4.4 Teoría mesónica de la interacción nuclear.

Como hemos visto en la sección anterior el número de contribuciones distintas al potencial nuclear es grande. Teniendo en cuenta que cada una de ellas contiene una función radial arbitraria, es evidente que el determinar dichas funciones sólo a partir de la información experimental disponible y sin usar algún modelo teórico, constituye un problema prácticamente imposible de resolver. Por lo tanto, para avanzar en el análisis de la interacción nuclear es necesario recurrir a alguna teoría sobre la naturaleza de la misma. En esta sección describiremos brevemente la teoría mesónica de la fuerza nuclear. Si bien hoy día se sabe que dicha teoría no es la teoría fundamental de las interacciones fuertes, la teoría mesónica es de suma utilidad para entender la fuerza nuclear a la escala de energías relevante para la Física Nuclear.

En la actualidad las fuerzas fundamentales de la Naturaleza se describen en términos de teorías cuánticas de campos (QFT). Dichas teorías involucran conceptos físicos y matemáticos sumamente elaborados que escapan al alcance del presente texto. Sin embargo, trataremos en lo que resta de esta sección de describir de manera elemental algunas de las ideas básicas en que se basan las QFT, y su relación con la teoría mesónica de las fuerzas nucleares.

En las QFT la interacción se realiza mediante el intercambio de "partículas de campo" entre las partículas interactúantes. Estas partículas de campo tienen carácter bosónico. El ejemplo paradigmático de una de estas teorías es la teoría cuántica del electromagnetismo (QED). En QED "la partícula de campo" recibe el nombre de *fotón.* Los fotones tienen masa nula y, por lo tanto, viajan a la velocidad de la luz. En 1935, Yukawa sugirió que la interacción nuclear tal vez también pudiera derivarse de una QFT . Propuso que la correspondiente "partícula de campo" debía tener masa no nula dándole el nombre de *mesón* π (*pión*). Según Yukawa el potencial de interacción estático, es decir en el límite cuando el momento lineal de las partículas interactúantes es muy pequeño, es de la forma

$$V(r) = -\frac{g^2}{4\pi}\frac{e^{-\mu r}}{r} \tag{4.33}$$

donde μ es proporcional a la masa del pión y g es la constante de acoplamiento, cuyo equivalente en QED es la carga eléctrica. Este potencial difiere del electroestático por la presencia del factor exponencial.

Una manera esquemática de justificar la dependencia radial indicada en la Ec.(4.33) para el potencial nuclear originado por el intercambio de un pión es la siguiente. Las teorías cuánticas de campos se comenzaron a desarrollar a partir de los años 1930's y se basan en la unión de la teoría de la relatividad especial y la mecánica cuántica. Según la primera de estas teorías la relación entre la energía de una partícula libre de masa m y el correspondiente momento lineal es

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4 \tag{4.34}$$

donde c es la velocidad de la luz. Por otro lado, según la mecánica cuántica una manera simple de obtener la ecuación que debe satisfacer la función de onda de una partícula es hacer los reemplazos

$$\vec{p} \to -i\hbar\,\vec{\nabla} \quad ; \quad E \to i\hbar\,\frac{\partial}{\partial t} \tag{4.35}$$

Consideremos ahora el caso de una partícula sin masa, tal como es el caso de un fotón. Utilizando Ecs. (4.34) y (4.35) obtenemos que la correspondiente ecuación para la función de onda del fotón $\phi(\vec{r},t)$ (que en este contexto se suele llamar "campo del fotón") es

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = 0 \tag{4.36}$$

Esta es precisamente la ecuación de Maxwell para el potencial eléctrico en el vacío, es decir en ausencia de densidad de cargas eléctricas $\rho(\vec{r},t)$. Es sabido que en caso de existir dichas cargas la Ec.(4.36) debe modificarse efectuando el reemplazo $0 \to -4\pi\ \rho(\vec{r},t)$ en el lado derecho de la igualdad. En el caso en que la densidad de carga corresponde a una carga estática y puntual de valor e ubicada en el origen, la ecuación para el campo ϕ se reduce a la ecuación de Gauss

$$\nabla^2\phi(\vec{r}) = -\frac{e}{\varepsilon_0}\,\delta(\vec{r}) \tag{4.37}$$

cuya solución es

$$\phi(\vec{r}) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r} \tag{4.38}$$

Por lo tanto el potencial electrostático tiene la bien conocida forma

$$V(\vec{r}) = e\,\phi(\vec{r}) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0}\frac{1}{r} \tag{4.39}$$

Supongamos ahora que la partícula de campo tenga masa m. A partir de las Ecs. (4.34) y (4.35) es fácil ver que la ecuación equivalente a Ec.(4.36) es

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} - \mu^2\,\phi = 0 \tag{4.40}$$

donde $\mu = m\,c/\hbar$. Por lo tanto, en presencia de una carga "fuerte" g puntual y estática la ecuación para el campo ϕ es

$$\nabla^2\phi(\vec{r}) - \mu^2\phi(\vec{r}) = g\,\delta(\vec{r}) \tag{4.41}$$

No es difícil verificar que la solución de esta ecuación es

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{g}{4\pi}\frac{e^{-\mu\, r}}{r} \tag{4.42}$$

Lo que lleva a que el potencial "fuerte" $V(r) = g\,\phi(r)$ sea de la forma que aparece en la Ec.(4.33). Dicho potencial es conocido como el *potencial Yukawa*. Como ya ha sido mencionado este difiere del potencial electrostático Ec.(4.39) por la presencia del término exponencial. Es justamente este factor exponencial el que hace que la interacción nuclear sea de corto alcance. En otras palabras, en el marco de las teorías mesónicas el potencial nuclear es de corto alcance debido al que la correspondiente partícula de campo (también llamada "mediadora") tiene masa no nula. Una estimación del valor de la masa del pión surge de determinar el μ para el cual el numerador en Ec.(4.33) para $r = R$ es aproximadamente un 37 % del valor correspondiente a $r = 0$. Aquí R es el rango de la interacción nuclear. Utilizando $R = 2\,fm$ resulta $m_\pi \approx 100\,MeV/c^2$ lo cual está en razonable acuerdo con el valor experimental $m_\pi\big|_{\exp} = 139\,MeV/c^2$. El pión tiene espín cero y existe en tres estados de carga eléctrica: positiva, negativa y cero, es decir que su isospín es $T_\pi = 1$.