrinos afin de voir si la distribution de noyaux évolue de façon similaire au comportement discuté dans le paragraphe 5.4.1 avec un piégeage des neutrinos progressif. Par ailleurs, une simulation hydrodynamique multidimensionnelle traitant le transport des neutrinos permettrait éventuellement de confronter les hypothèses microphysiques aux observations, en comparant par exemple les énergies moyennes des neutrinos versus la luminosité jusqu'à quelques millisecondes après le rebond.

Conclusion

Mon projet de thèse a été de mesurer des masses nucléaires autour du ^{78}Ni , suggérées importantes dans le scénario d'effondrement du coeur d'étoiles massives [4, 5]. Puis, à partir de nos nouvelles mesures, le but a été de définir le modèle de masse le plus réaliste à employer dans une simulation hydrodynamique existante, afin d'étudier dans quelle mesure les ingrédients microphysiques peuvent impacter la dynamique d'effondrement et la composition du coeur de l'étoile massive.

Mon premier travail a été de construire un traitement de l'équilibre statistique nucléaire adapté à n'importe quelle équation d'état analytique (non tabulée) basée sur l'approximation du noyau moyen (SNA), dans lequel il est possible de changer facilement la description des masses nucléaires. Ce formalisme fournit donc la distribution de noyaux en fonction des conditions thermodynamiques et du modèle de masse choisi, cf [125] et le chapitre 1. J'ai appliqué ce formalisme à l'équation d'état (SNA) de Lattimer et Swesty [6], qui est une des équations d'état la plus utilisée dans les simulations de CCSN. J'ai alors obtenu les distributions statistiques des noyaux à partir de la fonctionnelle de masse originelle et des modèles HFB-24 [117] et DZ10 [86]. Dans le cas du modèle de type goutte liquide originel, les noyaux sont distribués de façon homogène autour du noyau moyen tandis que pour les modèles microscopiques, les noyaux les plus probables se situent autour des nombres magiques. De plus, j'ai mis en évidence les différences entre les effets microscopiques en comparant les distributions des modèles DZ10 et HFB-24. Les gaps étant plus grands dans le modèle DZ10, les distributions sont plus centrées sur les nombres magiques. J'ai également comparé la distribution des taux individuels et le taux total de capture électronique, dans des conditions thermodynamiques caractéristiques de CCSN, mettant ainsi en évidence le lien entre l'équation d'état, les masses nucléaires et le taux de capture électronique. Les taux de capture électronique totaux obtenus avec les modèles HFB-24 et DZ10 peuvent différer de 25% dans les conditions ($n_B \approx 1.73 \times 10^{-4} \text{fm}^{-3}$, $T \approx 1.10 \text{ MeV}$, $Y_e \approx 0.32$). Ce qui est

en accord avec les résultats présentés dans [104].

Ce premier travail autour du nouveau traitement NSE appliqué à l'équation d'état de Lattimer et Swesty a été fait en collaboration avec un doctorant brésilien G. Grams. Après avoir mis en avant l'importance des masses nucléaires sur la composition et le taux de capture électronique, et, compte tenu du fait que les prédictions des modèles divergent pour les noyaux d'intérêt riches en neutrons autour de $Z=28$ et $N=50$ (^{78}Ni), il apparaissait nécessaire de contraindre expérimentalement les masses de ces derniers. Pour cela, nous avons réalisé une expérience de mesure de masse de précision, autour du ^{78}Ni , à l'université de Jyväskylä en Finlande, au moyen du double piège de Penning de l'installation IGISOL en collaboration avec A. Kankainen et sa doctorante L. Canete et l'équipe locale.

Après avoir justifié le choix de l'installation IGISOL où les noyaux sont produits dans une cellule gazeuse lors de réactions de fission induites par particules légères sur une cible d'actinides, j'ai décrit le travail de préparation de l'expérience. Dans un premier temps, j'ai cherché à déterminer le couple cible/projectile approprié afin de maximiser la production des isotopes d'intérêt. À partir des codes GEF et TALYS, j'ai pu voir que l'utilisation d'un faisceau de deutons pouvait permettre de gagner un facteur 1.5 sur la production du ^{75}Ni (pris comme référence) relativement à l'utilisation d'un faisceau de protons, à une énergie de 30 MeV, sur une cible d'Uranium. Par ailleurs, les résultats de [211] suggèrent que l'utilisation d'une cible de Th permettrait de gagner un facteur 2 à 3 en section efficace de production d'isotopes riches en neutrons tels que le ^{76}Ni . Nos estimations GEF/TALYS ne vont pas dans ce sens. Par ailleurs, les calculs effectués avec ces derniers codes montrent que la production de contaminants isobariques est globalement plus importante avec une cible de thorium qu'avec une cible d'uranium. D'après les estimations théoriques, les réactions qui maximisent la production des noyaux riches en neutrons autour du ^{78}Ni sont $p+U$ et $p+Th$ autour de ~ 35 MeV. Au-delà de ~ 35 MeV, la section efficace totale sature. Il n'est plus intéressant d'augmenter l'énergie. Je présente également les résultats de mesure de taux de production pour la réaction $d+Th$ à 15 et 25 MeV que j'ai obtenus, comparés à ceux obtenus dans un cas plus conventionnel de $p+U$ à 35 MeV. Les taux de production mesurés pour quelques isotopes d'intérêt semblent jusqu'à deux ordres de grandeur plus importants avec les réactions $d+Th$. D'autre part, le fait que l'évolution des taux de production des Zn soit bien reproduite par les calculs GEF/TALYS, et que nos résultats pour $p+U$ à 35 MeV soient cohérents avec ceux présentés dans [211], nous laisse penser que la section efficace totale de la réaction $d+Th$ est mal estimée par GEF/TALYS. Toutefois, la présence relativement importante de contaminants dans le cas des mesures de $d+Th$ nous a poussé à réaliser

l'expérience de mesure de masse et mesure du bruit de fond expérimental non maîtrisé pour la réaction standard p+U à 35 MeV.

Les résultats que j'ai obtenus concernent l'expérience de mesure de masse que j'ai analysée en totalité, ils sont résumés dans le tableau 4.2.9.3. Nous avons mesuré les excès de masse de neuf noyaux : états fondamentaux mais aussi isomériques pour certains, forment un total de douze valeurs. La précision a été améliorée pour cinq d'entre eux : ^{67}Fe , ^{69}Co , ^{76}Cu , ^{78}Cu , ^{79m}Zn . Cinq nouveaux excès de masse ont été déterminés : ^{69m}Co , ^{70}Co , ^{74}Ni , ^{75}Ni , ^{76m}Cu . Enfin, nous avons confirmé les valeurs obtenues par des études récentes pour le ^{77}Cu et le ^{79}Zn . À noter que l'impact des excès de masse des états isomériques n'a pas été discuté dans ce manuscrit car cette discussion dépasse le cadre de l'étude visée.

Dans le dernier chapitre, j'ai utilisé ces nouvelles valeurs de masse pour comparer les modèles DZ10 et HFB-24, via les énergies de séparation de deux protons/neutrons et les gaps empiriques deux protons/neutrons. Il en est ressorti que, par rapport au modèle DZ10, le modèle HFB-24 reproduit relativement bien l'allure des gaps empiriques $Z=28$ et $N=50$, même si les valeurs absolues de ces gaps sont sous estimées avec le modèle HFB-24. Nous avons choisi le modèle HFB-24, représentatif des modèles microscopiques, dans l'étude des paramètres microphysiques. J'ai pu réaliser cette étude après avoir intégré le nouveau formalisme d'équilibre statistique nucléaire, dans une simulation de CCSN à une dimension [257, 13], en effectuant préalablement un travail d'optimisation de la routine de calcul originale permettant de gagner un facteur ~ 16 sur le temps de simulation de la phase d'effondrement. Dès lors, j'ai pu calculer auto-cohéremment les distributions de noyaux du coeur de l'étoile en effondrement. L'évolution de la composition du coeur, de même que sa composition au moment du rebond, sont dépendantes du modèle de masse utilisé. Toutefois, le modèle de masse ne semble pas impacter la dynamique d'effondrement, ni les grandeurs macroscopiques au rebond, ni la luminosité des neutrinos. Cela pourrait être dû aux effets rétroactifs entre l'équation d'état, les réactions électrofaibles, le transport des neutrinos et l'hydrodynamique, comme le suggère [268]. D'autre part, je me suis intéressé au fait de prendre en compte la distribution de noyaux plutôt que de considérer seulement le noyau le plus probable. Il s'avère que le taux de capture est plus important en comptant la distribution, le rebond survient plus tôt que dans le cas du noyau unique. Dans ce dernier cas, l'entropie et la luminosité des neutrinos sont plus élevées dans la partie centrale du coeur avant, pendant et après le rebond. L'effet du modèle de capture électronique est parmi tous les ingrédients microscopiques testés celui qui a le plus d'impact, tant du point de vue de la composition du coeur que de la dynamique d'effondrement. J'ai testé deux modèles de

capture électronique, le modèle de LMP [96] et le modèle de Bruenn [52]. La déleptonisation étant moins importante pour ce dernier, le rebond a lieu plus tard et l'onde de choc se forme à une masse et un rayon plus grands dans le coeur de l'étoile. L'entropie et la luminosité des neutrinos sont également très différentes selon le modèle de capture électronique employé, ce qui est accord avec les résultats de l'étude [139]. Elles sont plus élevées avec la prescription de Bruenn. Enfin, compte tenu de l'approximation du schéma de fuite effectuée pour simplifier le transport des neutrinos dans la simulation, il est nécessaire de fixer la densité à laquelle ils sont piégés, même si en réalité le piégeage est plus progressif. Les résultats dépendent beaucoup de ce paramètre. Effectivement, plus la densité de piégeage est grande plus la matière se déleptonise, ce qui affecte ainsi la composition du coeur de l'étoile. Pour les densités de piégeage de 10^{12}g.cm^{-3} et $3 \times 10^{12}\text{g.cm}^{-3}$ nous observons que les effets couplés de l'entropie et de la structure des noyaux forcent la distribution à évoluer vers des noyaux légers et riches en neutrons (autour de $Z=8$ et $N=20$) à partir d'une densité de l'ordre de $\sim \times 10^{12}\text{g.cm}^{-3}$. En outre, la luminosité des neutrinos émis avant le rebond, contrairement à l'énergie moyenne de ces derniers, dépend de la densité de piégeage fixée.

Pour terminer, l'étude des paramètres microphysiques a permis de montrer l'importance du modèle de masse sur la composition, et parmi les quatre paramètres microphysiques étudiés, la capture électronique a le plus d'impact à l'échelle macroscopique. Ce qui m'a amené à établir la distribution des noyaux contribuant le plus au taux de capture électronique total, montrant ainsi que quelques noyaux (~ 5) dans les régions du ^{78}Ni et du ^{126}Pd contribuent à 50% du taux de capture total en fin d'effondrement, moment où la déleptonisation est plus efficace. Par ailleurs, l'essentiel des noyaux importants n'étant pas dans les tables de taux de capture calculés par les modèles microscopiques, ni mesurés expérimentalement, nous ne savons pas à quel point les extrapolations des taux [96, 104] sont correctes. Il paraît essentiel de réaliser de nouvelles mesures et calculs théoriques basés sur des modèles microscopiques de taux de capture électronique pour les noyaux autour du ^{78}Ni et du ^{126}Pd . Cela constitue un des aspects à développer dans le futur.

Le travail sur les noyaux contribuant le plus au taux de capture électronique total durant l'effondrement a été fait en collaboration avec un groupe de recherche du Laboratoire Univers et Théories (LUTH), en particulier avec le doctorant A. Pascal.

Perspectives

Dans un premier temps, du point de vue expérimental, il aurait été intéressant d'exploiter pleinement les résultats des mesures de taux de production afin notamment de comprendre et corriger le décalage de la section efficace totale observé pour les réactions d+Th en comparaison avec la réaction standard p+U. Une étude comparative de l'ensemble des taux de production expérimentaux obtenus pour les isobares $A=67-71,74-78$ (p+U à 35 MeV), $A=71-79$ (d+Th 25 MeV) et $A=74-78$ (d+Th 15 MeV) par rapport aux prédictions théoriques GEF/TALYS, aiderait certainement à mieux comprendre le mécanisme de fission induite par deutons, lequel ne passe pas systématiquement par le noyau composé. Les résultats d'une telle étude pourraient faire l'objet d'une publication.

Concernant les mesures de masse réalisées, celles-ci ont également un intérêt pour aider à comprendre les effets de la structure nucléaire autour de $Z=28$, $N=40,50$. Dans le cadre de la thèse de notre collaboratrice L. Canete, nous avons étudié récemment la fermeture de couche $N=40$ à la lumière des résultats expérimentaux d'excès de masse obtenus pour les noyaux de ^{67}Fe , ^{69}Co , ^{69m}Co et de ^{70}Co . Dans la publication que nous venons récemment de soumettre, nous présentons, entre autres, la première mesure de l'énergie d'excitation de l'état intrus $1/2^-$ du ^{69}Co , comparée (i) à la systématique des états $1/2^-$ dans les isotopes de Co avoisinant et (ii) à des calculs de modèle en couche utilisant l'interaction LNPS [271] obtenus par F. Nowacki et A. Poves. D'après les résultats expérimentaux, l'état de longue demie-vie (750 ± 250 ms) correspond à l'état isomérique dans le ^{69}Co tandis que celui de courte demie-vie (180 ± 29 ms) constitue l'état fondamental. L'état isomérique $1/2^-$ est interprété comme étant intrus déformé 1p-2h par le modèle. Ce dernier reproduit bien la systématique des isotopes de Co dans cette région de la carte des noyaux. Ici nous confirmons la proximité entre l'état déformé intrus et sphérique dans le ^{69}Co ainsi que la diminution des gaps $N=40$ et $N=42$. Dans cette publication, nous avons aussi montré que les nouvelles mesures de masse ont permis de diminuer l'incertitude concernant les taux de capture neutron rapide. Notons tout de même qu'il est dommage de ne pas avoir pu séparer l'état isomérique de l'état fondamental dans le ^{70}Co , en appliquant la méthode des ratios utilisée pour le ^{69}Co mais avec des temps d'attente plus appropriés (plus courts). Par ailleurs, les nouvelles mesures des états isomériques du ^{76}Cu et du ^{79}Zn permettront de mieux comprendre les effets de coexistence de forme des noyaux autour de la double fermeture de couche $Z=28$ et $N=50$. Cela fera également l'objet de futures publications. En plus de l'intérêt de ces mesures pour mieux comprendre les effets de structure nucléaire dans

cette région de la carte des noyaux, nous pouvons aussi nous interroger sur l'impact des états isomériques dans le cadre du processus r. Dans un futur plus lointain, la mise en service des nouvelles installations SPIRAL2 [149], FRIB [154], FAIR [153] et RIKEN amélioré [152], couplées aux nouvelles techniques de mesure de masse comme les anneaux de stockage, les MR-TOF-MS et les pièges de Penning dotés de la technique PI-ICR permettront de mesurer précisément les masses de noyaux encore plus riches en neutrons, voire même celle du ^{78}Ni un jour.

Comme je l'ai évoqué en conclusion du dernier chapitre de ce manuscrit, il est important d'apporter de nouvelles contraintes expérimentales sur les taux de capture électronique des noyaux pointés, bien que la liste de ces derniers ne soit pas exhaustive car elle dépend des ingrédients de la simulation employée. En ce sens, il serait possible d'envisager des expériences de mesure de spectroscopie par absorption totale (TAS) couplée avec un piège de Penning pour la purification du faisceau en amont. Cela devrait être possible dans un premier temps à JYFL sur des noyaux moins exotiques puis pour les noyaux d'intérêt (situés autour du ^{78}Ni et du ^{126}Pd) lorsque la phase 2 de l'installation SPIRAL2 (DESIR) sera opérationnelle. En parallèle, il est possible de contraindre les taux de capture électronique via des réactions d'échange de charge du type (n,p), (d, ^2He) ou encore (t, ^3He) à des énergies intermédiaires ($\gtrsim 100$ MeV). Il est possible de réaliser ce type de mesure dans des installations comme NSCL [150] et RCNP [272].

D'un point de vue théorique, de nombreuses avancées sont également possibles. Tout d'abord, il serait intéressant d'incorporer notre nouvelle routine de calcul de distribution dans une simulation qui traite le transport des neutrinos de façon plus réaliste, afin de voir si nous retrouvons le fait que la composition du coeur évolue vers des noyaux légers, auquel cas, nous pourrions quantifier l'impact que cela aurait sur la luminosité et l'énergie moyenne des neutrinos après rebond. Par ailleurs, il serait envisageable d'incorporer notre équation d'état dans un code multidimensionnel car finalement, grâce au travail d'optimisation, le calcul de la distribution requiert un temps raisonnable. Cela permettrait de voir si les différences de compositions engendrées par les différents modèles de masses ont des effets sur la propagation de l'onde de choc après le rebond. En outre, il serait intéressant d'étudier l'effet éventuel des distributions sur le processus-r ayant lieu dans les couches de l'étoile expulsées par l'explosion ou lors de la coalescence de deux étoiles à neutron.

À terme, afin que notre formalisme soit plus réaliste à haute densité (proche de la densité de

saturation nucléaire), il faudrait traiter cohéremment le gaz de nucléons et le noyau d'une cellule de Wigner-Seitz à partir de la même fonctionnelle de la densité, ce qui nécessite de construire une nouvelle équation d'état.

Comme mentionné précédemment, il serait très utile de disposer de prédictions théoriques de taux de capture électronique issues de modèles microscopiques, pour les isotopes mis en évidence dans ce manuscrit. Cela offrirait, en plus des éventuelles données expérimentales, un cadre pour contraindre les formules analytiques de calculs de taux comme la formule présentée dans [\[104\]](#).

Annexe A

La réduction de l'intervalle A du calcul des probabilités est effectuée à partir du noyau moyen de l'itération temporelle précédente $\langle A \rangle_{t_{i-1}}$, tel que :

$$\langle A \rangle_{t_{i-1}} - (K\sigma)_{t_{i-1}} = A_{\min}^{\text{cut}} \leq A \leq A_{\max}^{\text{cut}} = \langle A \rangle_{t_{i-1}} + (K\sigma)_{t_{i-1}} ,$$

avec $\sigma_{t_{i-1}}$ l'écart type de la distribution précédente et $K_{t_{i-1}}$ une constante calculée de façon à réduire l'intervalle A toujours au même seuil de probabilité. Nous déterminons K en considérant une distribution de type gaussienne :

$$p(A) = N e^{-\frac{(A-\langle A \rangle)^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{A.1})$$

$$p(\langle A \rangle - K\sigma) = N e^{-\frac{K^2}{2}} , \quad (\text{A.2})$$

où N est un facteur de normalisation, tel que :

$$N = p(\langle A \rangle, \langle Z \rangle) = p_{\langle A \rangle} . \quad (\text{A.3})$$

La probabilité à $A_{\min}^{\text{cut}} = \langle A \rangle - K\sigma$ doit être au minimum égale au seuil en probabilité définie p_{cut} :

$$p_{\langle A \rangle} e^{-\frac{K^2}{2}} \leq p_{\text{cut}} , \quad (\text{A.4})$$

d'où

$$K = \sqrt{-2 \ln \left(\frac{p_{\text{cut}}}{p_{\langle A \rangle}} \right)} \quad (\text{A.5})$$

La distribution en A peut être multimodale, il est possible que la probabilité du noyau moyen soit en dessous du seuil imposé, auquel cas l'expression A.5 n'est pas définie. Pour éviter cela, nous avons substitué $p_{<A>}$ par la probabilité du noyau le plus probable de la distribution $p(A_{mp}, Z_{mp})$. En contre partie, cela fixe quasiment K et donc les bornes de l'intervalle réduit ne sont plus fixées au même seuil en probabilité $p_{cut} = p_{t_{i-1}}(A_{mp}, Z_{mp})/R_{cut}$ d'une itération temporelle à l'autre, en effet :

$$K = \sqrt{-2 \ln \left[\frac{p_{t_{i-1}}(A_{mp}, Z_{mp})}{p(A_{mp}, Z_{mp}) R_{cut}} \right]}, \quad (\text{A.6})$$

où $p_{t_{i-1}}(A_{mp}, Z_{mp})$ est la probabilité du noyau le plus probable de la distribution calculée à l'itération précédente. Cette dernière ne correspond pas exactement à la probabilité maximal de l'itération en cours mais est très proche, dès lors :

$$K \approx \sqrt{2 \ln(R_{cut})} \quad (\text{A.7})$$

Bibliographie

- [1] A. Marek and H.-T. Janka, “Delayed neutrino-driven supernova explosions aided by the standing accretion-shock instability,” *Astrophys. J.*, vol. 694, p. 664, 2009.
- [2] A. Summa *et al.*, “Progenitor-dependent explosion dynamics in self-consistent, axisymmetric simulations of neutrino-driven core-collapse supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 825, p. 6, 2016.
- [3] E. P. O’Connor and S. M. Couch, “Two-dimensional core-collapse supernova explosions aided by general relativity with multidimensional neutrino transport,” *Astrophys. J.*, vol. 854, p. 63, 2018.
- [4] C. Sullivan *et al.*, “The sensitivity of core-collapse supernovae to nuclear electron capture,” *Astrophys. J.*, vol. 816, p. 44, 2015.
- [5] R. Titus *et al.*, “Impact of electron-captures on nuclei near $N = 50$ on core-collapse supernovae,” *J. Phys. G*, vol. 45, p. 014004, 2017.
- [6] J. M. Lattimer and F. D. Swesty, “A generalized equation of state for hot, dense matter,” *Nuc. Phys. A*, vol. 535, pp. 331–376, 1991.
- [7] O. Krause and T. others, “Tycho Brahe’s 1572 supernova as a standard type Ia as revealed by its light-echo spectrum,” *Nature*, vol. 456, p. 617, 2008.
- [8] G. Lemaître, “Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques,” *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, vol. 47, pp. 49–59, 1927.
- [9] E. Hubble, “A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 15, pp. 168–173, 1929.

-
- [10] W. Baade and F. Zwicky, “On super-novae,” *Proceedings of the National Academy of Sciences*, vol. 20, pp. 254–259, 1934.
- [11] F. Zwicky, “Types of novae,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 12, pp. 66–85, 1940.
- [12] R. Diehl *et al.*, “Radioactive ^{26}Al from massive stars in the galaxy,” *Nature*, vol. 439, pp. 45–47, 2006.
- [13] A. F. Fantina, *Supernovae theory : study of electro-weak processes during gravitational collapse of massive stars*. Theses, Université Paris Sud - Paris XI, 2010.
- [14] G. A. Tammann, W. Loeffler, and A. Schroeder, “The Galactic supernova rate,” *Astrophys. J. Suppl.*, vol. 92, pp. 487–493, 1994.
- [15] L. Rezzolla *et al.*, *The Physics and Astrophysics of Neutron Stars*, vol. 457. Astrophysics and Space Science Library, Springer, 2018.
- [16] A. Conley *et al.*, “Supernova constraints and systematic uncertainties from the first three years of the supernova legacy survey,” *Astrophys. J. Suppl. Series*, vol. 192, p. 1, 2010.
- [17] C. Zheng *et al.*, “First-year spectroscopy for the sloan digital sky survey - II supernova survey,” *The Astronomical Journal*, vol. 135, pp. 1766–1784, 2008.
- [18] B. J. Shappee *et al.*, “The man behind the curtain : X-rays drive the UV through NIR variability in the 2013 active galactic nucleus outburst in NGC 2617,” *Astrophys. J.*, vol. 788, p. 48, 2014.
- [19] K. Møller *et al.*, “Measuring the supernova unknowns at the next-generation neutrino telescopes through the diffuse neutrino background,” *J. Cosmo. Astropart. Phys.*, vol. 2018, pp. 066–066, 2018.
- [20] V. Roma *et al.*, “Astrophysics with core-collapse supernova gravitational wave signals in the next generation of gravitational wave detectors,” *Phys. Rev. D*, vol. 99, p. 063018, 2019.
- [21] K. Nakamura *et al.*, “Multimessenger signals of long-term core-collapse supernova simulations : synergetic observation strategies,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 461, pp. 3296–3313, 2016.

- [22] S. Woosley and J. Bloom, “The supernova–gamma-ray burst connection,” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 44, pp. 507–556, 2006.
- [23] E. Pian *et al.*, “An optical supernova associated with the X-ray flash XRF 060218,” *Nature*, vol. 442, pp. 1011–1013, 2006.
- [24] F.-K. Thielemann *et al.*, “What are the astrophysical sites for the r-process and the production of heavy elements?,” *Progr. Part. Nucl. Phys.*, vol. 66, pp. 346–353, 2011.
- [25] D. M. Siegel, J. Barnes, and B. D. Metzger, “Collapsars as a major source of r-process elements,” *Nature*, vol. 569, pp. 241–244, 2019.
- [26] F.-K. Thielemann, K. Nomoto, and M.-A. Hashimoto, “Core-Collapse Supernovae and Their Ejecta,” *Astrophys. J.*, vol. 460, p. 408, 1996.
- [27] R. Minkowski, “Spectra of Supernovae,” *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, vol. 53, p. 224, 1941.
- [28] A. V. Filippenko, “Optical spectra of supernovae,” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 35, pp. 309–355, 1997.
- [29] Y. P. Pskovskii, “Identification of the absorption spectrum of the type I supernova,” *Soviet Astronomy*, vol. 12, p. 750, 1969.
- [30] R. Barbon, F. Ciatti, and L. Rosino, “Photometric properties of type II supernovae,” *Astron. Astrophys.*, vol. 72, pp. 287–292, 1979.
- [31] A. W. Alsabti and P. Murdin, *Handbook of Supernovae*. Springer International Publishing, 2017.
- [32] N. Smith, “Mass loss : Its effect on the evolution and fate of high-mass stars,” *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, vol. 52, pp. 487–528, 2014.
- [33] F. Hoyle and W. A. Fowler, “Nucleosynthesis in Supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 132, p. 565, 1960.
- [34] T. S. A. Shapiro, Stuart L, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The Physics of compact objects*. John Wiley & Sons, 2008.
- [35] J. S. Bloom *et al.*, “A compact degenerate primary-star progenitor of SN 2011fe,” *Astrophys. J.*, vol. 744, p. L17, 2011.

- [36] J. Whelan and I. Iben, Jr., “Binaries and Supernovae of Type I,” *Astrophys. J.*, vol. 186, pp. 1007–1014, 1973.
- [37] I. Iben, Jr. and A. V. Tutukov, “Supernovae of type I as end products of the evolution of binaries with components of moderate initial mass (M not greater than about 9 solar masses),” *Astrophys. J. Supp.*, vol. 54, pp. 335–372, 1984.
- [38] M. Hamuy *et al.*, “The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type IA Supernovae,” *AJ*, vol. 112, p. 2391, 1996.
- [39] H.-T. Janka, “Explosion mechanisms of core-collapse supernovae,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 62, pp. 407–451, 2012.
- [40] E. Baron and J. Cooperstein, “The effect of iron core structure on supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 353, pp. 597–611, 1990.
- [41] T. Fischer *et al.*, “Core-collapse supernova explosions triggered by a quark-hadron phase transition during the early post-bounce phase,” *Astrophys. J. Suppl. Series*, vol. 194, p. 39, 2011.
- [42] W. Li *et al.*, “Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - II. The observed luminosity functions and fractions of supernovae in a complete sample,” *MNRAS*, vol. 412, pp. 1441–1472, 2011.
- [43] J. P. Anderson *et al.*, “Analysis of blueshifted emission peaks in Type II supernovae,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 441, pp. 671–680, 2014.
- [44] N. E. Sanders *et al.*, “Toward characterization of the type IIP supernova progenitor population : a statistical sample of light curves from Pan-STARRS1,” *Astrophys. J.*, vol. 799, p. 208, 2015.
- [45] D. A. Swartz, J. C. Wheeler, and R. P. Harkness, “Model light curves of linear type II supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 374, pp. 266–280, 1991.
- [46] J. G. Cohen, J. Darling, and A. Porter, “The Nonvariability of the Progenitor of Supernova 1993J in M81,” *AJ*, vol. 110, p. 308, 1995.
- [47] H.-T. Janka *et al.*, “Theory of core-collapse supernovae,” *Phys. Reports*, vol. 442, pp. 38–74, 2007.
- [48] H. A. Bethe, “Supernova mechanisms,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, pp. 801–866, 1990.

- [49] M. Ugliano *et al.*, “Progenitor-explosion connection and remnant birth masses for neutrino-driven supernovae of iron-core progenitors,” *Astrophys. J.*, vol. 757, p. 69, 2012.
- [50] T. Sukhbold *et al.*, “Core-collapse supernovae from 9 to 120 solar masses based on neutrino-powered explosions,” *Astrophys. J.*, vol. 821, p. 38, 2016.
- [51] S. A. Colgate and R. H. White, “The hydrodynamic behavior of supernovae explosions,” *Astrophys. J.*, vol. 143, p. 626, 1966.
- [52] S. W. Bruenn, “Stellar core collapse - Numerical model and infall epoch,” *Astrophys. J. Supp.*, vol. 58, pp. 771–841, 1985.
- [53] M. Herant *et al.*, “Inside the supernova : A powerful convective engine,” *Astrophys. J.*, vol. 435, pp. 339–361, 1994.
- [54] J. M. Blondin, A. Mezzacappa, and C. DeMarino, “Stability of standing accretion shocks, with an eye toward core-collapse supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 584, pp. 971–980, 2003.
- [55] T. Foglizzo, “Non-radial instabilities of isothermal bondi accretion with a shock : Vortical-acoustic cycle vs. post-shock acceleration,” *Astron. Astrophys.*, vol. 392, pp. 353–368, 2002.
- [56] I. Sagert *et al.*, “Signals of the QCD phase transition in core-collapse supernovae,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 081101, 2009.
- [57] T. Fischer *et al.*, “Quark matter in core collapse supernova simulations,” *Acta Physica Polonica B, Proceedings Suppl.*, vol. 7, pp. 153–161, 2014.
- [58] A. Burrows *et al.*, “An acoustic mechanism for core-collapse supernova explosions,” *New Astronomy Rev.*, vol. 50, pp. 487–491, 2006.
- [59] R. D. Hoffman, S. E. Woosley, and Y.-Z. Qian, “Nucleosynthesis in neutrino-driven winds. II. implications for heavy element synthesis,” *Astrophys. J.*, vol. 482, pp. 951–962, 1997.
- [60] S. A. Colgate and M. H. Johnson, “Hydrodynamic origin of cosmic rays,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 5, p. 235, 1960.

- [61] W. Arnett, “Neutrino trapping during gravitational collapse of stars,” *Astrophys. J.*, vol. 218, pp. 815–833, 1977.
- [62] Cabezón, R. M. *et al.*, “Core-collapse supernovae in the hall of mirrors - a three-dimensional code-comparison project,” *Astron. Astrophys.*, vol. 619, p. A118, 2018.
- [63] H. A. Bethe *et al.*, “Equation of state in the gravitational collapse of stars,” *Nuc. Phys. A*, vol. 324, pp. 487–533, 1979.
- [64] M. Oertel *et al.*, “Equations of state for supernovae and compact stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 89, p. 015007, 2017.
- [65] D. Q. Lamb *et al.*, “Hot dense matter and stellar collapse,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 41, pp. 1623–1626, 1978.
- [66] C. Iliadis, *Nuclear Physics of stars*. John Wiley & Sons, 2015.
- [67] S. Typel *et al.*, “Composition and thermodynamics of nuclear matter with light clusters,” *Phys. Rev. C*, vol. 81, p. 015803, 2010.
- [68] E. Wigner and F. Seitz, “On the constitution of metallic sodium,” *Phys. Rev.*, vol. 43, pp. 804–810, 1933.
- [69] A. Burrows and J. M. Lattimer, “The birth of neutron stars,” *Astrophys. J.*, vol. 307, pp. 178–196, 1986.
- [70] G. Martínez-Pinedo, M. Liebendörfer, and D. Frekers, “Nuclear input for core-collapse models,” *Nuc. Phys. A*, vol. 777, pp. 395–423, 2006.
- [71] O. L. Caballero, C. J. Horowitz, and D. K. Berry, “Neutrino scattering in heterogeneous supernova plasmas,” *Phys. Rev. C*, vol. 74, p. 065801, 2006.
- [72] H. Shen *et al.*, “Relativistic equation of state of nuclear matter for supernova and neutron star,” *Nuc. Phys. A*, vol. 637, pp. 435–450, 1998.
- [73] J. M. Lattimer and D. G. Ravenhall, “Neutron star matter at high temperatures and densities. I - Bulk properties of nuclear matter,” *Astrophys. J.*, vol. 223, pp. 314–323, 1978.
- [74] “Page web LS EoS.” <http://www.astro.sunysb.edu/dswesty/lseos.html>.

- [75] J. Lattimer *et al.*, “Physical properties of hot, dense matter : The general case,” *Nuc. Phys. A*, vol. 432, pp. 646–742, 1985.
- [76] H. Shen *et al.*, “Relativistic equation of state for core-collapse supernova simulations,” *Astrophys. J. Suppl. Series*, vol. 197, p. 20, 2011.
- [77] Y. Sugahara and H. Toki, “Relativistic mean-field theory for unstable nuclei with non-linear σ and ω terms,” *Nuc. Phys. A*, vol. 579, pp. 557–572, 1994.
- [78] W. Hillebrandt, K. Nomoto, and R. Wolff, “Supernova explosions of massive stars—the mass range 8 to 10 solar masses,” *Astron. Astrophys.*, vol. 133, pp. 175–184, 1984.
- [79] S. Furusawa *et al.*, “Supernova equations of state including full nuclear ensemble with in-medium effects,” *Nuc. Phys. A*, vol. 957, pp. 188–207, 2017.
- [80] M. Hempel *et al.*, “New equations of state in simulations of core-collapse supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 748, p. 70, 2012.
- [81] M. F. El Eid and W. Hillebrandt, “A new equation of state of supernova matter,” *Astron. Astrophys. Suppl. Series*, vol. 42, pp. 215–226, 1980.
- [82] G. F. Raduta, Ad. R., “Statistical description of complex nuclear phases in supernovae and proto-neutron stars,” *Phys. Rev. C*, vol. 82, p. 065801, 2010.
- [83] F. Gulminelli and A. R. Raduta, “Unified treatment of subsaturation stellar matter at zero and finite temperature,” *Phys. Rev. C*, vol. 92, p. 055803, 2015.
- [84] A. Raduta and F. Gulminelli, “Nuclear statistical equilibrium equation of state for core collapse,” *Nuc. Phys. A*, vol. 983, pp. 252–275, 2019.
- [85] M. Wang *et al.*, “The AME2012 atomic mass evaluation,” *Chinese Physics C*, vol. 36, p. 1603, 2012.
- [86] J. Duflo and A. Zuker, “Microscopic mass formulas,” *Phys. Rev. C*, vol. 52, pp. R23–R27, 1995.
- [87] P. Danielewicz and J. Lee, “Symmetry energy I : Semi-infinite matter,” *Nuc. Phys. A*, vol. 818, pp. 36–96, 2009.
- [88] W. Fowler, C. Engelbrecht, and S. Woosley, “Nuclear partition functions,” *Astrophys. J.*, vol. 226, pp. 984–995, 1978.

- [89] A. R. Raduta, F. Gulminelli, and M. Oertel, “Modification of magicity toward the dripline and its impact on electron-capture rates for stellar core collapse,” *Phys. Rev. C*, vol. 93, p. 025803, 2016.
- [90] H. Togashi and M. Takano, “Variational study for the equation of state of asymmetric nuclear matter at finite temperatures,” *Nuclear Physics A*, vol. 902, pp. 53 – 73, 2013.
- [91] S. Furusawa *et al.*, “A new equation of state for core-collapse supernovae based on realistic nuclear forces and including a full nuclear ensemble,” *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 44, p. 094001, 2017.
- [92] S. Furusawa *et al.*, “Dependence of weak interaction rates on the nuclear composition during stellar core collapse,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, p. 025809, 2017.
- [93] M. Hempel and J. Schaffner-Bielich, “A statistical model for a complete supernova equation of state,” *Nuc. Phys. A*, vol. 837, pp. 210–254, 2010.
- [94] G. Audi *et al.*, “The nubase evaluation of nuclear and decay properties,” *Nuc. Phys. A*, vol. 729, pp. 3–128, 2003.
- [95] C. Ishizuka *et al.*, “Tables of hyperonic matter equation of state for core-collapse supernovae,” *J. Phys. G*, vol. 35, p. 085201, 2008.
- [96] K. Langanke *et al.*, “Electron capture rates on nuclei and implications for stellar core collapse,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, p. 241102, 2003.
- [97] G. M. Fuller, W. A. Fowler, and M. J. Newman, “Stellar weak interaction rates for intermediate-mass nuclei. IV - Interpolation procedures for rapidly varying lepton capture rates using effective log (ft)-values,” *Astrophys. J.*, vol. 293, pp. 1–16, 1985.
- [98] S. El-Kateb *et al.*, “Spin-isospin strength distributions for fp shell nuclei : Results for the $^{55}\text{Mn}(n,p)$, $^{56}\text{Fe}(n,p)$, and $^{58}\text{Ni}(n,p)$ reactions at 198 MeV,” *Phys. Rev. C*, vol. 49, p. 3128, 1994.
- [99] E. Caurier *et al.*, “Shell-model calculations of stellar weak interaction rates. I. Gamow-Teller distributions and spectra of nuclei in the mass range $A=45-65$,” *Nuc. Phys. A*, vol. 653, pp. 439–452, 1999.
- [100] K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, “Shell-model calculations of stellar weak interaction rates : II. Weak rates for nuclei in the mass range $A=45-65$ in supernovae environments,” *Nuc. Phys. A*, vol. 673, pp. 481–508, 2000.

- [101] J. Cooperstein and J. Wambach, “Electron capture in stellar collapse,” *Nuc. Phys. A*, vol. 420, pp. 591–620, 1984.
- [102] S. W. Bruenn, J. R. Buchler, and W. R. Yueh, “Neutrino transport in supernova models : A multigroup, flux limited diffusion scheme,” *Astrophys. Spa. Sci.*, vol. 59, pp. 261–284, 1978.
- [103] S. W. Bruenn, “A comparison of recent numerical calculations of stellar core collapse,” *Astrophys. J. Supp.*, vol. 62, pp. 331–361, 1986.
- [104] A. R. Raduta, F. Gulminelli, and M. Oertel, “Stellar electron capture rates on neutron-rich nuclei and their impact on stellar core collapse,” *Phys. Rev. C*, vol. 95, p. 025805, 2017.
- [105] T. Oda *et al.*, “Rate tables for the weak processes of sd-shell nuclei in stellar matter,” *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 56, pp. 231–403, 1994.
- [106] J. Pruet and G. M. Fuller, “Estimates of stellar weak interaction rates for nuclei in the mass range $A = 65$ – 80 ,” *Astrophys. J. Suppl. Series*, vol. 149, pp. 189–203, 2003.
- [107] M. Wang *et al.*, “The AME2016 atomic mass evaluation (II). tables, graphs and references,” *Chinese Physics C*, vol. 41, p. 030003, 2017.
- [108] W. Huang, *Direct Mass Measurements and Global Evaluation of Atomic Masses*. Theses, Université Paris-Saclay, 2018.
- [109] G. Gamow, “Mass defect curve and nuclear constitution,” *Proceedings of the Royal Society of London, Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, vol. 126, pp. 632–644, 1930.
- [110] H. A. Bethe and R. F. Bacher, “Nucl. phys. a. stationary states of nuclei,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 8, p. 82, 1936.
- [111] C. F. v Weizsäcker, “Zur theorie der kernmassen,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 96, pp. 431–458, 1935.
- [112] W. Satula *et al.*, “On the origin of the wigner energy,” *Phys. Lett. B*, vol. 407, pp. 103–109, 1997.
- [113] M. G. Mayer, “On closed shells in nuclei. II,” *Phys. Rev.*, vol. 75, p. 1969, 1949.

- [114] O. Haxel, J. H. D. Jensen, and H. E. Suess, "On the "magic numbers" in nuclear structure," *Phys. Rev.*, vol. 75, p. 1766, 1949.
- [115] C. Izzo *et al.*, "Precision mass measurements of neutron-rich Co isotopes beyond N=40," *Phys. Rev. C*, vol. 97, p. 014309, 2018.
- [116] A. Welker *et al.*, "Binding energy of ^{79}Cu : Probing the structure of the doubly magic ^{78}Ni from only one proton away," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 119, p. 192502, 2017.
- [117] S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, "Further explorations of skyrme-hartree-fock-bogoliubov mass formulas. xiii. the 2012 atomic mass evaluation and the symmetry coefficient," *Phys. Rev. C*, vol. 88, p. 024308, 2013.
- [118] M. Samyn *et al.*, "A Hartree-Fock-Bogoliubov mass formula," *Nucl. Phys. A*, vol. 700, pp. 142–156, 2002.
- [119] D. R. Hartree, "The wave mechanics of an atom with a non-coulomb central field. Part I. Theory and Methods," *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, vol. 24, p. 89–110, 1928.
- [120] V. Fock, "Näherungsmethode zur lösung des quantenmechanischen mehrkörperproblems," *Zeitschrift für Physik*, vol. 61, pp. 126–148, 1930.
- [121] N. N. Bogoliubov, "A new method in the theory of superconductivity. 1.," *Soviet Phys. JETP-USSR*, vol. 7, pp. 41–46, 1958.
- [122] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, "Theory of superconductivity," *Phys. Rev.*, vol. 108, pp. 1175–1204, 1957.
- [123] T. Skyrme, "The effective nuclear potential," *Nuc. Phys.*, vol. 9, pp. 615–634, 1958.
- [124] C. Qi, "Theoretical uncertainties of the Duflo–Zuker shell-model mass formulae," *J. Phys. G*, vol. 42, p. 045104, 2015.
- [125] G. Grams *et al.*, "Distribution of nuclei in equilibrium stellar matter from the free-energy density in a wigner-seitz cell," *Phys. Rev. C*, vol. 97, p. 035807, 2018.
- [126] G. Baym, C. Pethick, and P. Sutherland, "The ground state of matter at high densities : equation of state and stellar models," *Astrophys. J.*, vol. 170, p. 299, 1971.
- [127] C. Das *et al.*, "The thermodynamic model for nuclear multifragmentation," *Phys. Rep.*, vol. 406, pp. 1–47, 2005.

- [128] F. Gulminelli and A. R. Raduta, “Ensemble inequivalence in supernova matter within a simple model,” *Phys. Rev. C*, vol. 85, p. 025803, 2012.
- [129] A. Botvina and I. Mishustin, “Formation of hot heavy nuclei in supernova explosions,” *Phys. Lett. B*, vol. 584, pp. 233–240, 2004.
- [130] J. Margueron, R. Hoffmann Casali, and F. Gulminelli, “Equation of state for dense nucleonic matter from metamodeling. I. Foundational aspects,” *Phys. Rev. C*, vol. 97, p. 025805, 2018.
- [131] G. Colò *et al.*, “Microscopic determination of the nuclear incompressibility within the nonrelativistic framework,” *Phys. Rev. C*, vol. 70, p. 024307, 2004.
- [132] Buras, R. *et al.*, “Two-dimensional hydrodynamic core-collapse supernova simulations with spectral neutrino transport - I. Numerical method and results for a 15 M_{\odot} star,” *Astron. Astrophys.*, vol. 447, pp. 1049–1092, 2006.
- [133] M. Oertel, A. F. Fantina, and J. Novak, “Extended equation of state for core-collapse simulations,” *Phys. Rev. C*, vol. 85, p. 055806, 2012.
- [134] M. Brack and P. Quentin, “Disappearance of shell effects at high excitation. Self-consistent calculations at finite temperatures,” *Physica Scripta*, vol. 10, pp. 163–169, 1974.
- [135] J. V. Romero *et al.*, “A New Spherically Symmetric General Relativistic Hydrodynamical Code,” *Astrophys. J.*, vol. 462, p. 839, 1996.
- [136] J. V. Romero *et al.*, “General relativistic collapse of hot stellar cores,” in *Some Topics on general relativity and gravitational radiation* (J. A. Miralles, J. A. Morales, and D. Sáez, eds.), p. 289, 1997.
- [137] S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, pp. 1015–1071, 2002.
- [138] J. Cooperstein, “Neutrinos in supernovae,” *Phys. Rep.*, vol. 163, pp. 95–126, 1988.
- [139] W. R. Hix *et al.*, “Consequences of nuclear electron capture in core collapse supernovae,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 91, p. 201102, 2003.

- [140] “Page web IGISOL-JYFL.” <https://www.jyu.fi/science/en/physics/research/infrastructures/accelerator-laboratory/nuclear-physics-facilities/the-exotic-nuclei-and-beams>.
- [141] R. Taniuchi *et al.*, “ ^{78}Ni revealed as a doubly magic stronghold against nuclear deformation,” *Nature*, vol. 569, pp. 53–58, 2019.
- [142] H. Geissel, G. Munzenberg, and K. Riisager, “Secondary exotic nuclear beams,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 45, pp. 163–203, 1995.
- [143] H. Ravn, “Status and future development of ion sources for on-line mass separators,” *NIM B*, vol. 70, pp. 107–117, 1992.
- [144] D. J. Morrissey and B. M. Sherrill, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I : In-Flight Separation of Projectile Fragments*, pp. 113–135. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2004.
- [145] P. Van Duppen, *Isotope Separation On Line and Post Acceleration*, pp. 37–77. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [146] J. Barale *et al.*, “Performance of the bevalac,” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 22, pp. 1672–1674, 1975.
- [147] I. Tanihata *et al.*, “Measurements of interaction cross sections and radii of he isotopes,” *Phys. Lett. B*, vol. 160, pp. 380–384, 1985.
- [148] H. Bethe, “Zur theorie des durchgangs schneller korpuskularstrahlen durch materie,” *Annalen der Physik*, vol. 397, pp. 325–400, 1930.
- [149] “Page web GANIL.” <https://www.ganil-spiral2.eu>.
- [150] “Page web NSCL-MSU.” <https://www.nscl.msu.edu>.
- [151] “Page web GSI.” <https://www.gsi.de>.
- [152] “Page web RIKEN.” <http://www.riken.jp/en/>.
- [153] “Page web FAIR-GSI.” <https://fair-center.eu>.
- [154] “Page web FRIB-MSU.” <https://frib.msu.edu>.
- [155] “Page web S3-SPIRAL2.” <https://www.ganil-spiral2.eu/spiral2/instrumentation/s3>.

- [156] O. Kofoed-Hansen and K. O. Nielsen, “Short-lived krypton isotopes and their daughter substances,” *Phys. Rev.*, vol. 82, pp. 96–97, 1951.
- [157] R. Klapisch and R. Bernas, “The detection of the short-lived lithium isotopes 8Li and 9Li by preliminary experiments with an on-line mass spectrometer,” *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 38, pp. 291–295, 1965.
- [158] “Page web HIE-ISOLDE-CERN.” <https://hie-isolde-project.web.cern.ch>.
- [159] “Page web TRIUMF.” <https://www.triumf.ca>.
- [160] “Page web SPES-INFN-LNL.” <https://web.infn.it/spes/>.
- [161] “Page web EURISOL.” <http://www.eurisol.org>.
- [162] J. Arje and K. Valli, “Helium-jet ion guide for an on-line isotope separator,” *NIM*, vol. 179, pp. 533–539, 1981.
- [163] “Page web LEBIT-MSU.” <https://groups.nscl.msu.edu/lebit/>.
- [164] “Page web SHIPTRAP-GSI.” https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/anlagen_und_experimente/shiptrap.html.
- [165] “Page web SLOWRI-RIKEN.” https://www.nishina.riken.jp/labo/inst_slowrie.html.
- [166] A. Lépine-Szily, “Experimental overview of mass measurements,” *Hyperfine Interactions*, vol. 132, p. 35, 2001.
- [167] B. Sun *et al.*, “Toward precision mass measurements of neutron-rich nuclei relevant to r-process nucleosynthesis,” *Frontiers of Physics*, vol. 10, pp. 1–25, 2015.
- [168] D. Lunney, “New mass measurements with trapped (radioactive) ions and related fundamental physics,” *Hyperfine Interactions*, vol. 240, p. 48, 2019.
- [169] C. Thibault *et al.*, “Direct measurement of the masses of ^{11}Li and $^{26-32}\text{Na}$ with an on-line mass spectrometer,” *Phys. Rev. C*, vol. 12, pp. 644–657, 1975.
- [170] L. G. Smith and A. H. Wapstra, “Masses of isotopes of H, He, C, N, O, and F,” *Phys. Rev. C*, vol. 11, pp. 1392–1400, 1975.
- [171] D. Lunney and G. Bollen, “Extending and refining the nuclear mass surface with isoltrap and mistral,” *Hyperfine Interactions*, vol. 129, pp. 249–269, 2000.

- [172] D. Lunney, “Extending and refining the nuclear mass surface with ISOLTRAP,” *J. Phys. G*, vol. 44, p. 064008, 2017.
- [173] J. Dilling *et al.*, “Penning-trap mass measurements in atomic and nuclear physics,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 68, pp. 45–74, 2018.
- [174] H.-J. Kluge and G. Bollen, “Ion traps - recent applications and developments,” *NIM B*, vol. 70, pp. 473–481, 1992.
- [175] T. Sun, *High precision mass measurement of ^{37}Ca and developments for LEBIT*. Theses, Michigan State University, 2006.
- [176] R. Wolf, *First on-line applications of a multi-reflection time-of-flight mass separator at ISOLTRAP and the mass measurement of ^{82}Zn* . PhD thesis, 2013.
- [177] P. Chauveau, *Design, simulations and test of a Time-of-Flight spectrometer for mass measurement of exotic beams from SPIRAL1/SPIRAL2 and γ -ray spectroscopy of $N=Z$ nuclei close to ^{100}Sn* . Theses, Université de Caen Normandie, 2016.
- [178] F. Sarazin *et al.*, “Shape coexistence and the $N = 28$ shell closure far from stability,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 5062–5065, 2000.
- [179] B. Jurado *et al.*, “Mass measurements of neutron-rich nuclei near the $N=20$ and 28 shell closures,” *Phys. Lett. B*, vol. 649, pp. 43–48, 2007.
- [180] H. L. Seifert *et al.*, “Mass measurement of neutron-rich isotopes from ^{51}Ca to ^{72}Ni ,” *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 349, pp. 25–32, 1994.
- [181] M. Chartier, *Mesures directes des masses de ^{100}Sn et des noyaux exotiques proches de la ligne $N=Z$* . Theses, Université de Caen, 1996.
- [182] W. Mittig *et al.*, “Mass measurements near $N=Z$,” *Nuc. Phys. A*, vol. 616, pp. 329–340, 1997. Radioactive Nuclear Beams.
- [183] G. Hornillos *et al.*, “Mass measurements with the CSS2 and CIME cyclotrons at GANIL,” *AIP Conference Proceedings*, vol. 819, pp. 159–163, 2006.
- [184] O. Klepper *et al.*, “First steps towards radioactive beams in the experimental storage ring at GSI,” *NIM B*, vol. 70, pp. 427–433, 1992.

- [185] B. Schlitt *et al.*, “Schottky mass spectrometry at the ESR : a novel tool for precise direct mass measurements of exotic nuclei,” *Nuc. Phys. A*, vol. 626, pp. 315–325, 1997. Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings.
- [186] B. Franzke *et al.*, “Schottky mass spectrometry at the experimental storage ring ESR,” *Physica Scripta*, vol. T59, pp. 176–178, 1995.
- [187] M. Hausmann *et al.*, “First isochronous mass spectrometry at the experimental storage ring ESR,” *NIM A*, vol. 446, pp. 569–580, 2000.
- [188] R. Knobel *et al.*, “First direct mass measurements of stored neutron-rich $^{129,130,131}\text{Cd}$ isotopes with FRS-ESR,” *Phys. Lett. B*, vol. 754, pp. 288–293, 2016.
- [189] J. Xia *et al.*, “The heavy ion cooler-storage-ring project (HIRFL-CSR) at lanzhou,” *NIM A*, vol. 488, pp. 11–25, 2002.
- [190] Y. H. Zhang *et al.*, “Storage ring mass spectrometry for nuclear structure and astrophysics research,” *Physica Scripta*, vol. 91, p. 073002, 2016.
- [191] A.-A. Zakari-Issoufou *et al.*, “Total absorption spectroscopy study of ^{92}Rb decay : A major contributor to reactor antineutrino spectrum shape,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, p. 102503, 2015.
- [192] M. Fallot *et al.*, “New antineutrino energy spectra predictions from the summation of beta decay branches of the fission products,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, p. 202504, 2012.
- [193] A. Algora *et al.*, “Total Absorption Study of Beta Decays Relevant for Nuclear Applications and Nuclear Structure,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 120, pp. 12–15, 2014.
- [194] J. Aysto *et al.*, *IGISOL - Three decades of research using IGISOL technique at the University of Jyväskylä*. Springer Netherlands, 2014.
- [195] I. Pohjalainen, “Gas-phase chemistry, recoil source characterization and in-gas-cell resonance laser ionization of actinides at IGISOL,” *Research report/Department of Physics, University of Jyväskylä*, 2018.
- [196] P. Karvonen *et al.*, “A sextupole ion beam guide to improve the efficiency and beam quality at igisol,” *NIM B*, vol. 266, pp. 4794–4807, 2008.
- [197] T. Eronen, *High precision QEC value measurements of superallowed $0+ \rightarrow 0+$ beta decays with JYFLTRAP*. PhD thesis, University of Jyväskylä, 2008.

- [198] G. Savard *et al.*, “A new cooling technique for heavy ions in a penning trap,” *Phys. Lett. A*, vol. 158, pp. 247–252, 1991.
- [199] F. G. Major, V. N. Gheorghe, and G. Werth, *Charged Particle Traps*. Springer-Verlag, 2005.
- [200] H. Raimbault-Hartmann *et al.*, “A cylindrical penning trap for capture, mass selective cooling, and bunching of radioactive ion beams,” *NIM B*, vol. 126, pp. 378–382, 1997.
- [201] N. F. Ramsey, “Experiments with separated oscillatory fields and hydrogen masers,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, pp. 541–552, 1990.
- [202] S. George *et al.*, “The ramsey method in high-precision mass spectrometry with penning traps : Experimental results,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 264, pp. 110–121, 2007.
- [203] S. Eliseev *et al.*, “Phase-imaging ion-cyclotron-resonance measurements for short-lived nuclides,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 082501, 2013.
- [204] S. Eliseev *et al.*, “A phase-imaging technique for cyclotron-frequency measurements,” *Applied Phys. B*, vol. 114, pp. 107–128, 2014.
- [205] D. Nesterenko *et al.*, “Phase-Imaging Ion-Cyclotron-Resonance technique at the JYFL-TRAP double Penning trap mass spectrometer,” *EPJ A*, vol. 54, p. 154, 2018.
- [206] P. Dupré and D. Lunney, “High-resolution mass separation by phase splitting and fast centering of ion motion in a penning trap,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 379, pp. 33–45, 2015.
- [207] L. S. Brown and G. Gabrielse, “Geonium theory : Physics of a single electron or ion in a penning trap,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 58, pp. 233–311, 1986.
- [208] M. Mukherjee *et al.*, “Isoltrap : An on-line penning trap for mass spectrometry on short-lived nuclides,” *EPJ A*, vol. 35, pp. 1–29, 2008.
- [209] M. König, , *et al.*, “Quadrupole excitation of stored ion motion at the true cyclotron frequency,” *International Journal of Mass Spectrometry and Ion Processes*, vol. 142, pp. 95–116, 1995.
- [210] S. George *et al.*, “Damping effects in penning trap mass spectrometry,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 299, pp. 102–112, 2011.

- [211] K. Kruglov *et al.*, “Yields of neutron-rich isotopes around $Z = 28$ produced in 30 MeV proton-induced fission of ^{238}U ,” *EPJ A*, vol. 14, pp. 365–370, 2002.
- [212] K.-H. Schmidt *et al.*, “General description of fission observables : GEF model code,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 131, pp. 107–221, 2016.
- [213] A. Koning and D. Rochman, “Modern nuclear data evaluation with the TALYS code system,” *Nuclear Data Sheets*, vol. 113, pp. 2841–2934, 2012.
- [214] V. A. Rubchenya and J. Äystö, “Consistent theoretical model for the description of the neutron-rich fission product yields,” *EPJ A*, vol. 48, p. 44, 2012.
- [215] S. Agostinelli *et al.*, “Geant4 - a simulation toolkit,” *NIM A*, vol. 506, pp. 250–303, 2003.
- [216] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt, “A reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction,” *Nuc. Phys. A*, vol. 531, pp. 709–745, 1991.
- [217] “Page web UC Louvain.” <https://uclouvain.be/en/research-institutes/irmp/crc>.
- [218] “Page web LISOL.” <https://fys.kuleuven.be/iks/ns/lisol-leuven-isotope-separator-on-line>.
- [219] D. Gorelov *et al.*, “Developments for neutron-induced fission at IGISOL-4,” *NIM B*, vol. 376, pp. 46–51, 2016. Proceedings of the XVIIth International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Related Topics (EMIS2015), Grand Rapids, MI, U.S.A., 11-15 May 2015.
- [220] “Page web MCC30/15 JYFL.” <https://www.jyu.fi/science/en/nanoscience-center/research/infrastructures/instruments/details/mcc30>.
- [221] L. S. Waters *et al.*, “The MCNPX Monte Carlo radiation transport code,” in *AIP conference Proceedings*, vol. 896, pp. 81–90, AIP, 2007.
- [222] D. Gorelov, *Nuclear fission studies with the IGISOL method and JYFLTRAP*. Theses, University of Jyväskylä, 2015.

- [223] M. Avrigeanu, V. Avrigeanu, and A. J. Koning, “Investigation of deuteron breakup and deuteron-induced fission on actinide nuclei at low incident energies,” *Phys. Rev. C*, vol. 85, p. 034603, 2012.
- [224] A. Al-Adili *et al.*, “Simulations of the fission-product stopping efficiency in igisol,” *EPJ A*, vol. 51, p. 59, 2015.
- [225] J. F. Ziegler, J. Biersack, U. Littmark, *et al.*, “The stopping and range of ions in solids, vol. 1,” 1985.
- [226] “Page web logiciel COMSOL.” <https://www.comsol.com>.
- [227] K. Morita *et al.*, “An ion-guide isotope separator on-line at INS,” *NIM B*, vol. 26, pp. 406–409, 1987.
- [228] “Page web manuel MCP.” <https://www.thinksrs.com/downloads/pdfs/manuals/SR430m.pdf>.
- [229] H. Penttilä *et al.*, “Determining isotopic distributions of fission products with a Penning trap,” *EPJ A*, vol. 44, pp. 147–168, 2010.
- [230] M. Kretzschmar, “The ramsey method in high-precision mass spectrometry with penning traps : Theoretical foundations,” *International Journal of Mass Spectrometry*, vol. 264, pp. 122–145, 2007.
- [231] K. Blaum, “High-accuracy mass spectrometry with stored ions,” *Phys. Reports*, vol. 425, pp. 1–78, 2006.
- [232] A. Kellerbauer *et al.*, “From direct to absolute mass measurements : A study of the accuracy of ISOLTRAP,” *EPJ D*, vol. 22, pp. 53–64, 2003.
- [233] K. Levenberg, “A method for the solution of certain non-linear problems in least squares,” *Quarterly of applied mathematics*, vol. 2, pp. 164–168, 1944.
- [234] D. W. Marquardt, “An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters,” *Journal of the society for Industrial and Applied Mathematics*, vol. 11, pp. 431–441, 1963.
- [235] W. H. Press *et al.*, *Numerical Recipes 3rd Edition : The Art of Scientific Computing*. New York, NY, USA : Cambridge University Press, 3 ed., 2007.

- [236] R. Fletcher, *Practical methods of optimization*. John Wiley & Sons, 2013.
- [237] R. T. Birge, “The calculation of errors by the method of least squares,” *Phys. Rev.*, vol. 40, pp. 207–227, 1932.
- [238] L. Canete *et al.*, “High-precision mass measurements of ^{25}Al and ^{30}P at JYFLTRAP,” *EPJ A*, vol. 52, p. 124, 2016.
- [239] L. Canete. PhD thesis, University of Jyväskylä, 2019.
- [240] C. Weber *et al.*, “Mass measurements in the vicinity of the rp -process and the νp -process paths with the Penning trap facilities JYFLTRAP and SHIPTRAP,” *Phys. Rev. C*, vol. 78, p. 054310, 2008.
- [241] A. Estradé *et al.*, “Time-of-flight mass measurements for nuclear processes in neutron star crusts,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 172503, 2011.
- [242] M. Matos *et al.*, “Time-of-flight mass measurements of exotic nuclei,” *NIM A*, vol. 696, pp. 171–179, 2012.
- [243] Z. Meisel, *EXTENSION OF THE NUCLEAR MASS SURFACE FOR NEUTRON-RICH ISOTOPES OF ARGON THROUGH IRON*. Theses, Michigan State University, 2015.
- [244] X. Xu *et al.*, “Direct mass measurements of neutron-rich ^{86}Kr projectile fragments and the persistence of neutron magic $N=32$ in Sc isotopes,” *Chinese Phys. C*, vol. 39, p. 104001, 2015.
- [245] C. Guénaut *et al.*, “High-precision mass measurements of nickel, copper, and gallium isotopes and the purported shell closure at $n = 40$,” *Phys. Rev. C*, vol. 75, p. 044303, 2007.
- [246] J. Hakala *et al.*, “Evolution of the $n = 50$ shell gap energy towards ^{78}Ni ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 052502, 2008.
- [247] S. Baruah *et al.*, “Mass measurements beyond the major r -process waiting point ^{80}Zn ,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 101, p. 262501, 2008.
- [248] L. Canete *et al.*, “Probing the $N=40$ subshell closure via mass measurements of ^{67}Fe and $^{69,70}\text{Co}$,” *In preparation*, 2019.

- [249] L. F. Roberts *et al.*, “General relativistic three dimensional multi-group neutrino radiation-hydrodynamics simulations of core-collapse supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 831, p. 98, 2016.
- [250] S. Richers *et al.*, “A detailed comparison of multidimensional Boltzmann neutrino transport methods in core-collapse supernovae,” *Astrophys. J.*, vol. 847, p. 133, 2017.
- [251] R. Glas *et al.*, “Three-dimensional core-collapse supernova simulations with multidimensional neutrino transport compared to the ray-by-ray-plus approximation,” *Astrophys. J.*, vol. 873, p. 45, 2019.
- [252] A. Burrows *et al.*, “Crucial physical dependencies of the core-collapse supernova mechanism,” *Space Science Rev.*, vol. 214, p. 33, 2018.
- [253] H.-T. Janka *et al.*, “Gravitational wave signals from 3D neutrino hydrodynamics simulations of core-collapse supernovae,” *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 468, pp. 2032–2051, 2017.
- [254] C. D. Ott *et al.*, “Two-dimensional multiangle, multigroup neutrino radiation-hydrodynamic simulations of postbounce supernova cores,” *Astrophys. J.*, vol. 685, pp. 1069–1088, 2008.
- [255] H. Nagakura *et al.*, “Simulations of core-collapse supernovae in spatial axisymmetry with full Boltzmann neutrino transport,” *Astrophys. J.*, vol. 854, p. 136, 2018.
- [256] M. Obergaulinger *et al.*, “Core collapse with magnetic fields and rotation,” *J. Phys. G*, vol. 45, p. 084001, 2018.
- [257] J. A. Pons *et al.*, “Evolution of proto-neutron stars,” *Astrophys. J.*, vol. 513, pp. 780–804, 1999.
- [258] S. E. Woosley, A. Heger, and T. A. Weaver, “The evolution and explosion of massive stars,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, pp. 1015–1071, 2002.
- [259] M. Liebendorfer *et al.*, “A finite difference representation of neutrino radiation hydrodynamics in spherically symmetric general relativistic spacetime,” *Astrophys. J. Suppl. Series*, vol. 150, pp. 263–316, 2004.
- [260] Éricourgoulhon, *3+1 Formalism in General Relativity*. 2012.

- [261] E. O'Connor and C. D. Ott, "A new open-source code for spherically symmetric stellar collapse to neutron stars and black holes," *Classical and Quantum Gravity*, vol. 27, p. 114103, 2010.
- [262] R. Courant, K. Friedrichs, and H. Lewy, "Über die partiellen differenzgleichungen der mathematischen physik," *Mathematische Annalen*, vol. 100, pp. 32–74, 1928.
- [263] S. K. Godunov, "A difference method for numerical calculation of discontinuous solutions of the equations of hydrodynamics," *Mat. Sb. (N.S.)*, vol. 47, p. 271, 1959.
- [264] P. Roe, "Approximate riemann solvers, parameter vectors, and difference schemes," *J. Comp. Phys.*, vol. 43, pp. 357–372, 1981.
- [265] P. Gysbers *et al.*, "Discrepancy between experimental and theoretical β -decay rates resolved from first principles," *Nature Phys.*, vol. 15, pp. 428–431, 2019.
- [266] K. Kotake, S. Yamada, and K. Sato, "Anisotropic neutrino radiation in rotational core collapse," *Astrophys. J.*, vol. 595, pp. 304–316, 2003.
- [267] B. Peres, *Transport de neutrinos dans les supernovas gravitationnelles*. Theses, Observatoire de Paris, 2013.
- [268] J. M. Lattimer and M. Prakash, "Nuclear matter and its role in supernovae, neutron stars and compact object binary mergers," *Phys. Rep.*, vol. 333-334, pp. 121–146, 2000.
- [269] K. Langanke and G. Martinez-Pinedo, "The role of electron capture in core-collapse supernovae," *Nuc. Phys. A*, vol. 928, pp. 305–312, 2014.
- [270] A. Pascal *et al.*, "Impact of electron capture rates on nuclei far from stability on core-collapse supernovae," *In preparation*, 2019.
- [271] F. Nowacki *et al.*, "Shape coexistence in ^{78}Ni as the portal to the fifth island of inversion," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 272501, 2016.
- [272] "Page web RCNP Osaka." <https://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/>.

Résumé

La thèse porte sur l'étude des supernovae à effondrement de coeur (CCSN). D'abord, nous avons cherché à modéliser la composition du coeur de l'étoile massive lors de son effondrement. Nous avons élaboré un nouveau traitement de l'équilibre statistique nucléaire à partir d'une équation d'état basée sur l'approximation de noyau unique (Lattimer et Swesty, LS). Cela permet d'obtenir une description plus réaliste de la distribution des noyaux constitutifs du coeur et de quantifier plus spécifiquement le rôle des masses nucléaires. Les distributions obtenues avec la fonctionnelle de masse originelle (LS) et celles obtenues à partir des modèles de masse tels que HFB-24 et DZ10 ont été comparées pour plusieurs conditions thermodynamiques d'une trajectoire typique de CCSN. Les différences de composition pouvant conduire à des déviations sur le taux de capture électronique allant jusqu'à $\sim 25\%$, il est apparu important de définir un modèle de masse réaliste à utiliser pour la simulation de CCSN. Pour cela, nous avons réalisé des mesures de masse de précision dans la région d'intérêt, avec un double piège de Penning auprès de l'installation IGISOL (située à Jyväskylä, Finlande). Cinq nouveaux excès de masse ont été déterminés pour les noyaux suivants : $^{69m,70}\text{Co}$, $^{74,75}\text{Ni}$ et ^{76m}Cu . La précision a été améliorée pour cinq autres : ^{67}Fe , ^{69}Co , $^{76,78}\text{Cu}$, ^{79m}Zn . Enfin, nous avons confirmé les valeurs obtenues par des études récentes pour le ^{77}Cu et le ^{79}Zn . Dès lors, les valeurs expérimentales des gaps nucléaires $Z=28$ et $N=50$ ont été comparées aux résultats prédits par DZ10 et HFB-24. Ce dernier modèle reproduit mieux l'évolution des gaps en question. De fait, HFB-24 a été utilisé dans notre nouveau traitement statistique, que nous avons implémenté dans une simulation hydrodynamique existante de CCSN. Au final, nous avons observé un impact modéré du modèle de masse sur la composition du coeur en effondrement. Par ailleurs, nous avons montré que ces différences de composition ont peu d'effet sur la dynamique d'effondrement, celle-ci semble plus affectée par le taux de capture électronique. Les études futures devraient se focaliser plutôt sur ce paramètre.

Mots-clés : Mesure de masse, ^{78}Ni , Piège de Penning, IGISOL, Supernovae à effondrement de coeur, Équation d'état (physique nucléaire), Équilibre statistique nucléaire, Modèle de masse (physique nucléaire), Distribution de noyaux

Mass measurements around ^{78}Ni and new treatment of the nuclear statistical equilibrium for the study of core-collapse supernovae.

Abstract

The thesis sets itself in the framework of the study of core-collapse supernovae (CCSN). First, the modeling of the composition of the core of a massive star during its collapse has been investigated. To this aim, we have built a new treatment of the nuclear statistical equilibrium starting from a single-nucleus approximation equation of state (Lattimer and Swesty, LS). This allows a more realistic description of the nuclear distribution inside the core and, more specifically, to quantify the role of the nuclear masses. The distributions obtained with the original mass functional (LS) and those obtained with HFB-24 and DZ10 mass models have been compared for several thermodynamic conditions of a typical CCSN trajectory. The differences in the composition could lead up to $\sim 25\%$ deviations in the electron-capture rate, thus showing the need to identify a proper mass model to use in CCSN simulations. Therefore, we performed high precision mass measurements in the nuclear mass region of interest, via a double Penning trap at the IGISOL facility (Jyväskylä, Finland). Five new mass excess were determined for the following nuclei : $^{69m,70}\text{Co}$, $^{74,75}\text{Ni}$ and ^{76m}Cu . The precision has been improved for five others : ^{67}Fe , ^{69}Co , $^{76,78}\text{Cu}$ and ^{79m}Zn . Finally, we have confirmed the values obtained by recent studies for ^{77}Cu and ^{79}Zn . The experimental values of the nuclear gaps for $Z=28$ and $N=50$ have been compared with the results predicted by DZ10 and HFB-24. The latter model better reproduces the evolution of these gaps. Therefore, HFB-24 was used in our new statistical treatment, that we implemented in an existing CCSN hydrodynamical simulation. We have observed a moderated impact of the mass model on the composition of the collapsing core. Moreover, we found that the differences in composition have small effect on the collapse dynamics, which appears to be more sensitive to the electron-capture model. Further studies should thus focus on this parameter.

Keywords : Mass measurement, ^{78}Ni , Penning trap, IGISOL, Core-collapse supernovae, Nuclear equation of state, Nuclear statistical equilibrium, Nuclear mass model, Nuclear distribution