APENDICE D

LA RENORMALIZACION ISOBARO DELTA-AGUJERO (FORMALISMO RQRPA)

Empezamos con un Hamiltoniano de la forma

$$H = H_N + H_\Delta + H_{N\Delta} , \tag{D.1}$$

donde los subíndices N y Δ indican los subespacios en los cuales los Hamiltonianos H_N, H_Δ and $H_{N\Delta}$ operan. La parte puramente nuclear de H está dada por la ec. (C.1), mientras que H_Δ y $H_{N\Delta}$ son aproximados como:

$$H_{N\Delta} = \frac{\varkappa_{N\Delta}}{2} \sum_{\mu_\tau} \mathcal{O}^+_N(\mu_\tau)\cdot\mathcal{O}_\Delta(\mu_\tau) + \text{h.c.}, \tag{D.2}$$

y

$$H_\Delta = H^{(o)}_\Delta + \frac{\varkappa_{\Delta\Delta}}{2} \sum_{\mu_\tau} \mathcal{O}^+_\Delta(\mu_\tau)\cdot\mathcal{O}_\Delta(\mu_\tau) . \tag{D.3}$$

donde $\varkappa_{N\Delta}$ y $\varkappa_{\Delta\Delta}$ son las respectivas constantes de acoplamiento, $H^{(o)}_\Delta$ es el Hamiltoniano Δh no perturbado, $\mathcal{O}_N(\mu_\tau)\equiv\mathcal{O}(I=1,\mu_\tau)$ y

$$\mathcal{O}_\Delta(\mu_\tau) = \sqrt{\frac{r_{\pi N\Delta}}{2}} \sum_{i=1}^{A} \vec{S}(i)T_\mu(i) . \tag{D.4}$$

La cantidad $r_{\pi N\Delta}$ representa el cociente entre las constantes de acoplamiento $\pi N\Delta$ y πNN (i.e.,$g^2_{\pi N\Delta}/g^2_{\pi NN}= r_{\pi N\Delta}$); para la que tomaremos el valor del modelo de quarks $r_{\pi N\Delta}$=72/25. Los operadores $\vec{S}$ y $\vec{T}$ representan las matrices de transición de spin y de isospin de los espinores 3/2 asociados al isóbaro Δ.

Introduciendo los operadores de creación $\mathbf{d}^+(\mu_\tau)$, con spin y paridad $I^\pi=1^+$ e isospin τ=1, para las excitaciones no perturbadas Δh, el Hamiltoniano $H^{(o)}_\Delta$ queda

$$H_\Delta^{(o)} = \sum_{\mu_\tau} E_\Delta^{(o)}(\mu_\tau) d^+(\mu_\tau) d(\mu_\tau) . \tag{D.5}$$

Las energías de excitación $E_\Delta^{(o)}(\mu_\tau)$ serán aproximadas por

$$E_\Delta^{(o)}(\mu_\tau) = \varepsilon_\Delta^{(o)} + \mu_\tau (U_o - \Delta_C) \ , \tag{D.6}$$

donde U_o es el valor promedio del potencial de simetría. Al mismo tiempo el operador $\mathcal{O}_\Delta(\mu_\tau)$ puede ser expresado en la forma

$$\mathcal{O}_\Delta(\mu_\tau) = \Lambda_\Delta^o(\mu_\tau) d^+(\mu_\tau) + \Lambda_\Delta^o(-\mu_\tau) d(-\mu_\tau) \ , \tag{D.7}$$

donde $\Lambda_\Delta^o(\mu_\tau)$ son las amplitudes de transición no perturbadas dadas por

$$S_\Delta^o(\mu_\tau) \equiv [\Lambda_\Delta^o(\mu_\tau)]^2 = \frac{1}{9} \quad r_{\pi N \Delta} \begin{cases} 3Z+N & \mu_\tau = 1 \\ 2A & \mu_\tau = 0 \\ 3N+Z & \mu_\tau = -1 \end{cases} . \tag{D.8}$$

Ahora podemos diagonalizar el Hamiltoniano H_Δ a través de una transformación unitaria para obtener

$$H_\Delta = \sum_{\mu_\tau} E_\Delta(\mu_\tau) D^+(\mu_\tau) D(\mu_\tau) \ , \tag{D.9}$$

donde $E_\Delta(\mu_\tau)$ y $D^+(\mu_\tau)$ son, respectivamente, la energía de excitación del fonón Δh y los correspondientes operadores de creación. Dentro de la RPA se obtiene

$$\begin{aligned} E_\Delta(\mu_\tau) = & \{\varepsilon_\Delta^o + \varkappa_\Delta [S_\Delta^o(\mu_\tau=0)]^2 - \varkappa_\Delta^2 S_\Delta^o(\mu_\tau=1) S_\Delta^o(\mu_\tau)\}^{1/2} \\ & - \mu_\tau \{U_o - \Delta_C + \frac{\varkappa_\Delta}{2} [S_\Delta^o(\mu_\tau=1) - S_\Delta^o(\mu_\tau=-1)]\} . \end{aligned} \tag{D.10}$$

Las intensidades de transición correspondientes están dadas por

$$\begin{aligned} S_\Delta(\mu_\tau) & \equiv [\Lambda_\Delta(\mu_\tau)]^2 \\ & = \frac{1}{\varkappa_\Delta^2} \left[\frac{S_\Delta(\mu_\tau)}{[E_\Delta^o(\mu_\tau) - E_\Delta(\mu_\tau)]^2} + \frac{S_\Delta(-\mu_\tau)}{[E_\Delta^o(-\mu_\tau) - E_\Delta(\mu_\tau)]^2} \right]^{-1} , \end{aligned} \tag{D.11}$$

y de acuerdo con esto

$$\Theta_{\Delta}(\mu_{\tau})=\Lambda_{\Delta}(\mu_{\tau})D^{+}(\mu_{\tau}) + \Lambda_{\Delta}(-\mu_{\tau})D(-\mu_{\tau}) \ . \tag{D.12}$$

Para poder incluir el acoplamiento entre las cuasipartículas y los fonones Δh los operadores de excitación (C.2) son sustituidos por

$$\Gamma^{+}(\alpha I) \rightarrow \Gamma^{+}(\alpha I) + \sum_{\mu=\pm 1} [X_{\Delta}(\alpha;\mu_{\tau})D^{+}(\mu_{\tau}) - Y_{\Delta}(\alpha;\mu_{\tau})D(-\mu_{\tau})], \tag{D.13}$$

cuando I=1. Loe elementos de matriz QRPA adicionales son:

$$\begin{aligned}
A(\mu_{\tau},\mu_{\tau}') &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[D(-\mu_{\tau}),H,D^{+}(\mu_{\tau})]^{0}|0\rangle = E_{\Delta} \ (\mu_{\tau})\delta_{\mu_{\tau}\mu_{\tau}'} \ , \\
A(pnI,\mu_{\tau}) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[A(pn\bar{I}),H,D^{+}(\mu_{\tau})]^{0}|0\rangle = \varkappa \ \Lambda^{0}(pnI\mu_{\tau}=1)\Lambda_{\Delta}(\mu_{\tau}), \\
A(\mu_{\tau},pnI) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[D(-\mu_{\tau}),H,A^{+}(pnI)]^{0}|0\rangle = \varkappa \ \Lambda^{0}(pnI\mu_{\tau}=1)\Lambda_{\Delta}(\mu_{\tau}), \\
B(\mu_{\tau},\mu_{\tau}') &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[D(-\mu_{\tau}),H,D(-\mu_{\tau})]^{0}|0\rangle = 0 \ , \\
B(pnI,\mu_{\tau}) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[A(pn\bar{I}),H,D(-\mu_{\tau})]^{0}|0\rangle = \varkappa \ \Lambda^{0}(pnI\mu_{\tau}=-1)\Lambda_{\Delta}(\mu_{\tau}), \\
B(\mu_{\tau},pnI) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \langle 0|[D(-\mu_{\tau}),H,A(pn\bar{I})]^{0}|0\rangle = \varkappa \ \Lambda^{0}(pnI\mu_{\tau}=1)\Lambda_{\Delta}(-\mu_{\tau}).
\end{aligned} \tag{D.14}$$

Finalmente, la nueva regla de suma se ve reducida respecto de la regla de suma nucleónica (C.24) por el factor 25/9 [Del82], que es el valor de g_A^2 dentro del modelo de quarks. Así

$$S(I\mu_{\tau}=1) - S(I\mu_{\tau}=-1) = \frac{18}{25} T_{o} \ . \tag{B.15}$$