Excitations dans les systèmes superfluides : contributions de la structure nucléaire

Elias Khan

▶ **To cite this version:**

Elias Khan. Excitations dans les systèmes superfluides : contributions de la structure nucléaire. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. tel-00011768

HAL Id: tel-00011768
https://theses.hal.science/tel-00011768

Submitted on 7 Mar 2006

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.

Excitations dans les systèmes superfluides : contributions de la structure nucléaire

Habilitation à Diriger des Recherches
Elias Khan (IPN Orsay)

Soutenue le 5 décembre 2005

Jury :	**M^{r}**	**Philippe Chomaz**	**Rapporteur**
	M^{r}	**Sydney Galès**	
	M^{r}	**Kirby Kemper**	**Rapporteur**
	M^{r}	**Nguyen Van Giai**	
	M^{r}	**Peter Ring**	**Rapporteur**
	M^{me}	**Tiina Suomijärvi**	**Présidente**

Prologue

Une habilitation à diriger des recherches (HDR) est, à mon sens, un document de synthèse, à l'opposé d'un manuscrit de thèse, qui se spécialise dans un domaine précis. J'ai ainsi tenté de dégager une ligne conductrice de mes activités de recherche, centrées sur la structure nucléaire et les excitations dans les systèmes potentiellement superfluides.

De l'interaction entre expérimentateur et théoricien en structure nucléaire, j'ai parfois constaté une difficulté de parler un langage commun. De nombreux étudiants en thèse expérimentale sont venus me demander quels concepts théoriques étaient cachés derrière des acronymes abscons comme QRPA, HFB, … Il en est né une volonté d'écrire un document où l'on évoque la structure nucléaire théorique de manière accessible aux expérimentateurs. J'averti donc les théoriciens : concepts et méthodes seront parfois décrits de manière vulgarisée, à dessein. De même j'ai souvent constaté la difficulté de faire passer les avancées expérimentales, notamment dans les systèmes de détection, aux théoriciens. J'averti donc les expérimentateurs : détecteurs et expériences seront présentées de manière synthétique. En résumé, point de 6j ni de détails sur l'électronique. Une habilitation n'est-elle pas un document de synthèse après tout ? J'essayerai d'être concis, d'aller à l'essentiel dans l'espoir d'en faire un document facilement consultable, donc utile.

Le présent document n'est donc ni une HDR de théoricien pur, ni d'expérimentateur pur : elle doit être lue par les deux dans un souci de compréhension mutuelle. J'ai du trouver un équilibre dans le style. J'espère que chacun me pardonnera d'employer des termes parfois peu conventionnels pour le domaine, mais destinés à faire comprendre au non-spécialiste. L'idéal serait de faire de cette habilitation aussi un manuel utile pour étudiant en thèse, afin de saisir certains concepts, expérimentaux ou théoriques.

Le lecteur intéressé par les détails techniques (qui ont leur importance) sur l'expérience, la théorie, l'astrophysique, les pièges d'atomes, etc., pourra se référer aux articles : c'est l'avantage des habilitations par rapport aux thèses. De même je ne rappellerai pas les notions les plus générales qui se trouvent dans les livres, afin de rester synthétique.

Table des matières

1 Introduction 4

2 Structure nucléaire théorique 5

2.1 Universalité de la fonctionnelle de la densité (DFT) 5
2.1.1 L'interaction nucléon-nucléon et la fonctionnelle de la densité 5
2.1.2 La superfluidité 7

2.2 Excitations dans les noyaux superfluides (QRPA) 8
2.2.1 Les équations de la QRPA en espace de configuration 8
2.2.2 Applications et résultats 10

2.3 Excitations dans les noyaux à la drip-line (continuum) 12
2.3.1 Introduction 12
2.3.2 Les équations de la QRPA en espace de coordonnées (HFB) 12
2.3.3 Traitements du continuum 15
2.3.4 Applications 15
2.3.5 Résultats 16
2.3.6 Perspective : vers une self-consistance exacte 18

2.4 Phase normale et superfluide 20
2.4.1 Transition de phase 20
2.4.2 Effet de la température sur les excitations 21

2.5 Conclusions : pertinence de l'outil QRPA 22

3 Structure nucléaire expérimentale 23

3.1 Introduction : ouverture du paysage nucléaire - les noyaux exotiques 23

3.2 L'intermédiaire des réactions 23
3.2.1 Modèle de convolution 24
3.2.2 Transfert à la drip-line 26

3.3 Le rôle des neutrons et des protons : la diffusion de protons 28
3.3.1 Intérêt de la diffusion de protons et méthode d'analyse 28
3.3.2 Contexte expérimental : quel noyau étudier ? 29

3.4 Le saut qualitatif avec ^{22}O : évolution de la magicité 32
3.4.1 Dispositif expérimental 32
3.4.2 Résultats 34

3.5 Les impuretés d'isospin 37

3.6 Perspectives : la compression de la matière nucléaire 38

4 Structure nucléaire appliquée 40

4.1 Introduction : la physique appliquée est fondamentale 40

4.2 La nucléosynthèse : le processus r 41

4.3 Les étoiles à neutrons 45

4.4 De l'endroit le plus froid au phénomène le plus violent de l'Univers : trente ordres de grandeur en énergie 48
4.4.1 Signature de la superfluidité dans les pièges d'atomes 48
4.4.2 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont-ils des noyaux ? 50

5 Conclusions 55

6 Bibliographie 57

1 Introduction

Pour le physicien intéressé par les excitations de systèmes superfluides, la structure nucléaire contemporaine est une mine d'informations. L'ouverture du paysage nucléaire aux noyaux exotiques grâce aux faisceaux radioactifs apporte une moisson de résultats nouveaux sur les excitations du noyau. L'interprétation de ces résultats nécessite également un renouveau théorique. On observe ainsi un important regain d'activité depuis une vingtaine d'années, tant expérimentalement que théoriquement, qui bénéficie à l'étude des excitations du noyau.

Comment modéliser microscopiquement les excitations dans un système superfluide de fermions ? L'approximation des phases aléatoires de quasiparticules (QRPA) est une approche efficace, qui profite de l'activité soutenue en structure nucléaire. Outil transdisciplinaire approprié aux modes de faible amplitude, la QRPA est connue depuis les années 60. Depuis la fin des années 90, on assiste à des développements théoriques très intenses de QRPA microscopique : Orsay [Khan00,Khan02], Milan [Colo01], puis au Japon ([Mats02],[Yama03]), Munich/Zagreb [Paar03], Oak Ridge [Tera05], et enfin Bruyères-le-Châtel [Peru05]. La majorité des groupes de théoriciens de structure nucléaire s'y sont plongés. Pourquoi ? Quelles nouveautés résident dans ces approches récentes ?

Expérimentalement, les enjeux liés aux excitations du noyau sont phénoménaux : il faut développer les méthodes permettant de sonder les excitations collectives dans les noyaux exotiques, principalement les états de basse énergie, et les résonances géantes. Certaines méthodes, comme la diffusion de protons en cinématique inverse, initiées il y a environ une décennie, sont maintenant bien affutées et permettent d'étudier précisément la nature des excitations de basse énergie. D'autres méthodes cherchent à s'imposer, comme la mesure des résonances géantes dans les noyaux instables. Elles seront pleinement opérationnelles vraisemblablement avec les usines de noyaux exotiques de prochaine génération (2010-2015).

Le noyau est un objet par essence interdisciplinaire, pour deux raisons. Acteur au centre de la matière, il est un protagoniste omniprésent de phénomènes complexes, notamment en astrophysique. Mais il est également un système de fermions superfluide, ce qui autorise des analogies avec de nombreux domaines, comme les pièges d'atomes. Ces deux aspects de la structure nucléaire appliquée sont importants : ils inscrivent le noyau dans des problématiques de tout premier plan, liées à l'observation, comme les abondances du processus r, ou la nature des rayons cosmiques de très haute énergie. D'autre part, le dialogue par analogie avec d'autres disciplines est source d'enrichissement mutuel.

Nous aborderons ces trois aspects (théorique, expérimental, et appliqué) des excitations en structure nucléaire. L'outil QRPA sera d'abord présenté. Nous insisterons sur la nouveauté des approches récentes de QRPA. Elles reposent en partie sur la théorie de la fonctionnelle de la densité, où l'on cherche à décrire l'état fondamental et les états excités de manière cohérente, c'est à dire à partir de la même interaction nucléon-nucléon.

Deux méthodes de mesures des excitations collectives seront ensuite présentées : la diffusion de protons, qui permet dans son aboutissement ultime de sonder l'évolution de la magicité. Nous présenterons ensuite brièvement une nouvelle méthode de mesure de la GMR dans les noyaux exotiques. Auparavant, nous aurons fait une brève étude des réactions nucléaires, intermédiaire obligé entre les observables telles que la section efficace, et la structure nucléaire que l'on cherche à sonder.

Enfin nous étudierons les applications des excitations collectives dans le domaine de l'astrophysique nucléaire : processus-r et étoiles à neutrons. Une des nouveautés est principalement l'utilisation de modèles microscopiques d'excitations dans les applications astrophysiques. Nous constaterons finalement avec stupeur que la structure nucléaire trouve une application dans les phénomènes les plus extrêmes de l'Univers : l'endroit le plus froid, comme le phénomène élémentaire le plus violent. C'est un signe indéniable de vitalité de la structure nucléaire.

2 Structure nucléaire théorique

2.1 Universalité de la fonctionnelle de la densité (DFT)

La théorie de la fonctionnelle de la densité est un outil puissant pour appréhender le problème à N-corps. Elle stipule qu'il existe une fonctionnelle de l'énergie E[ρ] dépendante de la densité locale du système qui caractérise complètement son l'état fondamental [Kohn99]. Dans cette fonctionnelle on peut distinguer les termes d'énergie cinétique, de Hartree, d'échange et de corrélation. La connaissance de cette fonctionnelle permet, via les équations de Kohn-Sham [Kohn65], de calculer la densité du système, et d'en déduire les observables de l'état fondamental.

Toute l'essence du problème est donc de trouver la fonctionnelle la plus complète possible, notamment au travers des termes de corrélations. Dans le cas limite où elle est exacte, on peut calculer exactement l'état fondamental du système. En chimie, des fonctionnelles très complètes ont pu être déterminées à partir du gaz d'électrons uniforme ; en utilisant l'approximation de densité locale (LDA), elles ont permis de modéliser avec précision des molécules très complexes, ce qui a valu à Kohn le prix Nobel de chimie en 1998.

2.1.1 L'interaction nucléon-nucléon et la fonctionnelle de la densité

Dans la suite nous nous efforcerons de présenter les modèles dans le cadre de la fonctionnelle de la densité, où l'énergie E du système est représentée par une fonctionnelle de la densité E[ρ]. Cette écriture peu usuelle permet d'approcher la structure nucléaire par un langage commun aux autres problématiques à N corps, comme la chimie ou la physique des solides. En outre cela permet de se poser la question de la fonctionnelle universelle de la densité de la physique nucléaire, qui draine actuellement une forte activité chez les théoriciens.

Une fois l'interaction effective nucléon-nucléon donnée, on définit la fonctionnelle de l'énergie par :

$$E[\rho] = < \Psi(t) \mid H \mid \Psi(t) >$$

où Ψ est l'état fondamental exact du système, et H l'Hamiltonien exact, déterminé à partir de l'interaction nucléon-nucléon.

Il est commode d'écrire la fonctionnelle ci-dessus comme la somme d'un terme d'énergie cinétique, d'un terme de Hartree, d'un terme d'échange (Fock), et d'un terme de corrélations au-delà du champ moyen. Leurs dérivées par rapport à la densité génèrent les champs correspondants. En pratique, les trois premiers termes de la fonctionnelle s'obtiennent en approximant Ψ par un déterminant de Slater.

Dans le cas de l'interaction de Skyrme, la fonctionnelle de l'énergie, initialement calculée par Brink et Vautherin [Vaut72], s'écrit dans sa forme récente [Chab97] :

$$
\begin{aligned}
E[\rho] = & \frac{\hbar^2}{2m}\tau + \frac{1}{4}t_0\left[(2+x_0)\rho^2 - (2x_0+1)(\rho_p^2+\rho_n^2)\right] \\
& + \frac{1}{8}\left[t_1(2+x_1) + t_2(2+x_2)\right]\tau\rho \\
& + \frac{1}{8}\left[t_2(2x_2+1) - t_1(2x_1+1)\right](\tau_p\rho_p + \tau_n\rho_n) \\
& + \frac{1}{32}\left[3t_1(2+x_1) - t_2(2+x_2)\right](\nabla\rho)^2 \\
& - \frac{1}{32}\left[3t_1(2x_1+1) + t_2(2x_2+1)\right]\left[(\nabla\rho_{\mathbf{p}})^2 + (\nabla\rho_{\mathbf{n}})^2\right] \\
& + \frac{1}{24}t_3\rho^\alpha\left[(2+x_3)\rho^2 - (2x_3+1)(\rho_p^2+\rho_n^2)\right] \\
& + \frac{1}{2}W_0\left[\mathbf{J}.\nabla\rho + \mathbf{J_p}.\nabla\rho_{\mathbf{p}} + \mathbf{J_n}.\nabla\rho_{\mathbf{n}}\right] \\
& - \frac{1}{16}(t_1x_1 + t_2x_2)\mathbf{J^2} + \frac{1}{16}(\mathbf{t_1} - \mathbf{t_2})\left[\mathbf{J_p^2} + \mathbf{J_n^2}\right]
\end{aligned}
$$

où les $\{t_i, x_i, \alpha, W_0\}$ sont les paramètres de la fonctionnelle, et τ et J les densités d'énergie cinétique et de spin respectivement ; notons que ρ est la densité locale. Le premier terme est celui de l'énergie cinétique, le deuxième (en t_0) provient de la partie attractive de l'interaction et les quatre suivants (en t_1, t_2) viennent de la dépendance en moment de l'interaction. Le terme en W_0 est celui du spin-orbite.

Notons que cette fonctionnelle contient déjà intrinsèquement des termes de corrélations au-delà de Hartree (et Fock) : les paramètres de la fonctionnelle (t_0, t_1, ...) sont ajustés sur les observables des noyaux finis, comme les rayons et les énergies de liaison. Ces paramètrisations tiennent donc compte de l'ensemble des corrélations, puisqu'elles sont ajustées sur l'expérience. En outre le terme en t_3, dépendant de la densité, est l'illustration d'un terme de corrélation supplémentaire au-delà des termes de Hartree et d'échange.

Bien que le théorème de Hohenberg-Kohn stipule qu'il existe une fonctionnelle dépendant uniquement de la densité ρ qui détermine le système, il est cependant pour l'instant très difficile d'exprimer dans l'expression ci-dessus la densité d'énergie cinétique τ en fonction de ρ : concilier la fonctionnelle de Skyrme avec la théorie de la fonctionnelle de la densité

(DFT) reste une question ouverte. L'expression des termes de corrélations supplémentaires reste également à déterminer.

Les équations de Hartree-Fock (HF) se dérivent à partir de la fonctionnelle de l'énergie E[ρ]. En utilisant un principe variationnel comme le principe de moindre action, on obtient l'équation de Hartree-Fock dépendante du temps (TDHF). En partant de l'action S définie comme :

$$S = i\hbar \sum_{i=1}^{A} \int_{t_1}^{t_2} dt \int d\vec{r}\,(\varphi_i^*(\vec{r},t)\partial_t\varphi_i(\vec{r},t) - E[\rho])$$

le principe de moindre action δS=0 aboutit aux équations de TDHF :

$$i\hbar\partial_t\varphi_i = \frac{\delta E[\rho]}{\delta\rho}\varphi_i$$

où φ_i est la fonction d'onde à une particule. Les équations de HF s'obtiennent dans le cas particulier où φ_i est stationnaire.

Les équations de la RPA [Bert73] se déduisent de l'équation de TDHF en introduisant un champ oscillant extérieur qui perturbe faiblement la densité stationnaire ρ, solution de HF. La perturbation de la densité génère à son tour un champ supplémentaire (l'interaction résiduelle) puisque le champ moyen dépend de la densité :

$$\frac{\delta E[\rho+\delta\rho]}{\delta\rho} = \frac{\delta E[\rho]}{\delta\rho} + \frac{\delta^2 E[\rho]}{\delta\rho^2}\delta\rho$$

Le terme proportionnel à δρ est l'interaction résiduelle de la RPA. Elle est calculée avec la dérivée seconde de la fonctionnelle de l'énergie. Les équations de la RPA décrivent ainsi la réponse du système à une excitation externe.

2.1.2 La superfluidité

L'appariement est un phénomène présent dans de nombreux systèmes de fermions : soumis à une interaction attractive, les fermions peuvent s'apparier par le mécanisme dit de Cooper [BCS57]. La paire de fermions ainsi liée se comporte en première approximation comme un boson relativement indépendant au sein du système à N corps.

La superfluidité est une manifestation de l'appariement à l'échelle du système de N corps. Les phénomènes qui la mettent en évidence sont bien connus, comme le backbending en physique nucléaire. Il est important de noter que seuls les noyaux doublement magiques ne subissent aucun appariement : dès qu'une couche est ouverte, l'interaction d'appariement s'enclenche et des paires de fermions se forment. L'appariement concerne donc la quasi-totalité de la carte des noyaux. Comment modéliser cet effet aux conséquences subtiles au sein du noyau ? Des termes d'appariement sont à rajouter à la fonctionnelle présentée ci-dessus [Doba84]. Sont-ils bien déterminés ? Une partie de ce travail à pour but de fournir des éléments de réponse à ces questions.

2.2 Excitations dans les noyaux superfluides (QRPA)

L'approximation des phases aléatoires de quasiparticules (QRPA) est une extension de la RPA [Bert73,Liu76] destinée à prendre en compte l'appariement. Jusque dans les années 90, les modèles de QRPA, connus depuis les années 60, n'utilisaient pas la même fonctionnelle de la densité pour calculer le champ moyen et l'interaction résiduelle. Ils ne se situaient donc pas dans le cadre de la DFT, et ne pouvaient apporter des informations sur l'universalité d'une fonctionnelle donnée.

Nous avons franchi un pas significatif en développant une QRPA où l'interaction résiduelle était calculée par la même fonctionnelle qui générait le champ moyen [Khan00]. Nous allons brièvement esquisser la structure des équations QRPA en espace dit de configuration.

2.2.1 Les équations de la QRPA en espace de configuration

Le modèle de QRPA que nous présentons est construit à partir d'un calcul de l'état fondamental HF où l'appariement est traité avec l'approximation BCS. Dans cette approximation, l'état fondamental est décrit comme un état à quasiparticules indépendantes. Une quasiparticule est définie comme une superposition d'un état de particule et d'un état de trou. Les amplitudes de probabilités u_k, et v_k correspondantes sont déterminées par les équations dites du gap, ou équation de BCS [Ring80].

De par la définition même d'une quasiparticule, le nombre de particules n'est pas conservé : selon les amplitudes de probabilité, on peut trouver des états avec un nombre de particules différent. On est donc conduit à imposer la valeur moyenne du nombre de particules N et Z du noyau considéré, en utilisant un multiplicateur de Lagrange λ. Ce dernier représente le potentiel chimique. On obtient ainsi les équations du gap, où les inconnues sont λ, u_k, et v_k. Les trois équations qui permettent de les calculer sont la normalisation ($u_k^2 + v_k^2 = 1$), la conservation du nombre de particules et le principe variationnel par rapport à v_k, qui résulte de la minimisation de l'énergie totale [Vaut73].

En formalisme de seconde quantification, l'opérateur de création de quasiparticule de moment angulaire total j s'écrit :

$$c^{\dagger}_{j_\alpha m_\alpha} = u_\alpha a^{\dagger}_{j_\alpha m_\alpha} - v_\alpha (-1)^{j_\alpha + m_\alpha} a_{j_\alpha - m_\alpha}$$

où l'opérateur $a^{\dagger}$ correspond à la création d'une particule. On voit bien que les deux protagonistes de la paire ont des projections m de leur moment angulaire total opposées. La phase en $(-1)^{j+m}$ est déstinée à conserver l'invariance par renversement du temps (on peut se représenter les deux fermions orbitant en sens opposés).

Dans notre cas, les équations de BCS sont résolues à chaque itération de la boucle self-consistante de convergence HF. Ceci permet un traitement également self-consistant de l'appariement, contrairement à des modèles résolvant les équations de BCS à la fin de la convergence HF.

Dans la RPA, une excitation est modélisée comme une superposition de paires particules-trou. C'est l'hypothèse fondamentale (ou ansatz) de ce modèle. Cette superposition est due à

l'interaction résiduelle, qui joue le rôle de perturbation par rapport au champ moyen. Dans la QRPA, l'excitation est modélisée de manière plus générale comme une superposition de paires de quasiparticules. C'est donc une superposition de paires paticule-trou, particule-particule, et trou-trou. Le nombre de nucléons du noyau excité sera donc aussi violé : le recouvrement est non nul dans le cas d'un état final avec le même nombre de nucléons, mais aussi dans le cas d'un noyau avec A+2 ou A-2 nucléons. Nous verrons comment tirer profit de ce défaut apparent pour modéliser les transferts de paires de nucléons au paragraphe 3.2.2.

L'avantage des modèles sphériques est que le moment angulaire total du noyau est un bon nombre quantique. Les équations pour chaque moment angulaire total JM sont donc découplées. L'opérateur de création d'une paire de quasiparticules s'écrira donc :

$$C^{\dagger}_{\alpha\beta}(JM) = (1+\delta_{\alpha\beta})^{-1/2} \sum_{m_\alpha m_\beta} (j_\alpha j_\beta m_\alpha m_\beta | JM) c^{\dagger}_{\alpha} c^{\dagger}_{\beta}$$

où le coefficient de Clebsh-Gordan impose le couplage de la paire de quasiparticules au moment (JM).

L'ansatz pour l'opérateur de création d'une excitation ν en QRPA est :

$$Q^{\nu\dagger}(JM) = \sum_{\alpha\geq\beta} X^{\nu}_{\alpha\beta}(J) C^{\dagger}_{\alpha\beta}(JM) + (-1)^{M} Y^{\nu}_{\alpha\beta}(J) C_{\alpha\beta}(J-M)$$

où X et Y sont les amplitudes de la QRPA qui représentent la contribution des paires de quasiparticules correspondantes à l'excitation. Les équations de la QRPA permettent de calculer ces amplitudes, et donc de déterminer l'état excité ν.

Avec cet ansatz, les équations de la QRPA se dérivent de la définition de l'état fondamental :

$$Q^{\nu}(JM)|\tilde{0}\rangle = 0$$

Notons que l'état fondamental QRPA diffère de l'état obtenu avec BCS : il peut-être composé de paires de deux quasiparticules par rapport à l'état fondamental BCS, comme en témoignent les amplitudes Y de l'équation ci-dessus. L'interaction résiduelle modifie donc aussi l'état fondamental.

Les équations de la QRPA se mettent sous la forme d'une équation aux valeurs propres, où X et Y sont les vecteurs propres et l'énergie d'excitation E_ν la valeur propre :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X \\ Y \end{pmatrix} = E_\nu \begin{pmatrix} X \\ -Y \end{pmatrix}$$

où les matrices A et B se calculent en fonction de la dérivée seconde de la fonctionnelle (interaction résiduelle). En pratique, on diagonalise les matrices A et B dans un espace dont la taille est fixée par le nombre d'états à une quasiparticule pris en compte, appelé espace de configuration.

Une quantité relevante est la densité de transition. Définie comme

$$\delta\rho^{\nu}(\mathbf{r}) \equiv \langle\nu| \sum_i \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r_i}) |\tilde{0}\rangle$$

elle représente la répartition spatiale de l'amplitude de transition vers l'état excité ν, indépendamment de tout opérateur de transition. Pour mieux appréhender cette quantité subtile, aidons nous du modèle macroscopique [Bohr69] : elle se calcule comme la dérivée spatiale de la densité de neutrons ou de protons. Elle a donc en première approximation une forme piquée à la surface, alors que la partie centrale de volume reste proche de zéro.

Finalement, les éléments de matrice de transition de neutrons et de protons sont les moments des densités dont l'ordre est donné par l'opérateur d'excitation de multipolarité L correspondant :

$$M_{n,p}^{(L)} = \int \delta\rho_{n,p}^{\nu}(r) r^{L+2} dr$$

Nous les appellerons moments des densités de transition par la suite. Ils représentent la racine de la probabilité de transition réduite, qui s'écrit dans le cas d'un état fondamental 0^+, pour une transition de moment L :

$$B(EL)_{n,p} = |M_{n,p}^{(L)}|^2$$

2.2.2 Applications et résultats

Illustrons les résultats sur les isotopes d'oxygènes riches en neutrons. Comme souligné précédemment, la prise en compte de l'appariement permet d'étudier l'évolution des excitations sur une chaîne isotopique, ce qui n'était pas possible avec la RPA, applicable uniquement aux noyaux doublement magiques. Expérimentalement, une chaîne isotopique est constituée de noyaux stables et instables. Ce type d'étude était donc difficile avant l'avènement des faisceaux radioactifs. On constate ainsi une synergie entre expérience et théorie qui se motivent mutuellement.

Les isotopes d'oxygène sont particulièrement intéressants de ce point de vue puisqu'on passe d'un noyau doublement magique (^{16}O) à la drip-line (^{24}O) en seulement 5 isotopes pairs-pairs. Nous utilisons trois paramétrisations de Skyrme : SIII [Beiner75], SGII [Giai81] et SLy4 [Chab98]. Elles correspondent à 3 développements historiques de l'interaction de Skyrme : SIII (1975) fut l'une des premières interactions utilisées avec succès dans les modèles HF. Elle était capable de reproduire les rayons carrés moyens et énergies de liaison des noyaux doublement magiques de ^{16}O au ^{208}Pb, ce qui montre une certaine universalité. SGII (1981) fut une paramétrisation déterminée pour améliorer la reproduction de la compressibilité de la matière nucléaire infinie et de paramètres de Landau, alors que SLy4 (1998) correspond à une meilleure prise en compte de la matière riche en neutrons à travers le coefficient de symétrie de la formule de Bethe-Weizsäcker.

Nous nous plaçons dans l'approximation sphérique, ce qui est à priori adapté aux noyaux magiques d'oxygène (Z=8). Nous verrons qu'un modèle de QRPA qui tient compte de la déformation est un enjeu important de la structure nucléaire des prochaines années. De tels codes commencent à voir le jour [Peru05].

L'interaction d'appariement est prise ici dans sa forme la plus simple, c'est-à-dire à gap Δ constant, avec la paramétrisation :

$$\Delta = 12.A^{-\frac{1}{2}}\text{MeV}$$

Le progrès dans l'application de la QRPA vient du fait que l'interaction résiduelle est calculée à partir de la fonctionnelle qui a généré le spectre à une particule. En particulier dans le canal d'appariement, en raison du gap constant, l'interaction résiduelle est calculée à partir de celle du canal particule-trou, en utilisant la transformation dite de Pandya [Khan00T]. Bien que non totalement consistante, cette méthode à l'avantage d'utiliser la même fonctionnelle de l'énergie pour générer le champ moyen et l'interaction résiduelle. C'est un premier pas vers des modèles de QRPA qui s'inscrivent dans le cadre de la DFT.

Il est donc pertinent d'étudier la dépendance des résultats HF+BCS et QRPA en fonction de la paramètrisation utilisée. Ainsi les rayons carrés moyens de neutrons et de protons donnent des résultats semblables à 1% près pour les trois interactions. Seules les énergies de liaisons sont plus grandes de ~5% dans le cas de SGII.

Pour valider notre approche de QRPA, un test fort consiste à comparer les densités de transitions expérimentales et théoriques. Les densités de transitions de protons vers le premier état 2^+ pour les noyaux de ^{32}S et ^{34}S sont présentées sur la figure 1. L'accord avec les données est de très bonne qualité. Les probabilités de transition B(E2) des premiers états 2^+ sont ainsi en général bien reproduites, comme le montre notre analyse sur les chaînes isotopiques d'oxygène [Khan00,Khan00B], de soufre et d'argon [Khan01]. L'évolution le long d'une chaîne isotopique de la position en énergie de ces états est bien décrite, mais il peut subsister un écart systématique de l'ordre de 1 MeV [Khan01]. Nous verrons que l'énergie des états bas est sensible à l'interaction d'appariement utilisée.

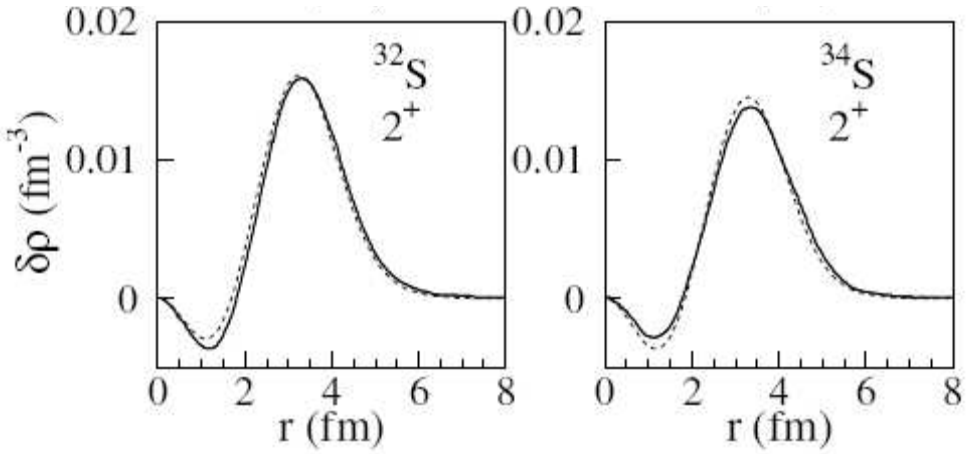

Figure 1 : comparaison entre les densités de transition vers le premier état 2^+ expérimentale (ligne continue) et calculées avec la QRPA et l'interaction SGII (tirets). Les barres d'erreur expérimentales sont de 10% pour les distances<2fm, et de 1% pour les distance plus grandes.

2.3 Excitations dans les noyaux à la drip-line (continuum)

2.3.1 Introduction

Pour décrire les excitations dans les noyaux proches de la drip-line, il est nécessaire de traiter de manière consistante les effets d'appariement et ceux liés au continuum. Le continuum dénomme les états non-liés du spectre à une quasiparticule. Prenons l'exemple plus simple des états à une particule. Dans un puit de potentiel, les états liés ($\varepsilon<0$) solutions de l'équation de Schrödinger à une particule sont quantifiés, en raison des conditions au limites fixées par le potentiel (on peut se référer au puit carré). Dans le cas des états à énergie positive, il n'y a pas de quantification en énergie : les solutions se présentent comme un continuum en énergie composés de résonances (caractérisée par une position et une largeur) bâties sur un fond [Bulg80].

L'appariement nécessite un traitement adéquat du continuum, pour les noyaux proches de la drip-line. En effet l'énergie de la dernière sous-couche de neutrons ou de protons est proche de zéro et l'énergie d'appariement permet aux particules de diffuser vers ces états. On comprend ainsi l'importance de cette problématique dans le contexte des noyaux exotiques.

Dans le cas des excitations il faut aussi tenir compte des états du continuum puisqu'ils servent à générer les configurations particules-trous impliquées. Cet effet est particulièrement important pour les résonances géantes, qui impliquent de nombreux états de particules situés dans le continuum, en raison de leur énergie élevée.

2.3.2 Les équations de la QRPA en espace de coordonnées (HFB)

Nous avons développé un modèle de QRPA [Khan02] qui présente trois avantages majeurs par rapport au modèle précédent présenté au paragraphe 2.1.2 : l'état fondamental est calculé avec le modèle HFB, qui prend en compte l'appariement de manière plus générale que BCS. En outre l'interaction d'appariement est de la forme « delta dépendante en densité », ce qui permet un traitement consistant de l'interaction résiduelle dans le canal d'appariement. On se situe ainsi dans le cadre de la DFT. Enfin, les états du continuum sont traités exactement, contrairement à la méthode précédente. Nous allons expliquer et détailler ces trois points ci-dessous.

Une prise en compte plus générale de l'appariement consiste à étendre la définition des quasiparticules de Bogoliubov. Dans cette approche une quasiparticule s'exprime comme :

$$c_\alpha^\dagger = \sum_\beta U_{\beta\alpha} a_\beta^\dagger + V_{\beta\alpha} a_\beta$$

où l'on n'a pas écrit les détails qui relèvent des moments angulaires, pour alléger l'expression. Une quasiparticule est donc la superposition d'une particule et d'un trou qui peuvent désormais appartenir à deux sous-couches différentes. A l'instar de l'approximation BCS, l'état fondamental HFB est défini comme le vide des ces quasiparticules ; c'est un état à quasiparticules indépendantes. Les amplitudes U et V sont déterminées par le principe variationnel, de manière analogue à BCS. On aboutit ainsi aux équations de HFB [Ring80] :

$$\begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & h^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_\alpha \\ V_\alpha \end{pmatrix} = E_\alpha \begin{pmatrix} U_\alpha \\ V_\alpha \end{pmatrix}$$

dont les solutions sont les amplitudes U,V et les énergies de quasiparticules E_α. h est le champ moyen dans le canal particule-trou, obtenu à partir de la dérivée de la fonctionnelle de la densité par rapport à la densité du noyau. De même, le champ d'appariement Δ est la dérivée première de la fonctionnelle par rapport à la densité de paires κ, définie comme :

$$\kappa = -U.V^\dagger$$

En représentation de coordonnées cette densité modélise donc intuitivement la région spatiale du noyau où l'appariement est présent, car les amplitudes U et V ne sont simultanément non-nulles que dans de telles régions. La théorie HFB permet ainsi de traiter l'appariement dans le cadre de la DFT, en le reliant à la fonctionnelle de l'énergie.

Les équations de la QRPA sont dérivées avec la théorie de la réponse linéaire [Khan02]. Cette approche est complémentaire de celle exposée précédemment. Au lieu de partir d'un ansatz pour l'opérateur d'excitation, le point initial est ici l'équation de HFB dépendante du temps, qui modélise l'évolution dynamique du système. Pour comprendre la démonstration il est commode de revenir brièvement sur celle des équations de la RPA, obtenues à partir de celle de TDHF.

L'équation de TDHF s'écrit :

$$h(\rho)\varphi_i = i\hbar\partial_t\varphi_i$$

En introduisant un champ externe V, qui perturbe faiblement la densité on obtient :

$$(h(\rho+\delta\rho)+V)\,\varphi_i = i\hbar\partial_t\varphi_i$$

$$\left(h(\rho)+\frac{\delta h}{\delta\rho}\delta\rho+V\right)\varphi_i = i\hbar\partial_t\varphi_i$$

avec

$$\frac{\delta h}{\delta\rho} = \frac{\delta^2 E[\rho]}{\delta\rho^2}$$

La perturbation $\delta\rho$ au premier ordre de la densité induit une perturbation sur le champ moyen $h[\rho]$ qui dépend de la densité. Cette interaction supplémentaire, appelée interaction résiduelle, va en retour influencer les fonctions d'ondes du système via l'équation de TDHF. La RPA se présente donc comme une théorie des petites amplitudes, ou excitations harmoniques. Les excitations sont ainsi caractérisées par une fréquence, qui correspond à l'énergie d'excitation, et par une amplitude de transition, qui représente la déformation maximum qu'acquiert le noyau lors de l'excitation.

En QRPA, la démonstration est en tous points semblable à celle de la RPA. L'espace de calcul est cependant multiplié par trois : en plus de la transition particule-trou, modélisée par

$\delta\rho$, il faut prendre en compte les transitions de type particule-particule et trou-trou. Ainsi en représentation de coordonnées les variations des densités sont définies par :

$$\delta\rho(\mathbf{r}\sigma) = \left\langle 0|a^{\dagger}(\mathbf{r}\sigma)\, a(\mathbf{r}\sigma)\,|'\right\rangle$$
$$\delta\kappa(\mathbf{r}\sigma) = \left\langle 0|a(\mathbf{r}\bar{\sigma})\, a(\mathbf{r}\sigma)\,|'\right\rangle$$
$$\delta\bar{\kappa}(\mathbf{r}\sigma) = \left\langle 0|a^{\dagger}(\mathbf{r}\sigma)\, a^{\dagger}(\mathbf{r}\bar{\sigma})\,|'\right\rangle$$

où |'> dénote la modification de l'état fondamental |0> due au champ externe.

L'interaction résiduelle **V** devient donc une matrice à neuf composantes correspondant aux dérivées secondes par rapport à toutes les combinaisons des variations de densités ci-dessus. Les perturbations **H'** et **ρ'** de l'Hamiltonien et de la densité sont des vecteurs à trois composantes.

L'équation de TDHFB s'écrit :

$$i\hbar\frac{\partial\mathcal{R}}{\partial t} = [\mathcal{H}(t) + \mathcal{F}(t), \mathcal{R}(t)]$$

où R est la matrice densité généralisée qui contient ρ et κ ; F est la perturbation du champ extérieur. En développant au premier ordre, on peut exprimer la perturbation du vecteur des trois densités, noté **ρ'** :

$$\rho' = \mathbf{G_0 V}\rho' + \mathbf{G_0 F}$$

où **V** est l'interaction résiduelle, et G_0 la fonction de Green non-perturbée qui correspond à des excitations de type HFB, où une seule configuration à 2 quasiparticules contribue à l'excitation.

Par définition, la fonction de Green QRPA notée **G** relie le champ extérieur à la perturbation de la densité :

$$\rho' = \mathbf{GF}$$

On en déduit l'équation dite de Bethe-Salpeter généralisée dont la solution **G** permet de calculer la fonction de réponse QRPA correspondante.

$$\mathbf{G} = (1 - \mathbf{G_0 V})^{-1}\,\mathbf{G_0} = \mathbf{G_0} + \mathbf{G_0 V G}$$

Notons que cette démonstration s'est effectuée en espace de coordonnées : il faut résoudre l'équation de Bethe-Salpeter qui est une intégrale sur les coordonnées d'espace, au lieu de diagonaliser une matrice dans l'espace des états à une quasiparticule. La résolution en espace de coordonnées est ainsi avantageuse pour les grands systèmes où le nombre d'opérations à effectuer croît moins vite qu'en espace de configuration avec la taille N du système : en N^3 pour l'espace de coordonnées, et en N^6 pour l'espace de configuration [Bert98].

2.3.3 Traitements du continuum

La troisième amélioration apportée par ce modèle de QRPA est le traitement exact du continuum. Nous avons vu l'importance de ce traitement pour les noyaux proches de la drip-line. Dans le cas des quasiparticules, il est nécessaire de tenir compte des comportements asymptoptiques corrects pour les deux composantes U et V de la fonction d'onde HFB [Bulg80,Gras01]. Notamment, pour les états d'énergie E>-λ :

$$U_{lj}(E,r) = C[Cos(\delta_i j) j_l(\alpha_l r) - Sin(\delta_i j) n_l(\alpha_l r)]$$
$$V_{lj}(E,r) = D h_l^{(+)}(i\beta_l r)$$

où j_l, n_l, h_l sont respectivement les fonctions de Bessel, de Neumann et Hankel. δ_{lj} est le déphasage et α_l et β_l sont des constantes réelles qui dépendent du potentiel chimique et de l'énergie E du spectre à une quasiparticule considéré. L'argument des fonctions j_l et n_l étant réel, la composante U_{lj} est oscillante pour r tendant vers l'infini ; l'argument de la fonction h_l étant imaginaire, la composante V_{lj} est exponentiellement décroissante à l'infini.

En général les états du continuum sont traités par une discrétisation en énergie, en utilisant des conditions aux limites à priori arbitraires : on impose aux fonctions d'ondes de s'annuler à une distance suffisamment grande par rapport à la taille du noyau. Par exemple pour un noyau d'oxygène de rayon carré moyen 2.8 fm, on utilise une boite de taille typique 20 fm. L'indépendance des résultats en fonction de la taille de la boite est vérifiée, pour s'assurer qu'elle était suffisamment grande. Cette approximation du continuum par discrétisation est cependant sujette à caution pour les noyaux où le potentiel chimique est proche de 0. Notons que dans la limite où la taille de la boite tend vers l'infini, le pas en discrétisation tend vers zéro, et l'on converge vers une structure continue des états non liés.

La formulation en espace de coordonnées présente ainsi un avantage pratique : le traitement des états du continuum s'opère en transformant en intégrale la somme discrète sur les états à une quasi-particule des fonctions de Green non-perturbée G_0. Un tel traitement n'est pas possible en espace de configuration à moins de prendre une taille de boite tendant vers l'infini.

En résumé, nous disposons d'une méthode capable de décrire les excitations dans les noyaux superfluides, avec traitement exact du continuum, tout en se plaçant dans le cadre de la DFT.

2.3.4 Applications

Notre modélisation de telles excitations doit être utilisable dans des contextes différents : chaîne isotopique, calculs systématiques, noyaux lourds, systèmes semblables … Il est donc nécessaire de le garder maniable et rapide en terme d'application et temps de calcul. Les applications sont ainsi effectuées dans le cadre de la symétrie sphérique, et l'interaction résiduelle des termes dépendant de la vitesse (en t_1 et t_2 dans la fonctionnelle) est approximée par la forme de Landau-Migdal. Cette approximation permet de s'affranchir de termes en

gradients dans l'interaction résiduelle, et d'augmenter ainsi la vitesse du calcul par un ordre de grandeur. L'interaction résiduelle de spin-orbite et Coulombienne sont négligées. Elles jouent un rôle mineur bien que leur effet relatif soit encore étudié récemment. Nous avons décidé de ne prendre en compte que des excitations de type S=0 (le spin total du noyau reste inchangé : pas de « spin-flip »), car ce type de transition est prédominant.

La fonctionnelle est générée à partir d'une interaction de type Skyrme (SLy4), et d'une interaction d'appariement dépendante de la densité et de portée nulle :

$$V_{pair} = V_0 \left[1 - \eta \left(\frac{\rho(r)}{\rho_0}\right)^{\alpha}\right] \delta(\mathbf{r_1} - \mathbf{r_2})$$

où ρ_0 est la densité de saturation.

Le caractère surface/volume de l'interaction d'appariement est donné par le coefficient η. Sa détermination reste un sujet ouvert. Nous l'avons donc choisi comme paramètre libre de l'interaction. Il faut noter que la portée nulle de l'interaction d'appariement correspond à une portée infinie dans l'espace des moment : l'effet de l'appariement augmente avec le nombre de sous-couches prises en compte. Il est donc nécessaire d'utiliser un cutoff en énergie, qui définit le nombre de sous-couches impliquées dans le calcul, comme le ferait naturellement une portée non-nulle. Pour ne pas faire du cutoff un paramètre supplémentaire, sa valeur est ajustée en fonction de V_0, l'intensité de l'interaction d'appariement, de façon à conserver une valeur moyenne du gap Δ constante. Intuitivement, cette prescription stipule que V_0 est inversement proportionnelle au cutoff. Le cutoff simule ainsi la portée de la force d'appariement.

L'interaction résiduelle d'appariement est calculée à partir de la dérivée seconde de la fonctionnelle. Insistons donc sur cette amélioration qui permet de se rapprocher du cadre de la DFT par un traitement de l'appariement plus consistant.

2.3.5 Résultats

Il est intéressant d'étudier successivement les effets de l'interaction effective, de l'appariement, et du traitement du continuum. Ceci est d'autant plus pertinent que le modèle HFB+QRPA présenté ci-dessus est consistant.

La figure 2 montre la réponse QRPA quadrupolaire isoscalaire du noyau de ^{20}O en fonction de différentes paramètrisations de Skyrme (SLy4, SGII et SIII), déjà évoquées. On constate que l'impact sur la fonction de réponse reste faible : ces 3 paramètrisations donnent des résultats convergents. Ceci nous indique que les paramétrisations de Skyrme sont relativement bien déterminées.

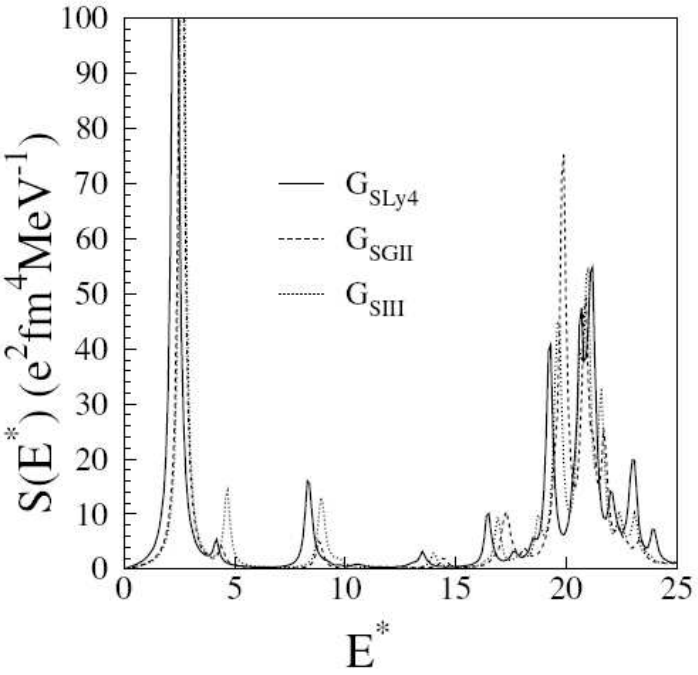

Figure 2 : fonction de réponse isoscalaire quadrupolaire calculée en continuum-QRPA pour le noyau ^{20}O avec trois paramètrisations de Skyrme.

L'effet de l'appariement est plus important. La partie gauche de la figure 3 montre la réponse quadrupolaire du noyau de ^{22}O calculée avec les modèles HFB+QRPA et HF+RPA. Dans ce dernier cas, l'appariement est donc totalement négligé. On constate que l'appariement joue sensiblement sur la réponse, notamment pour les états de basse énergie : c'est le voisinage de la surface de Fermi qui est affecté, et cela concerne les états à une particule proches du niveau de Fermi. Ces états sont impliqués principalement dans les modes collectifs de basse énergie.

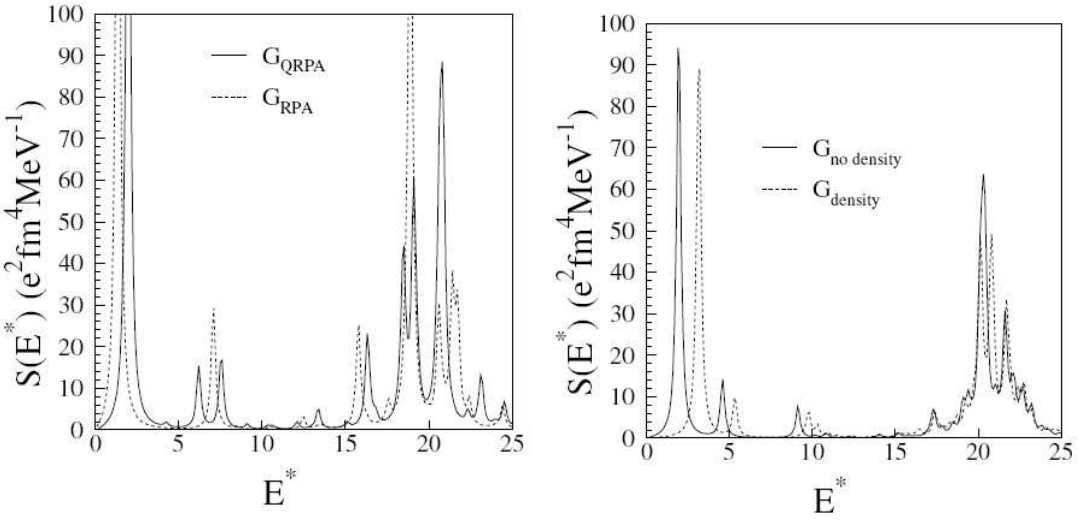

Figure 3 : à gauche : Distribution de force pour la réponse isoscalaire quadrupolaire de ^{22}O. La ligne continue tient compte de l'appariement (QRPA) et pas les pointillés (RPA). A droite : distribution de force isoscalaire quadrupolaire pour ^{18}O calculé avec la QRPA avec une interaction d'appariement de volume (ligne continue) et dépendante de la densité (pointillé).

Pour étudier avec plus de précision l'appariement, nous avons analysé l'effet de sa dépendance en densité. Une interaction indépendante de la densité est dite de volume. A l'opposé, une interaction dépendante de la densité avec η=1 sera de surface, puisque la densité ne diffère de la densité de saturation qu'en surface des noyaux. L'exacte dépendance en densité de l'interaction d'appariement reste une question ouverte de la structure nucléaire et nul doute que cette force sera de mieux en mieux contrainte dans les prochaines années. La partie de droite de la figure montre la réponse quadrupolaire de ^{18}O pour une interaction de surface et une de volume. L'impact est très important pour l'état de plus basse énergie : on constate un décalage de 1 MeV entre les deux calculs. Cet effet important est en fait salutaire, car il permettrait de discriminer entre une force de surface et de volume par comparaison avec les données expérimentales, de manière systématique sur un nombre important de noyaux.

Finalement, la figure 4 montre l'effet du continuum sur la réponse quadrupolaire du noyau de ^{22}O. Les calculs avec traitement exact du continuum (ligne continue) sont comparés à des calculs ou le continuum est discrétisé par les conditions aux limites dans une boite de 22.5 fm. Les états de basse énergie sont très peu affectés. Ceci n'est pas le cas pour la résonance géante qui présente une dépendance de sa structure en fonction du traitement du continuum. En effet la résonance géante est construite à partir d'états à une particule de haute énergie, situés dans le continuum du spectre à une quasiparticule. L'impact du traitement du continuum est donc attendu comme important.

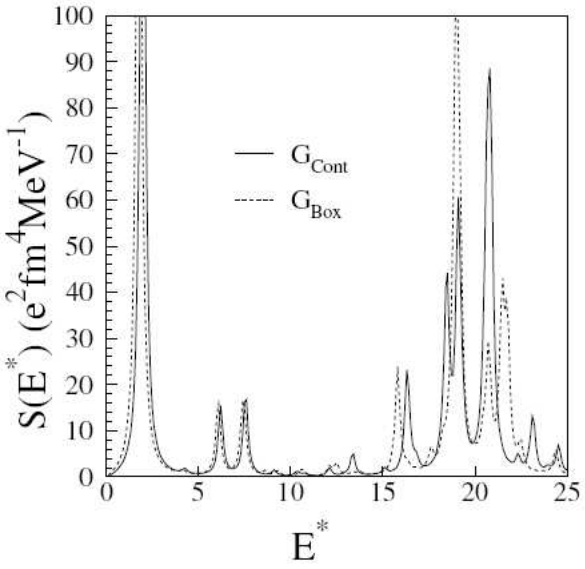

Figure 4 : Distribution de force isoscalaire quadrupolaire de ^{22}O calculée en continuum-QRPA (ligne continue) et avec la discrétisation dans une boîte (pointillés)

2.3.6 Perspective : vers une self-consistance exacte

Sur les exemples précédents, on constate l'importance de traiter les modèles microscopiques dans le cadre de la DFT pour décrire les excitations superfluides. Cette consistance en QRPA permet ainsi d'obtenir des informations cruciales sur la fonctionnelle de la densité qui reste le paramètre unique du calcul. On peut espérer être guidé sur le chemin d'une fonctionnelle plus complète, dans le contexte du théorème de Hohenberg-Kohn. Nous avons ainsi confirmé la validité des termes provenant de l'interaction de Skyrme, alors que les termes d'appariement restent moins bien déterminés.

Ainsi la dépendance en densité des termes d'appariement de la fonctionnelle pourrait être contrainte par comparaison des résultats QRPA avec les mesures. Pour ce faire, l'interaction résiduelle doit être déterminée dans sa totalité le plus exactement possible en fonction de la fonctionnelle initiale. Une amélioration à notre modèle consiste donc à traiter de manière exacte les termes de l'interaction résiduelle dépendants du moment (termes en t_1 et t_2). Ce traitement est coûteux en temps de calcul (il augmente d'un ordre de grandeur). Notre collaboration avec M. Yamagami (Kyoto) a permis de réaliser un tel calcul [Yam03]. Pour la première fois, les fonctions de réponse sont calculées de manière consistante en QRPA.

La figure 5 montre la comparaison entre un calcul où l'interaction résiduelle est calculée exactement, et où l'approximation de Landau-Migdal est utilisée pour les termes dépendants du moment. On ne constate pas de différences drastiques entre les deux résultats. Calculer exactement les termes en t_1 et t_2 de l'interaction résiduelle ne s'avère donc pas très rentable, si l'on tient compte de l'alourdissement conséquent du calcul. Cependant certains résultats, sur les B(E2) ou les excitations dipolaires, par exemple, peuvent présenter des différences non-négligeables.

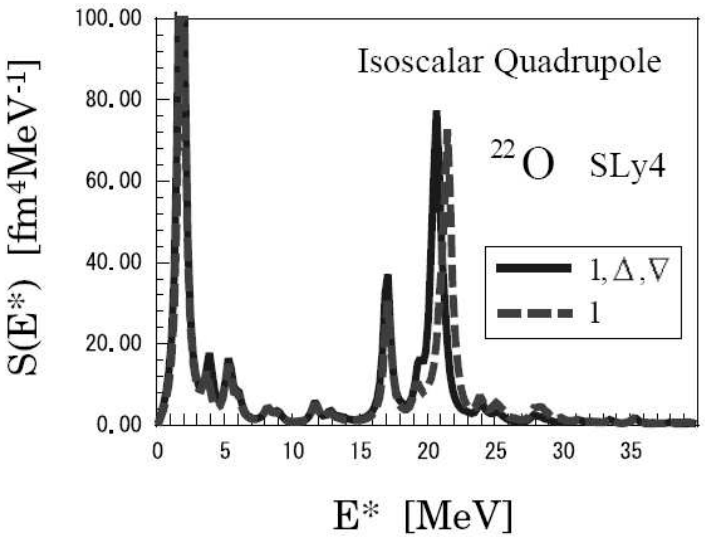

Figure 5 : effet du traitement de l'interaction résiduelle sur la réponse isoscalaire quadrupolaire de ^{22}O. Le traitement approximé des termes dépendants du moment est en bleu, et le traitement exact en rouge.

Il reste à inclure les interactions résiduelles de spin-orbite et de Coulomb. Celles-ci ont des effets non négligeables, mais censés se compenser. Cependant, de récents calculs QRPA utilisant l'interaction de Gogny ont relancé leur intérêt [Peru05] … Le sujet est actuellement ré-étudié, et il semblerait qu'il soit nécessaire de traiter ces termes dans certains cas. La consistance exacte de la QRPA est à ce prix !

2.4 Phase normale et superfluide

Un aspect important de la structure nucléaire est l'effet de la température dans les noyaux [Egid93]. On s'attend à ce que l'appariement soit atténué par des effets de température. De tels noyaux chauds s'obtiennent expérimentalement lors de collisions nucléaires. Il existe ainsi une température critique en dessous de laquelle la superfluidité s'enclenche au sein du noyau, et au dessus de laquelle elle s'évanouit. Nous verrons que cette transition de phase du second d'ordre, qui concerne l'appariement, est générale aux systèmes de fermions superfluides.

2.4.1 Transition de phase

Il faut noter que mon implication dans l'étude de la superfluidité en fonction de la température m'est venue à la suite de l'application sur les pièges d'atomes (cf section 4.4.1). Ceci est un exemple où les applications entraînent aussi en retour des développements sur des concepts fondamentaux pour le physicien nucléaire : le passage ne se fait pas uniquement dans le sens fondamental vers appliqué.

Nous avons étudié pour la première fois les effets de température et d'appariement dans les excitations nucléaires en utilisant la fonctionnelle de Skyrme avec les modèles HFB+QRPA [Khan04]. L'objectif d'intérêt pour les expérimentateurs est de développer un outil pour les noyaux exotiques chauds. Pour les produire, on pourrait envisager des collisions entre noyaux exotiques dans des anneaux de stockage, par exemple auprès de l'installation FAIR au GSI. Ce type d'expériences verra certainement le jour dans la prochaine décennie. Il nous est donc possible de traiter température, appariement et continuum dans un cadre microscopique unificateur.

La figure 6 montre la valeur moyenne du gap d'appariement de neutrons dans le noyau de ^{124}Sn en fonction de la température, calculée avec HFB, la fonctionnelle de Skyrme SLy4 et une interaction d'appariement dépendante de la densité. On voit clairement la température critique (~900 keV) au dessus de laquelle les effets d'appariement s'évanouissent.

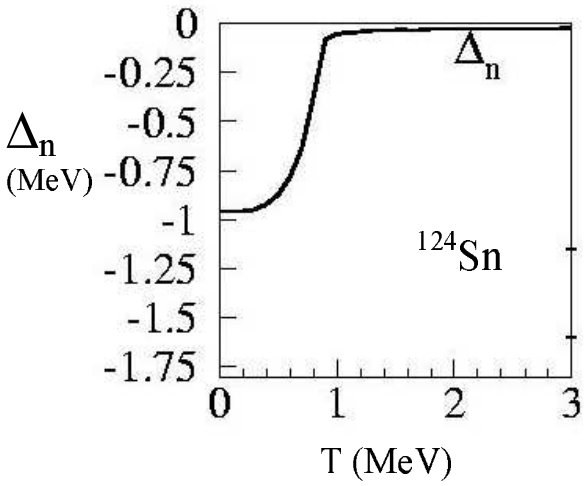

Figure 6 : Valeur moyenne du gap d'appariement en fonction de la température dans le noyau de ^{124}Sn, calulée avec HFB

2.4.2 Effet de la température sur les excitations

Un effet longuement discuté en structure nucléaire fut la dépendance en température des résonances géantes [Vaut84,Saga84], comme par exemple la largeur et la position de la résonance géante dipolaire (GDR). Ainsi, dans [Saga84] une telle dépendance est prédite comme faible dans le cas de la GDR du ^{40}Ca, alors que la résonance géante quadrupolaire est légèrement affectée par les effets de température.

Expérimentalement, il semble établi que la largeur de la GDR augmente avec la température, notamment pour T compris entre 1 et 2 MeV [Thoe04]. Pour des températures inférieures à 1 MeV, un effet de suppression de l'augmentation de la largeur est constaté dans plusieurs noyaux : ^{208}Pb, $^{59\text{-}63}$Cu, ^{120}Sn, ^{179}Au. La position de la GDR est, quant à elle, indépendante de la température.

Nos calculs QRPA à température non-nulle montrent que les résonances sont peu affectées par la température, tant en position qu'en largeur, comme l'illustre la figure 7. Ceci confirme les résultats de Sagawa et Bertsch. Cependant, les états de basse énergie (< 6 MeV) sont appréciablement modifiés en amplitude et en position par la température. Insistons sur le fait que seul un traitement consistant de l'appariement et de la température tel que celui de la QRPA à température finie permet d'étudier un tel phénomène.

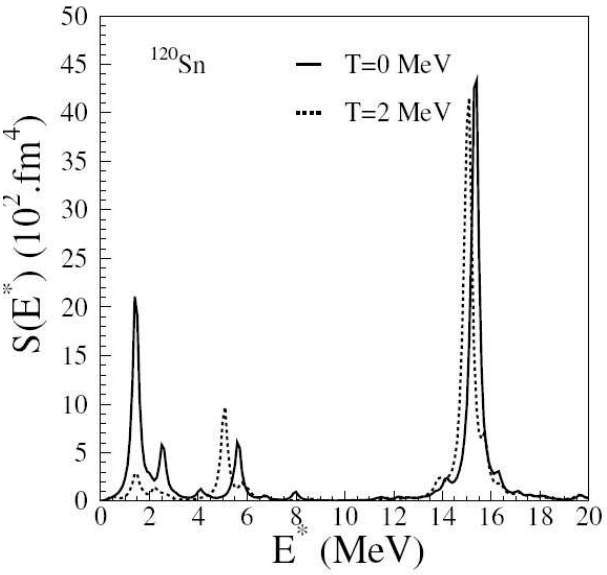

Figure 7 : Réponse quadrupolaire de ^{120}Sn calculée en QRPA à T=0MeV (ligne continue), et T=2 MeV (pointillés)

Une perspective actuellement à l'étude est de regarder la dépendance de la température critique en fonction de l'interaction d'appariement. En effet, une récente méthode expérimentale permet de mesurer cette température [Gutt01]. Il serait intéressant de montrer la sensibilité de la température critique à l'interaction d'appariement. Il serait alors possible de mieux contraindre cette interaction.

Finalement, un calcul HFB+QRPA à température non-nulle, avec traitement exact du continuum est présenté sur la figure 8. Le formalisme et le temps de calcul deviennent assez

lourds, mais ce type de calcul est précurseur, dans le but de décrire les noyaux chauds proches des drip-lines, qui seront un jour, espérons-le, accessibles expérimentalement. Ce type de modèle permet une description microscopique des états extrêmes (en température, appariement et isospin) des noyaux.

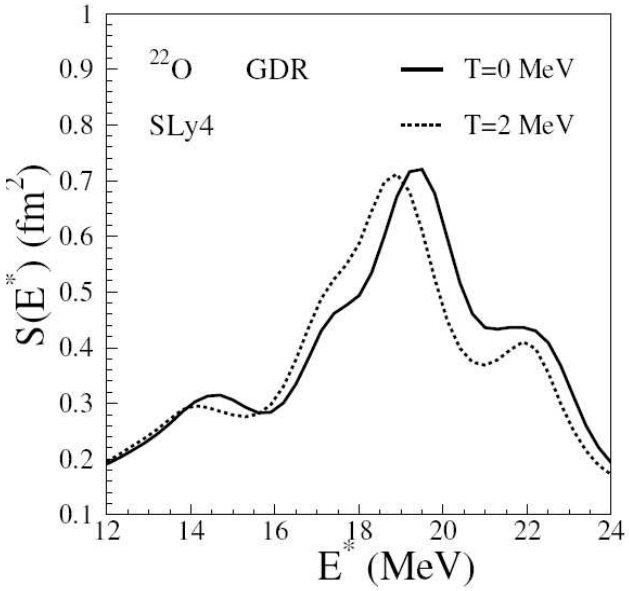

Figure 8 : Réponse dipolaire de ^{22}O avec traitement exact du continuum pour T=0 MeV(ligne continue) et T=2 MeV (pointillés).

2.5 Conclusions : pertinence de l'outil QRPA

La QRPA permet donc de décrire microscopiquement, dans le cadre de la DFT, les excitations dans les noyaux, qu'ils soient superfluides ou non. Un enjeu est de contraindre l'interaction nucléon-nucléon par comparaison avec les données expérimentales. Ainsi les états de basse énergie sont sensibles à l'appariement, ce qui permettrait de mieux déterminer cette interaction avec une comparaison systématiques aux données.

Quels sont les atouts de la QRPA pour décrire les excitations nucléaires, comparé à d'autres approches, comme le modèle en couche ? Si la QRPA reproduit en général avec moins de précision la position des états bas, comparé au modèle en couche, elle jouit de plusieurs avantages. Nous avons vu qu'elle se place dans le cadre de la DFT, qui est une question centrale de la structure nucléaire. De plus son utilisation est plus simple numériquement, et son interprétation aisée : il est toujours possible d'identifier le terme de la fonctionnelle dont le résultat dépend. Finalement on peut l'utiliser sur la majorité des noyaux, car il n'y a pas de cœur inerte à considérer. En résumé, la QRPA nous offre une compréhension en profondeur des excitations dans les noyaux, quelle que soit la région de la carte nucléaire.

Nous allons utiliser cet outil pour obtenir des informations sur la structure nucléaire de noyaux instables, étudiés au sein de notre collaboration expérimentale. Puis nous l'exploiterons dans le domaine de la structure nucléaire appliquée, pour prédire des observables nucléaires, mais aussi pour décrire des systèmes analogues aux noyaux, comme les pièges d'atomes.

3 Structure nucléaire expérimentale

3.1 Introduction : ouverture du paysage nucléaire - les noyaux exotiques

Le paramètre critique qui mesure notre capacité à observer la structure nucléaire loin de la stabilité, est l'intensité des faisceaux de noyaux instables. La production de tels faisceaux radioactifs s'effectue par fragmentation ou par la méthode ISOL. Depuis une vingtaine d'années, les intensités croissantes de faisceau ont permis d'étendre significativement le paysage nucléaire accessible. Les observables ainsi mesurées sur des noyaux éloignés de la stabilité se classent en fonction de l'intensité du faisceau radioactif : la simple preuve de l'existence de noyaux ne requiert que quelques coups par jour. La mesure de masses et de rayons carrés moyens requiert quelques coups par seconde. Les mesures de probabilités de transition comme les B(E2) obtenus par excitation Coulombienne demandent quelques centaines de coups par seconde. Enfin les mesures de distributions angulaires obtenues par réactions directes nécessitent une intensité de l'ordre de 10^4 pps. Ce dernier saut quantitatif dans l'intensité requise provient du fait que les distributions angulaires sont des quantités non-intégrées, contrairement aux précédentes : il faut une statistique suffisante pour chaque plage angulaire de la distribution.

Nous allons étudier expérimentalement les excitations dans les noyaux superfluides à l'aide de telles distributions angulaires. La contrepartie de la grande intensité requise est l'accès aux distributions spatiales des densités de neutrons et de protons, des densités de transition correspondantes, ou des facteurs de forme dans le cas de réactions de transfert.

3.2 L'intermédiaire des réactions

Les réactions sont l'intermédiaire obligé qui relie les mesures aux observables de structure nucléaire. En effet, une section efficace est d'abord une probabilité de réaction. Dans le cas des réactions directes, elle est calculée par un modèle optique, qui relie la section efficace au potentiel optique. Notons que le domaine des réactions nucléaires est souvent réservé à quelques experts, et cette connaissance est parfois très vague chez les physiciens de structure nucléaire. Il n'est pas question ici de détailler le formalisme des réactions nucléaires. Nous reportons le lecteur à [Satc83] pour une vision détaillée, à [Pita00] pour une approche très synthétique, et au rapport de stage de licence en annexe pour une description intuitive et vulgarisée. Il est cependant difficile de dissocier structure et réaction puisque ces deux ingrédients sont nécessaires pour décrire les sections efficaces et donc comparer à l'expérience. Ainsi les résultats obtenus sur la structure dépendent-ils des modèles de réactions ? Nous garderons cette préoccupation à l'esprit lors de l'analyse des données.

Dans le domaine des réactions directes, la section efficace est calculée avec l'approximation de Born des ondes distordues (DWBA), ou en voies couplées. Ces modèles requièrent la connaissance du potentiel optique. Des codes standard de DWBA existent depuis plusieurs dizaines d'années, et nous renvoyons le lecteur aux références ci-dessus. Mentionnons simplement que des développements de modèles de réactions sont entrepris pour le domaine des noyaux exotiques, comme les voies couplées avec discrétisation du continuum (CDCC) pour décrire les réactions impliquant les noyaux exotiques légers .

3.2.1 Modèle de convolution

Le calcul du potentiel optique doit être microscopique pour sonder la structure nucléaire. Dans le cas macroscopique, que nous n'évoquerons pas ici, on reste cantonné à une vision du type goutte liquide du noyau, délicate dans le cas des noyaux exotiques. Le modèle de convolution permet de générer microscopiquement le potentiel optique à partir de l'interaction effective nucléon-nucléon et de la densité de protons et de neutrons des noyaux protagonistes : le potentiel nucléon-noyau est le potentiel nucléon-nucléon habillé par les densités. C'est la somme des interactions nucléons-nucléons pondérée par les probabilités de présence des nucléons.

En pratique le potentiel optique se décompose en plusieurs termes : le terme direct qui représente le potentiel nucléaire standard, auquel il faut ajouter les termes d'échange, de spin-orbite et de Coulomb. Le terme d'échange provient du principe de Pauli et de l'indiscernabilité de deux nucléons : deux nucléons appartenant chacun à des noyaux différents de la réaction peuvent s'échanger lors de la réaction. Ce terme est difficile à calculer en pratique car il est non-local (il dépend de la densité à deux variables d'espace). Dans notre cas nous utiliserons une approximation locale de la densité [Khoa02].

Nous avons utilisé pour la première fois nos densités de transition QRPA, obtenues de manière consistante, pour calculer des distributions angulaires sur des chaînes isotopiques. L'objectif est de tester la validité des modèles de réaction sur des noyaux stables *et* instables. C'est un point important, si l'on veut analyser de manière fiable les données : un moyen de s'affranchir de la dépendance des résultats en fonction du modèle de réaction, est d'utiliser différents modèles de réaction capables de reproduire les données. Les résultats sur les observables de structure seront validés si les analyses utilisant les différents modèles de réaction aboutissent à des résultats compatibles. Nous présentons ci-dessous des études utilisant le modèle de convolution. Nous évoquerons par la suite un autre modèle microscopique de réaction : JLM.

L'interaction effective nucléon-nucléon est l'ingrédient le plus important d'un modèle de convolution. Nous utilisons ici une force de type Yukawa (CDM3Y6). Tous les termes réels du potentiel sont générées à partir des densités : direct, échange, spin-orbite et Coulomb. Il en va de même pour le potentiel de transition qui permet de décrire les distributions angulaires inélastiques. La partie imaginaire du potentiel, qui décrit les absorptions dans la voie élastique due aux autres canaux, est cependant générée phénoménologiquement à l'aide du potentiel global CH89 [Warner]. Il serait intéressant générer la partie imaginaire microscopiquement ; un tel effort a été réalisé récemment par K. Amos *et al.* [Amos00].
La figure 9 montre les résultats obtenus en utilisant le modèle de convolution sur les diffusions élastiques et inélastiques de protons à quelques dizaines de MeV/nucléon, pour les isotopes de soufre pair-pair stables ($^{32\text{-}36}$S) et instables. Le très bon accord avec la quasi-totalité des données est manifeste, tant sur les distributions angulaires élastiques qu'inélastiques vers le premier état 2^+. Ce modèle de réaction fiable, est ainsi un outil adéquat pour extraire des informations de structure, sur la quasi-totalité des noyaux.

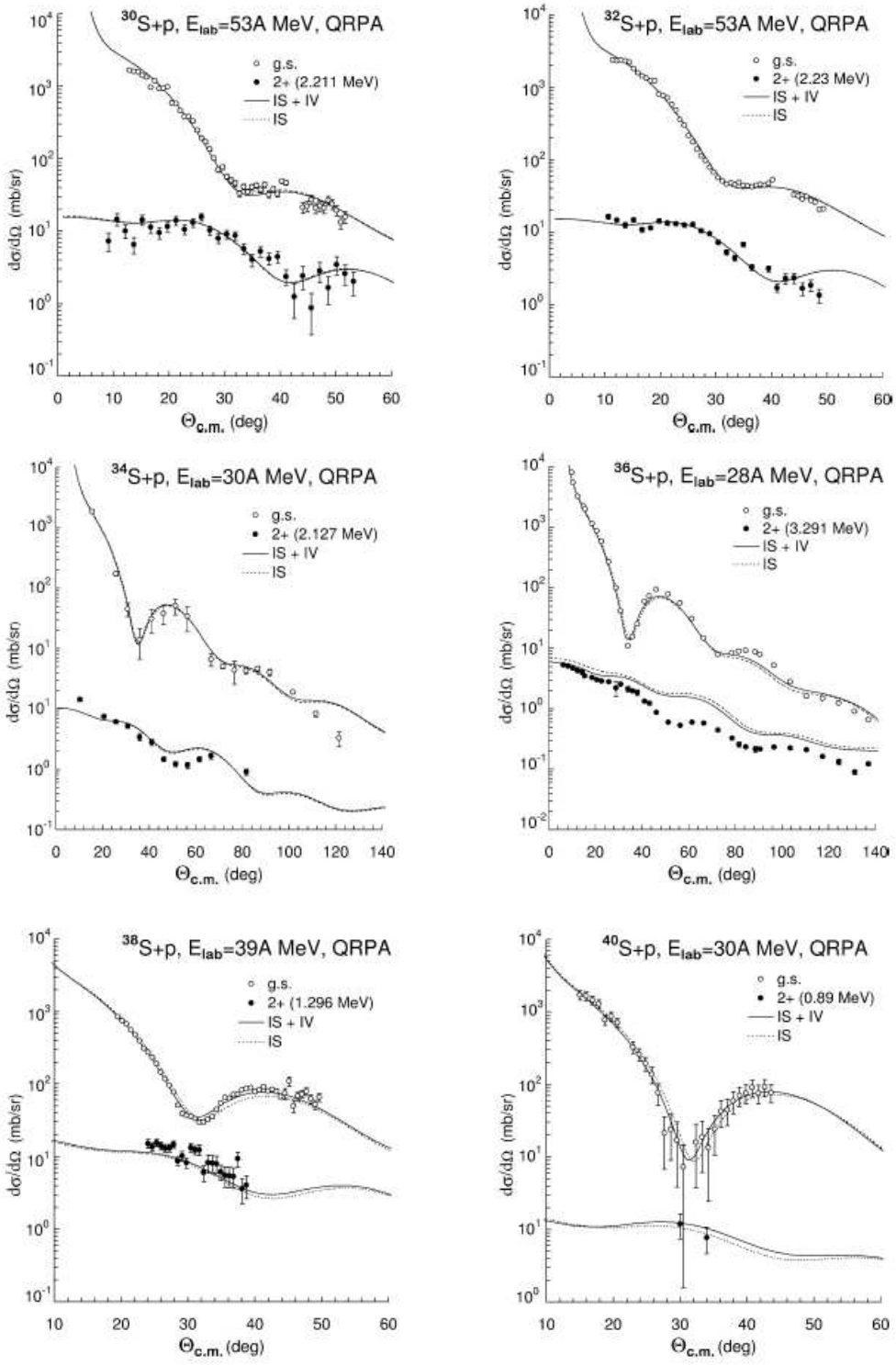

Figure 9 : Distributions angulaires élastiques et inélastiques vers le premier état 2^+ pour la diffusion de protons sur les isotopes de soufre. Les calculs de DWBA utilisent un potentiel optique généré par densités HF+BCS, et un potentiel de transition obtenu avec les densités de transition QRPA.

Une perspective intéressante consiste à utiliser la même interaction nucléon-nucléon dans le modèle de structure et celui de réaction, pour des raisons évidentes d'unification. Historiquement, les interactions effectives de Skyrme ou Gogny ont été utilisées en raison de leur compatibilité avec des modèles de type Hartree-Fock. Leur finalité était donc décrire la structure nucléaire. On peut cependant envisager de les utiliser dans un modèle de réaction.

Notre collaboration avec les physiciens de réactions va dans ce sens et un tel travail sera entrepris dans les prochaines années.

3.2.2 Transfert à la drip-line

Le modèle de convolution permet de décrire les diffusions élastiques et inélastiques. Dans le cas des réactions de transfert, il est nécessaire de calculer un facteur de forme qui représente le recouvrement des fonctions d'ondes initiales et finales. Dans la problématique expérimentale des noyaux proches de la drip-line, il est pertinent de prédire des sections efficaces de transfert de deux neutrons. En effet ce type de réaction nous renseigne sur l'interaction d'appariement : les nucléons appariés forment une entité relativement indépendante. Le transfert d'une paire sera d'autant plus facilité que l'effet d'appariement entre les deux nucléons est important. Une telle étude permettrait de sonder l'appariement dans des cas extrêmes en isospin.

Comment prédire de telles sections efficaces, de type (t,p), pour des noyaux à la drip-line ? Nous utilisons paradoxalement un biais de la QRPA : une quasiparticule étant une superposition d'un état de trou et de particule, nous savons que le nombre de particules n'est pas conservé, et qu'il doit être imposé en valeur moyenne au niveau de l'état fondamental. Dans le cas des excitations, cette superposition devient un avantage : une excitation à deux quasiparticules peut être une excitation particule-trou, mais aussi à deux particules, ou à deux trous. Le formalisme de la QRPA décrit donc le transfert de deux particules : la fonction de Green QRPA dans le canal particule-particule nous donne ainsi la fonction de réponse correspondant à la transition de l'état fondamental du noyau A, vers un état du noyau A+2.

La figure 10 montre une telle fonction de réponse, de type L=0, calculée avec traitement exact du continuum pour l'ajout de deux neutrons à ^{22}O [Khan04B]. La réponse libre est en ligne continue, et la réponse QRPA, apte à décrire les modes collectifs, est en pointillés. Le mode spurieux à 0 MeV correspond à la violation du nombre de particules. Le pic à 8.6 MeV correspond à une paire transférée vers la sous-couche $1d_{3/2}$, principalement. De plus, une résonance de haute énergie est clairement visible vers 16 MeV. Elle peut s'interpréter comme une vibration de paire géante, phénomène prédit par de nombreux calculs mais jamais observés expérimentalement [Oert01].

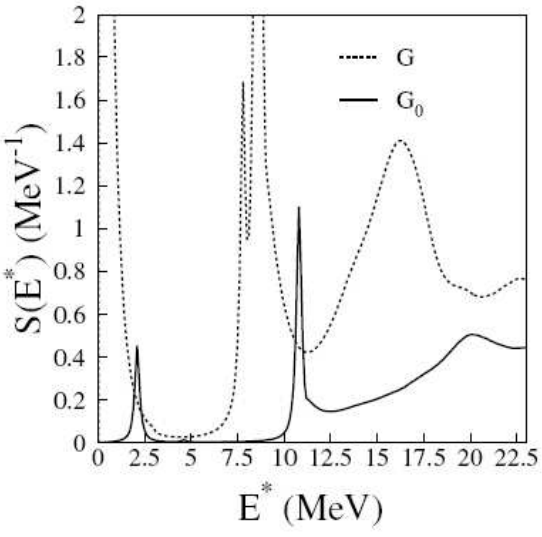

Figure 10 : Fonction de réponse non-perturbée (ligne continue) et QRPA (pointillés) pour le transfert de deux neutrons sur ^{22}O

Pour comparer ces résultats à l'expérience, il est nécessaire de faire des calculs DWBA qui génèrent les distributions angulaires. Le transferts de deux nucléons est une réaction difficile à décrire : le processus peut être séquentiel ou direct, la fonction d'onde du triton doit être calculée précisément, … Notre objectif n'est donc pas de prédire quantitativement une section efficace de transfert. Cela demanderait trop de développements sur les réactions. Nous préférons évaluer l'impact du traitement exact du continuum dans le calcul du facteur de forme, pour un modèle de réaction fixé.

Schématiquement le facteur de forme résulte de la convolution de l'analogue de la densité de transition dans le canal particule-particule, avec l'interaction nucléon-nucléon. Pour ce premier calcul sur un noyau exotique, nous utilisons la DWBA de portée nulle. Le facteur de forme est alors identique à la densité de transition particule-particule. La figure 11 montre le facteur de forme de l'état localisé à 8.6 MeV, et les sections efficaces correspondantes, avec différents traitements du continuum : discrétisation dans une boîte (ligne continue), et traitement exact (pointillés). L'effet joue faiblement sur la surface du facteur de forme, mais est conséquent sur les minima des distributions angulaires.

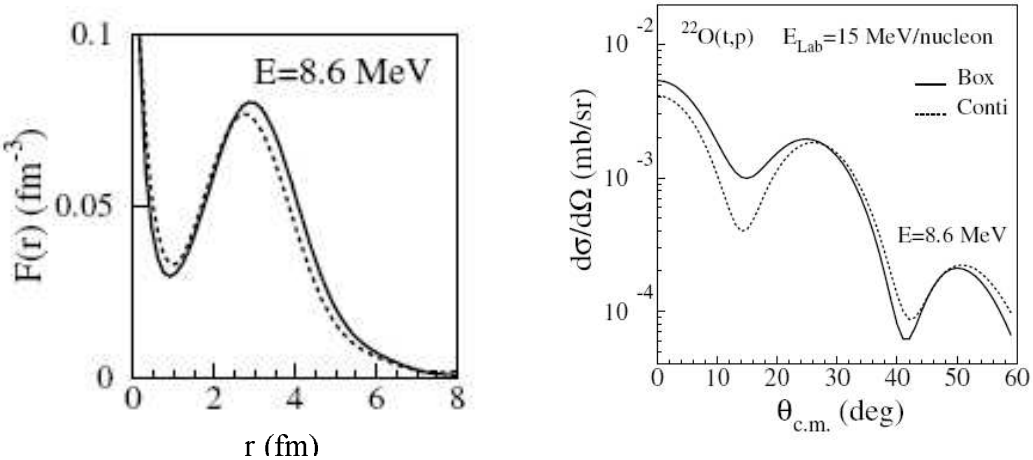

Figure 11 : à gauche : facteurs de formes calculés en QRPA avec discrétisation du continuum (ligne continue) et traitement exact (pointillé). A droite : distributions angulaires correspondantes de transfert (t,p)

Si l'effet du traitement du continuum est non négligeable, le modèle de réaction doit être amélioré pour prédire des sections efficaces comparables à l'expérience. Nous avons utilisé une portée nulle pour la DWBA, ce qui est une approximation forte. Des modèles de réactions plus pertinents existent et il serait souhaitable de les utiliser avec le modèle de QRPA qui décrit correctement les effets du continuum : l'interaction d'appariement pourrait ainsi être testée par comparaison avec les données.

Une perspective expérimentale est la mise en évidence de la vibration de paire géante. Nous proposons une telle expérience au KVI qui possède un faisceau de tritons aux caractéristiques uniques, afin d'exciter cette résonance par une réaction de type (t,p). Pourquoi ces vibrations de paires géantes sont prédites, mais non-observées ?

3.3 Le rôle des neutrons et des protons : la diffusion de protons

3.3.1 Intérêt de la diffusion de protons et méthode d'analyse

Une question importante dans le domaine des excitations nucléaires est d'évaluer les contributions relatives des neutrons et des protons du noyau dans les modes collectifs. Ainsi, dans le cas de noyaux exotiques très riches en neutrons, ceux-ci peuvent former une peau de neutrons. L'excitation se situant principalement en surface du noyau, les neutrons sont ainsi susceptibles de contribuer de manière quasi-exclusive à l'excitation.

Pour sonder les contributions des neutrons et des protons à l'excitation, il est nécessaire d'utiliser deux sondes indépendantes : idéalement, une sonde sensible exclusivement aux protons d'une part, et une exclusivement sensible aux neutrons d'autre part. Dans le cas des noyaux instables, la première de ces sondes est l'excitation Coulombienne : la diffusion sur une cible de grand Z (Au, Pb, …) et les mesures aux petits angles, permettent d'obtenir le B(EL).

Il n'existe pas de sonde exclusivement sensible aux neutrons, bien que des recherches soient en cours sur la violation de parité lors de diffusion élastique d'électrons, d'après une idée originale de Donnelly et al. [Donn89]. On utilise donc une sonde nucléaire, sensible à la fois aux neutrons et aux protons. Parmi les sondes nucléaires, le proton allie deux avantages majeurs : il est élémentaire du point de vue nucléonique, et il est commode à manipuler expérimentalement, par exemple sous forme de cible. De plus, aux énergies de quelques dizaines de MeV/nucléon, le proton interagit dans 90% des cas avec les neutrons du noyau et 10% des cas avec les protons [Bern83]. C'est donc une sonde très majoritairement sensible aux neutrons.

Nous avons ainsi mesuré les distributions angulaires élastiques et inélastiques vers le premier état 2^+ pour les noyaux instables : ^{20}O [Khan00B], ^{30}S et ^{34}Ar [Khan01]. Comme les données de B(E2) existent sur ces noyaux, il possible d'extraire les contributions respectives des neutrons et des protons aux excitations. Elles sont caractérisées par les éléments de matrice de transition définis au 2.2.1. Un exemple typique d'étude sur noyaux instables est présenté dans [Suom99].

M_n et M_p sont donc les quantités d'intérêt pour mesurer les contributions des neutrons et de protons à l'excitation. La méthode d'analyse est la suivante : la valeur de M_p est déduite des mesures par excitation Coulombienne, grâce à l'équation qui relie le B(E2) à M_p (cf. 2.2.1), dans le cas d'une transition d'un état 0^+ vers le 2^+. L'étape suivante consiste à valider la densité de transition de protons obtenue avec la QRPA en comparant son moment avec la valeur expérimentale de M_p. Enfin, la distribution angulaire inélastique de diffusion de proton est calculée avec les densités de protons et de neutrons. La densité de transition de protons étant déterminée par les étapes précédentes, la seule inconnue reste la densité de transition de neutrons. Le moment de la densité de transition de neutrons est déterminé afin reproduire les données de diffusion inélastique de protons. Au terme de cette analyse, on obtient ainsi les valeurs de M_n et de M_p.

Pour évaluer les contributions à l'excitation, il est commode de comparer le rapport M_n/M_p à N/Z : un écart à cette valeur signifie que soit les protons, soit les neutrons, contribuent de manière anormale à l'excitation : par exemple dans le cas d'une peau de neutrons.

3.3.2 Contexte expérimental : quel noyau étudier ?

Lors de la thèse, nous avons donc étudié trois noyaux instables par diffusion de protons : ^{20}O, ^{30}S, et ^{34}Ar. Après la soutenance, une période de prise de recul de deux ans a permis de nous poser des questions essentielles : qu'avons-nous réellement appris sur la physique des noyaux exotiques ? Quelle est la pertinence de leur étude par la diffusion de protons ? Nous avons également ré-analysé les distributions angulaires en utilisant d'autres modèles de réactions, et de structure [Khan01,Khoa02] afin de tester l'éventuelle dépendance des résultats. Nous voudrions souligner ci-dessous les principales conclusions de cette réflexion.

Les spectres en énergie d'excitation des trois noyaux sont présentés sur la figure 12.

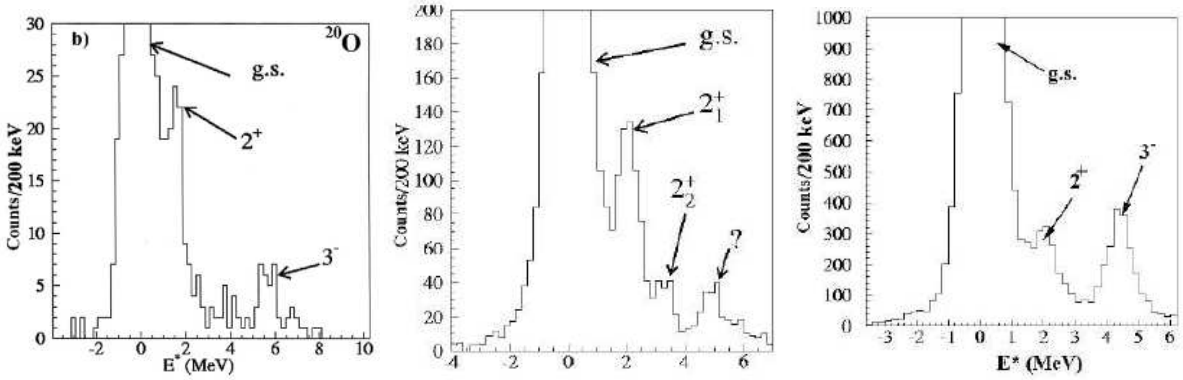

Figure 12 : Spectres en énergie d'excitation de ^{20}O (gauche), ^{30}S (milieu) et ^{34}Ar (droite) obtenus par diffusion de protons.

L'heureuse surprise est que nous avons identifié non seulement le premier état 2^+ de ces trois noyaux, mais également un état à plus haute énergie, de type 3^-. Ceci montre l'efficacité de la méthode expérimentale. Ainsi, l'état localisé autour de 5 MeV du ^{30}S était de spin et parité inconnus. En comparant les distributions angulaires prédites à celles extraites des données, il fut possible d'assigner le spin et la parité à cet état [Khan01]. Cette méthode permet donc d'identifier les états des noyaux instables, grâce aux mesures de distributions angulaires. Ceci ouvre des perspectives spectroscopiques à la diffusion inélastique de protons.

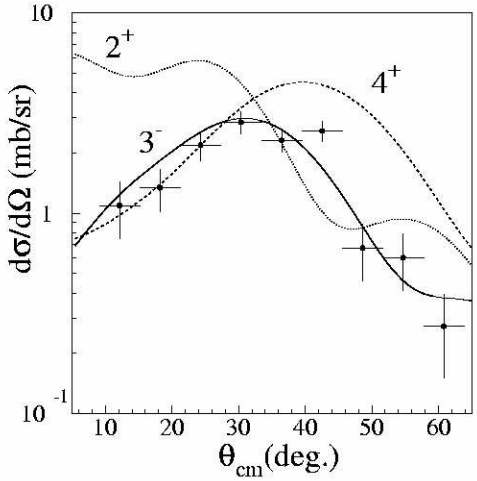

Figure 13 : Distribution angulaire de l'état de spin et parités inconnus du ^{30}S. Des calculs DWBA pour $J^\pi=2^+$, 3^- et 4^+ sont également montrés.

Les distributions angulaires obtenues pour les états élastiques et les premiers états 2^+ sont présentées sur la figure 14. Les valeurs des rapport M_n/ M_p sont extraites en utilisant la méthode d'analyse présentée au paragraphe précédent. Pour vérifier l'indépendance des résultats en fonction du modèle de réaction, nous avons utilisé deux approches complémentaires pour générer le potentiel optique : la convolution, et JLM [JLM77]. Cette dernière consiste en une paramétrisation complexe du potentiel optique de diffusion de nucléon sur la matière nucléaire infinie. Le potentiel nucléon-noyau se déduit par une approximation de densité locale. Les résultats suivants sont trouvés en accord, pour les deux modèles de réaction utilisés (convolution et JLM).

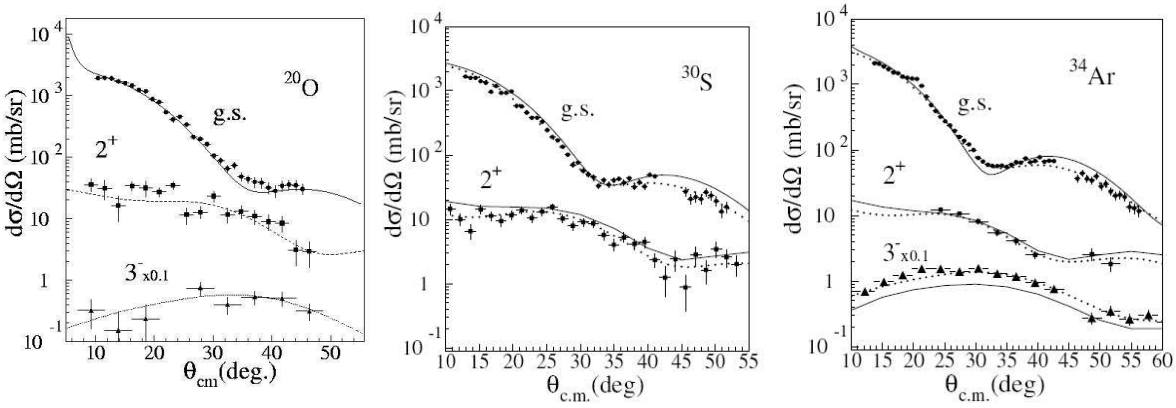

Figure 14 : Distributions angulaires élastiques et inélastiques obtenues par diffusion de protons vers 50 MeV/nucléons. Les lignes continues représentent les calculs DWBA utilisant JLM et les densités HF+BCS et QRPA.

Les valeurs du rapport M_n/M_p sont déduites avec la méthode d'analyse décrite précédemment. Les données déjà existantes sur les isotopes voisins ont également été ré-analysées afin d'étudier l'évolution des excitations nucléaires le long de chaînes isotopiques d'oxygène, de soufre et d'argon. Les rapports M_n/M_p sont compatibles avec N/Z, du ^{30}S au ^{40}S, et du ^{34}Ar au ^{44}Ar, sauf pour les noyaux magiques comme ^{36}S. Dans ce cas, la fermeture de couche en neutron impose logiquement une valeur de M_n/M_p plus faible que N/Z. Il a fallu nous rendre à l'évidence : les isotopes de soufre et d'argon étudiés ne présentent donc pas d'excitations atypiques. Des phénomènes plus inhabituels se situent vraisemblablement dans des isotopes plus exotiques, comme le ^{46}S. Les effets de peaux de neutrons devraient y contribuer. Les usines de production de noyaux exotiques tendront vers l'objectif de noyaux plus riches en neutrons sondables par diffusion de protons dans la prochaine décennie.

L'analyse effectuée permet néanmoins de valider les densités de transition QRPA, comme dans le cas des isotopes de soufre, montrés sur la figure 15. Le décalage de la densité de transition de neutrons vers l'extérieur, en fonction du nombre de neutrons, est le prémisse d'une peau de neutrons. Mais pour une telle étude, nous devons produire des noyaux plus exotiques, ou bien améliorer l'efficacité géométrique du système de détection, afin d'étudier ces noyaux produits avec une faible intensité.

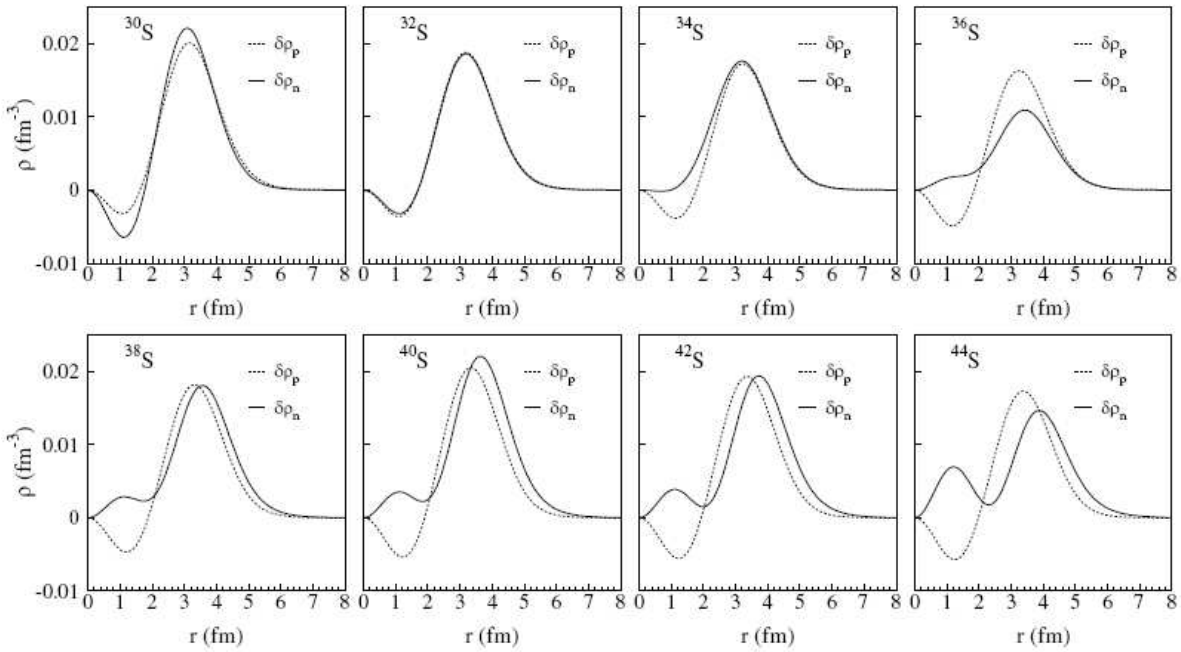

Figure 15 : Densités QRPA de transition de neutrons (ligne continue) et de protons (pointillés) pour les transitions vers le premier état 2^+ des isotopes de soufres analysés.

Le noyau de ^{20}O présente quant à lui des caractéristiques plus inhabituelles [Khan00b] : le rapport M_n/M_p est bien plus grand que N/Z (d'un facteur 2.16 ± 0.53). Ceci indique une excitation où les neutrons contribuent de manière anormalement élevée. Les densités de neutrons et de protons dans l'état fondamental et de transition vers le premier état 2^+ sont présentées sur la figure 16. On observe la formation d'une peau de neutrons en surface, qui est due à la présence de 4 neutrons dans la sous-couche $1d_{5/2}$.

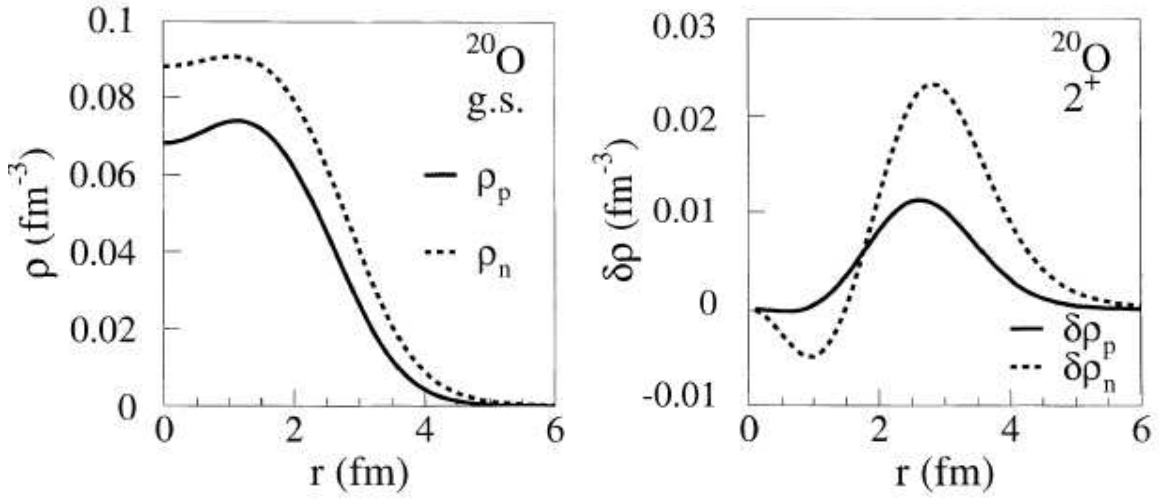

Figure 16 : à gauche : densités de neutrons et de protons de ^{20}O obtenues avec HF+BCS. A droite : densités de transition vers le premier état 2^+ obtenues avec la QRPA.

Dans cette perspective, il est intéressant de mettre en évidence l'éventuelle amplification de cet effet par l'ajout de 2 neutrons dans la couche $1d_{5/2}$. L'étude des excitations du noyau de ^{22}O doit être entreprise. Nous avons ainsi proposé de réaliser l'expérience ^{22}O(p,p') au GANIL.

Notons enfin que l'étude des états 3^- dans les noyaux légers nous permet de sonder le gap entre couches majeures : la conservation de parité impose une transition entre deux couches différentes. Ainsi le gap Z=8 est sondé par les transitions de type 3^- dans les noyaux d'oxygène et se comporte de manière similaire au gap de ^{18}O : il n'y a pas de modification de la magicité Z=8. Les études des états 2^+ et 3^- sont donc complémentaires.

3.4 Le saut qualitatif avec ^{22}O : évolution de la magicité

3.4.1 Dispositif expérimental

La forte contribution des neutrons à l'excitation du premier état 2^+ dans le noyau de ^{20}O, nous a conduit à nous demander si cet effet serait amplifié par l'ajout de deux neutrons dans la sous-couche $1d_{5/2}$. Nous avons ainsi proposé une expérience de diffusion de protons sur le noyau de ^{22}O au GANIL, dans la continuité de nos mesures [Bech05]. Ce noyau se situe à 6 neutrons du noyau doublement magique ^{16}O, et à deux neutrons de la drip-line ^{24}O. C'est donc un noyau supposé concentrer de forts effets de structure.

Dans le cas des noyaux instables, la diffusion de proton s'effectue en cinématique inverse, sur une cible de $(CH_2)_n$. Les noyaux sont produits par fragmentation au GANIL à des énergies de 40-50 MeV/nucléon. La cinématique de la réaction est déterminée par la mesure de l'énergie et de la position du proton de recul. Ceci fournit une meilleure résolution angulaire que dans le cas où l'on détecterait le noyau lourd diffusé dans un cône étroit autour de 0°. L'autre avantage de la détection du proton de recul est qu'il n'est pas nécessaire de détecter les éventuels produits de désexcitation du noyau lourd, dans le cas d'excitations au-delà du seuil d'émission à une particule. Cette méthode a été initiée par Kraus au GSI [Kraus94] dans les années 90. La figure 17 montre la qualité des données sur la cinématique alors obtenues. L'autre partie de la figure montre le dispositif expérimental standard utilisé lors de notre expérience.

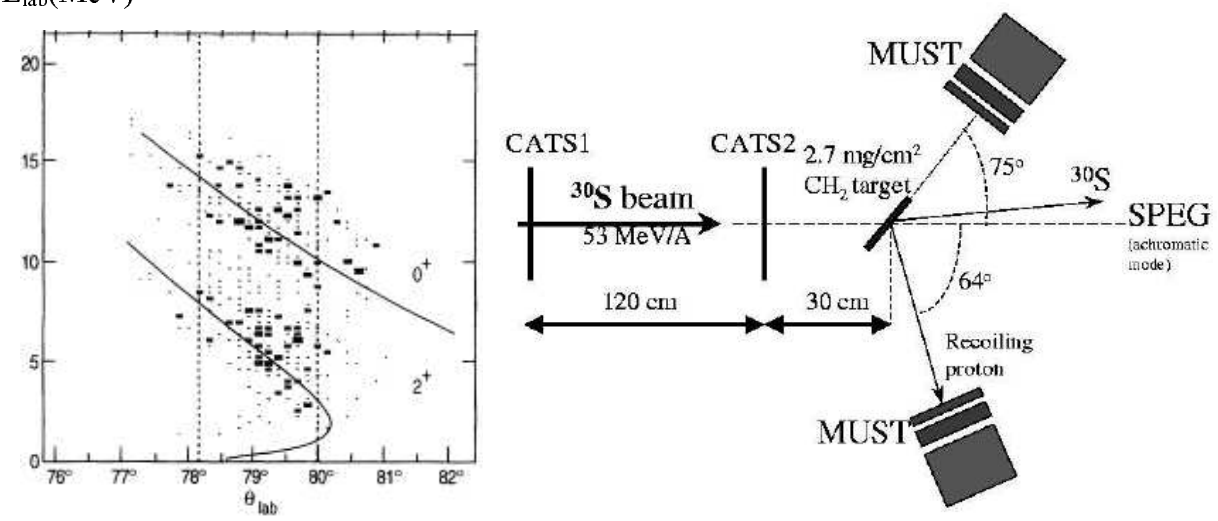

Figure 17 : à gauche : cinématique du proton de recul mesurée pour la réaction ^{56}Ni(p,p') à 101 MeV/u. Tiré de Kraus et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 1773. A droite : Schéma du dispositif expérimental. Le deux télescopes MUST détectent le proton de recul. Le faisceau incident est reconstruit avec deux MWPC appelées CATS.

Le détecteur de protons de recul est donc la clé du dispositif de mesure. Il doit avoir une efficacité maximum ainsi que des résolutions en énergie, temps et position poussées. En effet il est nécessaire d'identifier les particules dans ce détecteur afin de sélectionner les protons. Cette identification s'effectue par temps de vol pour les particules de basse énergie qui s'arrêtent dans le premier étage du détecteur. Rappelons que l'ordre de grandeur de l'intensité minimum du faisceau exotique pour permettre une telle mesure est de 10^4 particules par seconde (pps).

Le détecteur MUST [Blum99] est spécialement conçu pour de telles mesures. Il est composé de 8 télescopes eux-mêmes composés de trois détecteurs : Si à pistes de 300 μm, SiLi de 3 mm et CsI de de 3cm. La surface utile de détection et de 6x6 cm². Le Si à pistes est composé de 60 pistes horizontales et 60 verticales pour mesurer la position du proton de recul. La figure 18 montre un bras du détecteur MUST, composé de quatre télescopes. Les protons d'énergie inférieure à 6 MeV s'arrêtent dans le Si à pistes. Ceux d'énergie inférieure à 25 MeV s'arrêtent dans le SiLi. Enfin les CsI permettent de mesurer des énergies de protons jusqu'à 60 MeV. La résolution en énergie de Si à pistes est typiquement de 60 keV, et la résolution en temps est de 1 ns pour des protons de 4 MeV. La résolution en angle est donnée par la largeur des pistes (1 mm) et la distance des télescopes à la cible, typiquement 15 cm. La figure montre également une matrice d'identification obtenue par la méthode énergie-perte d'énergie avec le Si à pistes et le SiLi.

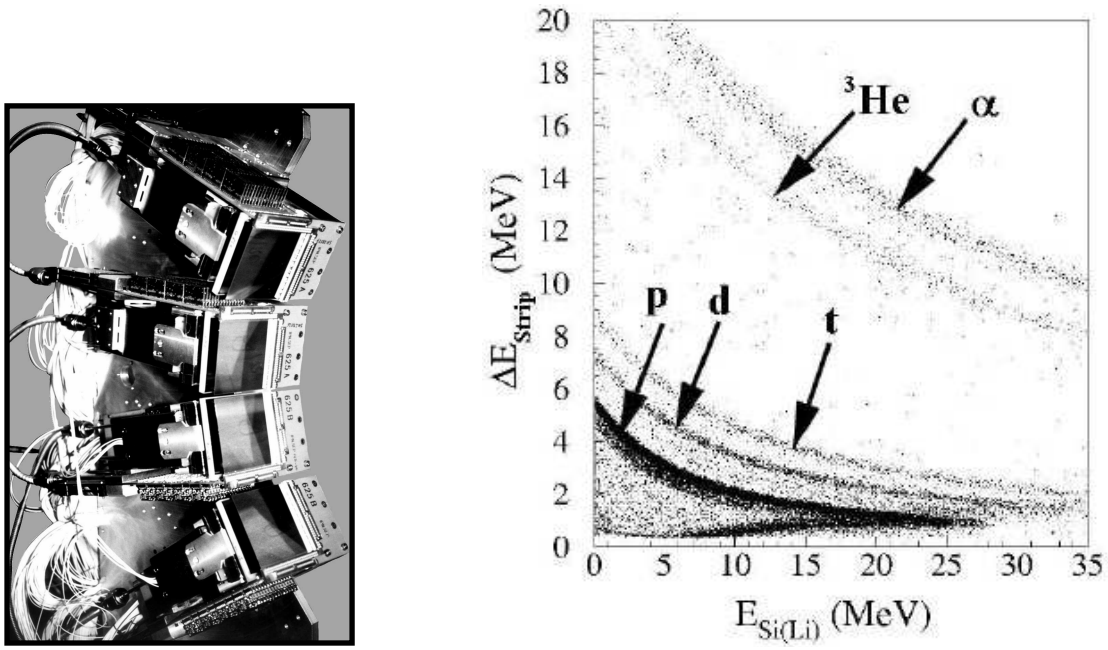

Figure 18 : à gauche : photo d'un bras du détecteur MUST comprenant 4 télescopes, eux-mêmes composés de trois détecteurs : Si à pistes, SiLi et CsI. A droite : matrice d'identification obtenue par ΔE-E.

Nous avions utilisé le détecteur MUST pour sa première mesure sur noyau instable, avec 4 télescopes, afin d'étudier le noyau de ^{20}O. Une deuxième expérience avec 8 télescopes a été réalisée pour étudier les noyaux de ^{34}Ar et ^{30}S. Les intensités des faisceaux produits au GANIL étaient typiquement de l'ordre de 10^4 particules par seconde.

Le succès de l'expérience sur ^{22}O nécessite en premier lieu de produire ce noyau avec suffisamment d'intensité. Nous avons utilisé le faisceau de ^{36}S du GANIL, à son intensité maximum de 1.9×10^{12} pps. Il a été envoyé sur une cible de carbone. Nous avons ainsi produit,

après purification dans la ligne GANIL, $1.2x10^3$ pps de ^{22}O, avec un taux de pureté de 12%. Nous nous situons donc à la limite des capacités de production de faisceaux radioactifs au GANIL. En outre, l'intensité obtenue pour ^{22}O est un ordre de grandeur en-dessous du minimum requis pour mesurer des distributions angulaires. La situation est donc délicate. Pour compenser les difficultés de production de faisceau, nous avons utilisé le détecteur MUST à sa capacité maximum : huit télescopes placés à 15 cm de la cible.

Les faisceaux radioactifs étant produits par fragmentation, ils ont une grande émittance. Il est donc nécessaire de reconstruire la trajectoire du faisceau incident évènement par évènement afin de corriger la dispersion du faisceau lors de l'analyse. Deux chambres à fils en régime proportionnel (CATS) on été utilisé à cette fin. Chacune permet une mesure bidimensionnelle de la position du faisceau. Leur fonctionnement est détaillé dans [Otti99]. Leur résolution en temps est typiquement de 440 ps, et celle en position de 0.9 mm. Ils sont disposés en amont de la cible à 120 cm et 30 cm respectivement, afin de permettre la reconstruction de la position et de l'angle d'incidence du noyau instable sur la cible. La figure 19 montre la reconstruction de la trajectoire complète d'un événement.

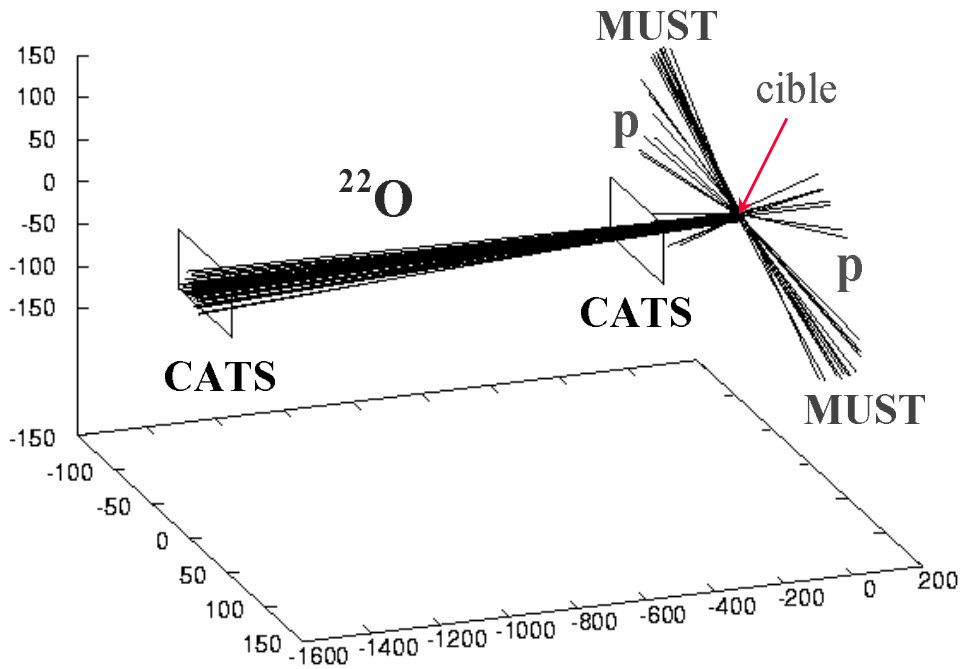

Figure 19 : Trajectoires complètes des événement de la réaction ^{22}O(p,p') obtenues avec les mesures des positions dans les CATS et dans le détecteur MUST.

Finalement, afin de bien sélectionner le canal (p,p'), les noyaux diffusés sont identifiés par perte d'énergie et temps de vol avec la chambres à ionisation et le détecteur plastique du spectromètre SPEG.

3.4.2 Résultats

Le spectre en énergie d'excitation est déduit de la cinématique du proton détecté à l'aide la conservation relativiste du quadrivecteur énergie-impulsion (figure 20). L'état fondamental est clairement identifié, avec une largeur totale à mi-hauteur de l'ordre de 700 keV. Cette résolution en énergie d'excitation dépend principalement de trois facteurs : la résolution en

position du proton de recul, la résolution en position du faisceau sur la cible, et le straggling angulaire dans la cible. Les CATS jouent donc un rôle important pour optimiser la résolution en énergie d'excitation. A l'avenir, on pourrait envisager d'utiliser une cible cryogénique d'hydrogène liquide pour minimiser le straggling dans la cible. De plus la résolution en position de proton de recul serait améliorée en éloignant le détecteur de la cible ; un détecteur de surface active plus élevée le permettrait.

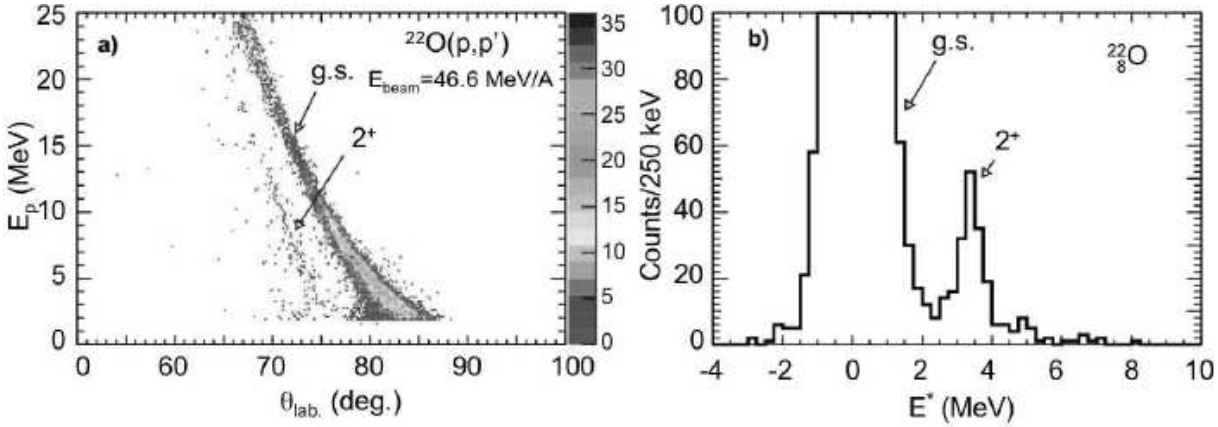

Figure 20 : A gauche : cinématique mesurée du proton de recul (énergie en fonction de l'angle dans le référentiel du laboratoire). A droite : spectre d'énergie d'excitation déduit de la cinématique

La figure 20 montre la cinématique du proton de recul et le spectre en énergie d'excitation. On distingue clairement le premier état 2^+ à 3.2 MeV. Les distributions angulaires mesurées sont présentées sur la figure 21. La très bonne qualité des données nous montre que grâce au dispositif de détection, l'intensité requise pour réaliser des réactions directes a été reculée d'un ordre de grandeur : elle est désormais de l'ordre de 1000 pps, ce qui ouvre de nouvelles perspectives dans l'études de noyaux exotiques par diffusion de protons.

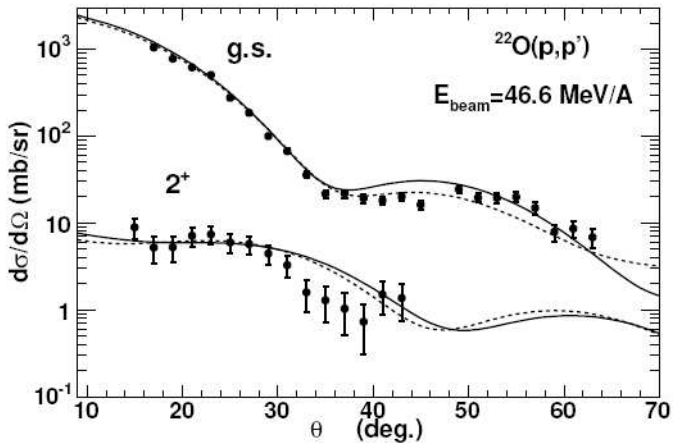

Figure 21 : Distributions angulaires élastiques et inélastiques. Les calculs DWBA utilisant le modèle de convolution et les densités HFB+QRPA sont en pointillés.

L'extraction des valeurs de M_n et de M_p est réalisée avec l'analyse standard décrite précédemment. Notons que l'on a utilisé les deux modèles de réactions (JLM et convolution), pour s'affranchir de la dépendance du modèle de réaction. Dans les deux cas, les résultats sont semblables : la valeur de M_n/M_p trouvée est compatible avec N/Z (facteur 1.4±0.5). Malgré le très fort excédent de neutrons, ceux-ci se comportent, dans leur proportion, comme les protons. Or ceux-ci subissent une fermeture de couche Z=8. Ce résultat, en manifeste

opposition avec celui de ^{20}O, est une forte indication pour une fermeture de couche $1d_{5/2}$ dans ^{22}O. Ceci plaide pour l'apparition d'un nouveau nombre magique N=14, par opposition aux nombres magiques « classiques » des fermetures de couches : 2, 8, 20, …

Ce résultat ouvre ainsi des perspectives expérimentales intéressantes : il est désormais possible de sonder les modifications des nombres magiques de neutrons avec une intensité de 1000 pps. L'avantage de la diffusion de protons, est que cette sonde est majoritairement sensible aux neutrons, alors que l'excitation Coulombienne est uniquement sensible aux protons : la modification de la magicité en neutron n'est sondée qu'au travers de l'interaction neutron-proton, elle-même susceptible de varier pour les noyaux exotiques. L'étude de la modification de la magicité en neutrons est donc plus directement sondée par diffusion de protons.

Il apparaît clairement que pour étudier la structure des noyaux exotiques par réaction directe, les clés sont les performances du détecteur de la particule légère de recul. A cette fin, le détecteur MUST2 est une belle illustration du futur de tels systèmes : il sera composé de 6 télescopes ; chaque télescope comporte un détecteur Silicium à pistes de surface de 10x10 cm^2 avec 128 pistes sur chaque face. Deux détecteurs Si(Li) de 4,5 mm d'épaisseur sont disposés derrière le Silicium à pistes. Les Si(Li) sont suivis par des détecteurs CsI de 3 cm d'épaisseur. On reconnaît ici un principe de détection similaire à celui de MUST. L'efficacité géométrique de MUST2 est donc le double de celle de MUST, tout en conservant des résolutions en énergie, et en temps similaires.

L'électronique sera traitée par des ASIC (Aplication Specific Integrated Circuits) qui permettent de réduire drastiquement l'encombrement du à l'électronique et aux câbles des télescopes. Ceci rend possible le couplage de MUST2 avec des détecteurs gammas, afin d'améliorer la résolution en énergie d'excitation. L'utilisation de MUST2 permettra d'obtenir des distributions angulaires de qualité avec seulement quelques centaines de particules par secondes. Les premiers tests sous faisceau du prototype ont eu lieu en 2004 au GANIL.

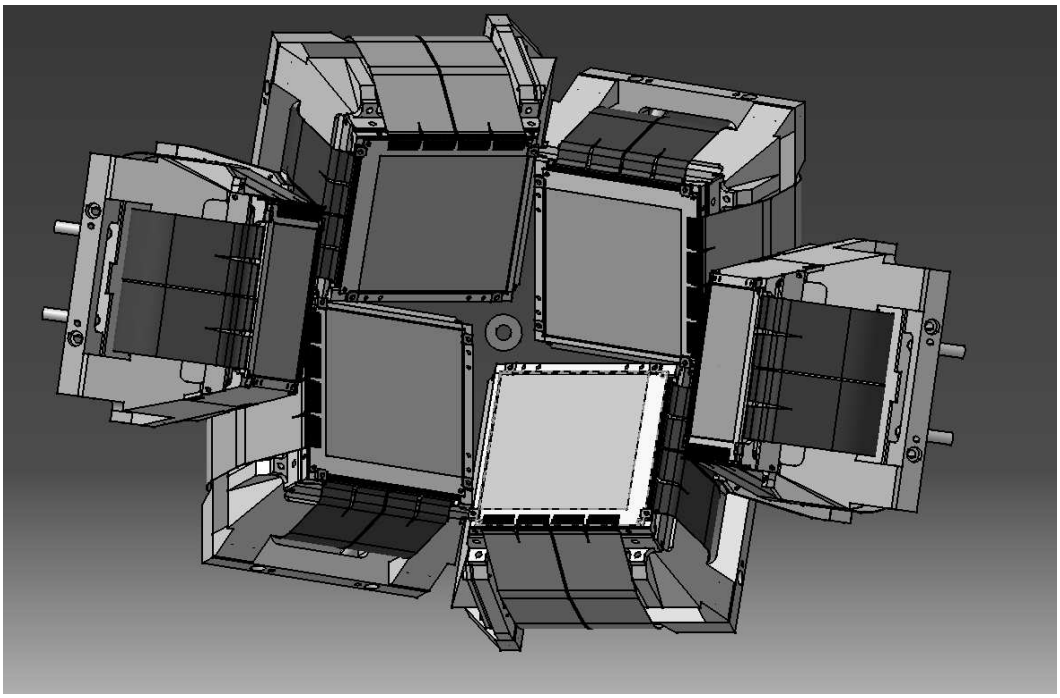

Figure 22 : Les 6 télescopes du détecteur MUST2

3.5 Les impuretés d'isospin

La moisson de résultats obtenus sur les valeurs de M_n et de M_p pour différents noyaux nous a conduit à les exploiter pour tester la symétrie d'isospin [Khan04C]. Cette symétrie stipule notamment qu'au sein d'un multiplet d'isospin T donné, les éléments de matrice de transition de noyaux miroirs vérifient [Bern79] :

$$M_p(T_Z)=M_n(-T_Z)$$

Une revue sur les liens entre la symétrie d'isospin et la structure nucléaire est présentée dans [Galè87]. Dans les noyaux légers, l'effet de brisure de la symétrie d'isospin due à l'interaction Coulombienne reste faible. Ainsi les mesures de M_n et M_p fournissent un test direct de cette symétrie. Nous avons donc étudié le multiplet T=1 composé des trois noyaux (^{30}S,^{30}P,^{30}Si). La ré-analyse des données des premiers états 2^+ nous a permis de constater une incompatibilité entre la valeur du M_n (8.92±0.57) du ^{30}Si obtenue par diffusion inélastique, et celle du M_p (7.80±0.36) du ^{30}S obtenue par mesure de temps de vie.

Pour confirmer cette impureté d'isospin, nous comparons, sur la figure 23, les densités de transition de protons du ^{30}S avec celle de neutrons du ^{30}Si, calculées avec la QRPA. Les moments de ces densités de transition ont été déterminés avec les valeurs mesurées de M_p et M_n ci-dessus. On observe une nette différence incompatible avec les barres d'erreur sur les densités de transition.

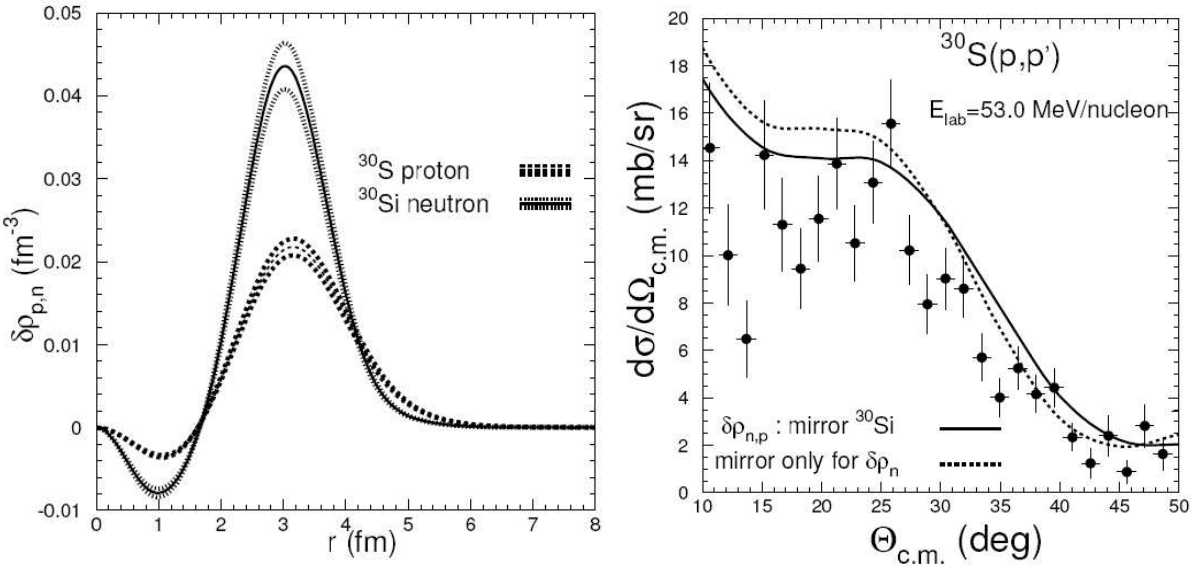

Figure 23 : à gauche : densités de transition de protons du ^{30}S et de neutrons du ^{30}Si. A droite : distributions angulaires inélastique pour la réaction ^{30}S(p,p') à 53 MeV/nucléon. Les calculs correspondent à l'utilisation du potentiel JLM où la symétrie miroir est appliquée aux densités de transition de neutrons et de protons du ^{30}S (ligne continue). Les pointillés correspondent à une symétrie miroir appliquée uniquement à la densité de transition de neutrons du ^{30}S.

La distribution angulaire du premier état 2^+ pour le ^{30}S, que nous avons mesurée, est comparée sur la figure 23 à un calcul utilisant les densités de transition du noyau miroir. On observe bien un écart en magnitude entre les données et le calcul, indiquant une impureté d'isospin. Pour évaluer la contribution de l'interaction Coulombienne à cette impureté, nous avons comparés les valeurs, calculées par la QRPA, du M_n du ^{30}Si avec celle du M_p du ^{30}S.

L'écart est inférieur à celui constaté expérimentalement : il faut donc un effet supplémentaire à Coulomb pour expliquer cette impureté d'isospin.

Les impuretés d'isospin au sein de multiplets T=1 impliquent systématiquement des noyaux instables. Le faible effet de violation de la symétrie d'isospin se confronte aux barres d'erreur statistiques, souvent importantes pour les noyaux exotiques. Il est ainsi difficile d'obtenir un signal clair d'impureté d'isospin. Cependant ces impuretés et leur origine sont un enjeu majeur de la physique nucléaire. La communauté doit donc se concerter à ce sujet pour déterminer un programme d'étude plus ambitieux, si la méthode est jugée pertinente : mesurer par exemple plus précisément les B(E2) ou les distributions angulaires inélastiques (p,p') dans certains noyaux instables, afin de réduire les barres d'erreur et de signer clairement cette violation. Il sera alors utile de chercher l'origine profonde de ces violations en direction de l'interaction nucléon-nucléon.

3.6 Perspectives : la compression de la matière nucléaire

Nous constatons donc que la diffusion de protons est un outil bien aiguisé pour étudier les excitations nucléaires, tant au niveau expérimental, qu'au niveau de l'analyse des résultats. L'avènement de MUST2 ne fera que renforcer cet outil.

Expérimentalement, on peut classer les expériences en deux catégories : celles dont la méthode est testée et validée, et qui est utilisée de manière systématique sur des noyaux différents pour explorer leur structure. L'autre catégorie regroupe les expériences où l'on cherche à valider une nouvelle méthode d'exploration de la structure nucléaire. Il m'a semblé important de m'investir dans ce deuxième type d'expérience, au risque de ne pas aboutir, mais avec l'espoir de donner un nouvel outil à la communauté.

Les résonances géantes dans les noyaux exotiques sont un enjeu très important de la physique nucléaire. Parmi elles, la résonance géante monopolaire (GMR) est l'une des plus convoitées. En effet sa mesure est reliée à la compressibilité de la matière nucléaire infinie. Ce sujet est redevenu une question ouverte ces dernières années, notamment avec l'avènement des modèles microscopique relativistes [Lala97]. De manière générale, la GMR correspond à un mode de compression-dilatation du noyau ; elle pourrait également nous renseigner sur la compressibilité de la matière nucléaire riche en neutrons, présente dans les étoiles à neutrons par exemple.

Cependant la mesure d'une GMR dans un noyau instable impose de fortes contraintes cinématiques : la particule légère de recul (typiquement un alpha) est de très faible énergie, car la section efficace inélastique est piquée en 0° dans le référentiel du centre de masse. La figure 24 montre la cinématique pour un alpha de recul obtenu par la réaction ^{56}Ni(α,α') à 65 MeV/nucléons.

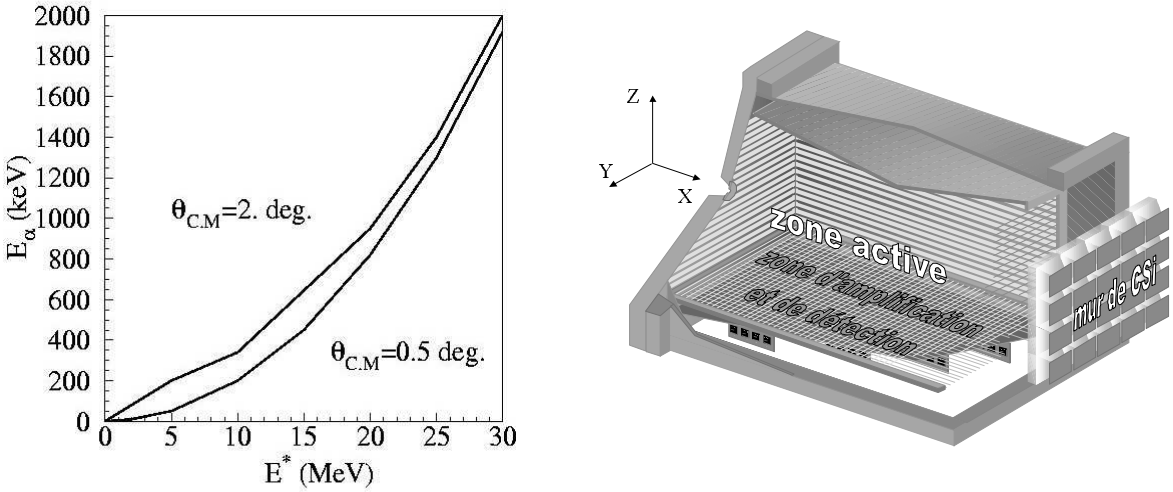

Figure 24 : à gauche : énergie de l'alpha de recul dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de ^{56}Ni obtenu par la réaction ^{56}Ni(α,α') à 65 MeV/nucléon. A droite : coupe de la cible active MAYA.

Il est donc nécessaire de détecter des particules de recul de quelques centaines de keV. Avec le dispositif expérimental décrit précédemment pour la diffusion de protons, la particule de recul subirait un straggling trop important dans la cible. La communauté a donc choisi d'attendre les usines de noyaux exotiques de prochaine génération, ce qui augmentera l'intensité de production mais, paradoxalement, ne résoudra pas le problème du straggling.

J'ai ainsi proposé d'utiliser une cible active pour faire de telles mesures. C'est un détecteur gazeux dans lequel le gaz d'ionisation joue également le rôle de cible [Demo05]. La trajectoire de la particule de recul est donc directement mesurée dans la cible active, ce qui résout les problèmes de straggling. De plus, l'efficacité est proche de 4π, et le seuil de détection en énergie est très faible, de l'ordre de 150 keV. L'expérience ^{56}Ni(d,d') à 50 MeV/nucléon avec la cible active MAYA s'est déroulée au GANIL en juillet 2005. L'analyse est en cours pour déterminer si des événements correspondants à la GMR ont été enregistrés.

Cibles actives, et détecteurs à pistes tels que MUST sont des détecteurs complémentaires pour explorer les excitations nucléaires par détection de la particule légère de recul. A mon sens, les cibles actives sont bien adaptées pour les basses énergies de recul (<1 MeV), en raison de la nature gazeuse de la cible, et de la reconstruction de la trajectoire au sein de celle-ci. Pour des particules de recul de plus haute énergie (> 1MeV), l'efficacité et la bonne résolution en position des détecteurs à piste de type MUST sont essentielles.

4 Structure nucléaire appliquée

4.1 Introduction : la physique appliquée est fondamentale

Par structure nucléaire appliquée nous entendons tout domaine en recouvrement avec la physique du noyau. On peut les classer en deux catégories : les *prédictions nucléaires*, où les noyaux sont les protagonistes d'un phénomène donné (ici la nucléosynthèse, ou les rayons cosmiques de ultra-haute énergie), et les *analogies nucléaires*, où les concepts du noyau s'exportent vers d'autres systèmes (étoiles à neutrons, pièges d'atomes fermioniques).

Le domaine des prédictions nucléaires est parfois déconsidéré par la communauté de physique nucléaire fondamentale : il s'agit de produire des données, souvent en grande quantité. Le travail semble à première vue fastidieux et ingrat. Pourtant il s'agit de l'ultime test pour la physique fondamentale : prédire quantitativement un phénomène complexe précis, afin de le comparer à l'expérience. Comprenons-nous les abondances des éléments produits par le processus r ? Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont-ils des noyaux ? La seule manière de répondre à ces questions est d'entreprendre une étude systématique aussi pertinente que possible de prédictions d'observables nucléaires. Ces questions me fascinent et y répondre demande une alliance entre concepts et méthodes. C'est une source de motivation intarissable.

De ce point de vue, les modèles microscopiques possèdent une capacité prédictive plus grande que les modèles phénoménologiques. En effet les comportements parfois qualitativement différents des noyaux éloignés de la stabilité (peau de neutrons, résonances pygmées, …) ne peuvent être prédits par les modèles phénoménologiques, alors que certains modèles microscopiques le peuvent. Pour une même qualité de reproduction de données existantes, nous préférons donc utiliser un modèle microscopique. Dans le domaine de l'astrophysique, la quasi-totalité des prédictions systématiques se font avec des modèles nucléaires phénoménologiques. Les résonances géantes sont les quantités primordiales à modéliser microscopiquement en tant qu'application concernant les excitations nucléaires. Le domaine est vierge en la matière.

Le domaine des analogies nucléaires jouit d'un statut plus noble. L'histoire de la physique est jalonnée de grandes avancées qui utilisent des concepts développés dans d'autres domaines. Le noyau, en tant que système de fermions soumis à une interaction en partie attractive, est le prototype du système à N-corps soumis à la superfluidité, via le mécanisme de Cooper. Tout système de ce type est donc susceptible d'être enrichi par, et d'enrichir la physique nucléaire : atomes, cristaux, agrégats atomiques, pièges d'atomes, étoile à neutrons, … Dans notre cas, nous avons par exemple développé de pair un formalisme à température non-nulle pour les noyaux et les pièges d'atomes afin de décrire les excitations collectives dans ces deux systèmes.

Nous commencerons par décrire les applications en astrophysique nucléaire, puis nous évoquerons celles dans les domaines plus éloignés, comme les rayons cosmiques de ultra-haute énergie et les pièges d'atomes fermioniques. Nous laissons au lecteur le soin de deviner quand il s'agira de prédictions nucléaires ou d'analogies nucléaires.

4.2 La nucléosynthèse : le processus r

Le processus r ne suit pas un chemin bien précis qui impliquerait quelques dizaines de noyaux clés éloignés de la stabilité. Les cartes des noyaux, trop souvent présentées avec une ligne « r-process » ne rendent pas compte de la complexité du phénomène. Il implique en fait potentiellement plusieurs milliers de noyaux éloignés de la vallée de stabilité. De plus les incertitudes astrophysiques sur le flux de neutrons ($>10^{20}$ cm^{-3}) la température du site ($T\sim10^9$ K) rend le chemin du processus r encore plus diffus.

Les prédictions des observables nucléaires pour décrire les réactions de type (n,γ) doivent donc être fiables pour aider à lever l'incertitude astrophysique. Il faut prédire pour plusieurs milliers de noyaux : la masse, le potentiel optique neutron-noyau, et la désexcitation par émission de γ. Pour cette dernière, si la densité de niveau est élevée, la désexcitation sera bien décrite par un modèle statistique de type Hauser-Feshbach : il y a formation d'un noyau composé en équilibre thermodynamique. Cela concerne les noyaux éloignés des nombres magiques. Dans le cas contraire, la capture directe du neutron vers un état du noyau fils doit être prise en compte, ce que nous négligeons dans l'approche présente.

La figure 25 montre le processus de capture de neutron dans le cadre du noyau composé : il faut évaluer le coefficient de capture neutronique T_n, et celui de phototransmission T_γ. Ce dernier s'exprime comme la convolution entre la densité de niveau notée ρ, et la distribution de force E1. La figure montre également que c'est la densité de niveau au voisinage de l'énergie de séparation à un neutron S_n, qui contribue le plus au calcul du taux (n,γ). En effet, l'énergie E_n du neutron lors de la réaction de capture est faible, typiquement quelques centaines de keV. Dans le cadre du modèle du noyau composé, le taux de phototransmission se calcule donc à partir de la fonction de réponse E1, prédominante, et de la densité de niveau. Il faut ainsi prédire ces deux quantités de manière systématique. Les fonctions de réponse E1, qui concernent la résonance géante dipolaire (GDR), ont jusqu'à présent été décrites par des modèles phénoménologiques.

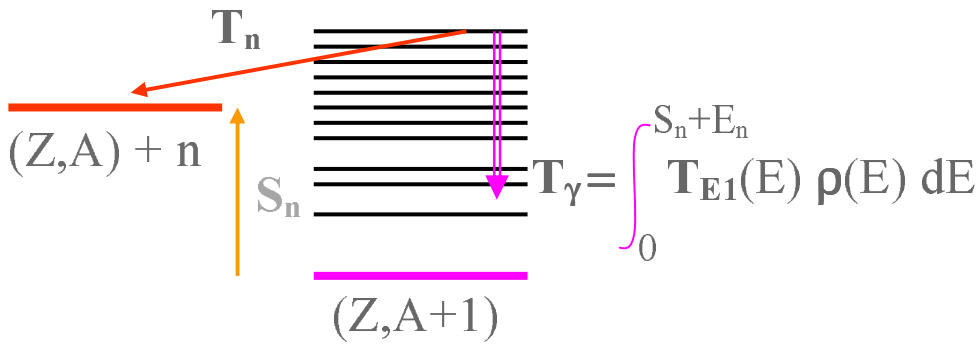

Figure 25 : Schéma de la réaction de capture (n,γ). T_{E1} est la distribution de force E1, et ρ la densité de niveaux.

Comme nous l'avons souligné, l'aboutissement d'une description complètement microscopique du processus-r serait d'un grand intérêt. Le statut actuel de la modélisation microscopique est le suivant : les masses sont obtenues par des calculs HFB utilisant la fonctionnelle de Skyrme [Gori03], et les densités de niveaux le sont aussi par un modèle microscopique [Deme01]. Nous avons donc prédit les GDR sur l'ensemble des noyaux [Gori02,Gori04] en utilisant les modèles BCS+QRPA d'une part et HFB+QRPA d'autre part. L'objectif est de mesurer l'impact de cette description sur les taux de capture (n,γ) : les

résultats des modèles microscopiques diffèrent-ils de ceux des modèles phénoménologiques ? Les deux modèles microscopiques donnent-ils des résultats significativement différents ?

La première étape consiste à valider nos calculs de force E1 en les comparant aux mesures de positions disponibles sur 48 noyaux sphériques. La figure 26 montre le très bon accord avec l'expérience, sur l'exemple du calcul BCS+QRPA utilisant SLy4. La déviation standard par rapport aux données n'est que de 500 keV : elle est du même ordre de grandeur que celles obtenues avec les modèles phénoménologiques. Ce résultat est capital car il permet de justifier l'emploi d'un modèle microscopique : il doit reproduire les données existantes aussi bien qu'un modèle phénoménologique. Notons enfin que dans le cas du calcul HFB+QRPA, nous utilisons la paramétrisation de Skyrme optimisée pour reproduire les masses (BSk7). C'est un pas vers une description microscopique unifiée du processus r, où le seul ingrédient serait la fonctionnelle de densité.

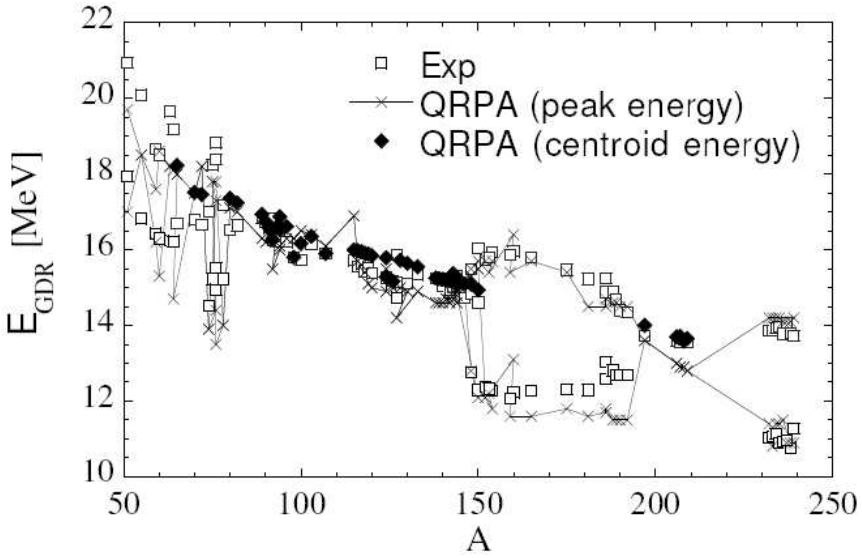

Figure 26 : Comparaison entre les énergies des GDR mesurées (carrés) et les calculs BCS+QRPA obtenus avec la force SLy4 (losanges), pour 48 noyaux sphériques disponibles.

Notons que dans le cas des noyaux déformés, la distribution de force E1 prédite par la QRPA est répartie en deux résonances selon une approche phénoménologique. Par ailleurs, la largeur des modes d'excitations n'est pas comparable à l'expérience en QRPA standard. Nous avons vu qu'il faudrait inclure notamment les corrélations de type 2particules-2trous. Nous utilisons donc une prescription phénoménologique pour élargir les états : il s'agit d'une lorentzienne dont la largeur est prise sur un modèle phénoménologique. Notons toutefois que la largeur totale de la GDR dépend également de la répartition de force E1 prédite microscopiquement. En résumé, la position de la GDR est prédite microscopiquement, alors que la largeur est prédite de manière semi-microscopique (ou semi-phénoménologique). La figure 27 montre la bonne reproduction des données de photoabsorption.

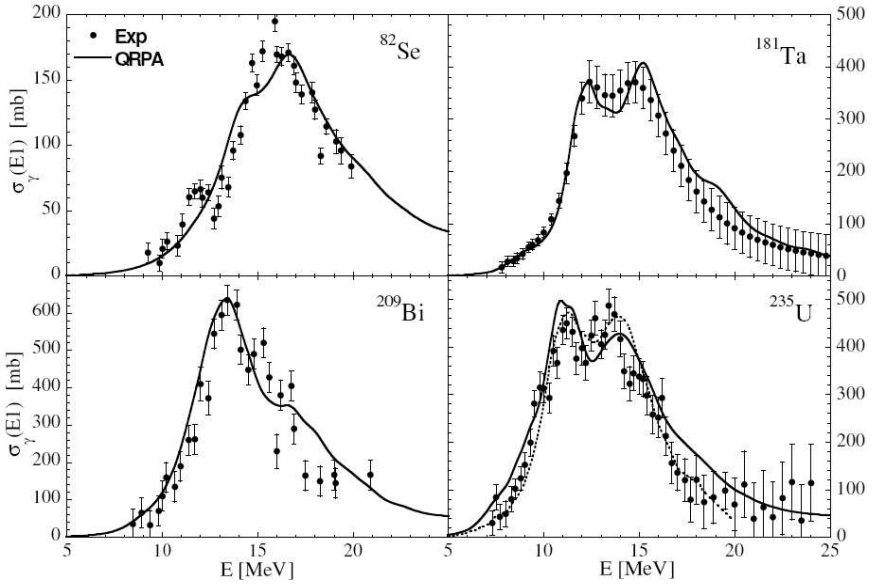

Figure 27 : Comparaison des prédictions BCS+QRPA avec les sections efficaces de photoabsorption.

Nous avons donc utilisé ces prédictions de force E1 pour calculer les taux de phototransmission T_γ. Rappelons que c'est la composante à basse énergie de la force E1 qui joue sur les taux, typiquement autour de l'énergie de séparation à un neutron (cf. figure 25). L'éventuelle existence de résonance pygmées pour les noyaux très riches en neutrons est donc un enjeu important. A titre d'illustration, la partie gauche de la figure 28 montre les prédictions des abondances du processus-r obtenues avec deux modèles phénoménologiques : l'un ignore les résonances pygmées (carrés), et l'autre en tient compte (triangle pointé vers le bas). On constate un impact important des résonances pygmées sur les prédictions des abondances.

Alors que les modèles phénoménologiques de Lorentziennes, développés sur les noyaux stables, sont incapables de prédire de telles composantes à basse énergie, nous voyons sur la figure que le calcul de type QRPA prédit naturellement leur existence, sur l'exemple des étains riches en neutrons. C'est l'illustration de la force des modèles microscopiques, qui décrivent dans un cadre unificateur noyaux stables et instables.

Nous avons calculé les taux (n,γ) pour 8300 noyaux avec 7<Z<111, en utilisant la QRPA et le modèle du noyau composé. Sur la figure 29, sont représentés les taux en fonction de l'énergie de séparation à un neutron. La figure du haut montre le rapport des taux entre le calcul utilisant HFB+QRPA et le calcul phénoménologique des GDR, et la figure du bas celui entre les calculs utilisant les deux modèles microscopiques de GDR. On voit que pour les noyaux faiblement liés, donc éloignés de la stabilité, l'effet des résonances pygmées est important et des déviations significatives sont trouvées par rapport au calcul phénoménologique. La figure du bas valide les deux calculs microscopiques en montrant la convergence de leurs résultats. Il y a donc une nécessité d'employer ces calculs microscopiques valides de force E1.

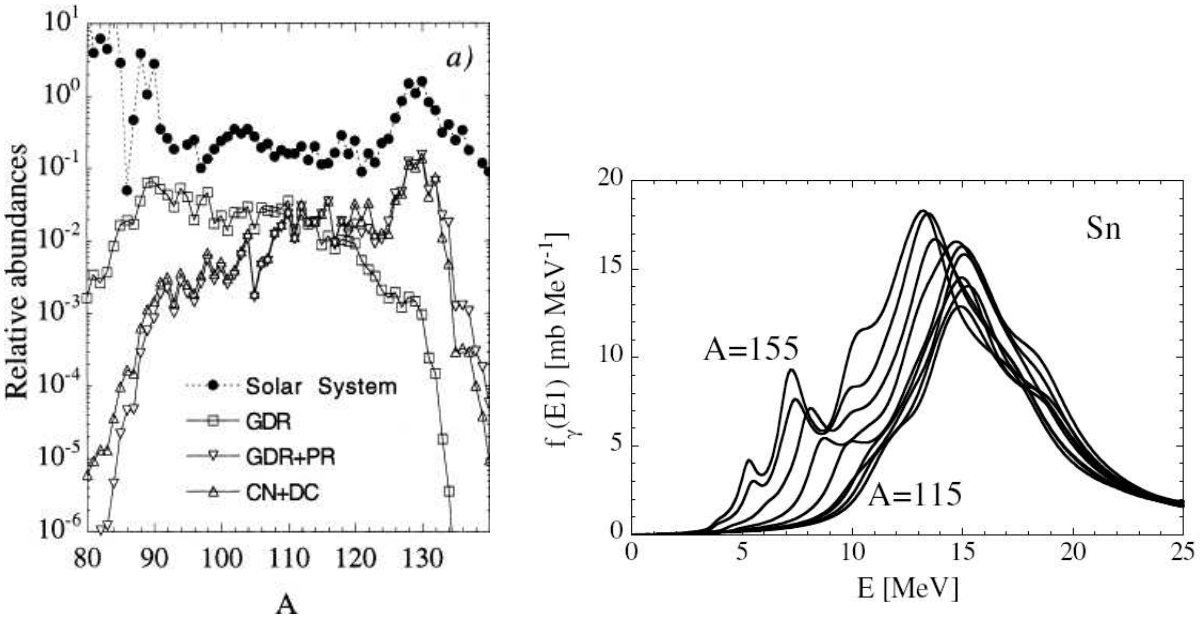

Figure 28 : à gauche : prédiction des abondances du processus-r avec un modèle phénoménologique ne tenant pas compte des résonances pygmées (carrés), et un modèle phénoménologique en tenant compte (triangles vers le bas). Les abondances expérimentales (ronds noirs) sont normalisées arbitrairement (Tiré de S. Goriely, Phys. Lett. B436(1998)10). A droite : distribution de force E1 pour la chaîne isotopique de S_n obtenue avec HFB+QRPA.

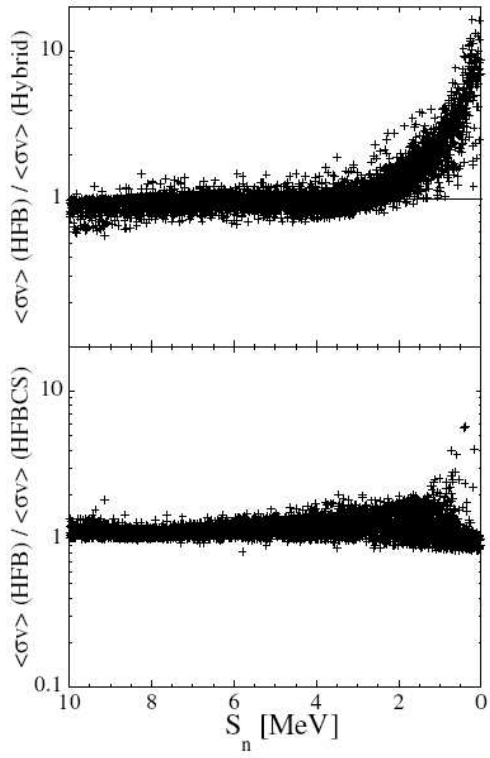

Figure 29 : rapport des taux (n,γ) moyennés sur une distribution de Maxwell (à une température de 1.5 10^9 K). La figure du haut montre le rapport entre le taux utilisant HFB+QRPA et celui utilisant un modèle phénoménologique de force E1. La figure du bas montre le rapport entre les deux modèles microscopiques HFB+QRPA et BCS+QRPA.

Cette première description microscopique des GDR pour le processus r appelle des améliorations : il faut décrire de manière plus microscopique les résonances dans les noyaux déformés en utilisant un modèle de QRPA qui tient compte de la déformation. La largeur des résonances doit elle aussi trouver une description microscopique. C'est du côté de la structure nucléaire fondamentale que ces avancées sont évoquées, notamment pour les déformations. Mais il faut concilier ces améliorations avec les impératifs de temps de calcul sur plusieurs milliers de noyaux. De plus, il faut garder à l'esprit que les incertitudes astrophysiques ne requièrent que des prédictions d'ordre de grandeur. En effet, la nature même du site hébergeant le processus r reste une question ouverte.

4.3 Les étoiles à neutrons

Les étoiles à neutrons sont des objets astrophysiques complexes. Il n'est pas question ici de décrire l'ensemble des phénomènes qu'elles abritent. La figure 30 les résume synthétiquement, et le lecteur pourra se référer à [Latt04] pour plus de détails. Nous nous intéressons plus particulièrement à la croûte interne de ces étoiles. Elles sont composées de protons qui baignent dans un gaz de neutrons ultra-majoritaires et d'électrons. Les neutrons s'agglomèrent autour de protons, formant ainsi des cellules. En première approximation, la croûte est vue comme un ensemble de cellules indépendantes, typiquement composées de quelques dizaines de protons et de plusieurs centaines de neutrons. Une cellule sphérique est schématiquement modélisée comme un noyau à la drip-line baignant dans un gaz de neutrons de densité comprise entre 10^{-3} et 0.5 fois la densité de saturation [Nege73]. La figure 30 montre les densités de neutrons dans les cellules ^{1800}Sn et ^{982}Ge. On distingue le noyau au centre de la cellule (r<6fm), entouré du gaz de neutrons, de densité constante.

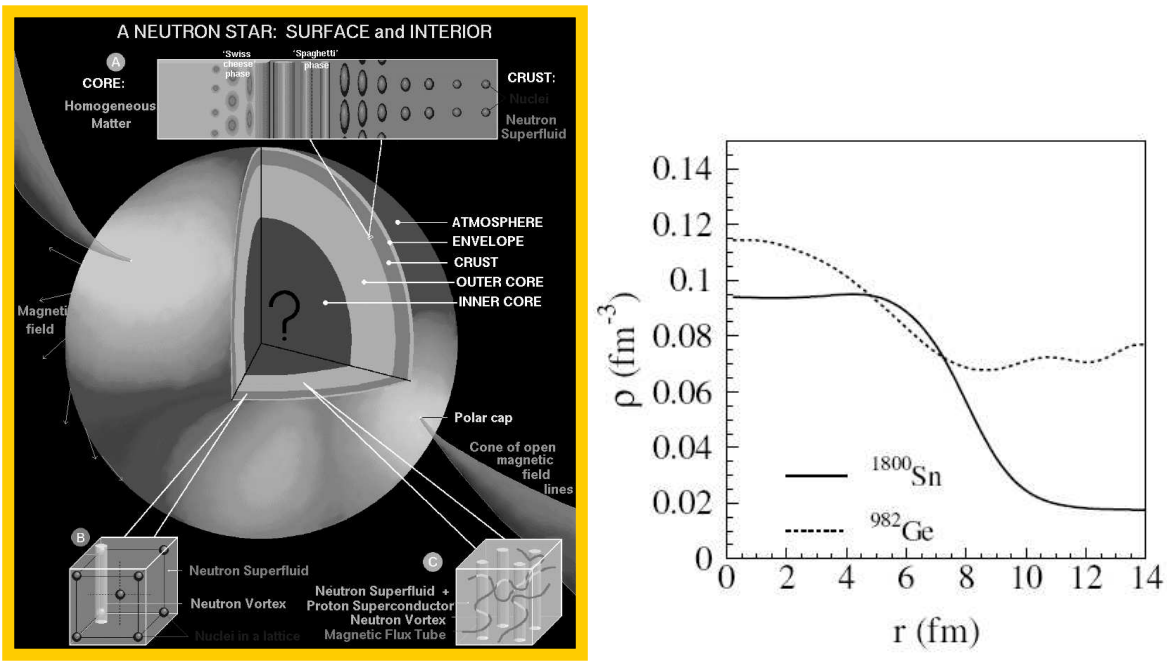

Figure 30 : à gauche : vue schématique d'une étoile à neutrons et des différents phénomènes qu'elle abrite (crédits D. Page). A droite : densité de neutrons calculées avec HFB dans deux cellules de Wigner-Seitz.

Quel est le temps de refroidissement τ d'une étoile à neutrons, après l'explosion de la supernova initiale ? Cette quantité dépend fortement de la chaleur spécifique C_V de la croûte. En effet, on a schématiquement [Pizz02] :

$$\tau \propto \frac{C_V}{K}$$

où K est la conductivité thermique du milieu, en $cm^2.s^{-1}$.

Cette chaleur spécifique se calcule en fonction des états énergétiquement accessibles sous l'effet de la température. Il est donc nécessaire de prédire le spectre en énergie d'excitation des cellules. Nous avons ainsi adapté le modèle HFB+QRPA aux cellules de type ^{1800}Sn [Khan05]. La fonctionnelle de la densité utilisée est semblable à celles de structure nucléaire, puisqu'il s'agit d'interactions entre nucléons : la paramétrisation SLy4 de Skyrme et une interaction d'appariement dépendante de la densité.

Quel est le spectre en énergie d'excitation d'une telle cellule ? La figure 31 montre la réponse quadrupolaire dans le cas HFB (pointillés) et QRPA (ligne continue) : la réponse non perturbée présente des excitations vers 6 MeV, qui s'étalent jusqu'à 10 MeV. L'effet de l'interaction résiduelle est très important : la réponse QRPA montre l'apparition d'un mode de très basse énergie, extrêmement collectif, que nous avons baptisé résonance supergéante. Il est localisé à 3 MeV, et est constitué d'une superposition de plus de 100 configurations à deux quasiparticules. Il représente 70% de la règle de somme pondérée en énergie. Le B(E2) correspondant est de 25000 W.u. ce qui confirme l'extrême collectivité du mode.

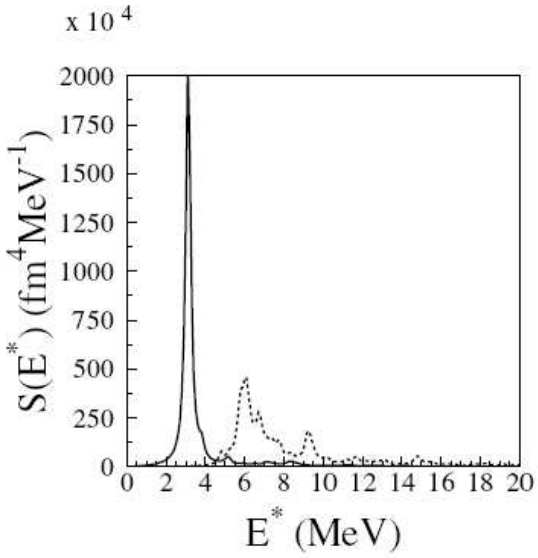

Figure 31 : Distribution de force quadrupolaire pour la cellule ^{1800}Sn. La ligne continue représente la force QRPA, et les pointillés la force HFB non-perturbée.

Le spectre en énergie d'excitation (de type quadrupolaire) de la cellule ^{982}Ge possède également un mode très collectif qui se situe vers 2 MeV. Mais la réponse non perturbée présente des caractéristiques inhabituelles pour un physicien nucléaire : elle est très piquée, en raison de la grande dégénérescence des couches $15_{31/2}$ et $15_{29/2}$ situées au voisinage du niveau de Fermi. L'effet de l'interaction résiduelle est d'étaler la distribution de force entre 6 et 10 MeV. Habituellement dans un noyau, l'interaction résiduelle rend au contraire les modes plus collectifs.

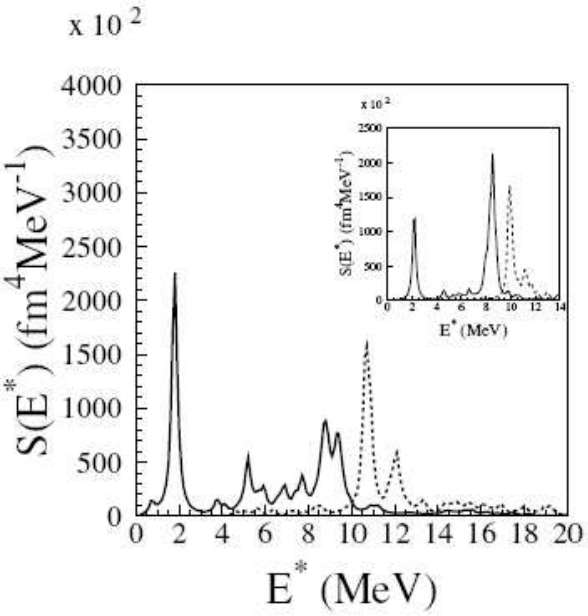

Figure 32 : Distribution de force quadrupolaire pour la cellule ^{982}Ge. La ligne continue représente la force QRPA, et les pointillés la force HFB non-perturbée. L'encadré montre la réponse calculée avec le modèle HF+RPA (sans apariement).

Les résonances supergéantes ont un impact sur la chaleur spécifique de la croûte interne d'étoiles à neutrons. La figure 33 montre la chaleur spécifique en fonction de la température de la croûte, pour deux interactions d'appariement (régime faible et fort). Les états collectifs de la QRPA sont pris en compte jusqu'à la multipolarité L=4. On constate que cela modifie significativement la chaleur spécifique, jusqu'à un ordre de grandeur.

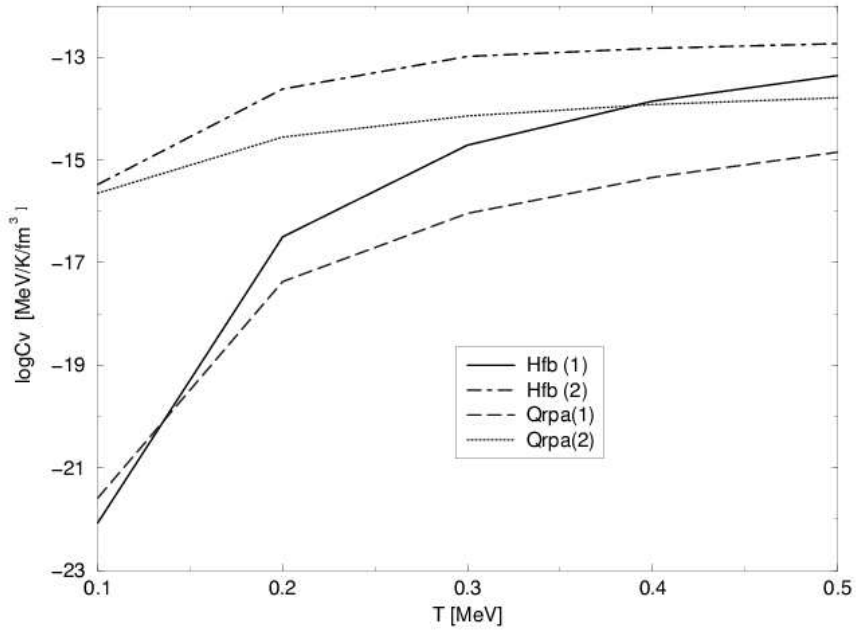

Figure 33 : Chaleur spécifique de la cellule ^{1800}Sn pour une régime d'appariement faible (les deux courbes supérieures), et fort (les deux courbes inférieures). La contribution des états excités QRPA sont en bleu, et celle des états HFB en noir. La chaleur spécifique totale est la somme de ces deux contributions.

Ces modes surprenants se situent entre des résonances géantes d'un super-noyau, et un mode hydrodynamique d'un gaz pur de neutrons. L'étude de la nature exacte des résonances supergéantes est sur le point d'être entreprise. En outre, le calcul quantitatif de l'impact sur la chaleur spécifique requiert les prédictions de ces modes jusqu'à des multipolarités très élevées, typiquement L=20, car des résonances supergéantes sont susceptibles de figurer à basse énergie jusqu'à ces multipolarités. Ce calcul nécessite une puissance informatique importante et sera entrepris prochainement. Nous envisageons, de plus, d'utiliser la QRPA à température non-nulle dans ce contexte.

4.4 De l'endroit le plus froid au phénomène le plus violent de l'Univers : trente ordres de grandeur en énergie

Nous allons nous intéresser à deux applications des excitations nucléaires : les pièges d'atomes fermioniques, et les rayon cosmiques d'ultra-haute énergie. Il est fabuleux de constater que la structure nucléaire (en tant qu'outil, ou en tant qu'objet d'étude) s'applique au phénomène microscopique connu le moins énergétique comme à celui le plus énergétique ! L'endroit le plus froid de l'univers est le domaine des atomes refroidis par des pièges magnétiques à des températures de quelques dizaines de nanoKelvins. Cela correspond à une énergie cinétique $E \sim 10^{-11}$ eV. A l'opposé, le phénomène microscopique le plus violent connu à ce jour sont les rayons cosmiques de ultra-haute énergie : chacun d'entre eux emporte une énergie cinétique $E \sim 10^{20}$ eV. La structure nucléaire est un point commun possible dans la description de ces deux domaines extrêmes.

4.4.1 Signature de la superfluidité dans les pièges d'atomes

Les pièges d'atomes fermioniques sont composés de plusieurs millions d'atomes comportant un nombre impair de constituants (neutrons + protons + électrons), refroidis à des températures de l'ordre de quelques dizaines de nanoKelvins. Soumis à une interaction attractive, ils sont susceptibles de s'apparier par le mécanisme de Cooper. A l'instar des noyaux (cf. 2.4), il existe une température critique en-dessous de laquelle le système entre dans une phase superfluide. Comment signer l'apparition de cette phase ? Les expérimentateurs sont à la recherche de tels signaux. Les excitations dans ces systèmes présentent-elles des caractéristiques différentes entre la phase normale et la phase superfluide ?

Le formalisme est semblable à celui de la physique nucléaire (cf. 2.3.2). En particulier, les excitations sont décrites par des modèles HFB+QRPA à température non-nulle. Nous avons donc généralisé les équations QRPA obtenues en physique nucléaire pour prendre en compte le degré de liberté de la température [Gras05]. Il faut également considérer l'ajout du potentiel harmonique de piègeage, l'interaction attractive entre atomes de spins opposés, et le nombre de protagonistes, ici limité à 10^4 pour des raisons pratiques de temps de calcul. La fonction de réponse QRPA est donc calculée à température nulle (phase superfluide), et au-dessus de la température critique (phase normale). La figure 34 montre la réponse quadrupolaire pour un système de 17000 particules. La figure de gauche présente une réponse collective autour de 1.4 fois la fréquence du piège, alors que la figure de droite montre que ce mode apparaît à plus haute énergie (2 fois la fréquence du piège). Le décalage d'un mode collectif quadrupolaire vers les basses énergies est donc une signature de la phase superfluide.

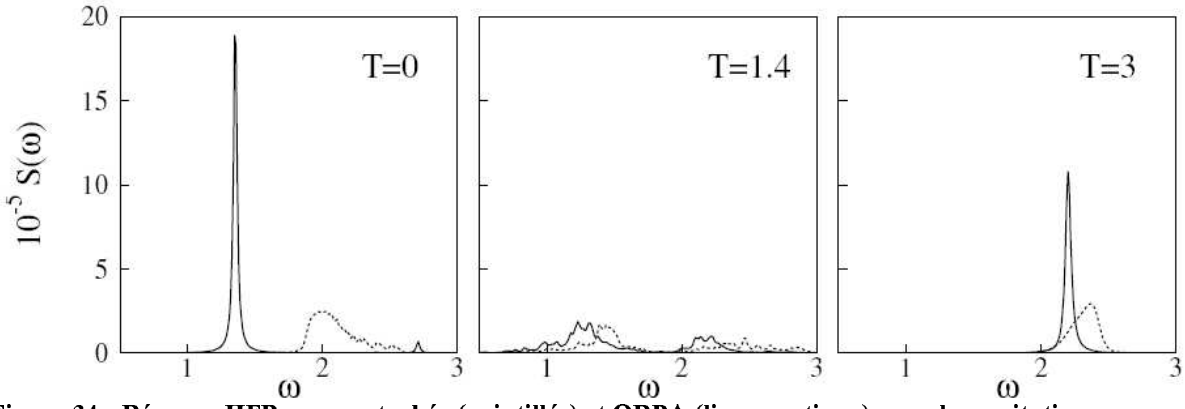

Figure 34 : Réponse HFB non-perturbée (pointillés) et QRPA (ligne continue) pour les excitations quadrupolaires (en unités d'oscillateur harmonique) à trois températures différentes (en unités d'oscillateur harmonique/k_B).

Dans la communauté des pièges d'atomes, les modèles hydrodynamiques sont couramment utilisés. Nous avons donc comparé nos résultats microscopiques à ceux obtenus par l'hydrodynamique afin de dessiner les limites de validité de cette dernière. Les modèles hydrodynamiques reproduisent très bien les calculs QRPA pour les deux températures extrêmes de la figure précédente : les pics des réponses sont prédits au mêmes énergies, et les densités de transition sont presque identiques, aux fluctuations quantiques près (figure 35).

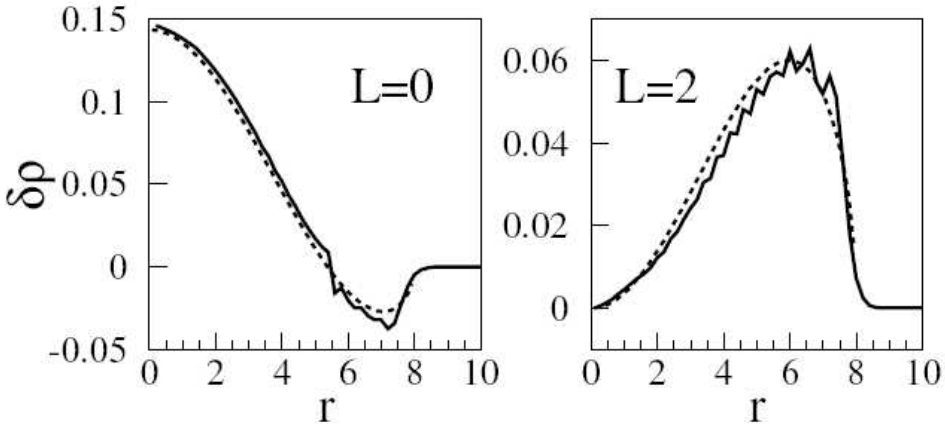

Figure 35 : densités de transition pour les modes collectifs monopolaire (à gauche) et quadrupolaire (à droite). Les lignes continues représentent les calculs QRPA, et les pointillés les calculs semi-classiques.

Cependant, il est impossible expérimentalement d'atteindre le zéro absolu. Les expérimentateurs étudient donc des systèmes dont la température T vérifie $0<T<T_C$. La figure 34 (au milieu) montre un tel système : les réponses collectives sont complètement étalées par les effets de température. Ces réponses ne peuvent être prédites par les modèles hydrodynamiques. La QRPA s'avère donc indispensable pour une telle description.

Une amélioration majeure consisterait à utiliser un modèle déformé. En effet les pièges expérimentaux ont une forme prolate et il serait intéressant de décrire de tels systèmes. On retrouve ici une préoccupation commune aux descriptions des excitations dans les noyaux. Notons enfin que le formalisme QRPA, développé à température non-nulle pour les pièges d'atomes, nous a servi à étudier les effets de températures dans les noyaux (cf. paragraphe 2.4), et va nous servir pour étudier plus précisément la chaleur spécifique des croûtes d'étoiles à neutrons.

4.4.2 Les rayons cosmiques de ultra-haute énergie sont-ils des noyaux ?

Lors d'une conférence en août 2003 à laquelle je présentais des résultats sur le processus-r et les GDR, je fus surpris de découvrir, lors d'un échange avec un astrophysicien, que la clé du mystère des rayons cosmiques de ultra-haute énergie résidait peut-être dans le noyau : les physiciens en astroparticules considèrent cette hypothèse avec sérieux.

La figure 36 représente le spectre des rayons cosmiques détectés sur Terre. Il montre une extraordinaire régularité sur douze ordres de grandeur. Paradoxalement, l'origine des rayons cosmiques qui composent ce spectre reste mal connue. L'hypothèse la plus standard pour la région à plus basse énergie que le genou (10^{15}eV) considère des protons et noyaux émis par des supernovae Galactiques[♣]. On suppose que la transition Galactique/extragalactique de l'origine des rayons cosmique se situe au-delà, vers le second genou (5.10^{17}eV), ou la cheville (3.10^{18}eV). En effet, à ces énergies, les champs magnétiques de notre galaxie ne sont pas assez intenses pour confiner les rayons cosmiques. Ils proviennent donc d'autres galaxies. Récemment, il a été avancé que la transition Galactique/extragalactique de l'origine des rayons cosmiques (en général assimilés à des protons), aurait lieu au niveau du second genou, situé à plus basse énergie que la cheville. Dans ce modèle, la cheville est interprétée comme la production de paires e^+e^- dues aux interactions de protons de hautes énergies avec le rayonnement à 3°K. Cet effet serait analogue à la coupure dite GZK (figure 36), localisée vers ~10^{20}eV, due à la photoproduction de pions.

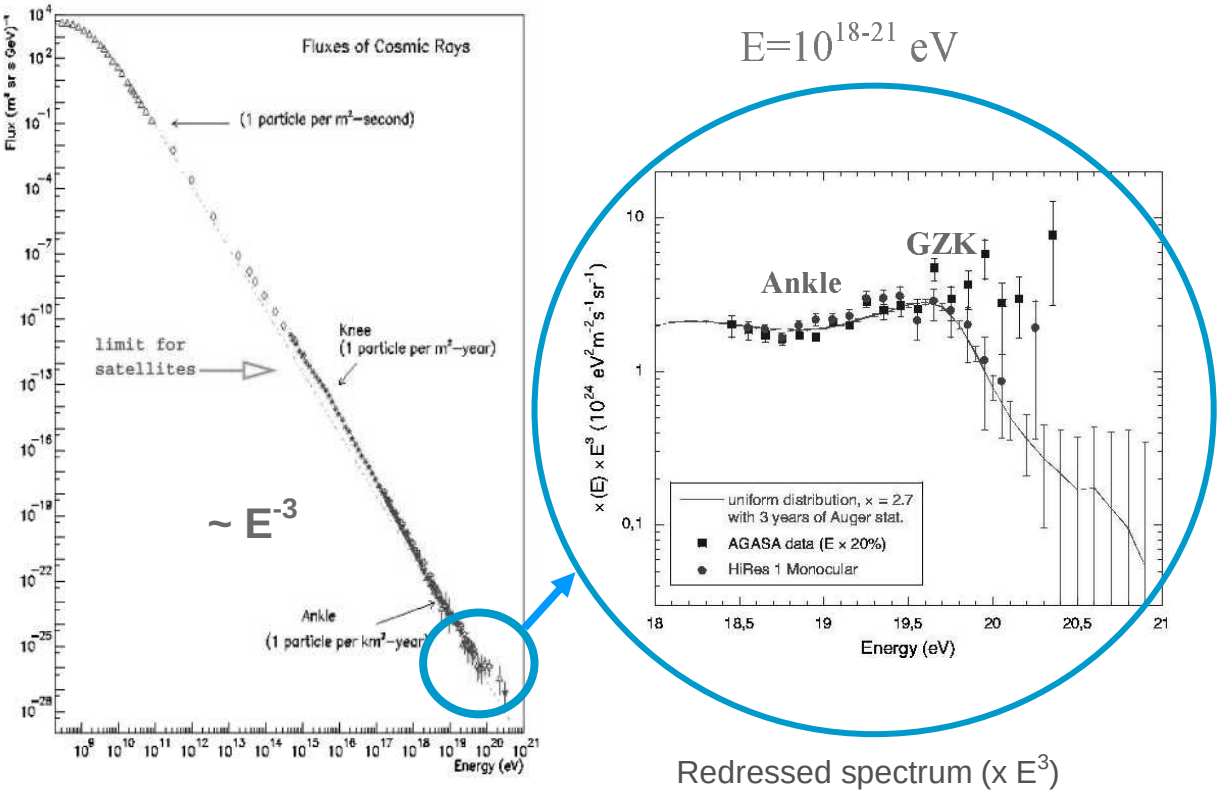

Figure 36 : à gauche : Spectre en énergie des rayons cosmiques. On distingue le genou et la cheville. A droite : zoom sur la partie à très haute énergies, multipliée par E^3. On distingue la cheville et la coupure GZK.

♣ Dans le jargon de l'astrophysicien, Galactique signifie notre galaxie, la voie lactée.

Quelle est la nature des rayons cosmiques les plus énergétiques qui arrivent à la surface de la Terre, à raison de un par km^2 et par an ? L'observatoire Pierre Auger a été construit pour les détecter. A partir de ces spectres expérimentaux, nous devons déterminer quelles sont leur nature, leur source, et leur mécanisme d'accélération éventuel.

Dans le cas de l'hypothèse nucléaire, le scénario serait le suivant : les noyaux présents dans l'Univers (abondance naturelle des éléments jusqu'au Fe) seraient accélérés à des énergies de $10^{18\text{-}21}$ eV par un mécanisme qu'il reste à identifier (Gamma Ray Burst, Active Galactic Nuclei, …). Lors de leur propagation ces noyaux interagissent avec les photons du rayonnement à 3°K. Dans le référentiel du centre de masse du noyau, ces photons acquièrent une énergie comprise entre 100 keV et 100 MeV (figure 37). Les noyaux vont donc se photodésintégrer en émettant des nucléons ; l'acteur principal est la GDR comme le montre la partie droite de la figure. Des réactions nucléaires de photoabsorption vont donc avoir lieu.

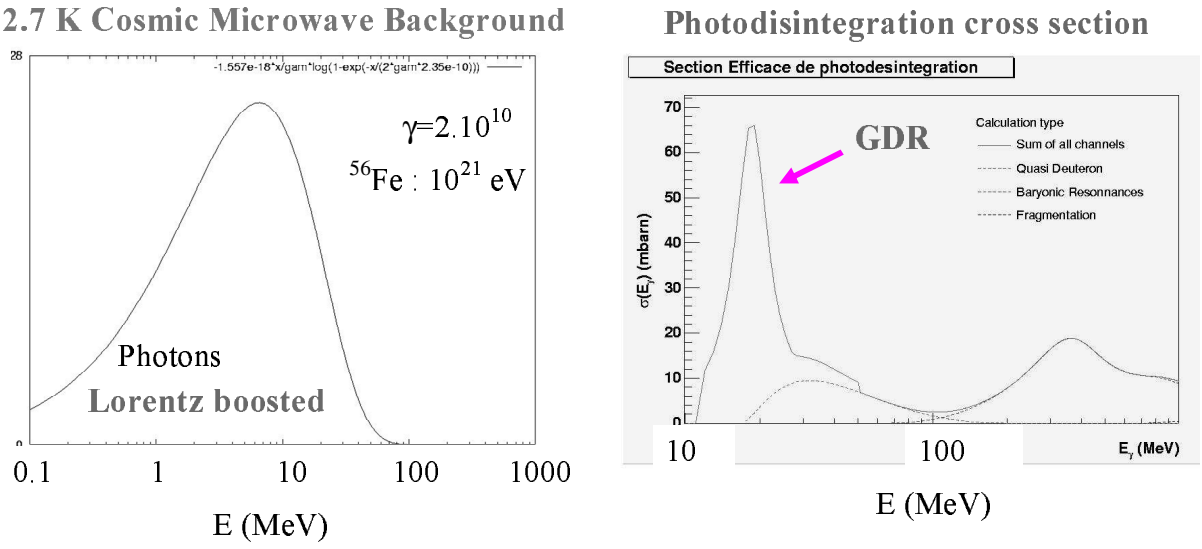

Figure 37 : à gauche : densité de photons du rayonnement à 3°K dans le référentiel d'un noyau de Fe de 10^{21} eV. A gauche : section efficace de photodésintégration impliquant la GDR, le processus de quasi-deutéron, les résonances baryoniques, et la fragmentation.

Cependant les modèles nucléaires utilisés par la communauté d'astroparticule étaient très perfectibles : la GDR était modélisée par une gaussienne et le chemin de photodésintégration était imposé, impliquant systématiquement les mêmes noyaux situés entre le Fe et le proton. Par la suite, nous appellerons ce modèle PSB, des initiales de ses concepteurs [PSB76]. Nous avons donc employé les modèles les plus pertinents pour modéliser la GDR [Khan05B] : les sections efficaces de photoabsorption ont été calculées en utilisant la QRPA et des modèles phénoménologiques de GDR. Elles ont été comparées de manière systématique aux données compilées dans la base de l'IAEA. Nos calculs sont en bien meilleur accord que la paramétrisation gaussienne utilisée dans ce domaine jusqu'alors. La figure 38 montre un exemple de comparaison avec les données de photoabsorption.

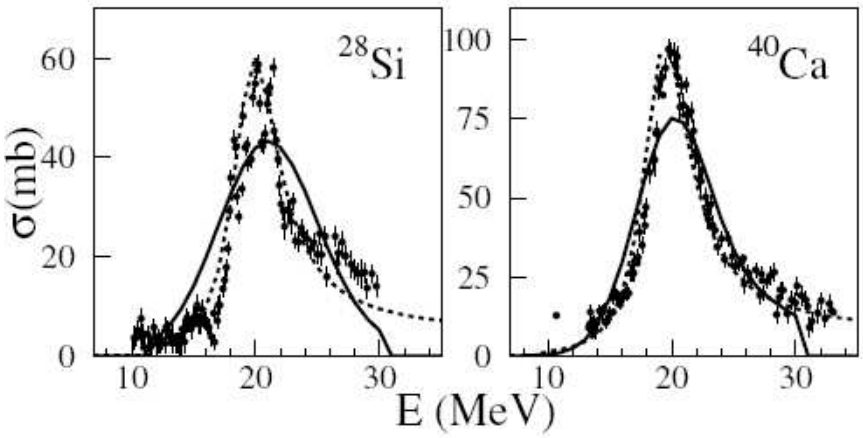

Figure 38 : Mesures de sections efficaces totales de phtoabsorption comparées avec les prédictions du modèles PSB (ligne continue) et le modèle amélioré (pointillés)

Les calculs microscopiques et phénoménologiques de la GDR présentent de faibles différences sur les sections efficaces. Cependant, les calculs phénoménologiques de la GDR reproduisent légèrement mieux les données de photoabsorption. Nous avons donc utilisé cette dernière paramétrisation pour calculer les sections efficaces (γ,n), (γ,2n), (γ,p), etc … Nous avons de plus employé un calcul sur réseau qui tient compte des désintégrations β : une fois donné les taux de photodésintégration (γ,n), (γ,2n), (γ,p), etc., et le temps de vie β pour l'ensemble des noyaux plus légers que le Fe, le taux de production des éléments est calculé sur le réseau. Notons que ce type de calcul sur un réseau nucléaire est couramment utilisé en astrophysique nucléaire pour modéliser le processus r, par exemple.

La figure 39 montre l'ensemble des noyaux impliqués dans la propagation d'une source initiale de Fe, d'énergie 10^{21} eV. On constate que des noyaux instables sont également impliqués. Les flèches représentent le chemin imposé dans le modèle précédent de propagation PSB.

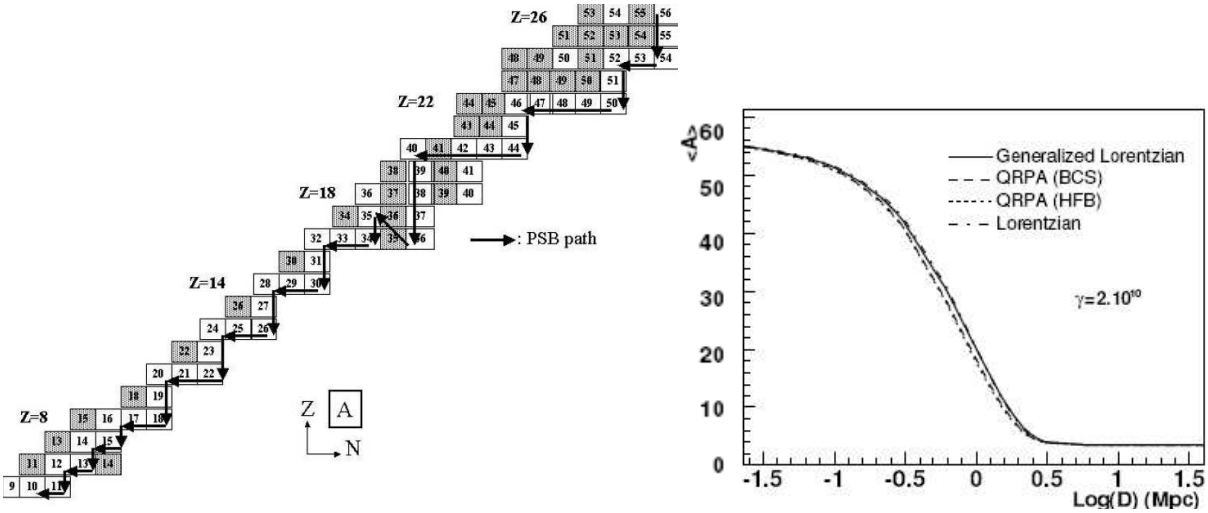

Figure 39 à gauche :noyaux impliqués dans le processus de photodésintégration du ^{56}Fe à 10^{21}eV. Les noyaux instables osnt en grisés, et le chemin imposé par PSB est indiqué par les flèches. Le nombre de masse de chaque noyau est indiqué dans le carré correspondant. A droite : évolution du nombre de masse moyen <A> en fonction de la distance à une source de ^{56}Fe à 10^{21}eV.

La figure de droite montre la valeur moyenne du nombre de masse A en fonction de la distance à la source de Fe, calculée pour différentes modélisations de la GDR (QRPA et phénoménologiques). Les 4 modèles donnent des résultats semblables : l'ensemble des noyaux sont épluchés de tous leurs nucléons à une distance de ~3 Mpc (~10 années-lumières).

Quel est l'impact de notre nouvelle paramétrisation par rapport aux calculs PSB alors exclusivement utilisés ? La figure 40 montre la valeur moyenne du nombre de masse en fonction de la distance, pour trois énergies différentes de la source initiale de Fe : 4.10^{20} eV (gauche), 10^{21} eV (milieu), et 3.10^{21} eV (droite). Trois calculs sont présentés : l'ancien (PSB), le nôtre (noté Gen. Lor.), et le nôtre en imposant le chemin de PSB, afin de décorréler les effets des sections efficaces des effets du chemin de photodésintégration. L'effet des sections efficaces est important pour les énergie initiales $E<10^{21}$ eV (différence entre les lignes en tirets et les pointillés). L'effet de chemin de photodésintégration est notable pour toute les énergies : les noyaux se propagent 10 fois moins loin avec le chemin complet, comparé à celui de PSB, pour $E=3.10^{21}$ eV.

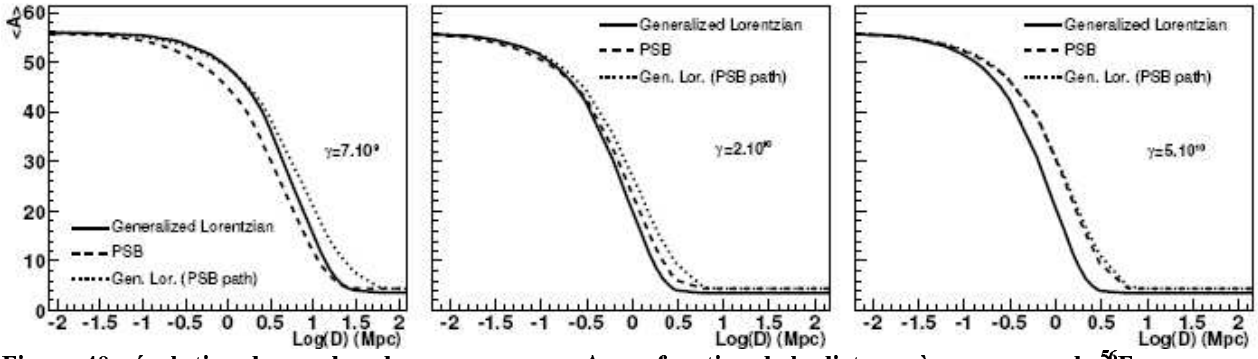

Figure 40 : évolution du nombre de masse moyen <A> en fonction de la distance à une source de ^{56}Fe pour trois énergies différentes : 3.6 10^{21}eV (gauche), 10^{21}eV (milieu) et 2.6 10^{21}eV (droite).

Il faut ensuite comparer les prédictions avec le spectre expérimental mesuré par divers détecteurs comme AGASA, et actuellement Auger (partie droite de la figure 36). Pour parvenir à une telle comparaison, il est nécessaire de modéliser la composition des rayons cosmiques, leur accélération et leur propagation [Alla05]. La composition est prise semblable à celle, connue, des rayons cosmiques Galactiques, de plus basse énergie. Elle est composée de protons (environ 50%) et de noyaux plus lourds jusqu'au Fe.

Le mécanisme d'accélération susceptible de parvenir à des énergies de ~10^{20} eV reste encore mal déterminé. La figure 41 montre les accélérateurs de l'Univers, du GANIL aux étoiles à neutrons. Les lignes correspondent à une rigidité magnétique fixée, donc à une énergie fixée pour un Z donné. Les accélérateurs candidats sont dans la bande délimitée par les deux lignes continues. Le mécanisme d'accélération des rayons cosmiques est habituellement modélisé par un spectre $N(E)\sim E^{-\beta}$, où β, appelé indice spectral, est typiquement compris entre 2.2 et 2.3, d'après les études de source de rayons cosmiques extragalactiques [Stro01].

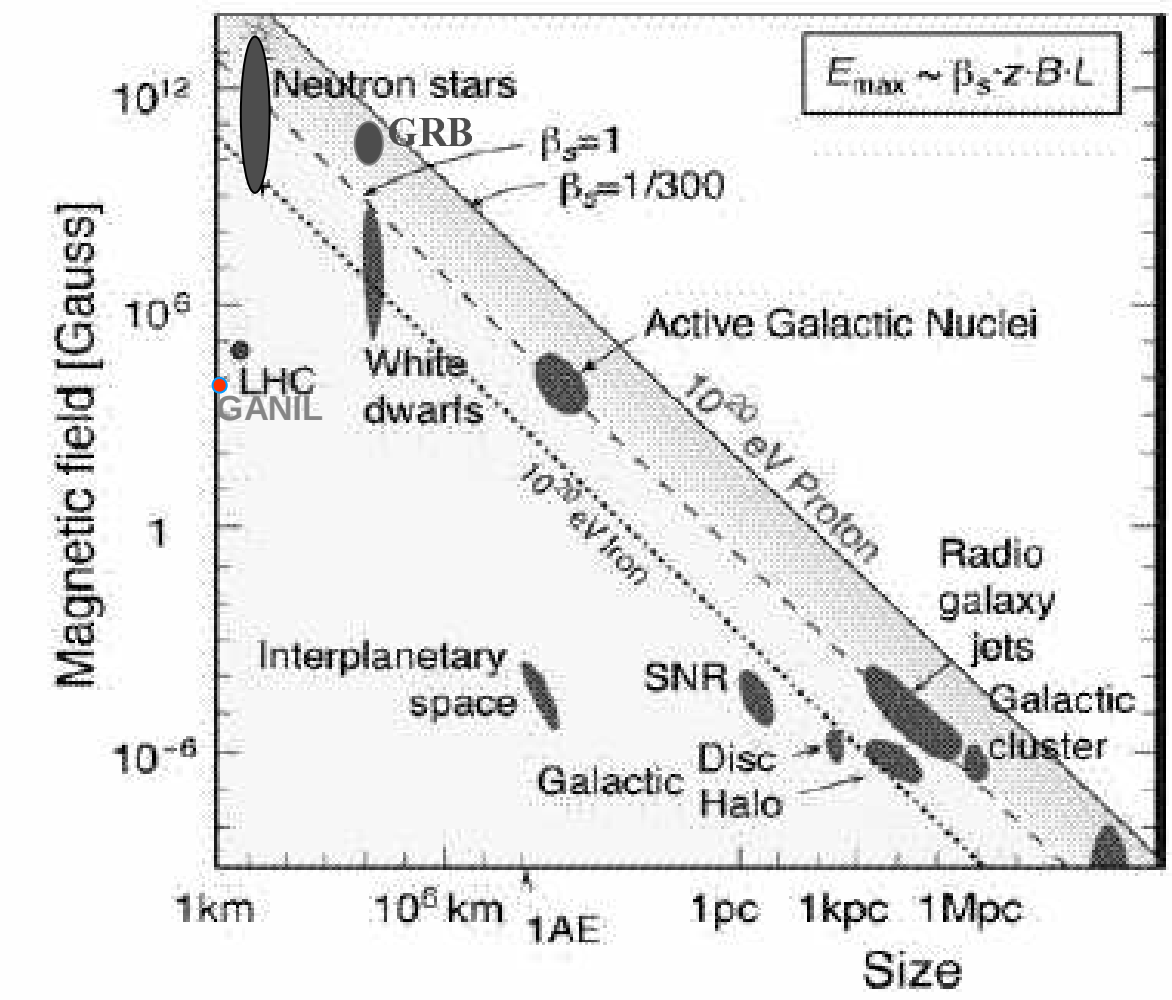

Figure 41 : Champ magnétique en fonction de la taille des accélérateurs de l'Univers. Une rigidité magnétique fixée correspond à une droite décroissante sur ce graphe.

Enfin, la propagation est modélisée comme décrite précédemment, avec nos sections efficaces améliorées et chemins de photodésintégrations libres. Les autres processus impliqués dans la photoabsorption comme le processus de quasi-deutéron sont prises en compte. La figure 42 montre les résultats de la simulation Monte-Carlo comparés aux spectres expérimentaux. La figure de gauche représente le cas d'une source extragalactique pure de protons. Le spectre expérimental est bien reproduit, y compris au niveau de la cheville. Dans cette hypothèse, la cheville n'est donc pas la transition entre source Galactique et extragalactique. Cependant, l'indice spectral nécessaire pour reproduire les données est β=2.6, ce qui est en dehors des valeurs prédites par les modèles de source.

La figure de droite montre la simulation avec une source extragalactique mixte composée de protons et de noyaux [Alla05]. L'indice spectral utilisé est 2.3, ce qui est en accord avec les modèles de source. De plus il est nécessaire d'ajouter une composante galactique en dessous de la cheville pour reproduire le spectre : dans cette hypothèse, la cheville retrouve une interprétation de transition Galactique/extragalactique.

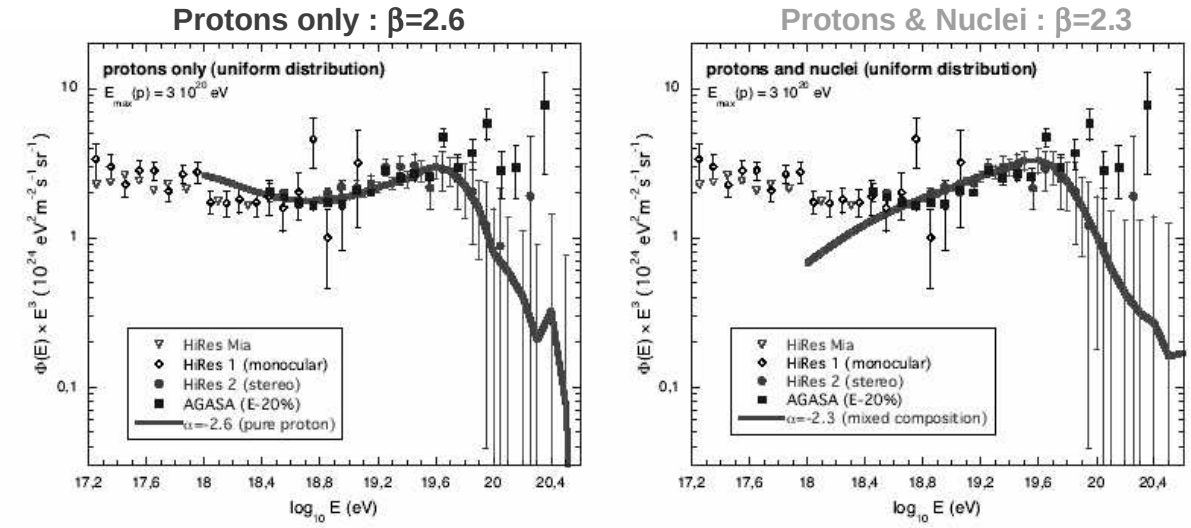

Figure 42 : à gauche : spectre propagé pour une source composée uniquement de protons, avec β=2.6. Les données pour les expériences principales sont présentées. A droite : même quantité, mais pour une source composée de protons et de noyaux, avec β=2.3.

En résumé, considérer les rayons cosmiques de ultra-haute énergie comme composés de noyaux, permet d'être en accord avec les modèles de source, et de redonner à la cheville une interprétation de transition Galactique/extragalactique. Si, au contraire, les rayons cosmiques ne sont composés que de protons, la cheville change d'interprétation, et il reste à résoudre le problème de la compatibilité de l'indice spectral de 2.6 avec les modèles de sources.

Une étude à l'œuvre est de prendre en compte les champs magnétiques intergalactiques. Il reste aussi à modéliser et mieux comprendre les sites d'accélérations possibles de noyaux : noyaux actifs de galaxies, étoiles à neutrons, … ? Peut-on rêver à relier nos travaux dans le domaine des étoiles à neutrons, avec ceux dans le domaine des astroparticules ?

5 Conclusions

L'étude des excitations dans les systèmes superfluides bénéficie largement de l'activité en structure nucléaire. Depuis quelques années, la modélisation de ces phénomènes au sein du noyau s'inscrit dans le cadre unificateur de la DFT, où la fonctionnelle de la densité détermine l'ensemble des propriétés microscopiques de l'état fondamental et des états excités. Les états extrêmes de la structure nucléaire (drip-line, température) y trouvent une description, désormais possible sur une chaîne isotopique grâce au traitement de l'appariement.

Les méthodes expérimentales d'étude des excitations collectives du noyau ont accompli des progrès fulgurants en quelques années. Grâce à l'amélioration des dispositifs de détection, l'intensité requise de faisceau de production a baissé d'un ordre de grandeur dans le cas de la diffusion de protons ; les mesures sont possibles sur des chaînes isotopiques et l'évolution de la magicité est sondée dans les noyaux exotiques. De plus les cibles actives permettent d'envisager la mesure de la GMR dans de tels noyaux.

L'utilisation de modèles microscopiques dans la prédiction des excitations du noyau impliquées dans le processus-r est désormais réalisable. Ces modèles reproduisent les données avec autant de fiabilité que les modèles phénoménologiques. L'approche microscopique est donc plus prédictive car elle se fonde sur des hypothèses plus fondamentales. D'autre part, les excitations collectives dans les croûtes d'étoiles à neutrons apparaissent sous forme des résonances supergéantes, qui devraient avoir un impact sur le temps de refroidissement de ces étoiles. De même, les pièges d'atomes fermioniques montrent des réponses très collectives, facilement identifiables pour signer expérimentalement la présence d'une phase superfluide. Enfin l'hypothèse nucléaire des rayons cosmiques de ultra-haute énergie acquiert un statut comparable à l'hypothèse de protons purs. L'interprétation de la cheville dans les spectres mesurés notamment par le projet Auger en est affectée.

Les développements requis au niveau théorique semblent converger de l'ensemble des domaines évoqués ci-dessus : l'interaction d'appariement doit être mieux contrainte, et la prise en compte microscopique de la déformation sont les deux progrès majeurs attendus.

Expérimentalement, les détecteurs de haute performance comme MUST2 permettront de sonder les excitations de noyaux plus proches de la drip-line. Les cibles actives sont aussi une perspective intéressante quant à la mesure de la résonance géante monopolaire dans les noyaux instables. Plus généralement les réactions directes, où la particule de recul possède une faible énergie, profiteront des cibles actives. Le bouleversement de la structure nucléaire initiée par les faisceau radioactifs va se poursuivre et s'amplifier avec les usines de prochaine génération (SPIRAL2, FAIR, RIBF, EURISOL, RIA).

Dans le domaine des applications, nous devons améliorer la description de l'ensemble du phénomène (processus-r, refroidissement de l'étoile à neutrons, accélérations des rayons cosmiques), afin de répondre aux questions fondamentales : quelles sont les abondances du processus-r ? Quel est le temps de refroidissement d'une étoile à neutrons, reste de supernovae ? Quelle est la nature des rayons cosmiques de ultra-haute énergie ?

La physique nucléaire est au cœur de la matière : tous les ordres de grandeurs en énergie y trouvent une application. La vision de tous ces tableaux (noyau, expérience, théorie, pièges d'atomes, astrophysique, …), à la fois si différents et semblables est source d'inspiration pour qu'émerge une idée fédératrice. On me reproche parfois de ne pas être spécialisé : j'aimerais en fait me spécialiser dans les excitations des systèmes superfluides, quels que soient ces systèmes. Mes outils proviennent fondamentalement de structure nucléaire.

6 Bibliographie

[Alla05] D. Allard, E. Parizot, E. Khan, S. Goriely, V. Olinto, **Astronomy & Astrophysics, accepté pour publication.**

[Amos00] K. Amos, P.J. Dortmans, H.V. von Geramb, S. Karataglidis, J. Raynal, **Adv. in Nucl. Phys. 25, (2000) 275.**

[BCS57] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R Schrieffer, **Phys. Rev. 108 (1957) 1175.**

[Bech05] E. Becheva, Y. Blumenfeld, E. Khan, D. Beaumel, J.M. Daugas, F. Delaunay, Ch-E. Demonchy, A. Drouart, M. Fallot, A. Gillibert, L. Giot, M. Grasso, N. Keeley, K.W. Kemper, D. T. Khoa, V. Lapoux, V. Lima, A. Musumarra, L. Nalpas, E.C. Pollacco, O. Roig, P. Roussel-Chomaz, J.E. Sauvestre, J.A. Scarpaci, F. Skaza, H. S. Than, **Phys. Rev. Lett., accepté pour publication.**

[Bein75] M. Beiner, H. Flocard, Nguyen Van Giai and P. Quentin, **Nucl. Phys. A238 (1975) 29.**

[Bern79] A.M. Bernstein, V.R. Brown, V.A. Madsen, **Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 425.**

[Bern83] A.M. Bernstein, V.R. Brown and V.A. Madsen, **Comments Nucl. Part. Phys. 11 203 (1983)**

[Bert75] G.F. Bertsch, S.F. Tsai, **Phys. Rep. 18C (1975) 125**.

[Bert98] G.F. Bertsch, Trends in Nuclear Physics, Les Houches Session LXVI, North-Holland, 1998.

[Blum99] Y. Blumenfeld, F. Auger, J.E. Sauvestre, F. Mar\'echal, S. Ottini, N. Alamanos, A. Barbier, D. Beaumel, B. Bonnereau, D. Charlet, J.F. Clavelin, P. Courtat, P. Delbourgo-Salvador, R. Douet, M. Engrand, T. Ethvignot, A. Gillibert, E. Khan, V. Lapoux, A. Lagoyannis, L. Lavergne, S. Lebon, P. Lelong, A. Lesage, V. le Ven, I. Lhenry, J.M. Martin, A. Musumarra, S. Pita, L. Petizon, E. Pollacco, J. Pouthas, A. Richard, D. Rougier, D. Santonocito, J.A. Scarpaci, J.L. Sida, C. Soulet, J.S. Stutzman, T. Suomijärvi, M.Szmigiel, P. Volkov, and G. Voltolini, **Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A421 (1999) 471.**

[Bulg80] A. Bulgac, preprint No. FT-194-1980, Institute of Atomic Physics, Bucharest, 1980, **nucl- th/9907088**.

[Chab97] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, R. Schaeffer, **Nucl. Phys. A627 (1997) 710.**

[Chab98] E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, R. Schaeffer, **Nucl. Phys. A635 (1998) 231.**

[Colo01] G. Colo, P.F. Bortignon, **Nucl. Phys. A696 (2001) 427.**

[Deme01] P. Demetriou, S. Goriely, **Nucl. Phys. A695 (2001) 95.**

[Demo05] C. E. Demonchy, W. Mittig, H. Savajols, M. Caamano, M. Chartier, D. Cortina- Gil, A. Fomichev, A. Gillibert, L. Giot, M.S. Golovkov, B. Jurado, A. Obertelli, E. Pollacco, P. Roussel-chomaz, A. Rodin, S. Stepantsov, G. Ter-Akopian, H. Wang., **Journ. Phys. G31 (2005) S1831.**

[Doba84] J. Dobaczewski, H. Flocard, J. Treiner, **Nucl. Phys. A422 (1984) 103.**

[Donn89] T.W. Donnelly, J. Dubach, I. Sick, **Nucl. Phys. A503 (1989) 589.**

[Egid93] J.L. Egido, P. Ring, **Journ. Phys. G19 (1993) 1.**

[Galè87] S. Galès, Nguyen Van Giai, **Annales de Physique 12 (1987) 183.**

[Giai81] Nguyen Van Giai and H. Sagawa, **Nucl. Phys. A371 (1981) 1.**

[Gori02] S. Goriely, E. Khan, **Nucl. Phys. A706 (2002) 217.**

[Gori03] S. Goriely, M. Samyn, M. Bender, J.M. Pearson, **Phys. Rev. C68 (2003) 054325.**

[Gori04] S. Goriely, E. Khan, M. Samyn, **Nucl. Phys. A739 (2004) 331.**

[Gras01] M. Grasso, N. Sandulescu, Nguyen Van Giai, R. J. Liotta, Phys. Rev. C64 (2001) 064321.

[Gras05] M. Grasso, E. Khan, M. Urban, **Phys. Rev. A72 (2005) 043617**.

[Gutt01] M. Guttormsen, M. Hjorth-Jensen, E. Melby, J. Rekstad, A. Schiller, S. Siem, **Phys. Rev. C64 (2001) 034319**.

[JLM77] J.P. Jeukenne, A. Lejeune and C. Mahaux, **Phys. Rev. C16 (1977) 80.**

[Khan00] E. Khan and Nguyen Van Giai, **Phys. Lett. B472 (2000) 253**.

[Khan00B] E. Khan, Y. Blumenfeld, Nguyen Van Giai, T. Suomijärvi, N.Alamanos, F. Auger, G.Colo, N. Frascaria, A. Gillibert,T. Glasmacher, M. Godwin, K.W. Kemper, V. Lapoux, I. Lhenry, F. Mar\'echal, D.J. Morrissey, A. Musumarra, N.A. Orr, S. Ottini-Hustache, P. Piattelli, E.C. Pollacco, P. Roussel-Chomaz, J.C. Roynette, D. Santonocito, J.E. Sauvestre,J.A. Scarpaci, C. Volpe, **Phys. Lett. B490 (2000) 45.**

[Khan00T] E. Khan, These de Doctorat, Universite Paris & (2000)

[Khan01] E.Khan, T.Suomijärvi, Y.Blumenfeld, V.G.Nguyen, N.Alamanos, F.Auger, E.Bauge, D.Beaumel, J.P.Delaroche, P.Delbourgo-Salvador, A.Drouart, S.Fortier, N.Frascaria, A.Gillibert, M.Girod, C.Jouanne, K.W.Kemper, A.Lagoyannis, V.Lapoux, A.Lepine-Szily, I.Lhenry, J.Libert, F.Marechal, J.M.Maison, A.Musumarra, S.Ottini-Hustache, P.Piattelli, S.Pita, E.C.Pollacco, P.Roussel-Chomaz, D.Santonocito, J.E.Sauvestre, J.A.Scarpaci, T.Zerguerras, **Nucl. Phys. A694 (2001) 103.**

[Khan02] E. Khan, N. Sandulescu, Nguyen Van Giai and M. Grasso, **Phys. Rev. C 66 (2002) 024309.**

[Khan04] E. Khan, Nguyen Van Giai, M. Grasso, **Nucl. Phys. A731 (2004) 311.**

[Khan04B] E. Khan, N. Sandulescu, Nguyen Van Giai, M. Grasso, **Phys. Rev. C69 (2004) 014314.**

[Khan04C] E. Khan, V. Lapoux, N. Alamanos, Y. Blumenfeld, **Phys. Rev. C69 (2004) 031303.**

[Khan05] E. Khan, N. Sandulescu, Nguyen Van Giai, **Phys. Rev. C71 (2005) 042801.**

[Khan05B] E. Khan, S. Goriely, D. Allard, E. Parizot, T. Suomijärvi, A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn, **Astroparticle Phys. 23 (2005) 191.**

[Khoa02] D.T. Khoa, E. Khan, G. Colo, Nguyen Van Giai, **Nucl. Phys. A706 (2002) 61.**

[Kohn65] W. Kohn and L.J. Sham, **Phys. Rev. 140 (1965) A1133**.

[Kohn99] W. Kohn, **Rev. Mod. Phys. 71 (1999) 1253**.

[Krau94] G. Kraus, P. Egelhof, C. Fischer, H. Geissel, A. Himmler, F. Nickel, G. Münzenberg, W. Schwab, A. Weiss, J. Friese, A. Gillitzer, H. J. Körner, M. Peter, W.F. Henning, J.P. Schiffer, J.V. Kratz, L. Chulkov, M. Golovkov, A. Ogloblin, B.A. Brown, **Phys. Rev. Lett 73 (1994) 1773.**

[Lala97] G.A. Lalazissis, J. Konig, P. Ring, **Phys. Rev. C55 (1997) 540.**

[Latt04] J.M. Lattimer, M. Prakash, **Science 304 (2004) 536.**

[Liu76] K.F. Liu, Nguyen Van Giai, **Phys. Lett. B65 (1976) 23.**

[Mats01] M. Matsuo, **Nucl. Phys. A696 (2001) 371**.

[Nege73] J.W. Negele, D.Vautherin, **Nucl. Phys. A207 (1973) 298.**

[Oert01] W. von Oertzen, A. Vitturi, **Rep. Prog. Phys. 64 (2001) 1247.**

[Otti99] S. Ottini-Hustache, C. Mazur, F. Auger, A. Musumarra, N. Alamanos, B. Cahan, A. Gillibert, A. Lagoyannis, O. Maillard, E. Pollacco, J.L. Sida, M. Riallot, **Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A431 (1999) 476.**

[Paar03] N. Paar, P. Ring, T. Miksic, D. Vretenar, **Phys. Rev. C67 (2003) 034312**

[Peru05] S. Peru, Communication Privée (Bruyères-le-Châtel)

[Pita00] S. Pita, These de l'Universite Paris 6 (2000).

[Pizz02] P.M. Pizzochero, F. Baranco, E. Vigetti, R.A. Broglia, **Astrophys. Journ. 569 (2002) 381.**

[PSB76] J.L. Puget, F.W. Stecker, J.H. Bredekamp, **Astro. Journ. 205 (1976) 638.**

[Ring80] P. Ring, P. Schuck, The nuclear many-body problem, Springer-Verlag (1980).

[Saga84] H. Sagawa and G.F. Bertsch, **Phys. Lett. B146 (1984) 138.**

[Satc83] G. R. Satchler, Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press, 1983.

[Stro01] A. Strong, I. Moskalenko, **Adv. in Space. Res. 27 (2001) 717.**

[Suom99] T. Suomijärvi, **Journ. Phys. G 25 (1999) 741.**

[Tera05] J. Terasaki, J. Engel, M. Bender, J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, M. Stoitsov, **Phys. Rev. C71 (2005) 34310**.

[Thoe04] M. Thoennessen, **Nucl. Phys. A731 (2004) 131.**

[Vaut72] D. Vautherin, D.M. Brink, **Phys. Rev. C5 (1972) 626**.

[Vaut73] D. Vautherin, **Phys. Rev. C7 (1973) 6.**

[Vau83] D. Vautherin and N. Vinh Mau, **Nucl. Phys. A422 (1984) 140.**

[Yama03] M. Yamagami, E. Khan and Nguyen Van Giai, Proceedings of the International Symposium on Frontiers of Collective Motion (CM2002) 2003, eds. H. Sagawa and H. Iwasaki (World Scientific).