Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Piones piones piones

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Físico

P R E S E N T A :

Marcos López Merino

TUTORA

Dra. Aurore Marie Nicole Pascale Courtoy

Ciudad Universitaria, CD. MX., 2026

Facultad de Ciencias
UNAM

Índice general

A

APÉNDICE

Cálculo de la amplitud de distribución del pion

En esta sección se extiende el cálculo de la amplitud de distribución del pion (PDA), detallando los pasos presentados por Courtoy [1]. La evaluación de la PDA, $\phi(x)$, permite establecer las convenciones y fijar los parámetros para el modelo. Además, los resultados obtenidos servirán para determinar su idoneidad para describirla.

Por definición, la PDA se escribe como

$$\int \frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi} \mathrm{e}^{i\left(x-\frac{1}{2}\right)p^+z^-} \left\langle 0 \middle| \overline{q}\left(-\frac{z}{2}\right) \not{n}\gamma_5 \tau^- q\left(\frac{z}{2}\right) \middle| \pi(p) \right\rangle \Big|_{z^+=\boldsymbol{z}^\perp=0} = \frac{1}{p^+} i\sqrt{2} f_\pi \phi(x), \tag{A.1}$$

con p^+ y z^- componentes en el cono de luz de los 4-vectores. Y que asimismo satisface la condición de normalización

$$\int_0^1 \mathrm{d}x \; \phi(x) = 1.$$

El modelo de Nambu-Jona-Lasinio (NJL) se usa para describir el pion π como estado ligado con 4-momento p, cuya amplitud Bethe-Salpeter (BS) está dada por

$$\boldsymbol{\chi}_{\beta\alpha}\left(x_1, x_2 \pi\right) = \langle 0 | T q_\beta(x_1) \overline{q}_\alpha(x_2) | \boldsymbol{\pi}(p) \rangle.$$

Al resolver la ecuación de Bethe-Salpeter en la aproximación de escalera (*ladder approximation*) con el kernel $V(k, k'; p)$[1] la amplitud BS resulta ser

$$\boldsymbol{\chi}(k;p) = iS\Big(k + \frac{p}{2}\Big)\boldsymbol{\Phi}(k,p)iS\Big(k - \frac{p}{2}\Big). \tag{A.2}$$

donde $S^{-1}(k) = \not{k} - m$ y la función del vértice quark-pion

$$\boldsymbol{\Phi}(k,p) = ig_{\pi qq} i\gamma_5 \boldsymbol{\tau}^{\pi},$$

con la constante de acoplamiento quark-pion $g_{\pi qq}$ determinada por la normalización estándar de la ecuación BS.

La PDA se evalúa desarrollando el elemento de matriz del *r.h.s* de (A.1) y reacomodando los términos con el fin de identificar la amplitud BS $\chi(k;p)$, tal que

$$\begin{aligned} i\frac{\sqrt{2}f_\pi}{p^+}\phi(x) &= \int \frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{i\left(x-\frac{1}{2}\right)p^+z^-}\langle 0|\,\overline{q}_\alpha\big(-\tfrac{z}{2}\big)(\not{n}\gamma_5\tau^-)_{\alpha\beta}q_\beta\big(\tfrac{z}{2}\big)\,|\pi(p)\rangle, \\ &= -\int \frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\langle 0|\,q_\beta\big(\tfrac{z}{2}\big)\overline{q}_\alpha\big(-\tfrac{z}{2}\big)\,|\pi(p)\rangle\Big(\not{n}\gamma_5\tau^-\Big)_{\alpha\beta}, \\ &= -\int \frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\chi_{\beta\alpha}\big(\tfrac{z}{2},-\tfrac{z}{2}\big)\Big(\not{n}\gamma_5\tau^-\Big)_{\alpha\beta}. \end{aligned} \tag{A.3}$$

Para pasar al espacio de momentos definimos la transformada de Fourier como

$$\boldsymbol{\chi}_P(x_1,x_2) = \mathrm{e}^{-iPX}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik\cdot r}\boldsymbol{\chi}(k,P)$$

con centro de masa y coordenadas relativas $X = \mu_1 x_1/(m_1+m_2)$ y $r = x_1 - x_2$, respectivamente, con $\mu_{1,2} = m_{1,2}/(m_1+m_2)$. En el límite quiral, las masas de los quarks satisfacen que $m_1 = m_2$, entonces $\mu_{1,2} = 1/2$,

$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{2}\Big(\frac{z}{2}\Big) + \frac{1}{2}\Big(-\frac{z}{2}\Big) = \frac{z}{2}(1-1) = 0, \\ r &= \frac{z}{2} - \Big(-\frac{z}{2}\Big) = \frac{z}{2} + \frac{z}{2} = z. \end{aligned}$$

[1] $V_{\alpha\beta,\delta\gamma}(k,k';p) = 2iG(i\gamma_5\boldsymbol{\tau}^{\pi})_{\delta\gamma}(i\gamma_5\boldsymbol{\tau}^{\pi})_{\alpha\beta}$.

Esto implica que

$$\boldsymbol{\chi}_P(x_1,x_2)=\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik\cdot z}\boldsymbol{\chi}(k,P)$$

Por lo tanto, (A.3) puede reescribirse como

$$\begin{aligned}
i\frac{\sqrt{2}f_\pi}{p^+}\phi(x) &= -\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik\cdot z}\chi_{\alpha\beta}(k,p)\Big(\not{n}\gamma_5\tau^-\Big)_{\alpha\beta},\\
&= -\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik\cdot z}\,\mathbb{T}\mathrm{r}\Big[\boldsymbol{\chi}(k,p)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big],\\
&= -\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik\cdot z}\\
&\qquad\times\mathbb{T}\mathrm{r}\Big[iS\Big(k+\frac{p}{2}\Big)ig_{\pi qq}i\gamma_5\boldsymbol{\tau}^\pi iS\Big(k-\frac{p}{2}\Big)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big],\\
&= -\big(-ig_{\pi qq}\big)N_c\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+(x-1/2)z^-}\\
&\qquad\times\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\mathrm{e}^{-ik^+z^-}\,\mathrm{tr}\big[S\big(k+\tfrac{p}{2}\big)i\gamma_5\tau^{\pi^+}S\big(k-\tfrac{p}{2}\big)\not{n}\gamma_5\tau^-\big].
\end{aligned}\tag{A.4}$$

El operador $\mathbb{T}\mathrm{r}$ indica la traza sobre los espacios de Dirac, isospín, sabor y color. El número de color N_c surge de evaluar la traza en el espacio de color, dado que el propagador es proporcional a 1_c, se tiene que $\mathrm{tr}(1_c)=N_c$. Posteriormente, se obtiene la traza en el espacio de isospín para π^+. Por otro lado, al reducir el producto escalar en el cono de luz, obtenemos $k\cdot z=kz^-$. Esto se debe a que la separación espacial cumple $z^+=\boldsymbol{z}^\perp=0$, de modo que $k\cdot z=k^+z^-+k^-(0)-\boldsymbol{k}^\perp\cdot\mathbf{0}$.

Sin embargo, aún es posible simplificar $\mathrm{tr}[\cdots]$ a 1.

$$\mathrm{tr}\Big[S\Big(k+\frac{p}{2}\Big)i\gamma_5\tau^{\pi^+}S\Big(k-\frac{p}{2}\Big)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big]=\mathrm{tr}\left[\left(\frac{\not{k}+\frac{\not{p}}{2}+m}{\left(k+\frac{p}{2}\right)^2-m^2+i\varepsilon}\right)i\gamma_5\boldsymbol{\tau}^\pi\left(\frac{\not{k}-\frac{\not{p}}{2}+m}{\left(k-\frac{p}{2}\right)^2-m^2+i\varepsilon}\right)\not{n}\gamma_5\tau^-\right].$$

Obsérvese que el denominador es un escalar. Para aligerar la notación lo definimos como $D=\big[(k+\frac{p}{2})^2-m^2+i\varepsilon\big]\big[(k-\frac{p}{2})^2-m^2+i\varepsilon\big]$, lo cual nos permite enfocarnos en el numerador, obteniendo

$$\mathrm{tr}\Big[\big(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)i\gamma_5\tau^{\pi^+}\big(\not{k}-\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big]=i\,\mathrm{tr}\Big[\big(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\tau^{\pi^+}\gamma_5\big(\not{k}-\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big],$$

$$= i\,\mathrm{tr}\Big[\big(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\tau^{\pi^+}\tau^-\big(-\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\gamma_5\not{n}\gamma_5\Big].$$

Las matrices de isospín y las matrices de Dirac actúan sobre espacios distintos, por lo que conmutan entre sí y pueden reordenarse sin alterar el signo de la expresión; mientras que las matrices de Dirac γ_μ anticonmutan con γ_5, además de satisfacer que $(\gamma_5)^2 = 1$. Por otro lado, se tiene que $\tau^{\pi^+}\tau^- = \sqrt{2}\tau^+\tau^- = \sqrt{2}\,\mathrm{diag}(1,0)$, de modo que la traza es $\sqrt{2}$. Es decir,

$$\begin{aligned}\mathrm{tr}\Big[(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m)i\gamma_5\tau^{\pi^+}(\not{k}-\tfrac{\not{p}}{2}+m)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big] &= -i\sqrt{2}\,\mathrm{tr}\Big[\big(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\big(-\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\not{n}\Big],\\ &= -i\sqrt{2}\,\mathrm{tr}\big[-\not{k}\not{k}\not{n}+\tfrac{1}{2}\not{k}\not{p}\not{n}+m\not{k}\not{n}-\tfrac{1}{2}\not{p}\not{k}\not{n}\\ &\quad+\tfrac{1}{4}\not{p}\not{p}\not{n}+\tfrac{m}{2}\not{p}\not{n}-m\not{k}\not{n}+\tfrac{m}{2}\not{p}\not{n}+m^2\not{n}\big].\end{aligned}$$

Usando la linealidad de la traza y que la traza de un número impar de matrices γ_μ se anula.

$$\begin{aligned}\mathrm{tr}\Big[\big(\not{k}+\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)i\gamma_5\tau^{\pi^+}\big(\not{k}-\tfrac{\not{p}}{2}+m\big)\not{n}\gamma_5\tau^-\Big] &= -i\sqrt{2}m\,\mathrm{tr}[\not{p}\not{n}],\\ &= i\sqrt{2}(-4m).\end{aligned}$$

Reemplazando en (A.4),

$$\begin{aligned}i\sqrt{2}f_\pi\phi(x) &= -i(-4m)p^+\big(-ig_{\pi qq}\big)N_c\sqrt{2}\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{ip^+\left(x-\frac{1}{2}\right)z^-}\mathrm{e}^{-ik^+z^-}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\frac{1}{D},\\ &= -i(-4m)p^+\big(-ig_{\pi qq}\big)N_c\sqrt{2}\int\frac{\mathrm{d}z^-}{2\pi}\mathrm{e}^{i\left(p^+\left(x-\frac{1}{2}\right)-k^+\right)z^-}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\frac{1}{D},\\ &= -i(-4m)p^+\big(-ig_{\pi qq}\big)N_c\sqrt{2}\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\frac{\delta\left(p^+\left(x-\frac{1}{2}\right)-k^+\right)}{D}.\end{aligned} \tag{A.5}$$

Aplicando la sustitución $k \to -k + \frac{p}{2}$ en los términos correspondientes. Para el primer término tenemos

$$\begin{aligned}\left(k-\frac{p}{2}\right)^2 &= \left(\left(-k+\frac{p}{2}\right)-\frac{p}{2}\right)^2 = (-k)^2,\\ &= 2k^+k^- - \boldsymbol{k}_\perp^2.\end{aligned}$$

Y para el segundo término

$$
\begin{aligned}
\left(k+\frac{p}{2}\right)^2 &= \left(\left(-k+\frac{p}{2}\right)+\frac{p}{2}\right)^2 = \left(-k+p\right)^2, \\
&= 2(p^+-k^+)(p^--k^-)-(\boldsymbol{p}^\perp-\boldsymbol{k}^\perp)^2.
\end{aligned}
$$

Con los resultados anteriores, D puede escribirse de la siguiente manera:

$$
\begin{aligned}
D &= \left[2k^+k^- - \boldsymbol{k}_\perp^2 - m^2 + i\varepsilon\right]\left[2(p^+-k^+)(p^--k^-)-(\boldsymbol{p}^\perp-\boldsymbol{k}^\perp)^2 - m^2 + i\varepsilon\right], \\
D &= D_1 D_2.
\end{aligned}
$$

Por último, para el argumento de la función delta de Dirac, aprovechando su paridad,

$$
\begin{aligned}
\delta\left(p^+\left(x-\frac{1}{2}\right)-k^+\right) &= \delta\left(p^+\left(x-\frac{1}{2}\right)-\left(-k^+ + \frac{p^+}{2}\right)\right) = \delta\left(p^+\left(x-1\right)+k^+\right), \\
&= \delta\left(-\left(p^+(1-x)-k^+\right)\right) = \delta\left(p^+(1-x)-k^+\right).
\end{aligned}
$$

Insertando en (A.5),

$$
i\sqrt{2}f_\pi\phi^{\pi^+}(x) = -4mig_{\pi qq}N_c\sqrt{2}ip^+\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4}\frac{\delta\left(p^+\left(1-x\right)-k^+\right)}{D_1D_2}.
$$

La presencia de la función δ impone una descomposición en las componentes del cono de luz para poder resolver la integral sobre d^4k

$$
\int\frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4} = \frac{1}{(2\pi)^2}\int\frac{\mathrm{d}^2k^\perp}{(2\pi)^2}\int\mathrm{d}k^-\int\mathrm{d}k^+.
$$

Nótese el uso indistinto de $k_\perp$ y $k^\perp$.

La integral sobre $\mathrm{d}k^+$ es trivial, i.e. afecta únicamente a los términos D_1 y D_2 del denominador. La función δ impone la componente-$+$ del momento transportado por el quark resultante.

$$
\begin{aligned}
D_1 &= 2p^+(1-x)k^- - \boldsymbol{k}_\perp^2 - m^2 + i\varepsilon, \\
&= 2p^+(1-x)\left[k^- - \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2+m^2}{2p^+(1-x)} + \frac{i\varepsilon}{2p^+(1-x)}\right].
\end{aligned} \tag{A.6}
$$

y

$$
\begin{aligned}
D_2 &= 2(p^+ - 2p^+(1-x))(p^- - k^-) - (\boldsymbol{p}^\perp - \boldsymbol{k}^\perp)^2, \\
&= 2p^+x(p^- - k^-) - ((\boldsymbol{p}^\perp - \boldsymbol{k}^\perp)^2 + m^2) + i\varepsilon, \\
&= 2p^+x\Big[p^- - k^- - \frac{(\boldsymbol{p}^\perp - \boldsymbol{k}^\perp)^2 + m^2}{2p^+x} + \frac{i\varepsilon}{2p^+x}\Big].
\end{aligned} \tag{A.7}
$$

Con esto procedemos realizar la integración respecto a $\mathrm{d}k^-$, apoyándonos del teorema del residuo y recordando que $\boldsymbol{p}^\perp = \boldsymbol{0}$, $p^+ > 0$ y $0 \leq x \leq 1$. Como primer paso, debemos encontrar los polos de la función. Para (A.6),

$$
k_1^- = \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2}{2p^+(1-x)} - \frac{i\varepsilon}{2p^+(1-x)} \tag{A.8}
$$

que se encuentra localizado en semiplano inferior, pues $-\varepsilon/2p^+(1-x) < 0$.

Ahora, el polo de (A.7) es

$$
k_2^- = p^- - \frac{(\boldsymbol{p}^\perp - \boldsymbol{k}^\perp)^2 + m^2}{2p^+x} + \frac{i\varepsilon}{2p^+x}. \tag{A.9}
$$

localizado en el semiplano superior. Reescribiendo (A.6) y (A.7) en términos de (A.8) y (A.9), la integral a calcular es

$$
\int \mathrm{d}k^- \, \frac{-1}{4(p^+)^2x(1-x)(k^- - k_1^-)(k^- - k_2^-)}
$$

y eligiendo la curva dada por el semicírculo recorrido en sentido levógiro en el semiplano superior, por el teorema del residuo,

$$
\int_\gamma \mathrm{d}k^- \, \frac{1}{(k^- - k_1^-)(k^- - k_2^-)} = 2\pi i \operatorname{Res}\big(\tfrac{1}{D_1D_2}, k_2^-\big) \tag{A.10}
$$

pues la curva solo encierra al polo k_2^-. Por lo que el residuo, al tener polos simples se cálcula como

$$
\operatorname{Res}\big(\tfrac{1}{D_1D_2}, k_2^-\big) = \lim_{k^- \to k_2^-} (k^- - k_2^-) \frac{1}{(k^- - k_1^-)(k^- - k_2^-)} = \frac{1}{k_2^- - k_1^-}
$$

Simplificando la diferencia $k_2^- - k_1^-$,

$$\begin{aligned}
k_2^- - k_1^- &= p^- - \frac{(\boldsymbol{p}^\perp - \boldsymbol{k}^\perp)^2 + m^2}{2p^+ x} - \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2}{2p^+(1-x)} = p^- - \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2}{2p^+}\Big(\frac{1}{x} + \frac{1}{1-x}\Big), \\
&= p^- - \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2}{2p^+ x(1-x)} = \frac{m_\pi^2}{2p^+} - \frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2}{2p^+ x(1-x)}, \\
&= -\frac{\boldsymbol{k}_\perp^2 + m^2 + m_\pi^2 x(x-1)}{2p^+ x(1-x)}.
\end{aligned} \tag{A.11}$$

Entonces el integrando toma la forma

$$\frac{-1}{4(p^+)^2 x(1-x)} \cdot 2\pi i \cdot \frac{-2p^+ x(1-x)}{k_\perp^2 + m^2 + m_\pi^2 x(x-1)} = \frac{\pi i}{p^+(k_\perp^2 + M^2)}. \tag{A.12}$$

donde $M^2 = m^2 + m_\pi^2 x(x-1)$. Para obtener la integral sobre $\mathrm{d}^2 k^\perp$ debe transformarse a coordenadas polares y hacerse un cambio de variable dado por $u = k_\perp^2$ tal que $\mathrm{d}u = 2k^\perp\,\mathrm{d}k^\perp$.

$$\begin{aligned}
\frac{i}{4\pi p^+}\int \mathrm{d}^2 k^\perp \,\frac{1}{k_\perp^2 + M^2} &= \frac{i}{4\pi p^+}\int_0^{2\pi}\mathrm{d}\theta\int_0^\infty \mathrm{d}k^\perp\,\frac{k^\perp}{k_\perp^2 + M^2} = \frac{i}{4p^+}\int_0^\infty \mathrm{d}u\,\frac{1}{u + M^2}, \\
&= \frac{i}{4\pi p^+}\Big[\ln(k_\perp^2 + M^2)\Big]_0^\infty.
\end{aligned}$$

Notemos que la función diverge en ∞ y en el estudio de las TDAs es importante preservar tanto la covariancia de Lorentz como la invariancia de *gauge*. El esquema de Pauli-Villars sarisface estas condiciones, introduciendo un número mínimo de masas reguladoras m_j y constantes c_j de tal forma que el resultado se vuelva finito, mediante la sustitución[1]

$$\int \frac{\mathrm{d}^4 p}{(2\pi)^4} f(p, m^2) \mapsto \int \frac{\mathrm{d}^4 p}{(2\pi)^4}\sum_{j=0}^{2} c_j f(p, m_j^2)$$

donde los valores estándar de los coeficientes son $c_0 = c_2 = 1$ y $c_1 = -2$. Entonces la integral con esta regularización es

$$\frac{i}{4\pi p^+}\sum_{j=0}^{2} c_j \Big[\ln(k_\perp^2 + M_j^2)\Big]_0^\infty. \tag{A.13}$$

Evaluando los los límites,

- $k^{\perp} \to \infty$

  Expandiendo el logaritmo,

$$\sum_{j=0}^{2} c_j \ln(k_{\perp}^2 + M_j^2) = \sum_{j=0}^{2} c_j \ln(k_{\perp}^2 + M_j^2) + \mathcal{O}\big(\tfrac{1}{k_{\perp}^2}\big) \to 0$$

  por la propiedad que satifacen los coeficiente, $\sum_{j=0}^{2} c_j = 0$.

- $k^{\perp} = 0$

$$-\sum_{j=0}^{2} c_j \ln(0 + M_j^2) = -\sum_{j=0}^{2} c_j \ln M_j^2.$$

  Y nuevamente por la característica de los coeficientes podemos introducir una escala de referencia m^2, tal que

$$\begin{aligned} -\sum_{j=0}^{2} c_j \ln M_j^2 + \sum_{j=0}^{2} c_j \ln m^2 &= -\sum_{j=0}^{2} c_j \ln \frac{M_j^2}{m^2}, \\ &= -\sum_{j=0}^{2} \ln \frac{m_j^2 + m_\pi^2 x(1-x)}{m^2}. \end{aligned}$$

Al introducir lo anterior en (A.13)

$$\frac{-i}{4\pi p^+} \sum_{j=0}^{2} \ln \frac{m_j^2 + m_\pi^2 x(1-x)}{m^2}.$$

Como resultado final, la integral en d^4k es

$$\int \frac{\mathrm{d}^4k}{(2\pi)^4} \frac{\delta\big(p^+\big(1-x\big) - k^+\big)}{D = \big[(k+\frac{p}{2})^2 - m^2 + i\varepsilon\big]\big[(k-\frac{p}{2})^2 - m^2 + i\varepsilon\big]} = -\frac{i}{(4\pi)^2 p^+} \sum_{j=0}^{2} \ln \frac{m_j^2 + m_\pi^2 x(1-x)}{m^2}$$

lo cual es proporcional a la integral de dos propagadores $\tilde{I}_{2,p}(x, \xi = 0)$. En límite quiral la PDA es igual a la constante 1.

Bibliografía

[1] A. Courtoy. “Generalized Parton Distributions of Pions. Spin Structure of Hadrons”. Tesis doct. 13 de oct. de 2009. arXiv: `1010.2974 [hep-ph]`.