
ETUDE DES CORRECTIONS RPA AU CALCUL DU POTENTIEL OPTIQUE A FAIBLE ENERGIE

Guillaume Blanchon, Nicole Vinh Mau

CEA/DAM/DIF

Rencontres Jeunes Chercheurs, Les Houches 5-9 Janvier 2009.



Le nucléon: sonde de la matière

En pratique: diffusion de neutron sur le ^{208}Pb & motivations

Fonctions de Green & Approximations

Opérateur de masse

Correction RPA

Le nucléon: sonde de la matière



- ▶ Diffusion de nucléons utilisée pour sonder la structure des noyaux cibles
- ▶ Le type de réaction le plus simple: la diffusion élastique où la particule mesurée en voie de sortie est de même nature et de même énergie que le projectile.
- ▶ Construction de potentiels optiques dans lesquels l'information de structure des noyaux cibles est convoluée avec une interaction effective.
- ▶ le potentiel optique fait le lien entre les études expérimentales de réactions nucléaires et la structure nucléaire.



- ▶ Interaction coulombienne bien connue
- ▶ Sonde différente de la cible: simplification de la déconvolution car on n'a pas à prendre en compte les termes d'échange entre la sonde et les nucléons de la cible.
- ▶ L'interaction coulombienne ne sonde que la charge et donc essentiellement les protons (ainsi que la distribution de charge à l'intérieur des neutrons)
- ▶ Pb: les noyaux exotiques instables qui ne peuvent pas être utilisés comme cible (récemment avec le projet de collisionneur électron-ion ELISE-FAIR à GSI, la diffusion d'élastique et inélastique d'électron connaît un regain d'intérêt).



- ▶ L'utilisation du nucléon comme projectile permet de sonder toute la distribution de matière nucléaire. (proton et neutron)
- ▶ La diffusion de proton est utilisable en cinématique inverse, ce qui permet son application à des 'cibles' instables (noyaux exotiques proches de la limite de stabilité).
- ▶ Inconvénients: l'interaction nucléaire est mal connue (ajoute une incertitude supplémentaire).
- ▶ Le projectile est de même nature que les nucléons de la cible: l'échange doit être pris en compte.



- ▶ On veut rendre compte de l'interaction directe d'un projectile avec une cible et déterminer les observables du type: $\sigma_{totale}(E)$, $\sigma_{reaction}(E)$, $\sigma_{elastique}(E)$, $d\sigma/d\Omega(E, \theta)$.
- ▶ Deux types de solutions:
 - ▶ La compliquée: résoudre le problème à $A+1$ nucléons avec initialement A nucléons liés (cible) et un nucléon libre incident (projectile).
 - ▶ Une moins compliquée: calculer un potentiel effectif qui rend compte de l'interaction projectile-cible comme un système à deux corps: le potentiel optique... mais on fait des approximations.

En pratique: diffusion de neutron sur le ^{208}Pb & motivations



- ▶ On s'intéresse à la réaction de diffusion élastique d'un neutron sur un noyau de ^{208}Pb .
- ▶ Bons résultats à haute énergie. Calcul sans paramètres ajustés (article+thèse Marc Dupuis + Bauge)
- ▶ Problème en dessous de 60 MeV: les sections efficaces obtenues par le calcul surestiment les résultats expérimentaux → il manque un terme absorptif dans le calcul du potentiel

Potentiel complexe: $V = V_R + iV_I$

Peut avoir comme origine la prise en compte des excitations de la cible...

Fonctions de Green & Approximations

Définition:

$$G_n \propto \langle \Psi_0 | T \{ \psi(1) \dots \psi(n) \psi^+(n') \dots \psi^+(1') \} | \Psi_0 \rangle$$

Les fonctions de Green sont les valeurs moyennes des opérateurs de création et de destruction sur l'état fondamental du noyau.
+ relation de hiérarchie ainsi il existe une relation reliant G_{n-1} et G_{n+1} à G_n .

Ex: fonction de Green à une particule

$$G_1(1, 1') = i \langle \Psi_0 | \psi^+(1') \psi(1) | \Psi_0 \rangle \quad \text{si} \quad t'_1 > t_1$$

⇒ propage un trou

$$G_1(1, 1') = i \langle \Psi_0 | \psi(1) \psi^+(1') | \Psi_0 \rangle \quad \text{si} \quad t_1 < t'_1$$

⇒ propage une particule... doit être reliée à notre potentiel

nucléon-noyau.

Approximation Hartree-Fock



- ▶ Approximation Hartree-Fock: Hartree néglige les corrélations à deux corps, Fock prend en compte le principe de Pauli.
- ▶ Hierarchie: G_1 reliée à G_0 (propagateur d'une particule libre) et à G_2

$$G_1(1, 1') = G_0(1, 1') - i \int d2d3 G_0 V(2-3) G_2(23, 1'3^+)$$

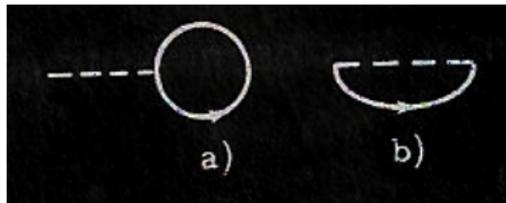
Hartree \implies on remplace le propagateur de deux particules corrélées par un propagateur à un corps pour chaque particule.

Fock \implies on antisymétrise les deux propagateurs

On obtient la fonction de Green à un corps dans l'approximation Hartree-Fock



$$G_1^{HF}(1, 1') = G_0(1, 1') - i \int d2d3 G_0 V(2, 3) \\ \times \left\{ G_1^{HF}(2, 1') G_1^{HF}(3, 3^+) - G_1^{HF}(2, 3^+) G_1^{HF}(3, 1') \right\}$$



⇒ dans toute la suite G_1 est approximée par G_1^{HF} . On dit que l'on batit nos approximations sur une base HF (TF. donne le potentiel...)



Fonction de Green de deux particules:

(Def: $G_2 \propto \langle \Psi_0 | T \{ \psi(1) \psi(2) \psi^+(2') \psi^+(1') \} | \Psi_0 \rangle$)

$$G^{(2)}(t - t') = \langle \Psi_0 | \psi(1) \psi(2) \psi^+(1') \psi^+(2') | \Psi_0 \rangle \quad \text{si } t > t'$$

$\Rightarrow G^{(2)}$ est donc le propagateur de deux particules.

Si $t_1 = t'_1 = t$, $t'_2 = t_2 = t$

$$G^{(II)}(t - t') = \langle \Psi_0 | \psi(1) \psi^+(1') \psi^+(2') \psi(2) | \Psi_0 \rangle$$

$\Rightarrow G^{(II)}$ est donc le propagateur d'une paire particule-trou.

- ▶ Le traitement du propagateur de deux particules donne une sommation de diagramme en échelles:



Figure: Expression diagrammatique d'une fonction de Green particule-particule.

⇒ Utilisation de la matrice G de Melbourne + code DWBA de Raynal (Thèse Marc Dupuis)

Random Phase Approximation



- ▶ On reprend le propagateur particule-trou, $G^{(II)}$
- ▶ Contient l'information de structure des états excités du noyau cible (code Gogny)
- ▶ Hierarchie: G_2 est reliée avec G_1 & G_3 , or on ne sait pas calculer G_3 : approximations
 - ▶ les G_1 sont approximées par G_1^{HF}
 - ▶ G_3 est approximée par la somme de tous les produits possibles d'une fonction de Green à un corps et d'une fonction de Green à deux corps. les G_1 sont approximées par G_1^{HF} .
 - ▶ Pb: Doubles comptage: il faut éliminer les diagrammes redondants.

On écrit la formule de G''

$$G_2 = \text{[disconnected]} + \left(\text{[interaction 1]} + \text{exc.} \right) + \text{[interaction 2]} + \left(\text{[interaction 3]} + \text{exc.} \right) + \dots$$

Figure: Expression diagrammatique d'une fonction de Green particule-trou.

Opérateur de masse



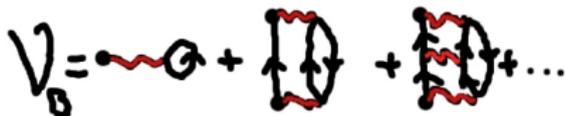
Bell et Squires ont montré que le potentiel optique est donné par l'opérateur de masse d'une fonction de Green à une particule (on passe de l'un à l'autre avec une transformée de Fourier).
L'opérateur de masse est défini par l'équation de Dyson:

$$G_1(1, 1') = G_0(1, 1') + \int d2d3 G_0(1, 2) M(2, 3) G_1(3, 1')$$

Avec nos approximations on montre que M depend de G_1^{HF} et G^2 et le potentiel optique s'écrit sous la forme

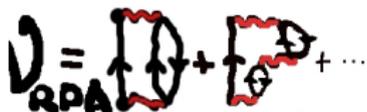
$$\nu = \nu_B + \Delta\nu_{RPA} - M^{(2)}$$

$$\nu = \nu_B + \Delta\nu_{RPA} - M^{(2)}$$



The diagram shows the expansion of ν_B as a sum of terms. The first term is a single wavy line with a circle at its end. The second term is a wavy line forming a loop with a circle inside. The third term is a wavy line forming a more complex loop structure with a circle inside. The expansion continues with an ellipsis.

Figure: Expression diagrammatique ν_B .



The diagram shows the expansion of ν_{RPA} as a sum of terms. The first term is a wavy line forming a loop with a circle inside. The second term is a wavy line forming a more complex loop structure with a circle inside. The expansion continues with an ellipsis.

Figure: Expression diagrammatique ν_{RPA} .

Ingrédient de notre calcul



- ▶ Interaction effective à deux corps: matrice G de Melbourne
- ▶ Amplitudes RPA déterminées avec l'interaction effective de Gogny
- ▶ Interaction effective de Gogny
- ▶ Cas test: ^{208}Pb

Exemple du ^{40}Ca

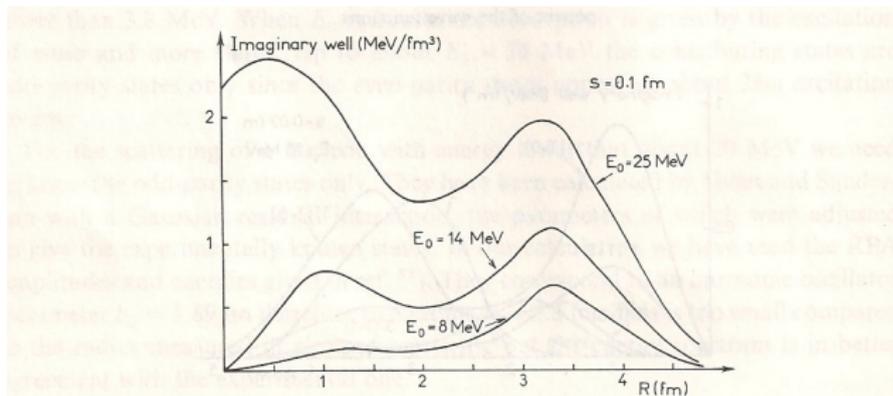


Fig. 9. The imaginary well $W(s, R)$ at $E_0 = 8, 14$ and 25 MeV for $s = 0.1 \text{ fm}$ as a function of R .

Conclusions



- ▶ finir d' écrire le code...
- ▶ introduire la correction dans le code de Raynal...