Forces Nucléaires

Il est difficile de déduire de façon simple les propriétés de l'interaction forte à partir de la systématique des noyaux stables

Le problème est dû au fait que l'interaction forte n'est pas observable à l'échelle macroscopique, tout au moins dans les milieux terrestres
$\rightarrow$ On doit donc se contenter des observations sur les noyaux existants à l'état naturel.

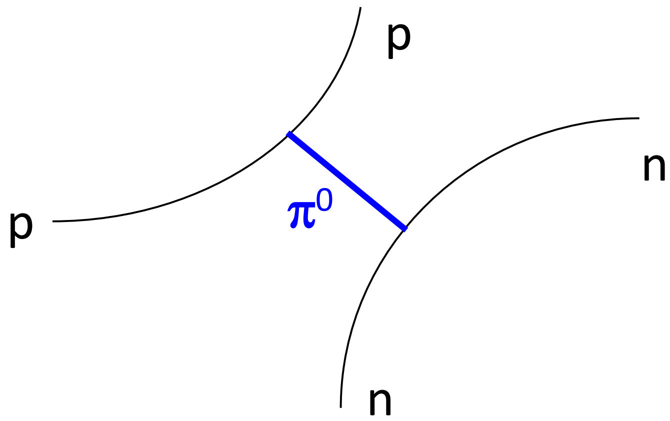
Les recherches sur l'interaction forte se sont donc dirigées vers le système à deux corps, le plus simple à étudier

$\rightarrow$ étude du deutérium, qui est un état lié proton-neutron

$\rightarrow$ étude de la diffusion nucléon-nucléon, à partir des états libres proton-proton (pp), neutron-neutron (nn) ou proton-neutron (pn)

En 1930, Yukawa a postulé l'hypothèse de l'indépendance de charge de l'interaction forte (même interaction forte pour un proton de charge +e que pour un neutron de charge nulle).

Il a aussi postulé l'existence d'un quantum de l'interaction forte, le méson π, analogue du γ vecteur de l'interaction électromagnétique



L'étude des noyaux miroirs (${}^{A}_{Z_1}X^{N_1}$ et ${}^{A}_{Z_2}Y^{N_2}$ avec $Z_1 = N_2$ et $Z_2 = N_1$) et des diffusions de protons et de neutrons démontrent une propriété très intéressante de la force nucléaire

- $\sigma_{pp} \sim \sigma_{nn} \sim \sigma_{pn}$ et $m_p c^2 \sim m_n c^2$
- Le rôle dans les noyaux du n et p semble similaire
- N = Z pour les noyaux légers stables ⇔ p et n symétriques

⇒ On en déduit qu'après déduction des effets coulombiens, les forces proton-proton, neutron-neutron et proton-neutron sont identiques.

Cette propriété, qui est appelée indépendance de charge de la force nucléaire, est à la base du concept de symétrie d'isospin, très utile pour analyser les phénomènes en physique subatomique

Les résultats expérimentaux suggèrent que, comme les deux états de spin (« up » et « down ») de l'électron, le proton et le neutron peuvent être considérés comme deux états de charge différents de la même particule, le nucléon.

$\Rightarrow$ si on pouvait « éteindre » le champ de Coulomb, le proton et le neutron seraient indiscernables dans les interactions nucléaires (par interaction forte).

Le concept d'isospin

Cas du nucléon

Par analogie avec le spin de l'électron, on va donc définir l'isospin des nucléons

Concept d'isospin : les nucléons existent sous deux états de charge

proton $Q/e = +1$ $T_3 = +1/2$

neutron $Q/e = 0$ $T_3 = -1/2$

où T_3 est la troisième composante du nombre quantique d'isospin $\vec{T}$

La charge du nucléon apparaît comme une observable, Q/e, qui possède deux valeurs propres, 1 et 0

$\rightarrow$ ceci correspond aux deux états d'isospin du nucléon

$$\boxed{\text{Pour un nucléon :} \quad Q/e = T_3 + ½}$$

Système de deux nucléons

Système de deux particules

L'additivité de l'isospin entraîne, pour un système de N particules

$$\vec{T} = \sum_{i=1}^{N} \vec{t_i} \qquad \text{et} \qquad T_3 = \sum_{i=1}^{N} t_{3i}$$

Les isospins se composent comme les spins.

Soient deux particules 1 et 2

$$\vec{T} = \vec{t_1} + \vec{t_2} \qquad \text{et} \qquad T_3 = t_{31} + t_{32}$$

On sait que l'on peut toujours construire une base standard constituée de vecteurs propres communs à T^2 et à T_3. Ces vecteurs sont au nombre de 2T+1.

$$\widehat{T^2}|TT_3\rangle = T(T+1)|TT_3\rangle \qquad \text{avec} \quad \begin{cases} |t_1 - t_2| \leq T \leq t_1 + t_2 \\ -T \leq T_3 \leq T \end{cases}$$

$$\widehat{T_3}|TT_3\rangle = T_3|TT_3\rangle$$

Soient deux nucléons 1 et 2, avec $\vec{T} = \vec{t_1} + \vec{t_2} = \overrightarrow{1/2} + \overrightarrow{1/2}$

et $T_3 = t_{31} + t_{32}$ avec $t_{3p} = 1/2$ et $t_{3n} = -1/2$

$0 \leq T \leq 1$

Si $\vec{T} = \vec{0} \rightarrow T_3 = 0$ état singulet d'isospin antisymétrique

Si $\vec{T} = \vec{1} \rightarrow T_3 = -1, 0, 1$ état triplet d'isospin symétrique

$\Rightarrow$ 4 états physiques possibles

$|pp\rangle = |1/2\ \ 1/2\ \ 1/2\ \ 1/2\rangle$ $\qquad T_3 = 1 \rightarrow \vec{T} = \vec{1}$

$|nn\rangle = |1/2\ \ 1/2\ \ -1/2\ \ -1/2\rangle$ $\qquad T_3 = -1 \rightarrow \vec{T} = \vec{1}$

$$\left.\begin{array}{l} |np\rangle = |1/2\ \ 1/2\ \ -1/2\ \ 1/2\rangle \\ |pn\rangle = |1/2\ \ 1/2\ \ 1/2\ \ -1/2\rangle \end{array}\right\} \qquad T_3 = 0 \rightarrow \vec{T} = \vec{0}, \vec{1}$$

$\Rightarrow$ Les états propres correspondants sont donnés par

$$|TT_3\rangle = \sum_{t_{31}} \sum_{t_{32}} \underbrace{\langle t_1 t_2 t_{31} t_{32} | T T_3}_{\text{Coefficient de Clebsh-Gordan}} | t_1 t_2 t_{31} t_{32}\rangle$$

Système de deux nucléons

1/2 x 1/2	1			
	1	1	0	
+1/2 +1/2	1	0	0	
+1/2 −1/2		1/2	1/2	1
−1/2 +1/2		1/2	−1/2	−1
−1/2 −1/2				1

Finalement

$$\begin{cases} |1,1\rangle = |p,p\rangle \\ |1,0\rangle = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(|p,n\rangle + |n,p\rangle) \\ |1,-1\rangle = |n,n\rangle \end{cases}$$

Etat triplet d'isospin

$$|0,0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|p,n\rangle - |n,p\rangle)$$

Etat singulet d'isospin

Pour un système de deux nucléons identiques (fermions), dans un état de moment angulaire orbital L (de parité $(-1)^L$), de spin S et d'isospin T, le principe de Pauli généralisé exige :

$$L + S + T \text{ impair}$$

Nous verrons un peu plus loin que seul l'état singulet existe.

Isospin d'un système de plusieurs particules : le noyau

L'additivité de l'isospin entraîne pour un système de A nucléons

$\vec{T} = \sum_{i=1}^{N} \vec{t_i}$ et $T_3 = \sum_{i=1}^{N} t_{3i}$ avec $t_{3p} = ½$ et $t_{3n} = - ½$

Donc, pour un noyau X, ayant Z + N = A (soit Z protons avec $t_{3p} = 1/2$ et N neutrons avec $t_{3n} = - 1/2$)

$T_3 = \frac{Z-N}{2}$ caractéristique du noyau, car identique quel que soit l'état ou le niveau d'énergie du noyau. Ex : pour ${}^{14}_{7}N, T_3 = 0$, pour ${}^{14}_{6}C, T_3 = -1$

$$T_{fond} = |T_3| = \left|\frac{Z-N}{2}\right|$$

$$T_{fond} = \left|\frac{Z-N}{2}\right| \leq T \leq \frac{Z+N}{2} = \frac{A}{2}$$

Un noyau donné est caractérisé par sa 3ème composante T_3

Un état donné d'un noyau est caractérisé par son isospin $\vec{T}$

Caractérisation de l'interaction forte

Caractéristiques semi-quantitatives

Propriétés différenciant la force nucléaire des autres forces :

✶ L'interaction nucléaire est une interaction forte

- intensité des forces nucléaires + importante que celle des autres forces

$B_N/A \gg B_e$ (B = énergie de liaison)

- composante attractive dominante pour assurer la liaison du noyau

✶ Les forces nucléaires ont une courte portée

- dimensions du noyau assez bien définies
- toute l'interaction nucléaire est mise à profit sur des distances $< 1,5$ fm

✶ Les forces nucléaires sont saturantes

un nucléon ne peut interagir qu'avec quelques voisins pour que B_N et V du noyau soient proportionnels à A

Principales difficultés pour comprendre l’interaction nucléaire forte:

1 - L'interaction forte agit essentiellement entre les quarks qui forment les nucléons. L'interaction nucléon-nucléon dans le vide n'est qu'une conséquence de l'interaction quark-quark.

Pb : la description de l'interaction quark-quark est relativement bien comprise dans le cadre du Modèle Standard de la physique des particules (QCD), mais comment passer de l'interaction quark-quark à l'interaction nucléon-nucléon ?

Caractéristique de l'interaction forte.

Principales difficultés pour comprendre l’interaction nucléaire forte :

2 – Il y a une grande différence entre le cas idéal de deux nucléons interagissant dans le vide, et celui de ces deux même nucléons interagissant au milieu de plusieurs dizaines d'autres nucléons.

$\Rightarrow$ L’interaction nucléon-nucléon dans le vide n'est pas la même que dans la matière nucléaire !

Pour avancer, il a fallu inventer le concept d'interaction effective, qui est essentiellement une fonction mathématique contenant plusieurs paramètres libres ajustés sur des données expérimentales.

La méthode connue sous le nom de théorie de champ effective (effective field theory), est une méthode assez puissante permettant de relier QCD (qui décrit l'interaction forte entre les quarks) à l’interaction entre les nucléons.

Rôle du spin

Cas du deuton : état lié nucléon-nucléon

Expérimentalement, seul l'état |1p,1n> est observé (deuton) et seul l'état de moment cinétique total et parité $I^{\pi} = 1^{+}$ est observé

⇒ Le noyau de deuton |1p,1n> ne possède qu'un seul état lié, son état fondamental, dont le moment cinétique total est $I^{\pi} = 1^{+}$, ce qui correspond à un état triplet de spin $\vec{s}$ tel que $\vec{I} = \vec{l} + \vec{s} = \vec{1}$

⇒ De plus on vérifie expérimentalement qu'en première approximation $l = 0$ donc $s = 1$, on a donc un état symétrique de spin.

$$\begin{cases} |1{,}1\rangle = |1/2, 1/2\rangle \\ |1{,}0\rangle = \dfrac{1}{\sqrt{2}}\left(|1/2, -1/2\rangle + |-1/2{,}1/2\rangle\right) \\ |1, -1\rangle = |-1/2, -1/2\rangle \end{cases}$$

Etat triplet de spin symétrique

$$|0{,}0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|1/2, -1/2\rangle - |-1/2{,}1/2\rangle\right)$$

Etat singulet de spin antisymétrique

D'après le principe de Pauli, la fonction d'onde du deuton

$$\Psi(\vec{r},\vec{s},\vec{t}) = \Phi(\vec{r})\chi_\sigma(\vec{s})\theta_\tau(\vec{t})$$

doit être antisymétrique dans l'échange des deux fermions

On doit donc avoir L + S + T impair (principe de Pauli généralisé)

- moment angulaire relatif $\vec{l} = \vec{0}$ dans l'état fondamental du deuton

  $\phi(r) = (-1)^{\ell}\,\phi(-r)$ et $\vec{l} = \vec{0} \Rightarrow$ symétrique, $\pi = +1$ et $\vec{I} = \vec{s}$

- La fonction d'onde du spin est symétrique (S = 1)

=> T = 0 et $T_3 = 0$ on a donc un état singulet d'isospin. On notera d'ailleurs que les états $|n,n\rangle$ et $|p,p\rangle$ ne sont pas observés, ils appartiennent à l'état triplet d'isospin.

Caractéristique de l'interaction forte.

Notons que l'on peut avoir un système $|n,p\rangle$ dans un état triplet d'isospin, donc avec T=1.

Dans ce cas, avec *l* = 0 il faudrait aussi S = 0, mais on n'observe pas de deutérium dans cet état avec $I^{\pi} = 0^{+}$, et on n'observe pas les états $|n,n\rangle$ et $|p,p\rangle$

$\Rightarrow$ l'interaction nucléaire forte dépend du spin relatif des nucléons

Répulsion aux courtes distances

L'interaction entre les nucléons, qui dérive de l'interaction forte et qui confine les nucléons à l'intérieur du noyau, a la particularité d'être de portée finie :

- Elle s'annule lorsque la distance entre deux nucléons devient trop grande,

- L'étude de la diffusion nucléaire aux hautes énergies a montré que les nucléons ne peuvent s'approcher indéfiniment les uns des autres. A partir de distances très petites, lorsque la distance entre deux nucléons tend vers 0, le potentiel d'interaction nucléaire devient répulsif (typiquement pour $r < 0.5$ fm).

Cette propriété de répulsion à courte distance illustre le principe de Pauli qui stipule que deux fermions (comme les nucléons) ne peuvent être dans un même état quantique

$\Rightarrow$ le libre parcours moyen d'un nucléon à l'intérieur du noyau est très grand ramené à la taille de celui-ci.

Potentiel d'interaction nucléaire

Potentiel nucléaire

↓

S'annule lorsque la distance entre les nucléons est trop grande

↓

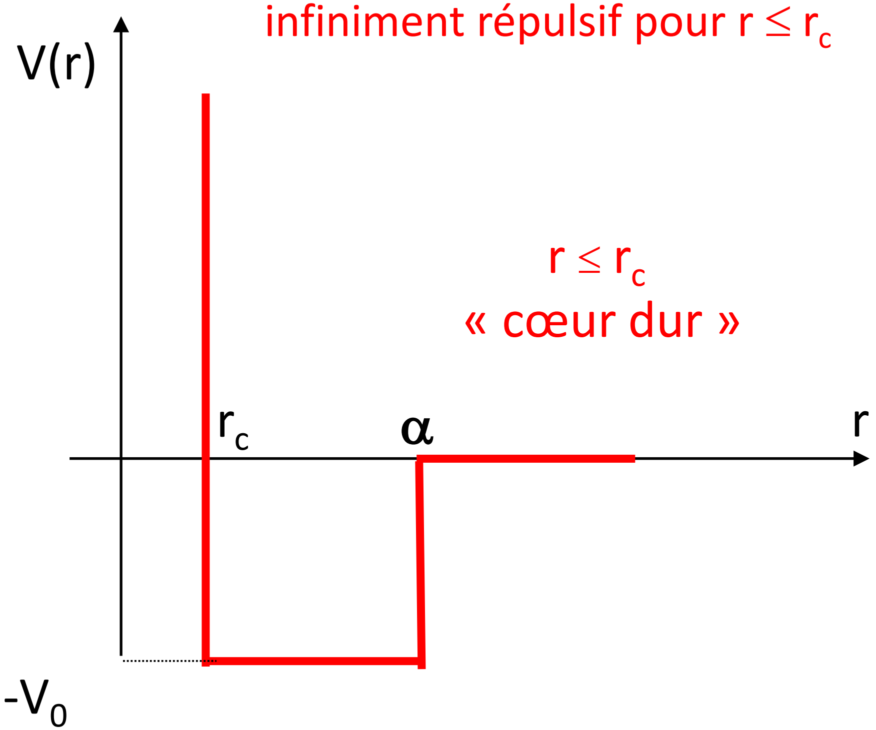
Attraction de courte portée (~1.5 fm)

↓

Répulsion à courte distance (< 0.5 fm)

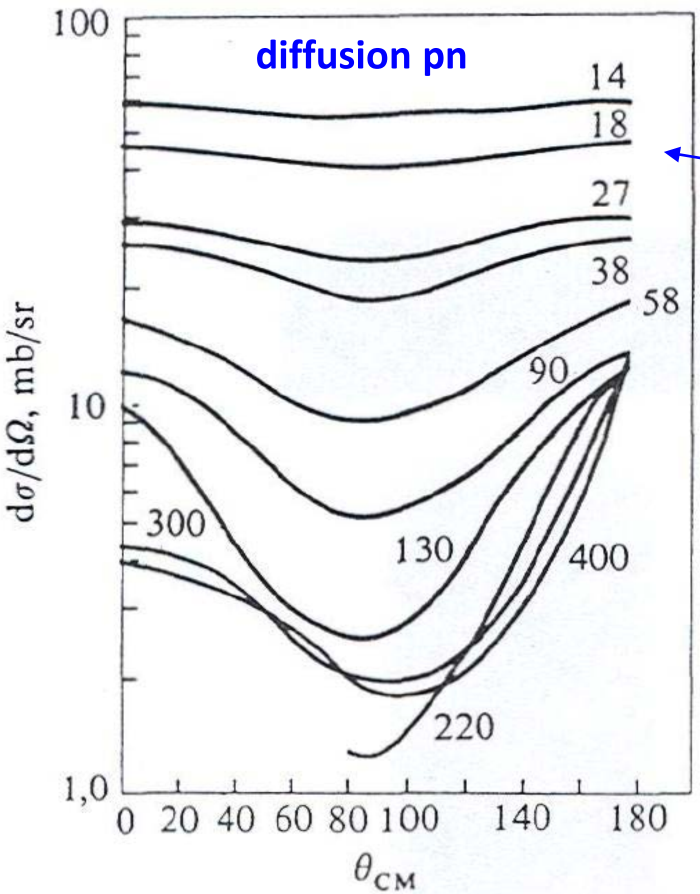
Potentiel le plus simple associé

Superposition d'un potentiel attractif de courte portée et de profondeur V_0 pour $r_c < r < \alpha$, et d'un potentiel infiniment répulsif pour $r \leq r_c$



Dépendance d'isospin et potentiel d'échange

Etude de la diffusion proton-neutron à des énergies de l'ordre ≤ 400 MeV



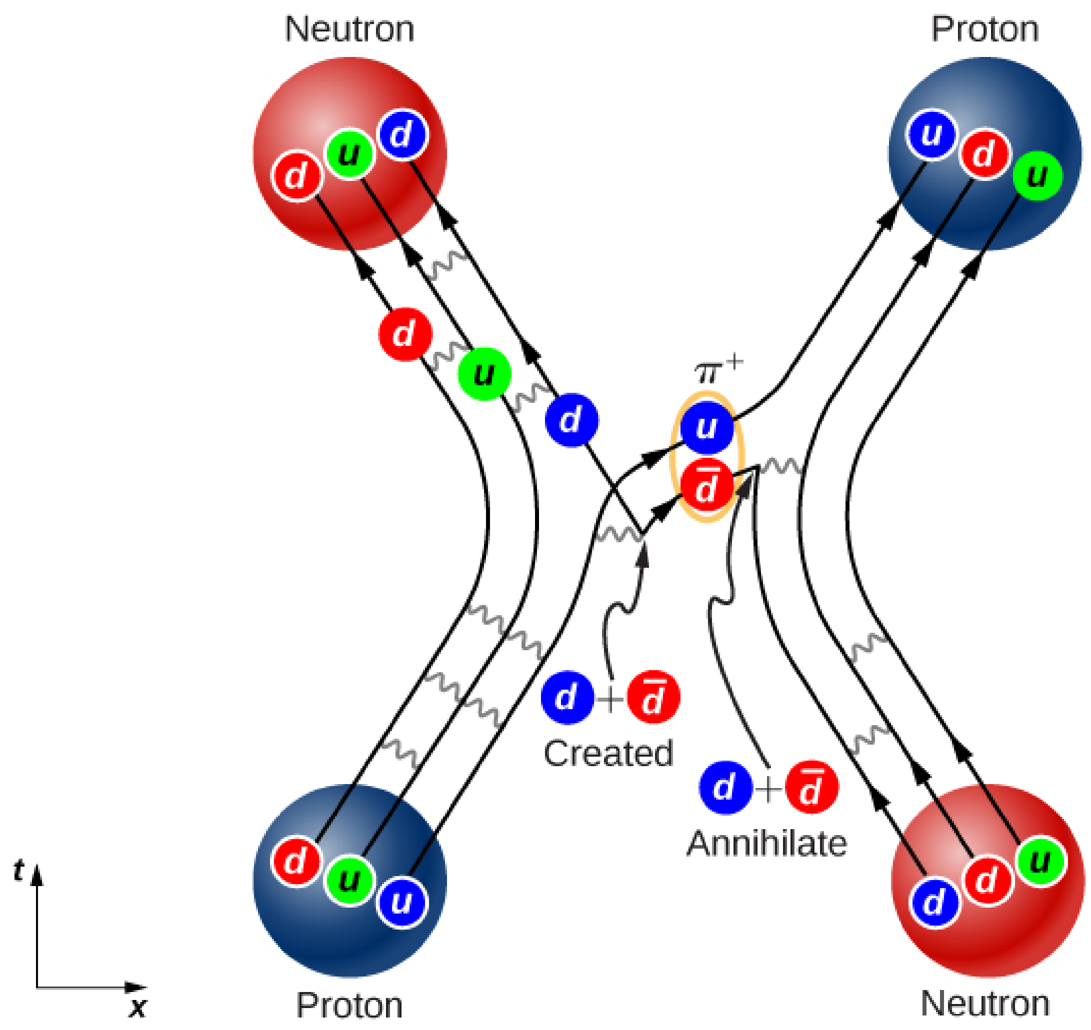
Observations

- A basse énergie, les distributions angulaires sont pratiquement isotropes
- Pour toutes les énergies mesurées ici, la section efficace différentielle de diffusion élastique dans le cdm est aussi importante à l'avant qu'à l'arrière : elle est symétrique par rapport à 90°

On interprète ce phénomène comme étant dû à des forces d'échange

→ interaction nucléaire dépend de l'isospin des nucléons
→ comme si les nucléons pouvaient échanger leur isospin (ou leur charge)

Caractéristique de l'interaction forte.



Les pions : vecteurs de l'interaction nucléaire forte, $\vec{T}(\pi) = \vec{1}$

Phénomène quantique : échange de pions virtuels dans la diffusion nucléon-nucléon, avec 3 états de charge possibles π^+, π^0 et π^- .

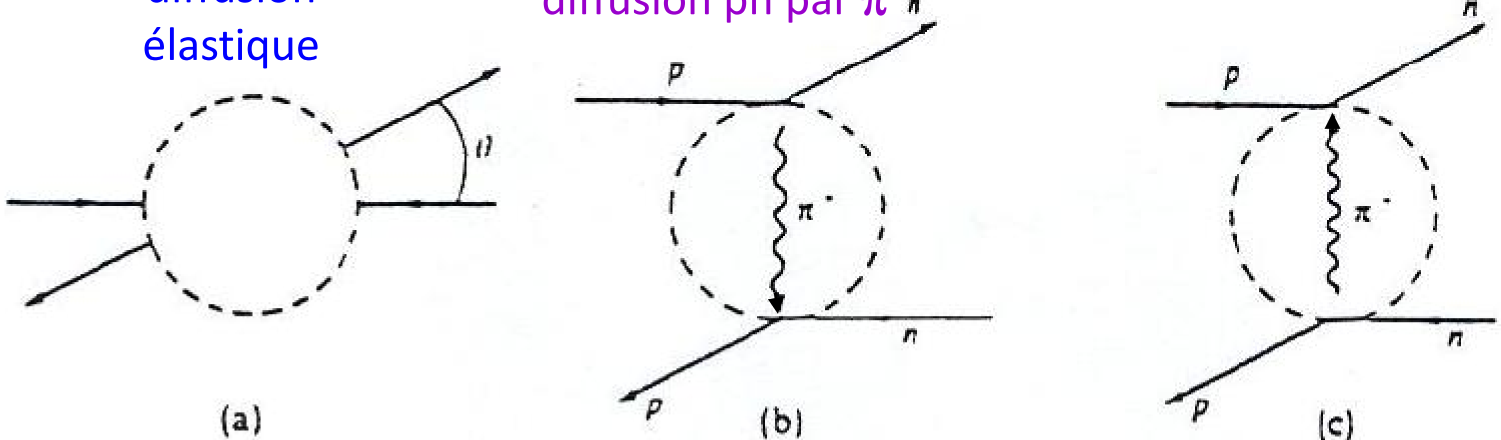
diffusion élastique

$p \rightarrow \pi^+ + n$ et $n + \pi^+ \rightarrow p$

diffusion pn par π^+

$n \rightarrow \pi^- + p$ et $p + \pi^- \rightarrow n$

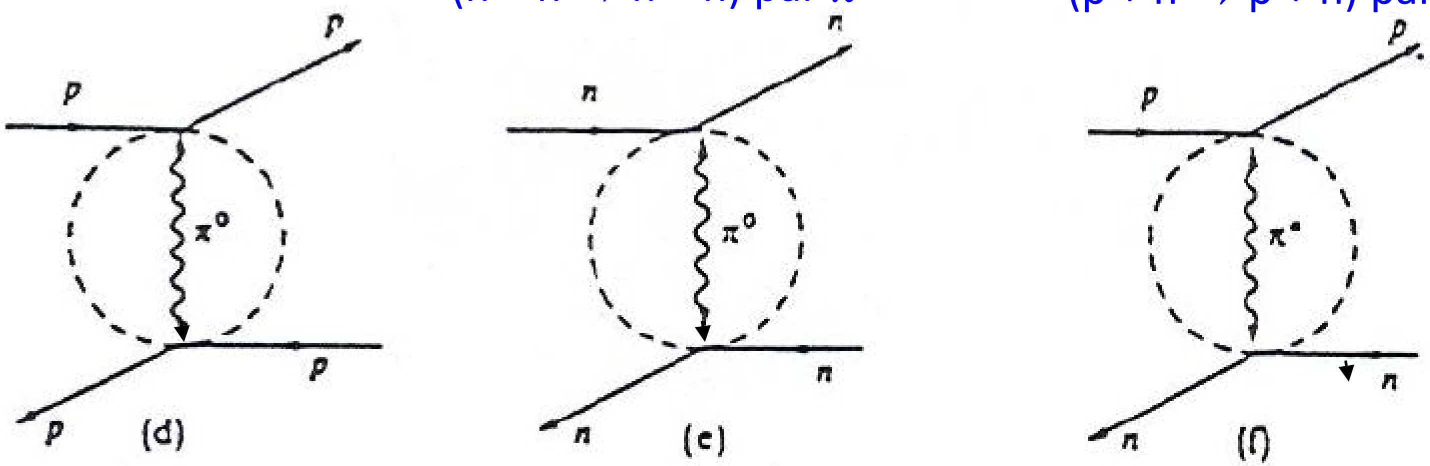
diffusion np par π^-



$(p + p \rightarrow p + p)$ par π^0

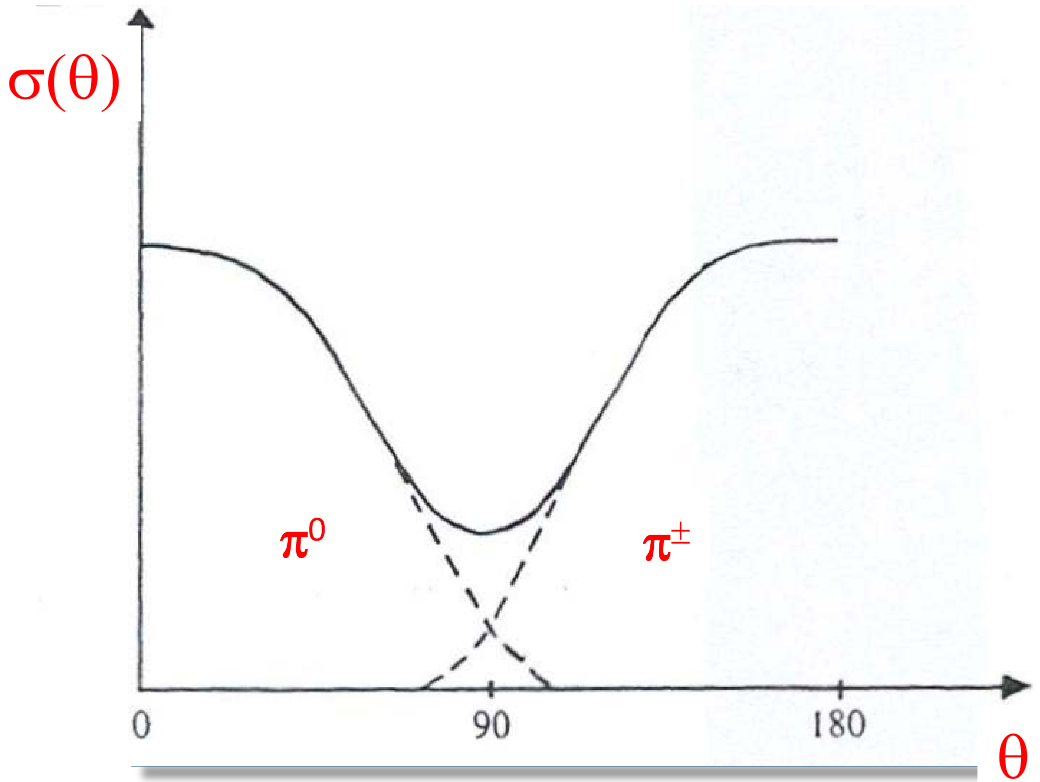
$(n + n \rightarrow n + n)$ par π^0

$(p + n \rightarrow p + n)$ par π^0



Les pions : vecteurs de l'interaction nucléaire forte, $\vec{T}(\pi) = \vec{1}$

$\Rightarrow$ Un détecteur qui attend un proton à θ_{cdm} dans le cas de l'échange d'un $\pi^{\pm}$ va détecter à cet angle un neutron, pendant que le proton va déclencher le détecteur à l'angle (π - θ_{cdm}).



Tant que l'échange des mésons π domine, la distribution angulaire de la diffusion pn est symétrique par rapport à 90°

Cette distribution est la somme de deux contributions : à l'avant celle de l'échange d'un π^0 et à l'arrière celle de l'échange d'un $\pi^{\pm}$.

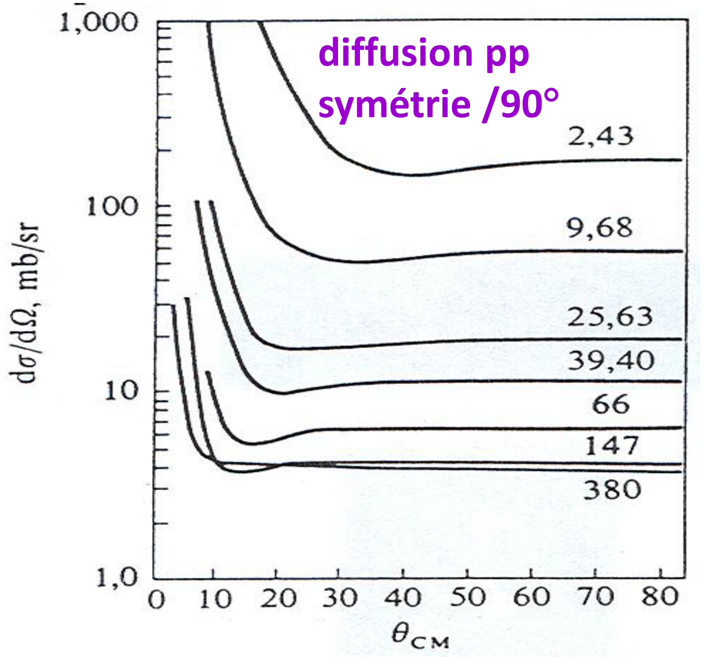
Diffusion p-p : effet Coulombien et indiscernabilité

Les sections efficaces différentielles pp et np ont des valeurs tout à fait comparables pour des énergies identiques du projectile.

Les seules différences entre les diffusions pp et np viennent :

- du phénomène d'échange de charge

- de la diffusion coulombienne qui est présente seulement dans le système pp. Grande portée de l'int. coulomb. $\Rightarrow$ elle se manifeste même aux grands paramètres d'impact (où l'IF est absente), donc aux petits angles $\Rightarrow$ ceci explique la remontée vers l'avant de $d\sigma/d\Omega$



- de l'indiscernabilité des particules

Influence sur la section efficace de l'indiscernabilité des particules

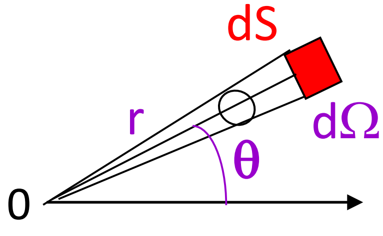
Fonction d'onde $\Psi(r,t)$

$$\Psi(r,t) = \frac{f(\theta)}{r} e^{ikr} e^{-i\omega t}$$

où θ est l'angle de diffusion

Densité de probabilité de présence

$$\Psi\Psi^* = \frac{|f(\theta)|^2}{r^2}$$



Soit ϕ le flux de particules par unité de temps

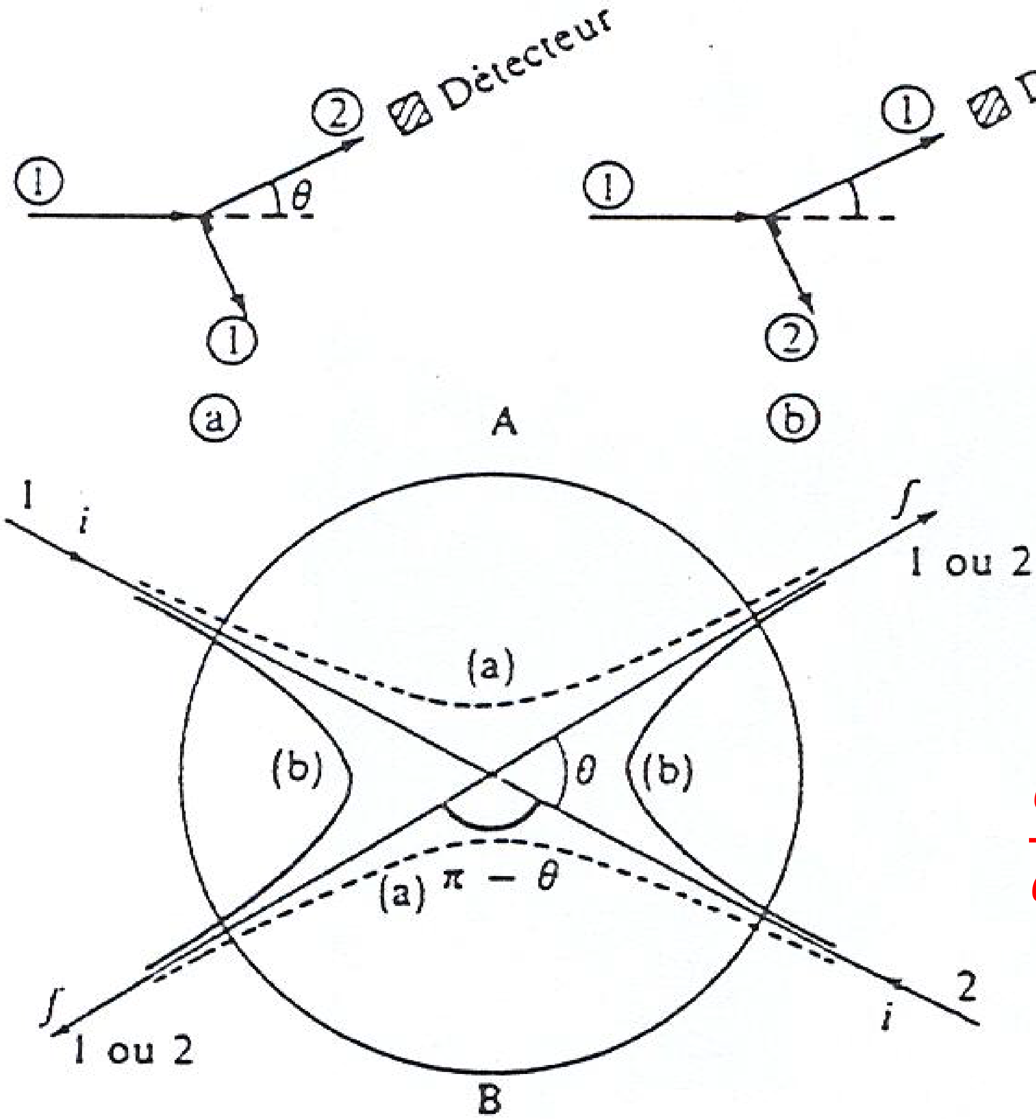
Soit N' le nombre de centre diffuseurs de la cible par unité de surface

Le détecteur placé à la distance r et à l'angle θ a une surface $dS = r^2 d\Omega$

Soit dn le nombre de particules diffusées dans dS par unité de temps

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{dn} &= \phi N' \frac{|f(\theta)|^2}{r^2}\, dS = \phi N' |f(\theta)|^2 \, \mathrm{d}\Omega \\ \text{et } \mathrm{dn} &= \phi N' \frac{d\sigma}{d\Omega}\, d\Omega \end{aligned}\right\} \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2$$

Influence sur la section efficace de l'indiscernabilité des particules



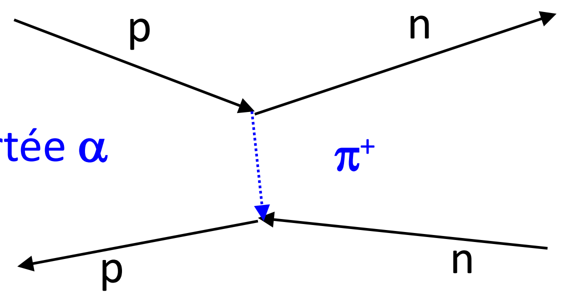
Si les particules sont indiscernables, le détecteur ne peut distinguer entre les deux situations.
Il y a deux angles de diffusion qui sont des angles supplémentaires, ce qui assure la symétrie à 90°

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta) \pm f(\pi - \theta)|^2$$

Caractéristique de l'interaction forte.

Relation entre la portée de l’interaction forte et la masse de la particule échangée

Portée α



Deux nucléons peuvent échanger une particule virtuelle lorsqu’ils s’approchent l’un de l’autre à une distance de l’ordre de grandeur de la portée de l’interaction forte

C’est vrai quelle que soit la masse de la particule échangée, qui n’influe pas sur la conservation de l’énergie.

$\rightarrow$ En effet, l’énergie ne peut être définie à mieux que E_0 près, pendant un temps Δt qui caractérise la durée de l’interaction, tel que

$$E_0 \; \Delta t \geq \hbar \quad \text{(Heisenberg)}$$

$\Rightarrow$ Pendant l’échange, le système nucléon-nucléon est dans un état intermédiaire qui ne peut être défini à mieux qu’à E_0 près

Pour des distances r > 1 fm l'interaction est décrite par l'échange de pions.
Pour des distances inférieure au fm, c'est des mésons plus lourds comme le ϕ, ω, η qui décrivent l'interaction

Le potentiel d'interaction nucléon-nucléon

Quelques mots sur le potentiel d'interaction nucléon-nucléon

Résumé sur les caractéristiques qui différencient les forces nucléaires (d'interaction forte) des autres forces

$\longrightarrow$ Forces nucléaires de courte portée

$\longrightarrow$ Forces nucléaires saturantes

$\longrightarrow$ Répulsion aux courtes distances

$\longrightarrow$ Dépendance en spin

$\longrightarrow$ Dépendance en isospin

Le potentiel le plus simple pour reproduire l'interaction nucléon-nucléon est un potentiel central V(r), qui ne dépend que de r, et doit satisfaire aux trois lois d'invariance :

- Invariance par rapport aux translations dans l'espace (conservation de l'impulsion du système)

- Invariance par rapport aux rotations dans l'espace (conservation du moment cinétique total du système)

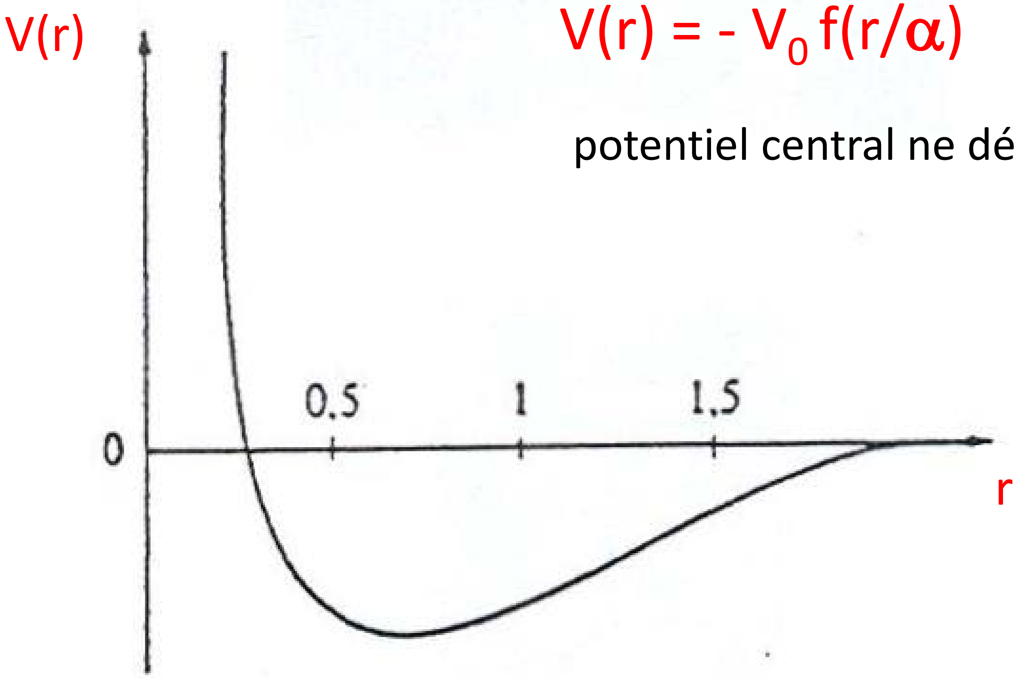
- Invariance par rapport à l'opération de réflexion dans l'espace (conservation de la parité par interaction forte)

Une distribution réaliste du potentiel V(r) doit reproduire :

- l'effet répulsif à courte distance, pour $r \lesssim 0.5$ fm
- une force qui devient quasi nulle pour $r \gtrsim 1.5$ fm

$$V(r) = -V_0\, f(r/\alpha)$$

potentiel central ne dépendant que de r



- La profondeur du potentiel V_0 est liée à l'intensité de la force
- La distance α caractérise la portée de l'interaction forte

Autres termes à ajouter

L'interaction (pn) n'est pas la même dans l'état triplet de spin s = 1 que dans l'état singulet de spin s = 0
$\Rightarrow$ V(r) contient au moins un terme dépendant du spin s.

$\rightarrow$ Potentiel central le plus général dépendant du spin

$$V(r,\overrightarrow{\sigma_1},\overrightarrow{\sigma_2}) = V_0(r) + V_\sigma(r)\,\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}$$

ne dépend que de la distance

rend compte de la dépendance radiale de la part du potentiel qui ne dépend que du spin

$\overrightarrow{\sigma_1}$ *et* $\overrightarrow{\sigma_2}$ sont les matrices de Pauli constituant les opérateurs vectoriels associés aux nucléons 1 et 2

On peut calculer le terme $\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}$ en partant de $\vec{S} = \overrightarrow{S_1} + \overrightarrow{S_2} = \frac{1}{2}\overrightarrow{\sigma_1} + \frac{1}{2}\overrightarrow{\sigma_2}$

On aura donc : $S^2\,|\Psi\rangle = \left(S_1^2 + 2\,\overrightarrow{S_1}.\overrightarrow{S_2} + S_2^2\right)|\Psi\rangle = \left(\frac{3}{2} + \frac{\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}}{2}\right)|\Psi\rangle$ (en se rappelant que $S_i^2\,|\Psi\rangle = s_i(s_i+1)|\Psi\rangle$ d'où le facteur 3/2).

On a alors $\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}\,|\Psi\rangle = (2S^2 - 3)|\Psi\rangle = [2S(S+1) - 3]|\Psi\rangle$

- Pour un état triplet de spin (S=1) on aura donc :

$\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}\,|\chi_{Triplet}\rangle = (4-3)|\chi_{Triplet}\rangle = |\chi_{Triplet}\rangle$ ce potentiel sera attractif

- Pour un état singulet de spin (S=0) on aura donc :

$\overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}\,|\chi_{singulet}\rangle = (0-3)|\chi_{singulet}\rangle = -3|\chi_{singulet}\rangle$ ce potentiel sera répulsif

Donc le potentiel nucléon-nucléon ainsi défini est bien attractif sur l'état triplet de spin et répulsif sur l'état singulet de spin

On a donc bien introduit une dépendance du potentiel en fonction du spin des nucléons.

Autres termes à ajouter

Le rôle du spin peut aussi intervenir par l'intermédiaire d'un terme non central, dit terme tenseur dépendant aussi de l'orientation du vecteur $\vec{r}$ joignant les deux particules, et pas seulement de leur distance r.

Les données expérimentales nécessitent aussi d'inclure un terme dépendant des vitesses. C'est le terme « spin-orbite » $V_{LS}\vec{L}.\vec{S}$, avec

$\vec{L}$: opérateur vectoriel associé au moment angulaire relatif des deux nucléons

$\vec{S}$: opérateur vectoriel associé au spin total des deux nucléons

Les nucléons (fermions) ont une fonction d'onde globale (espace, spin et isospin) antisymétrique d'après le principe de Pauli.

D'après l'indépendance de charge de l'interaction forte, le potentiel d'interaction est indépendant de T_3 mais dépend de $\vec{T}$ $\rightarrow$ le potentiel doit être invariant par rotation dans l'iso-espace, ce qui est obtenu en choisissant un terme d'isospin de la même forme que celui du spin : $V_\tau \, \overrightarrow{\tau_1}.\overrightarrow{\tau_2}$

$V_\tau(r)$ fonction dépendant de r, des paramètres de profondeur et de portée

$\overrightarrow{\tau_1}$ et $\overrightarrow{\tau_2}$ opérateurs vectoriels d'isospin associés aux nucléons 1 et 2

D'où finalement le potentiel d'interaction nucléon-nucléon

Terme de spin

Terme tenseur

$$V\left(r,\overrightarrow{\sigma_1},\overrightarrow{\sigma_2},\overrightarrow{\tau_1},\overrightarrow{\tau_2},\vec{L},\vec{S}\right) = V_0(r) + V_\sigma(r)\ \overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2} + V_T(r)\widehat{S_{12}} + V_{LS}\vec{L}.\vec{S} + V_\tau\ \overrightarrow{\tau_1}.\overrightarrow{\tau_2}$$

Potentiel central

Terme spin-orbite

Terme d'isospin

Avec $\widehat{S_{12}} = 3\left(\overrightarrow{\sigma_1}.\frac{\vec{r}}{r}\right)\left(\overrightarrow{\sigma_2}.\frac{\vec{r}}{r}\right) - \overrightarrow{\sigma_1}.\overrightarrow{\sigma_2}$ l'expression traditionnellement utilisée pour l'opérateur tensoriel.

En résumé sur le concept d'isospin

Le nombre quantique d'isospin $\vec{T}$ est un nombre caractéristique de l'interaction forte, qui caractérise son indépendance de charge

Dans le cadre de l'indépendance de charge de l'interaction forte

Les nucléons correspondent pour l'interaction forte à une particule unique d'isospin $\vec{T} = \frac{\vec{1}}{2}$, existant sous deux états de charge : le proton avec $T_3 = +1/2$ et le neutron avec $T_3 = -1/2$

Même raisonnement pour les pions, et en règle générale pour les particules appartenant à un même multiplet d'isospin (isospin T $\Rightarrow$ 2T+1 particules dans le multiplet ayant chacune une valeur de T_3 séparée de 1 unité de celle des autres)

Pour un noyau, système de A = Z + N nucléons d'isospin 1/2

$$T_3 = \frac{Z - N}{2} \qquad T_{fond} = |T_3| = \left| \frac{Z - N}{2} \right| \qquad T_{fond} \leq T \leq \frac{A}{2}$$

En résumé sur le concept d'isospin

L'interaction forte conserve $\vec{T}$ et T_3, mais on dit qu'elle est indépendante de charge, donc de T_3

$\rightarrow$ on aura les mêmes propriétés pour tous les membres d'un multiplet d'isospin $\vec{T}$, quelle que soit la valeur de T_3

Le concept d'isospin est aussi très utile en physique des particules, car ce nombre quantique est conservé dans tous les processus d'interaction forte. Nous avons vu que l'isospin a joué un rôle important dans la construction du modèle des quarks : la symétrie d'isospin est la symétrie sous l'échange des quarks u et d.

Remarque : dans ce cours, nous utilisons la notation de physique nucléaire $\vec{T}$ pour l'isospin alors qu'en physique des particules, l'isospin est noté $\vec{I}$ (le choix a été fait de ne pas changer de notation en cours de semestre…)

En résumé pour un système à deux nucléons

Isospin $\vec{T} = (\vec{t_1}+\vec{t_2})$ $T_3 = t_{31}+t_{32}$

T	T_3	Etat	Système
1	1	$\lvert p> \lvert p>$	proton-proton
1	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\lvert p> \lvert n> + \lvert n> \lvert p>\right)$	proton-neutron (symétrique d'isospin)
1	-1	$\lvert n> \lvert n>$	neutron-neutron
0	0	$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\lvert p> \lvert n> - \lvert n> \lvert p>\right)$	proton-neutron (antisymétrique d'isospin)

Fin