

Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 40 (1967)

Heft: 3

Artikel: Le mélange de parité des états à un nucléon dans les noyaux légers

Autor: Amiet, J.-P. / Ebenhöh, W. / Huguenin, P.

DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-113769>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 15.10.2024

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Le mélange de parité des états à un nucléon dans les noyaux légers

par **J.-P. Amiet** et **W. Ebenhöh**

Institut für Theoretische Physik der Universität, Heidelberg (Allemagne)

et **P. Huguenin**

Institut de Physique de l'Université, Neuchâtel (Suisse)¹⁾

(21 XI 66)

Abstract. The assumption of parity-mixing in single-nucleon orbitals is used in the case of mirror nuclei to derive a relation between magnetic moments and super-allowed β transitions. Various isospin dependences of the mixing are studied, one of which leading to the Winther formula. This last possibility clearly gives the best agreement with the neutron value $G_{GT}^2/G_F^2 = 1,55$ in the $B-x$ diagram.

1. Introduction

Dans le but de mieux tenir compte de la force tensorielle dans l'approximation de Hartree-Fock pour la structure nucléaire, il a été proposé d'utiliser des fonctions d'onde intrinsèques sans parité [1, 2, 3].

Dans un article précédent [4], nous avons étudié les effets observables du mélange de parité des états à une particule pour les noyaux ayant un gros excès de neutrons (c'est-à-dire pour les noyaux lourds). Comme le mélange peut être différent pour protons et neutrons, les résultats de ce travail ne peuvent pas être utilisés sans précautions pour les noyaux légers. Une projection supplémentaire sur des états d'isospin défini devient indispensable dans ce cas.

L'étude des transitions β entre noyaux miroirs jointe à celle des moments magnétiques permet de décider si le mélange de parité est le même pour protons et neutrons ou au contraire de signe opposé.

2. La fonction d'onde. – Discussion heuristique

Tout comme dans la ref. [4], nous admettons une fonction d'onde intrinsèque du type:

$$\psi = A \prod_{v j m t} \chi_{v j m t} \quad (2.1)$$

où les fonctions $\chi_{v j m t}$ appartiennent à une base orthonormée complète de fonctions propres de J^2 , J_3 et τ_3 , mais pas de l'opérateur de parité Π . On peut dès lors séparer les fonctions χ en deux parts:

$$\chi_{v j m t} = \chi_{v j m t}^{\pi} + \chi_{v j m t}^{-\pi} \quad (2.2)$$

¹⁾ Ce travail a bénéficié d'un subside du «Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique».

où

$$\chi_{vjmt}^{\pi} = f_{jt}^{\pi}(r) Y_m^{jl} \delta_{t,\tau} \quad (2.3)$$

Dans cette formule, la variable τ représente la variable d'isospin, et la fonction Y contient les dépendances d'angles et de spin. Nous choisissons les phases de telle sorte que

$$T Y_m^{jl} = (-1)^{j-m} Y_{-m}^{jl} \quad (2.4)$$

où T représente l'opération de renversement du temps. Cette convention correspond à celle de FANO et RACAH [5].

Il convient maintenant de spécifier les fonctions $f_{jt}^{\pi}(r)$ que nous utiliserons. En effet, l'« Ansatz »

$$\Psi_{\pi jm} = N_{\pi}^{-1/2} (\psi + \pi \Pi \psi) \quad N_{\pi} = 2 (1 + \pi \langle \psi | \Pi | \psi \rangle) \quad (2.5)$$

qui est proposé dans la ref. 1 a une parité bien déterminée. Pour les sous-couches j remplies ces états ont un spin zéro et les états avec une particule hors couche ou un trou peuvent être décrites sans modification.

En revanche les propriétés de transformation de $\Psi_{\pi jm}$ sous le renversement du temps ne sont pas automatiquement correctes, car nous ne voulons pas nous restreindre a priori à des fonctions f_{jt}^{π} réelles. En toute généralité, il faudrait effectuer une « projection » supplémentaire assurant la transformation correcte de $\Psi_{\pi jm}$ sous T , c. à. d.

$$T \Psi_{\pi jm} = e^{i\eta} (-1)^{j-m} \Psi_{\pi j-m} \quad (2.6)$$

où η est réel et dépend de π .

Nous préférons éviter cette complication en restreignant le choix des fonctions $f_{jt}^{\pi}(r)$ de façon adéquate, l'avantage de la plus grande généralité étant douteux.

Compte tenu de (2.5), l'équation (2.6) impose, à une phase commune aux f^{π} et $f^{-\pi}$ près:

$$f_{jt}^{\pi} = f_{jt}^{\pi*},$$

et

$$f_{jt}^{-\pi} = f_{jt}^{-\pi*}, \quad \forall j, t, \quad (\text{Solution I})$$

ou bien

$$f_{jt}^{-\pi} = -f_{jt}^{-\pi*}, \quad \forall j, t, \quad (\text{Solution II}). \quad (2.7)$$

Pour le signe + (solution I) la fonction intrinsèque ψ_{jm} a le bon comportement sous l'inversion du temps, alors que pour le signe - (solution II) seules ses projections $\Psi_{\pi jm}$ jouissent de cette propriété, ainsi qu'il est facile de le vérifier.

La symétrie entre protons et neutrons vis-à-vis des interactions fortes laisse espérer une relation étroite entre leurs fonctions d'ondes. Nous exigeons:

$$f_{jt}^{\pi} = f_{j-t}^{\pi}$$

et

$$f_{jt}^{-\pi} = f_{j-t}^{-\pi} \quad (\text{Hypothèse A})$$

ou bien

$$f_{jt}^{-\pi} = -f_{j-t}^{-\pi} \quad (\text{Hypothèse B}). \quad (2.8)$$

L'hypothèse A est la plus simple. Elle correspond à une fonction d'onde ψ d'isospin bien déterminé, comme dans le modèle en couches habituel et le passage de N à $(N + 1)$ nucléons s'opère comme dans la ref. [4]: *

$$\Psi_{\pi j m t} = A (\chi_{j m t}^{\pi} \Phi_{0+} + \chi_{j m t}^{-\pi} \Phi_{0-}) \quad (2.9)$$

où $\Phi_{0\pm}$ représentent les fonctions d'ondes du cœur.

L'hypothèse B est suggérée par le terme de Hartree de l'équation à une particule dû à l'O.P.E.P. [1, 3, 4]. Dans ce cas, (2.5) n'est plus un état propre de l'isospin total et une nouvelle projection s'avère indispensable.

La discussion de l'analogie de l'équation (2.9) pour le cas B est heureusement simplifiée par le théorème démontré en appendice:

Pour une occupation identique des états de protons et neutrons d'un noyau $N = Z$, la projection sur l'isospin T projette simultanément sur la parité, et

$$\pi = (-1)^T. \quad (2.10)$$

En conséquence, les noyaux $N = Z$ pour lesquels les sous-couches j sont complètes ont un état fondamental $0+$, $T = 0$, et l'état $0-$ indispensable à la construction de l'état à $A + 1$ nucléons est d'isospin $T = 1$. Il faut donc coupler le cœur $0-$ avec la fonction d'onde du nucléon célibataire au moyen des coefficients de Clebsch appropriés:

$$\Psi_{\pi j m t} = A \left[\chi_{j m t}^{\pi} \Phi_{0+} + \frac{1}{\sqrt{3}} \chi_{j m t}^{-\pi} \Phi_{0-,0}^1 + \sqrt{\frac{2}{3}} \chi_{j m-t}^{-\pi} \Phi_{0-,2t}^1 \right] \quad (2.11)$$

où les indices supplémentaires des Φ_{0-} désignent l'isospin.

Dans les formules (2.9) et (2.11) on aura:

$$(\chi_{j m t}^{\pi}, \chi_{j m t}^{\pi}) + (\chi_{j m \pm t}^{-\pi}, \chi_{j m \pm t}^{-\pi}) = 1 \quad (2.12)$$

pour assurer la norme 1 de $\Psi_{\pi j m t}$.

Cette relation n'est vraie que si $\chi_{j m t}^{-\pi}$ est orthogonal aux états à une particule du cœur, ce qui est en particulier le cas lorsque le cœur ne contient pas de nucléons dans l'état j .

3. Hamiltonien à une particule

Les quatre cas considérés correspondent à quatre types d'opérateurs à un nucléon mélangeant la parité dans l'hamiltonien à une particule. Ces termes apparaissent dans les équations de Hartree-Fock dès que la force à 2 corps dépend des spins. Il est intéressant d'étudier pour chaque type de solution (2.7-8) quels types de forces les favorisent.

Le tableau 1 indique les types d'opérateurs à un corps correspondant aux quatre types de fonctions d'ondes que nous étudions. Nous n'avons indiqué que la dépendance en spin de l'opérateur. Elle doit être complétée par une dépendance radiale (et éventuellement d'impulsion).

Nous avons séparé les forces nucléaires en 2 classes, selon leur comportement en isospin. La dépendance en spin est laissée ouverte. Il faut noter ici, en accord avec la remarque de G. ARAKI [3], que les forces centrales peuvent contribuer au mélange de parité, contrairement à ce que nous avons affirmé dans la ref. [1].

Tableau 1

Opérateurs à un corps les plus simples qui engendrent un mélange de parité, type de fonction d'onde correspondant et origine de la contribution dans Hartree-Fock.

Type de fct. d'onde	opérateur dans Hamiltonien a 1 nucléon	types de force pouvant contribuer	Provenance de la contribution (Hartree-Fock)
I A	$\sigma \cdot P$	$V + \tau \tau V_\tau$	Termes d'échange
I B	$\tau_3 \sigma \cdot P$	$V + \tau \tau V_\tau$	Termes d'échange
II A	$\sigma \cdot x$	V $V + \tau \tau V_\tau$	Termes directs Termes d'échange
II B	$\tau_3 \sigma \cdot x$	$\tau \tau V_\tau$ $V + \tau \tau V_\tau$	Termes directs Termes d'échange

L'intensité des opérateurs mélangeant la parité dépend d'un calcul self-consistant. Il n'en apparaît qu'un seul par cas, si nous nous restreignons aux choix de phases (2.7-8).

Comme nous l'avons déjà fait remarquer dans les ref. 1 et 4, le spectre à une particule des opérateurs qui mélangent la parité présentent des doublets spin-orbite inversés, indépendamment du signe de l'interaction.

Des calculs de variations entrepris dans ce cadre semblent favoriser les solutions IA et IIB entre lesquelles l'expérience doit trancher. Une combinaison linéaire serait en principe également possible.

4. Moments magnétiques des noyaux impairs

Appelons $\mu_{\pi jt}^S$ les valeurs moyennes à une particule du moment magnétique (valeurs de Schmidt). On a avec l'hypothèse A:

$$\mu_{\pi jt} = \alpha_{\pi j}^2 \mu_{\pi jt}^S + \beta_{\pi j}^2 \mu_{-\pi jt}^S \quad (4.1)$$

où

$$\alpha_{\pi j}^2 + \beta_{\pi j}^2 = 1. \quad (4.2)$$

Cette forme, valable également pour un trou, est particulièrement simple à démontrer pour les particules dans le cas où (2.12) est valable. La relation entre α , β et la fonction d'onde est alors simplement:

$$\alpha_{\pi j}^2 = (\chi_{\pi j m t}, \chi_{\pi j m t}); \quad \beta_{\pi j}^2 = (\chi_{-\pi j m t}, \chi_{-\pi j m t}). \quad (4.3)$$

La simplicité de (4.1) est due au fait que le cœur 0_{\pm} ne contribue pas au moment magnétique.

De façon analogue pour l'hypothèse B:

$$\mu_{\pi jt} = \alpha_{\pi j}^2 \mu_{\pi jt}^S + \frac{\gamma_{\pi j}^2}{3} (\mu_{-\pi jt}^S + 2 \mu_{-\pi j-t}^S) \quad (4.4)$$

$$\alpha_{\pi j}^2 + \gamma_{\pi j}^2 = 1. \quad (4.5)$$

Cette relation s'obtient à partir de l'éq. (2.11) en posant:

$$\alpha_{\pi j}^2 = (\chi_{\pi j m t}, \chi_{\pi j m t}); \quad \gamma_{\pi j}^2 = (\chi_{-\pi j m t}, \chi_{-\pi j m t}). \quad (4.6)$$

Les équations (4.1–2) et (4.4–5) sont exactes et également valables pour les trous. En revanche, les relations (4.3) et (4.6) ne sont qu'approximatives, les paramètres de mélange α , β et γ dépendant en général de manière plus compliquée de diverses intégrales de recouvrement. Ce n'est que lorsque l'antisymétrie ne joue pas de rôle (condition de validité de l'éq. (2.12)) ou lorsque les corrections dues aux projections sont négligeables, que ces expressions sont valables. C'est le cas lorsque les paramètres de mélange deviennent importants, tout comme dans l'approximation adiabatique utilisée pour les noyaux déformés [6].

5. Transitions β superpermises

Ces transitions sont déterminées par les éléments de matrice $\langle 1 \rangle^2$ et $\langle \sigma \rangle^2$. Pour des fonctions à une particule habituelles, on a :

$$\begin{aligned} \langle 1 \rangle^2 &= 1 \\ \langle \sigma \rangle^2 &= \begin{cases} \frac{j}{j+1} & \text{si } j = l - \frac{1}{2} \\ \frac{j+1}{j} & \text{si } j = l + \frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Dans le cas présent intervient une nouvelle grandeur :

$$\sum_{\substack{m \\ m'}} \frac{1}{2j+1} (Y_{m'}^{j,l}, \sigma Y_m^{j,l}) (Y_{m'}^{j,2j-l}, \sigma Y_m^{j,2j-l}) = -1. \quad (5.2)$$

Dans l'hypothèse A, on trouve :

$$\begin{aligned} \langle 1 \rangle^2 &= 1 \\ \langle \sigma \rangle^2 &= \begin{cases} \frac{1}{j(j+1)} [\alpha_{\pi j}^2 (j+1) - \beta_{\pi j}^2 j]^2 & \text{si } j = l_{\pi} + \frac{1}{2} \\ \frac{1}{j(j+1)} [\alpha_{\pi j}^2 j - \beta_{\pi j}^2 (j+1)]^2 & \text{si } j = l_{\pi} - \frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.3)$$

Il est possible d'éliminer α^2 et β^2 au moyen des moments magnétiques expérimentaux. On retrouve alors la formule de WINTHER [7], mais à partir d'autres hypothèses.

Dans l'hypothèse B, on trouve :

$$\begin{aligned} \langle 1 \rangle^2 &= 1 \\ \langle \sigma \rangle^2 &= \begin{cases} \frac{1}{j(j+1)} \left[\alpha_{\pi j}^2 (\gamma+1) + \gamma_{\pi j}^2 \frac{j}{3} \right]^2 & \text{si } j = l_{\pi} + \frac{1}{2} \\ \frac{1}{j(j+1)} \left[\alpha_{\pi j}^2 j + \gamma_{\pi j}^2 \frac{j+1}{3} \right]^2 & \text{si } j = l_{\pi} - \frac{1}{2} \end{cases} \end{aligned} \quad (5.4)$$

Dans ce cas également, on peut calculer $\langle \sigma \rangle^2$ en déterminant α et γ au moyen des moments magnétiques expérimentaux.

Il faut remarquer que pour une particule (ou un trou) dans l'état $p^{1/2}$, $\langle \sigma \rangle^2$ est indépendant de γ et vaut $1/3$. Dans ce cas, le mélange de parité n'affecte pas la transition β .

6. Comparaison avec les résultats expérimentaux

Les expressions du moment magnétique et de la valeur de $\langle \sigma \rangle^2$ faisant intervenir le même paramètre libre de mélange, il est possible de tester la consistance du modèle. Nous nous limiterons aux noyaux miroirs ayant leurs couches j complètes plus un nucléon ou un trou (donc $N = Z \pm 1$), c. à. d. aux cas où un modèle en couches extrême a le plus de chances d'être valide.

Pour effectuer la comparaison, nous déterminons le paramètre de mélange au moyen des moments magnétiques, et en tirons la valeur de $\langle \sigma \rangle^2$. Ensuite, nous traçons la droite $B(x)$ des transitions β superpermises entre les noyaux miroirs en question:

$$B = ft \{ (1-x) \langle 1 \rangle^2 + x \langle \sigma \rangle^2 \}. \quad (6.1)$$

Si le modèle nucléaire utilisé est bon, les droites caractéristiques des diverses transitions doivent se couper en

$$x = \frac{G_{GT}^2}{G_{GT}^2 + G_F^2} \cong 0,61 \pm 0,02. \quad (6.2)$$

Nous aurons donc 2 diagrammes, l'un établi au moyen de l'hypothèse A, (fig. 1), l'autre de l'hypothèse B, (fig. 2). Discutons maintenant les noyaux susceptibles de nous intéresser cas par cas:

$$n(\beta^-) p.$$

La durée de vie du neutron [8] et la mesure de la polarisation [9] fixent $B = 2650 \pm 100$ et $x = 0,61 \pm 0,02$.

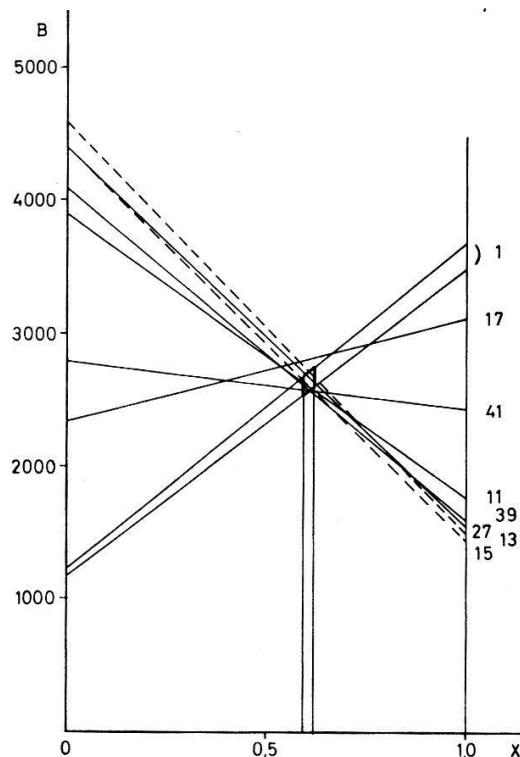
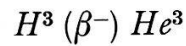
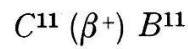


Figure 1

Diagramme $B-x$ des transitions superpermises considérées. $\langle \sigma \rangle$ a été déterminé au moyen de la formule de Winther, ce qui correspond à notre hypothèse A pour la fonction d'onde. Les chiffres indiqués correspondent à la masse atomique A des noyaux de la réaction. Les transitions $N^{13}-C^{13}$ et $O^{15}-N^{15}$ a été indiqué en pointillés par ce que non corrigée par les moments magnétiques.



Nous n'avons pas considéré cette transition car nos paramétrisations de la fonction d'onde ne permettent pas d'expliquer les moments magnétiques.



Les moments magnétiques de C^{11} et B^{11} sont connus [10] et on trouve les paramètres suivants:

	Hypothèse A	Hypothèse B
C^{11}	$\alpha^2 = 0,71; \beta^2 = 0,29$	$\alpha^2 = 0,63; \gamma^2 = 0,37$
B^{11}	$\alpha^2 = 0,70; \beta^2 = 0,30$	$\alpha^2 = 0,63; \gamma^2 = 0,37$

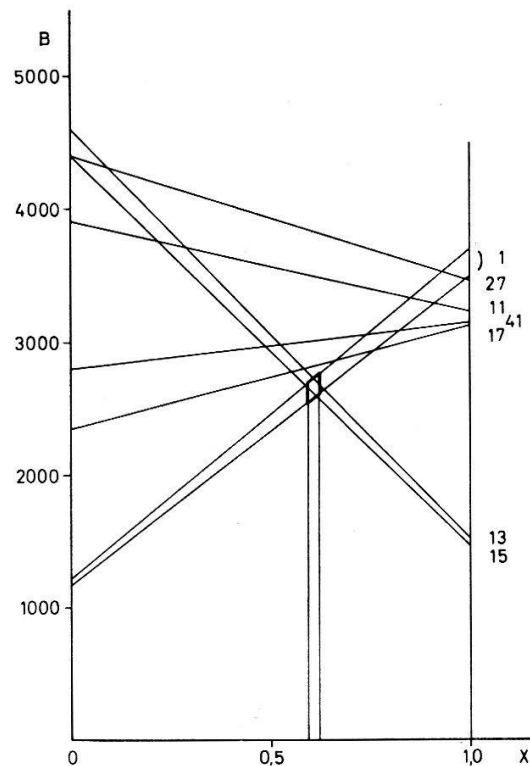


Figure 2

Diagramme $B-x$ pour l'hypothèse B. Seules les transitions pour lesquelles cette hypothèse est compatible avec les moments magnétiques ont été tracées.

Les deux hypothèses sont aussi compatibles l'une que l'autre, car le modèle prédit les mêmes paramètres pour deux noyaux miroirs. On en tire:

$$\langle \sigma \rangle^2 = \begin{cases} 0,45 & \text{Hypothèse A} \\ 0,83 & \text{Hypothèse B} \end{cases}$$

Avec la valeur $ft = 3890$ [11], on constate que l'hypothèse A est confirmée, alors que l'hypothèse B est nettement infirmée.

$$N^{13} (\beta^+) C^{13}$$

Les moments magnétiques de C^{13} et N^{13} sont en dehors des lignes de Schmidt ce qui infirme l'hypothèse A au profit de l'hypothèse B. De plus, le fait que la droite sans correction est acceptable semble le corroborer (état $p\ 1/2$).

Malheureusement les moments magnétiques de N^{13} et C^{13} ne peuvent pas être expliqués par un γ commun. On ne peut donc pas conclure, les hypothèses A et B sont toutes les deux inacceptables.

$$O^{15} (\beta^+) N^{15}$$

La situation est analogue à la précédente. Elle semble caractéristique de la couche $p\ 1/2$.

$$F^{17} (\beta^-) O^{17}$$

Les moments magnétiques sont pratiquement sur la ligne de Schmidt. Il n'y a pas lieu de corriger $\langle\sigma\rangle^2$.

$$Si^{27} (\beta^-) Al^{27}$$

Le moment magnétique de Al^{27} nous donne

$$\text{Hypothèse A: } \alpha^2 = 0,71 \quad \beta^2 = 0,29 \quad \langle\sigma\rangle^2 = 0,35$$

$$\text{Hypothèse B: } \alpha^2 = 0,68 \quad \gamma^2 = 0,32 \quad \langle\sigma\rangle^2 = 0,80$$

L'hypothèse A est confirmée.

$$P^{29} (\beta^-) Si^{29}$$

Les corrections dues au mélange de parité ne sont pas en mesure d'améliorer suffisamment la valeur de $\langle\sigma\rangle^2$ pour la raison que d'autres mélanges de configurations sont plus importants encore. En effet, les états $s^{1/2}$ et $d^{3/2}$ sont quasi dégénérés et sont couplés par l'intermédiaire d'oscillations de surface [12].

$$Ca^{39} (\beta^+) K^{39}$$

Le moment magnétique du K^{39} nous donne:

$$\text{Hypothèse A: } \alpha^2 = 0,93 \quad \beta^2 = 0,07 \quad \langle\sigma\rangle^2 = 0,39$$

L'hypothèse B ne permet pas d'expliquer le moment magnétique.

$$Sc^{41} (\beta^+) Ca^{41}$$

Le moment magnétique du Ca^{41} nous donne:

$$\text{Hypothèse A: } \alpha^2 = 0,91 \quad \beta^2 = 0,09 \quad \langle\sigma\rangle^2 = 0,87$$

$$\text{Hypothèse B: } \alpha^2 = 0,91 \quad \gamma^2 = 0,09 \quad \langle\sigma\rangle^2 = 1,12$$

L'hypothèse A est encore confirmée.

7. Conclusion

L'étude systématique des transitions β superpermises nous a permis d'éliminer l'hypothèse B qui paraissait la plus naturelle au premier abord. Le mélange de parité est donc tel que la fonction d'onde intrinsèque ψ soit état propre de l'isospin total.

Si cette propriété peut-être étendue aux noyaux lourds, on peut dire que les calculs sans échange basé sur l'OPEP sont dénués de fondement. En effet, les termes directs de ce potentiel se compensent dans le cas de l'hypothèse A , car protons et neutrons annulent mutuellement leurs effets³⁾ (Force du type $\tau \tau$).

Appendice

Théorème concernant la relation entre l'isospin et la parité

Théorème: Dans le cas de l'hypothèse B , formulée en (2.8), et d'une occupation identique des états de protons et neutrons d'un noyau $N = Z$, la projection sur l'isospin total projette simultanément sur la parité, et $\pi = (-1)^T$.

Démonstration:

On a en vertu des hypothèses

$$\psi = A \phi I.$$

Où:

$$\phi = \prod_{i=1}^N \varphi_i(\mathbf{x}_{2i}, s_{2i}) \varphi_i(-\mathbf{x}_{2i-1}, s_{2i-1})$$

$$I = \prod_{i=1}^N p(2i) n(2i-1).$$

ϕ correspond à la partie d'espace et de spin de la fonction d'onde et I la partie d'isospin. La numérotation est telle que les numéros impairs correspondant aux neutrons et les numéros pairs aux protons. Les fonctions φ_i sont reliées aux fonctions χ_i déjà introduites par

$$\chi_{it} = \delta_{t\tau} \varphi_{it}(\mathbf{x}, s)$$

et l'hypothèse B impose

$$\varphi_{it}(\mathbf{x}) = \varphi_{i-t}(-\mathbf{x}) = \varphi_i(\mathbf{x}).$$

Considérons la permutation q entre protons et neutrons correspondants:

$$q = (1, 2) (3, 4) \dots (2N-1, 2N)$$

$$q^2 = 1 \quad (-1)^q = (-1)^N.$$

L'opération q correspond identiquement à l'opération de parité π sur la partie spatiale ϕ de la fonction d'onde:

$$q \phi = \Pi \phi.$$

Considérons maintenant la projection P_0^T sur l'isospin total T de 3^e composante nulle. On a la propriété suivante:

$$q P_0^T I = (-1)^{T+N} P_0^T I. \quad (\text{A.1})$$

En effet

$$I = \sum_T c_T | T, 0 \rangle$$

et la permutation proton-neutron est en essentiel une rotation de Π dans l'espace d'isospin:

$$\begin{aligned} q I &= (-1)^N \prod_{i=1}^N D^{1/2}(0, \pi, 0) p D^{1/2}(0, \pi, 0) n \\ &= (-1)^N \sum_T c_T D_{00}^T(0, \pi, 0) | T, 0 \rangle \\ &= \sum_T (-1)^{N+T} c_T | T, 0 \rangle. \end{aligned}$$

Ce qui démontre (A.1). On a donc successivement:

$$\begin{aligned} \Psi_0^T &= P_0^T \psi = A \phi P_0^T I = (-1)^N A (q \phi) (q P_0^T I) \\ &= (-1)^{2N+T} A (\Pi \phi) P_0^T I \\ &= (-1)^T \Pi P_0^T \psi = (-1)^T \Pi \Psi_0^T. \end{aligned}$$

C.Q.F.D.

Références

- [1] J.-P. AMIET et P. HUGUENIN, Nucl. Phys. 46, 171 (1963); K. BLEULER, Cours de Varenna 36 (1965); BASSICHIS, KERMAN et SVENNE, Bull. Am. Phys. Soc. 11, 304 (1966); H. RÖHL, Z. Phys. 195, 389 (1966); J. MÜLLER, à paraître dans Z. Phys.
- [2] W. EBENHÖH, Z. Phys. 195, 171 (1966).
- [3] G. ARAKI, Nucl. Phys. 78, 625 (1966).
- [4] J.-P. AMIET et P. HUGUENIN, Nucl. Phys. 80, 353 (1966).
- [5] U. FANO et G. RACAH, *Irreducible tensorial sets*. New York (1959).
- [6] H. D. ZEH, Z. Phys. 188, 361 (1965).
- [7] A. WINTHER, Physica 18, 1079 (1952); G. L. TRIGG, Phys. Rev. 86, 506 (1952).
- [8] O. M. KOFOED-HANSEN, C. I. CHRISTENSEN, Handbuch der Physik XLI/2.
- [9] V.A. TELEGI et al., Phys. Rev. 120, 1829 (1960).
- [10] Nuclear Data Sheets. Appendix 1 (1965).
- [11] R. WALLACE, J. A. WELCH JR., Phys. Rev. 117, 1297 (1960).
- [12] P. GOLDHAMMER, Phys. Rev. 101, 1375 (1956).