

Teorías Cuánticas de Campos Efectivas: Caso no Perturbativo

José Antonio Oller Berber

- **Introducción: EFT**
- **QCD: Teoría Quiral de Perturbaciones (CHPT)**
- **Teoría Quiral de Perturbaciones Unitaria (UCHPT)**
- **Interacciones Nucleón-Nucleón**

1. Introducción: EFT

Las **Teorías Cuánticas de Campos** emergen de imponer a la **Mecánica Cuántica** los requerimientos de **Invarianza Lorentz** de los elementos de matriz S entre estados de partículas que forman representaciones irreducibles del grupo de Lorentz:

$$[H(x), H(y)] = 0 \quad (x-y)^2 < 0 \quad (\text{causalidad})$$

Más el **Principio de Descomposición en Clusters** (localidad):

$$S_{\alpha_1 + \alpha_2 + \dots + \alpha_N \rightarrow \beta_1 + \beta_2 + \dots + \beta_N} \rightarrow S_{\alpha_1 \rightarrow \beta_1} S_{\alpha_2 \rightarrow \beta_2} \dots S_{\alpha_N \rightarrow \beta_N}$$

S. Weinberg, *The Quantum Theory of Fields, Vol. I*, Cambridge 1995;
hep-th/9702027

Adicionalmente se imponen las simetrías de la teoría en término de los grados de libertad "elementales" presentes en el Lagrangiano.

Teorías Cuánticas de Campos Efectivas: se escribe la densidad lagrangiana más general posible consiste con la simetrías de la teoría y con los grados de libertad relevantes.

$$\mathbf{L}_{\text{efectivo}} = \mathbf{L}_{D \leq 4} + \sum_{D > 4} \Lambda^{-(D-4)} \sum_{i_D} g_{i_D} \mathcal{O}_{i_D}$$

Teorías Cuánticas de Campos Efectivas: se escribe el Lagrangiano más general posible consiste con la simetrías de la teoría y con los grados de libertad relevantes.

$$\mathbf{L}_{\text{efectivo}} = \mathbf{L}_{D \leq 4} + \sum_{D > 4} \Lambda^{-(D-4)} \sum_{i_D} g_{i_D} \mathbf{O}_{i_D}$$

TÉRMINOS
RELEVANTES Y
MARGINALES

Potencialmente
renormalizables

ACOPLOS
ADIMENSIONALES
DE O(1)

TÉRMINOS DE
DIMENSIÓN D>4

Teorías Cuánticas de Campos Efectivas: se escribe el Lagrangiano más general posible consiste con la simetrías de la teoría y con los grados de libertad relevantes.

$$\mathcal{L}_{\text{efectivo}} = \mathcal{L}_{D \leq 4} + \sum_{D > 4} \Lambda^{-(D-4)} \sum_{i_D} g_{i_D} \mathcal{O}_{i_D}$$

TÉRMINOS
RELEVANTES Y
MARGINALES

Potencialmente
renormalizables

ACOPLOS
ADIMENSIONALES
DE O(1)

TÉRMINOS DE
DIMENSIÓN D>4

SUPRIMIDOS POR (w/Λ)

No se impone el requerimiento de renormalizabilidad de la teoría.

No buscamos una "teoría fundamental" (QED, QCD, Electrodébil, etc)

Este hecho implica un power counting, de forma que los cálculos se realizan orden a orden, hasta uno dado.

Los infinitos se reabsorben a orden a orden.

Para ello es necesario que las mismas simetrías que gobiernan la acción gobiernen estos infinitos de modo que así halla contratérminos que los puedan absorben.

Ejemplo. ¿Por qué el cielo es azul? D.B. Kaplan nucl-th/9506035

En este caso se trata de estudiar proceso de colisión a baja energía de la luz por átomos neutros:

$$E_\gamma \ll \Delta E \ll r_0^{-1} \ll M_{\text{átomo}}; \quad \Delta E \sim \alpha^2 m_e, \quad r_0^{-1} \sim \alpha m_e.$$

Los átomos los consideraremos infinitamente pesados con velocidad fija $v=(1,0,0,0)$, en el sistema de ref. en reposo. ϕ_v .

Imponemos invarianza Lorentz e Invarianza Gauge

Como los átomos son neutros, el campo del fotón sólo entra a través de

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu; \quad \phi_v^\dagger \phi_v; \quad \partial_\mu; \quad v_\mu$$

Podemos prescindir: $\partial^\mu F_{\mu\nu} = 0$ (Ecs. Maxwell); $v_\mu \partial^\mu \phi_v = \partial_\mu \partial^\mu \phi_v = 0$

(energía fundamental del átomo se toma cero)

$$\mathbf{L} = \mathbf{c}_1 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \mathbf{c}_2 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{v}^\alpha \mathbf{F}_{\alpha\mu} \mathbf{v}_\beta \mathbf{F}^{\beta\mu} \\ + \mathbf{c}_3 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} (\mathbf{v}^\alpha \partial_\alpha) \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \dots$$

Al aumentar el número de derivadas, aumenta la dimensión del término correspondiente $[\partial]=1$, $[\mathbf{F}_{\mu\nu}]=2$, $[\phi_{\mathbf{v}}]=3/2$

$$[\mathbf{c}_1] = [\mathbf{c}_2] = -3, \quad [\mathbf{c}_3] = -4$$

Las dimensiones negativas se expresan a partir de escalas propias de los átomos: inversa de su tamaño $r_0^{-1} \sim \alpha m_e$ y energías de excitación $\Delta E \sim \alpha^2 m_e$, y para energías del fotón mucho menores son despreciables. Por lo tanto, las derivadas implican tetramomento del fotón que están suprimidas

$$\mathbf{L} = \mathbf{c}_1 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \mathbf{c}_2 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{v}^\alpha \mathbf{F}_{\alpha\mu} \mathbf{v}_\beta \mathbf{F}^{\beta\mu}$$

$$\mathbf{c}_1 = \mathbf{a}_1 r_0^3, \quad \mathbf{c}_2 = \mathbf{a}_2 r_0^3; \quad \mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2 \sim \mathbf{O}(1)$$

$$\sigma \propto E_\gamma^4 r_0^6$$

$$\mathbf{L} = \mathbf{c}_1 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \mathbf{c}_2 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{v}^\alpha \mathbf{F}_{\alpha\mu} \mathbf{v}_\beta \mathbf{F}^{\beta\mu} \\ + \mathbf{c}_3 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} (\mathbf{v}^\alpha \partial_\alpha) \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \dots$$

Al aumentar el número de derivadas, aumenta la dimensión del término correspondiente $[\partial]=1$, $[\mathbf{F}_{\mu\nu}]=2$, $[\phi_{\mathbf{v}}]=3/2$

$$[\mathbf{c}_1] = [\mathbf{c}_2] = -3, \quad [\mathbf{c}_3] = -4$$

Las dimensiones negativas se expresan a partir de escalas propias de los átomos: inversa de su tamaño $r_0^{-1} \sim \alpha m_e$ y energías de excitación $\Delta E \sim \alpha^2 m_e$, y para energías del fotón mucho menores son despreciables. Por lo tanto, las derivadas implican tetramomento del fotón que están suprimidas

$$\mathbf{L} = \mathbf{c}_1 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{F}_{\mu\nu} \mathbf{F}^{\mu\nu} + \mathbf{c}_2 \phi_{\mathbf{v}}^\dagger \phi_{\mathbf{v}} \mathbf{v}^\alpha \mathbf{F}_{\alpha\mu} \mathbf{v}_\beta \mathbf{F}^{\beta\mu}$$

$$\mathbf{c}_1 = \mathbf{a}_1 r_0^3, \quad \mathbf{c}_2 = \mathbf{a}_2 r_0^3; \quad \mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2 \sim \mathbf{O}(1)$$

$$\sigma \propto E_\gamma^4 r_0^6 (1 + \mathbf{O}(E_\gamma / \Delta E_\gamma))$$

Colisión Luz con Luz

Euler, Heisenberg, 1936

$w \ll m_e \sim 0.5 \text{ MeV}$

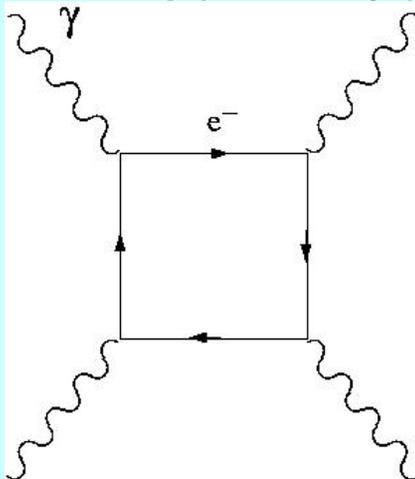
$$L_{\text{QED}}[\bar{\psi}, \psi, A_\mu] \rightarrow L_{\text{efec}}[A_\mu]$$

El Lagrangiano efectivo se construye imponiendo invarianza Lorentz, de Gauge, conjugación de carga y paridad

$$L_{\text{efec}} = -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{a}{m_e^4} (F^{\mu\nu} F_{\mu\nu})^2 + \frac{b}{m_e^4} (F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu})^2 + \mathcal{O}\left(\frac{w^6}{m_e^6}\right)$$

$$\tilde{F}^{\mu\nu} = \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\alpha\beta} F_{\alpha\beta} \quad ; \quad F_{\mu\nu} \sim w$$

QED \rightarrow $a = -\frac{\alpha^2}{36}$ $b = \frac{7\alpha^2}{90}$



$\alpha \approx 1/137$, pero podría ser ~ 1

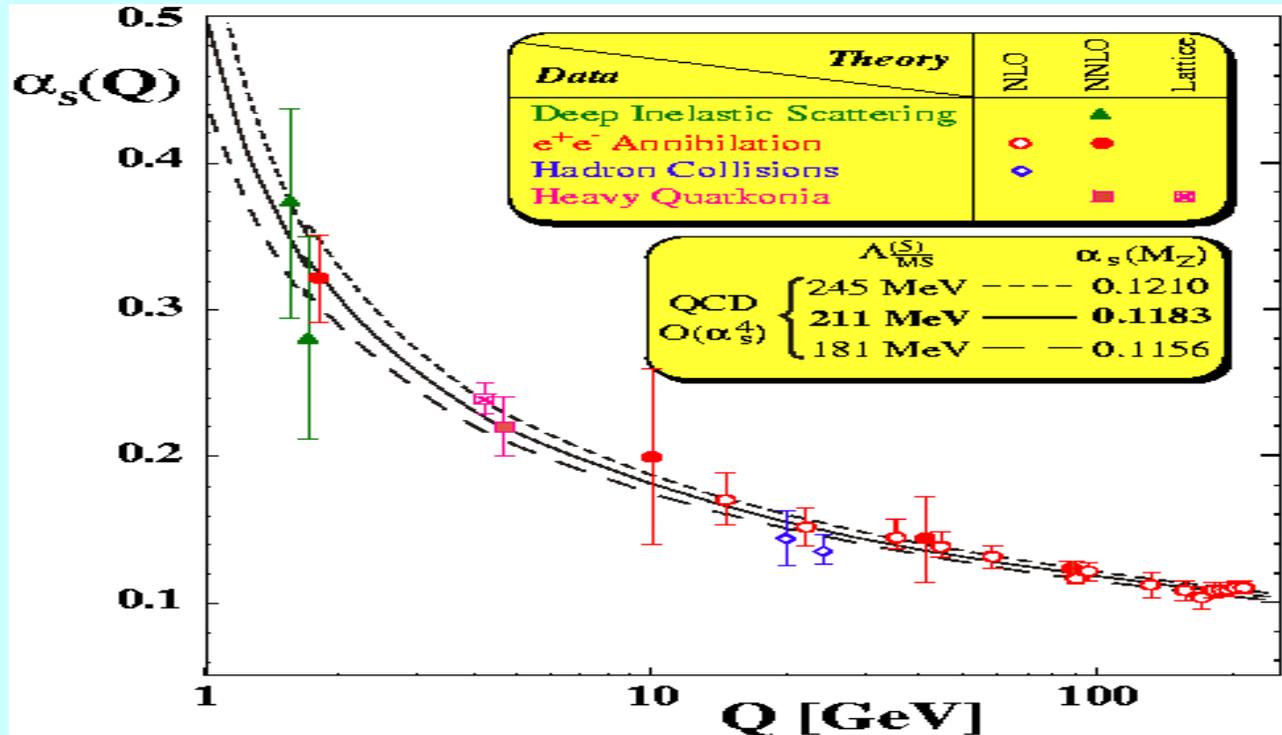
Para QED perturbativa es fundamental que $\alpha \ll 1$, pero no para la EFT, $\left(\frac{w}{m_e}\right)^2 \ll 1$

QCD y TEORÍA QUIRAL DE PERTURBACIONES

Aquí $\alpha_s \sim 1$, a energías bajas e intermedias, y no se puede calcular con QFT perturbativa (Diagrams de Feynman)

$$\Gamma_R(p_i, \alpha; \mu) = \Gamma_R(p_i, \alpha'; \mu') \quad \mu \rightarrow \mu'$$

$$\mu \frac{d\alpha}{d\mu} = \alpha \beta(\mu, \alpha) \quad QCD \quad \beta < 0 \quad ; \quad QED \quad \beta > 0$$



$$L_{QCD} = \sum_A \bar{q}_L^A (i\gamma^\mu D_\mu - m_A) q^A - \frac{1}{4} \sum_a G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

SIMETRÍA QUIRAL: A índices de sabor $A=\{u,d,(s)\}$

$$L_{QCD} = \sum_A \bar{q}_L^A (i\gamma^\mu D_\mu) q_L^A + \sum_A \bar{q}_R^A (i\gamma^\mu D_\mu) q_R^A + \sum_A m_A (\bar{q}_L^A q_R^A + \bar{q}_R^A q_L^A) + \dots$$

$$q_L^A = \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) q^A, \quad q_R^A = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) q^A$$

$$q_L^A \rightarrow \sum_B U_L^{AB} q_L^B, \quad q_R^A \rightarrow \sum_B U_R^{AB} q_R^B, \quad U_{L(R)} U_{L(R)}^\dagger = 1, \quad \det U_{L(R)} = 1$$

$SU(3)_L \otimes SU(3)_R$ Simetría conservada para quarks no masivos $m_A=0$
(quarks u,d,(s))

Si esta simetría se realizase a la Wigner se observarían entonces partículas degeneradas con paridad opuesta, pero esto no es así.

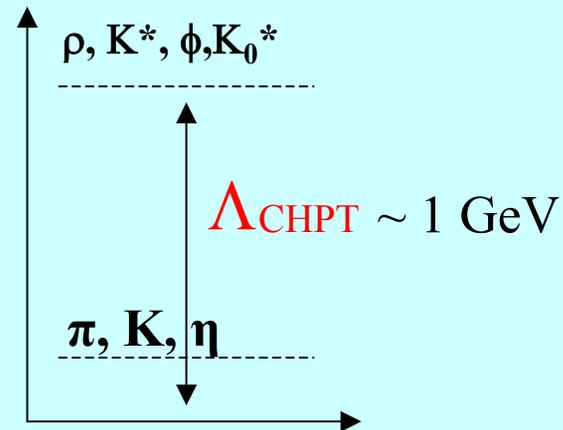
$$P U_R P^{-1} = U_L, \quad P U_L P^{-1} = U_R$$

Ruptura espontánea de la simetría quiral (el vacío no es invariante bajo $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$)

$$SU(3)_L \otimes SU(3)_R \longrightarrow SU(3)_{L+R} \equiv SU(3)_V$$

8(3) generadores no aniquilan el vacío y a partir del teorema de Goldstone, debe haber 8(3) bosones de Goldstone

Debido a la masa finita aunque pequeña de los quarks u,d (s), estos bosones de Goldstone adquieren finalmente una masa proporcional a m_A



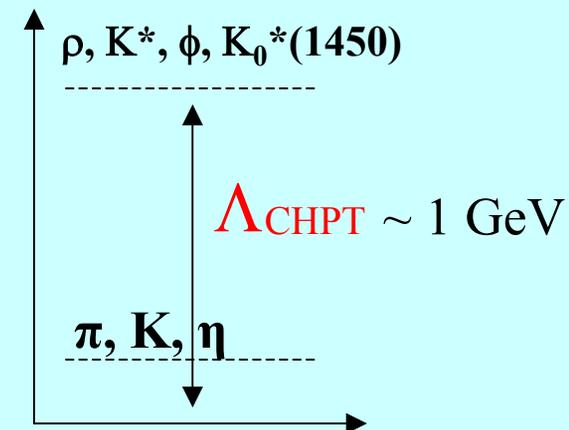
Ruptura espontánea de la simetría quiral (el vacío no es invariante bajo $SU(3)_L \otimes SU(3)_R$)

$$SU(3)_L \otimes SU(3)_R \longrightarrow SU(3)_{L+R}$$

8(3) generadores no aniquilan el vacío y a partir del teorema de Goldstone, debe haber 8(3) bosones de Goldstone

Debido a la masa finita aunque pequeña de los quarks u,d (s), estos bosones de Goldstone adquieren finalmente una masa proporcional a m_A

- Se toman los pseudobosones de Goldstone como grados de libertad, $E \ll \Lambda_{\text{CHPT}}$.
- Se escribe el Lagrangiano más general posible consiste con invarianza Lorentz, conjugación de carga, paridad, simetría quiral (se realiza no-linealmente)



S. Coleman, J.Wess, B.Zumino PR17(1969)2239;
C.Callan,S.Coleman,J.Wess,B.Zumino PR177(1969)2247.

□ La igualdad con respecto a las funciones de Green de QCD se realiza orden a orden, en un desarrollo en potencias de los momentos externos de los bosones de Goldstone sobre la escala asociada con las excitaciones masivas (orden árbol) o correcciones unitarias (loops).

□ La igualdad con respecto a la funciones de Green de QCD se realiza orden a orden, en un desarrollo en potencias de los momentos externos de los bosones de Goldstone sobre la escala asociada con las excitaciones masivas (orden árbol) o correcciones unitarias (loops).

Ejemplo: dispersión $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $p \ll \Lambda_{CHPT}$ en CHPT (Weinberg ('67,'79), Gasser&Leutwyler '85)

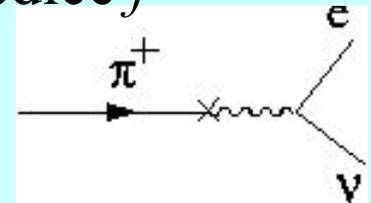
$$U = e^{\frac{i\pi}{\sqrt{2}f}}, \quad \pi = \begin{bmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} & \pi^+ \\ \pi^- & \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} \end{bmatrix}$$

f fija la escala de masas

$$\Lambda_{CHPT} \sim 4\pi f, \quad f \sim 100 \text{ MeV}$$

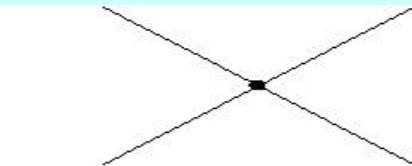
1. QCD predice f

2. Se mide

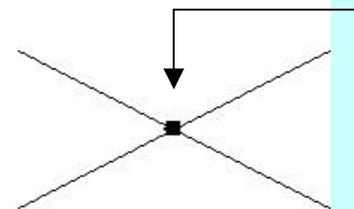
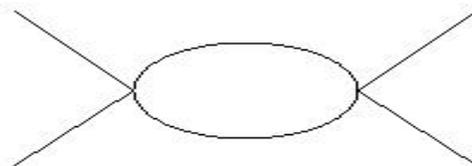


$$L_{efec} = \frac{f^2}{8} \text{Tr}[\partial_\mu U \partial^\mu U] + O(\partial^4), \quad (m_A \rightarrow 0)$$

Predice:
LO



NLO



Nuevo
contratérmino
 $\sim \left(\frac{\partial}{\Lambda_{CHPT}}\right)^4$

- ❑ Independiente de modelo.
- ❑ Sistemático.
- ❑ El mismo esquema se puede aplicar ante la presencia de campos masivos (nucleones) cuando éstos están muy próximos a su capa de masas (virtualidades $\ll \Lambda_{\text{CHPT}}$), p.e. HBCHPT (1 barión).
- ❑ Tiene un rango de convergencia muy restringido, típicamente por debajo de 0.4 GeV.
- ❑ Al aumentar el orden del desarrollo quiral se pierde el poder perturbativo de la teoría.

LO f, M_π, M_K (3) ; NLO ... 12 (10) ; NNLO ... **112** (90).

- ❑ No se puede aplicar tal cual ante la presencia de estados ligados, p.e. el deuteron en nucleón-nucleón ($E_B=2.22$ MeV), $\Lambda(1405)$ para $\overline{K} N$, $\pi \Sigma$
o en general cuando los bosones de Goldstone interactúan fuertemente, p.e. L=I=0 interacción $\pi\pi$, resonancia $\sigma(500)$.

TEORÍA QUIRAL DE PERTURBACIONES UNITARIA: UCHPT

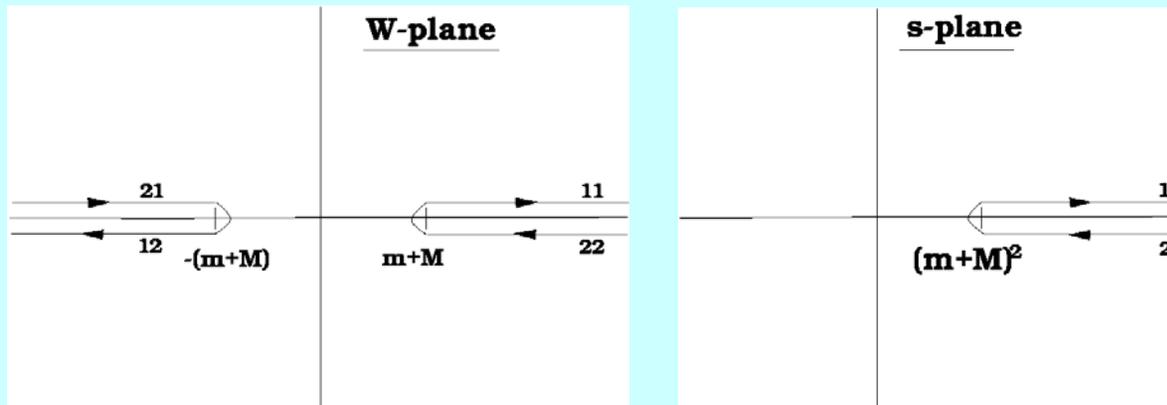
1. Esquema sistemático que se puede aplicar cuando las interacciones entre los pseudobosones de Goldstone o con campos masivos son no perturbativas.
 - Ondas S mesón-mesón con $I=0,1,1/2$; Onda S con extrañeza -1 de mesón-barión; Ondas S de nucleón-nucleón $^1S_0, ^3S_1$; Sector de Higgs fuertemente interactuante, etc... **PRESENCIA DE ESTADOS LIGADOS**
2. Se pueden tener en cuenta entonces:
 - Canales acoplados que interactúan fuertemente.
 - Grandes loops de unitariedad.
 - Resonancias, estados ligados.
3. Esto permite también el uso de los Lagrangianos Quirales para mayores energías, propiciando parametrizaciones que tienen en cuenta las restricciones quirales (a bajas energías pero que éstas a su vez tienen repercusiones en la zona resonante). **De 1.5 a 2 GeV (empalmar con QCD perturbativa a través de reglas de suma de QCD)**
4. La misma teoría se puede aplicar a procesos de producción, sin introducir nuevos parámetros libres (en su aplicación para procesos a bajas energías):
 - Fotoproducción: $\gamma \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0, \pi^+ \pi^-, \pi^0 \eta, K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0$
 - Desintegraciones: $J/\Psi \rightarrow \phi(\omega) \pi\pi, K\bar{K}$
 $\phi(1020) \rightarrow \gamma K^0 \bar{K}^0, \gamma \pi^0 \pi^0, \gamma \pi^0 \eta$

Expresión General para una Onda Parcial

- Por encima del umbral y sobre el eje físico (región física), una onda parcial debe satisfacer debido a unitariedad:

$$\text{Im} T_{ij} = \sum_k T_{ik} \rho_k T_{kj}^* \rightarrow \text{Im} T_{ij}^{-1} = -\rho_i \delta_{ij} \quad \text{Corte unitario}$$

$$W = \sqrt{s}$$

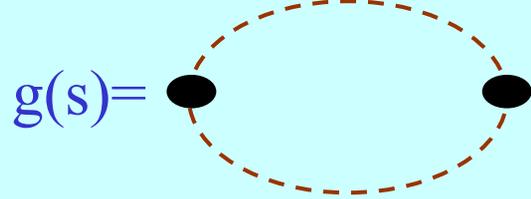


Realizamos una relación de dispersión para la inversa de una onda parcial (la discontinuidad a lo largo del corte derecho es conocida)

$$T_{ij}^{-1} = \boxed{R_{ij}^{-1}} + \delta_{ij} \left(g(s_0)_i - \frac{s - s_0}{\pi} \int \frac{\rho(s')_i ds'}{(s' - s - i0^+)(s' - s_0)} \right)$$

El resto \nearrow

$g(s)$: Loop unitario



$$g(s) = \frac{1}{4\pi^2} \left(a_{SL} + \sigma(s) \log \left(\frac{\sigma(s) - 1}{\sigma(s) + 1} \right) \right)$$

$$T = (R^{-1} + g(s))^{-1}$$

$$\sigma(s) = \frac{2q}{\sqrt{s}}$$

1. **T** obedece un desarrollo quiral CHPT/o similar
2. **R** se fija entonces **casando** algebraicamente la expresión general anterior con el desarrollo de **CHPT/análogo** de **T**

Mesón-Mesón

$$T = (R^{-1} + g(s))^{-1}$$

g is order p^0 in CHPT

$$T = T_2 + T_4 + O(p^6) = R_2 + R_4 - R_2 g R_2 + O(p^6)$$

Orden Dominante

$$O(p^2): R_2 = T_2$$

Orden Siguiente al Dominante $O(p^4): R_4 = T_4 + T_2 g T_2$



- En este proceso se fija primero el contaje de $g(s)$
 - Entonces el contaje/expresiones de $R(s)$ son consecuencia de aquellas conocidas para $T(s)$ y $g(s)$.
3. El desarrollo quiral de CHPT/análogo se aplica $R(s)$.
 4. La expresión final para $T(s)$ satisface unitariedad (y las propiedades analíticas asociadas a ella) a todos los órdenes. R es real en la zona física (T satisface unitariedad perturbativamente).

Esta forma de la UCHPT queda expuesta en:

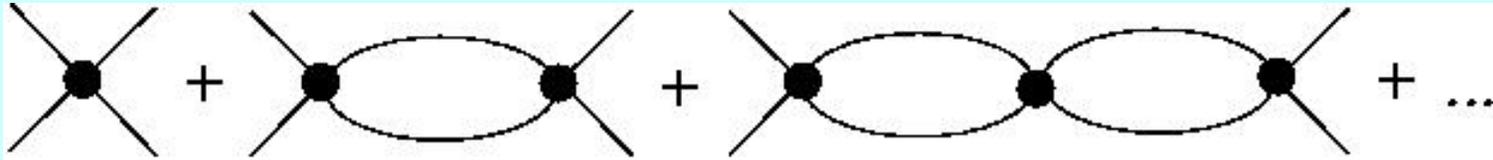
J.A. Oller, "Nucleon-nucleon interactions from effective field theory" *Nucl. Phys. A*725(2003)85

J.A. Oller, U.-G. Meissner, "Chiral dynamics in the presence of bound states: kaon-nucleon interactions revisited", *PL B*500(2001)263

J.A. Oller, E. Oset, A. Ramos, "Chiral Unitary Approach to meson-meson and meson-baryon interactions and nuclear applications" *PPNP* 45(2000)157 , donde se presenta el esquema teórico recién acabada mi tesis y se enfatizaba más la capacidad de la teoría para ir a más altas energías. El proceso de casamiento con la serie quiral no estaba desarrollado, se enfocaba más en la estructura de cortes de la amplitudes de colisión. Se ha ganado en concreción, elegancia y generalidad.

¿Por qué hay que resumir el corte derecho o unitario ?

□ Realces numéricos hacen del sector escalar de mesón-mesón a bajas energías no perturbativo en onda S e I=0:

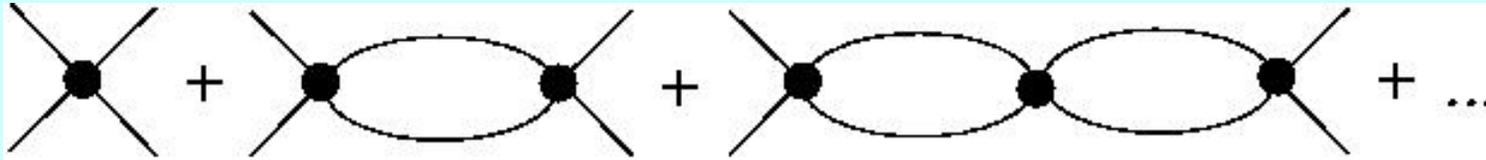


$$\frac{s - 4m_{\pi}^2}{\boxed{6}f^2} \rightarrow \frac{s - 2m_{\pi}^2}{f^2} \quad \text{Factores de realce } 6^L$$

ONDA-P ONDA-S

¿Por qué hay que resumir el corte derecho o unitario ?

- Realces numéricos hacen del sector escalar de mesón-mesón a bajas energías no perturbativo en onda S e I=0:

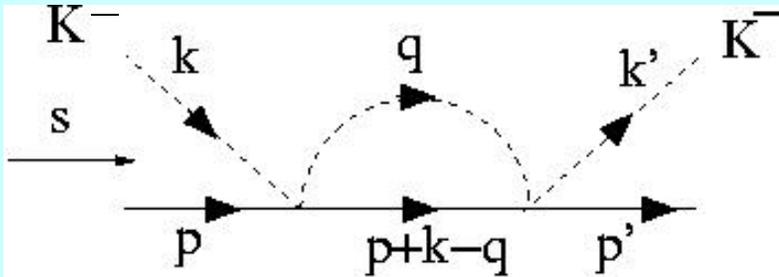


$$\frac{s - 4m_\pi^2}{\boxed{6}f^2} \rightarrow \frac{s - 2m_\pi^2}{f^2} \quad \text{Factores de realce } 6^L$$

ONDA-P ONDA-S

- La presencia de masas del orden de Λ_{CHPT} (masa de kaones, de nucleones...) hace necesario resumir el corte derecho o unitario.

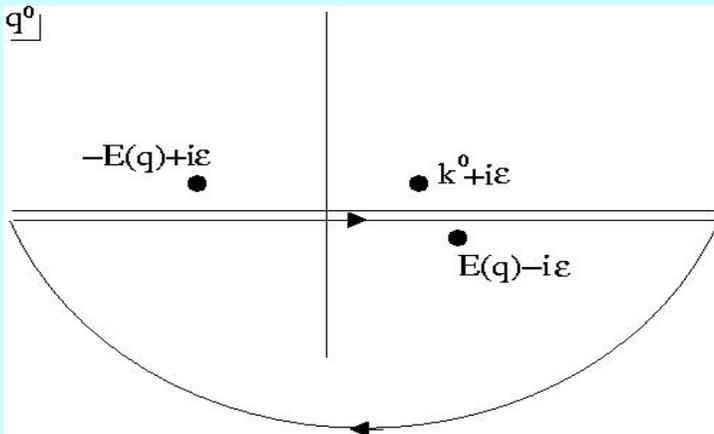
Seguimos los argumentos expuestos por S. Weinberg en NPB363,3 (1991) Referidos a la interacción de NN (Masa del nucleón ≈ 1 GeV).



$$\int \frac{dq^0}{(k^0 - q^0 + i\epsilon)(q^0 + E(q) - i\epsilon)(q^0 - E(q) + i\epsilon)}$$

$$\frac{1}{k^0 - E(q)} \frac{1}{2E(q)} \cong \frac{2M_K}{k^2 - q^2} \frac{1}{2M_K}$$

Hubiésemos esperado: $\frac{1}{q^0} \frac{1}{2M_N}$



Realce por unitariedad : $\frac{2M_K}{q}$

$$q \ll \Lambda_{CHPT} \sim M_N$$

• Onda S de meson-barion con extrañeza $S = -1$. $I=0$ $\Lambda(1405)$ y otras resonancias.

• Ondas S de nucleón-nucleón $^1S_0, ^3S_1$.
Longitudes de dispersion mucho mayores que la longitud de Compton del pion.

□ Nuevas escalas, aparte de las estándar en el desarrollo quiral (momentos externos, masas de quarks, escala hadrónica).

Ondas S de nucleón-nucleón 1S_0 , 3S_1 . Longitudes de dispersion mucho mayores que el tamaño natural esperado a partir de análisis dimensional, $1/\Lambda$ con Λ entre 0.5 GeV y 1 GeV. $a_s = -23.714 \text{ fm} = -1/(8.13 \text{ MeV})$, $a_s = 5.425 \text{ fm} = 1/(36.37)$. Esto se traslada en una energía de ligadura para el deuterón demasiado pequeña.

□ Nuevas escalas, aparte de las estándar en el desarrollo quiral (momentos externos, masas de quarks, escala hadrónica).

Ondas S de nucleón-nucleón 1S_0 , 3S_1 . Longitudes de dispersion mucho mayores que el tamaño natural esperado a partir de análisis dimensional, $1/\Lambda$ con Λ entre 0.5 GeV y 1 GeV. $a_s = -23.714 \text{ fm} = -1/(8.13 \text{ MeV})$, $a_s = 5.425 \text{ fm} = 1/(36.37)$. Esto se traslada en una energía de ligadura para el deuterón demasiado pequeña.

Interacción Nucleón-Nucleón

- Sistema ideal para la aplicación de la UCHPT ya que a bajas energías se presenta física no perturbativa.
 1. Intensificación del corte derecho de unitariedad ante la presencia de estados masivos (nucleones).
 2. Estados ligados justo debajo del umbral: Nuevas escalas, longitudes de dispersion mucho mayores que el tamaño natural esperado a partir de análisis dimensional, $1/\Lambda$.
 3. Estamos a bajas energías y por tanto debe de ser posible aplicar un desarrollo quiral bien definido a R. Automáticamente tiene en cuenta 1. Pero, ¿y 2?

Respecto a 2,
$$T = \frac{4\pi}{M} \frac{1}{p \cot\delta - ip} = \frac{4\pi}{M} \frac{1}{R^{-1} + g}$$

De mecánica cuántica es conocido que la amplitud nucleón-nucleón satisface un desarrollo en potencias del trimomento para $p < m_\pi/2$, conocida como el **desarrollo de alcance efectivo** (H. Bethe)

$$p \cot\delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} \Lambda^2 \sum_{n=0}^{\infty} r_n \left(\frac{p^2}{\Lambda^2} \right)^{n+1}$$

$$g = -v - ip$$

$$\frac{1}{R} = p \cot\delta - v = v - \frac{1}{a} + \frac{1}{2} \Lambda^2 \sum_{n=0}^{\infty} r_n \left(\frac{p^2}{\Lambda^2} \right)^{n+1}$$

Basta con tomar v una cantidad de orden Λ , y como aparece la combinación $v - 1/a \rightarrow$ **!!EL DESARROLLO PARA R SE COMPORTA BIEN !!**

Si para comparar se calcula g con un cut-off en trimomento, se tiene:

$$v = -\frac{2M}{\pi} \log \frac{\sqrt{Q^2 + M^2} + M}{M}, \quad Q \sim \Lambda$$

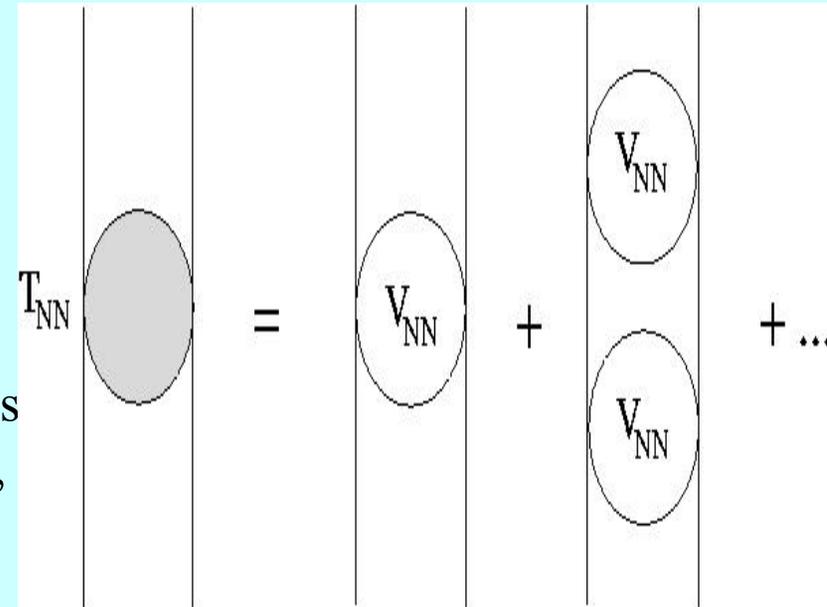
TEORÍAS EFECTIVAS NUCLEÓN-NUCLEÓN: ESQUEMA O CONTAJE DE WEINBERG

S. Weinberg, PL B251(1990)288, NP B363(1991)3, PL B295 (1992)114 ;
C. Ordoñez, L. Ray, U. Van Kolck, PRC53(1996)2086
E. Epelbaum, W. Glöckle, U.-G. Meißner NP A671(2000)295, **etc.**

Se **admite el conteo quiral dimensional estándar** (a pesar de la existencia de nuevas escalas) y se **calcula el potencial** (diagramas irreducibles) empleando '**old-fashioned QFT**' (ordenación temporal, formalismo Hamiltoniano)

Una vez calculado el potencial **se resuelve numéricamente la ecuación de Schrödinger** para calcular las amplitudes físicas. Al ser los potenciales muy singulares, debido al desarrollo en derivadas, **se introduce un cut-off Q en el espacio de momentos.**

Dependencia de cut-off (divergencias logarítmicas y potencias superiores en el cut-off), esquema numérico.



El conteo de Weinberg presenta las siguientes inconsistencias

D.B. Kaplan, M.J. Savage, M.B. Wise, NP B478(1996)629

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{2}D^{-2}\partial_\mu\pi\partial^\mu\pi - \frac{1}{2}D^{-1}m_\pi^2\pi^2 + \bar{N}\left[i\partial_t - \frac{1}{2f_\pi^2}D^{-1}\mathbf{t}\cdot(\pi\times\partial_t\pi) - m_N - \frac{1}{f_\pi}D^{-1}g_A\mathbf{t}\cdot(\vec{\sigma}\vec{\nabla})\pi\right]N - \frac{1}{2}C_s(\bar{N}N)(\bar{N}N) - \frac{1}{2}C_T(\bar{N}\vec{\sigma}N)\cdot(\bar{N}\vec{\sigma}N) + \dots$$

$$D = 1 + \pi^2/4f_\pi^2$$

Nucleones no relativistas

- A los coeficientes se les supone que su dimensión corresponde a escalas típicas hadrónicas pero de hecho, se puede ver que

$$C \sim \frac{4\pi a_s}{M} \cong -\left(\frac{1}{25 \text{ MeV}}\right)^2$$

- Al resolver la ecuación de Schrödinger se generan divergencias que son regularizadas por el cut-off. Pero estas divergencias se deben reabsorber a través de contratérminos del potencial (desarrollo quiral) y van acompañadas de masas de nucleón multiplicando (en lugar de dividiendo) y eso hace que estos factores tampoco sigan el análisis dimensional empleado para estimar el tamaño de los contratérminos.
- Sin embargo, presenta un éxito fenomenológico notable (trabajos de Epelbaum et al.).

TEORÍA EFECTIVA DE KAPLAN-SAVAGE-WISE (contaje KSW)

D.B. Kaplan, M.J. Savage, M.B. Wise, NP A637(1998)107; NP B534(1998)329.

S. Fleming, T. Mehen, I. Stewart, NP A677(2000)313, PR C61(2000)044005, *etc.*

La teoría efectiva se aplica directamente al cálculo de las amplitudes físicas, empleando QFT covariante.

En el contaje, por construcción, se tienen en cuenta la presencia de nuevas escalas.

No hay dependencia de regulador. Analítico.

TEORÍA EFECTIVA DE KAPLAN-SAVAGE-WISE (contaje KSW)

D.B. Kaplan, M.J. Savage, M.B. Wise, NP A637(1998)107; NP B534(1998)329.

S. Fleming, T. Mehen, I. Stewart, NP A677(2000)313, PR C61(2000)044005, *etc.*

La teoría efectiva se aplica directamente al cálculo de las amplitudes físicas, empleando QFT covariante.

En el contaje, por construcción, se tienen en cuenta la presencia de nuevas escalas.

No hay dependencia de regulador. Analítico.

- Consideremos de nuevo dispersión NN a muy bajas energías

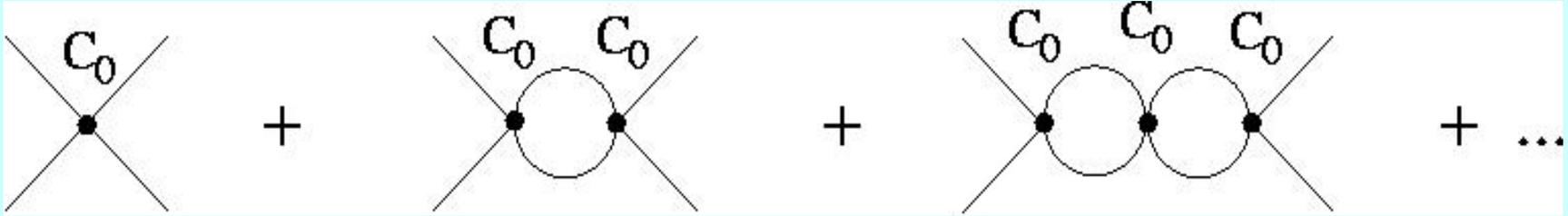
$$T = -\frac{4\pi}{m_N} \frac{1}{\frac{1}{a_S} + ip}$$

$^1S_0: a_s \approx -1/8 \text{ MeV}$
 $^3S_1: a_s \approx 1/40 \text{ MeV}$

↘ No se puede hacer una expansión, al ser a tan grande, $pa \gg 1$.

- Tomemos el operador de la EFT a más bajo orden (no derivadas):

$$C_0 (N^\dagger N)^2$$



$$T_{EFT} = - \frac{1}{C_0^{-1} - I(p)} \quad I(p) = \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \frac{m_N}{p^2 - q^2} = - \frac{m_N}{4\pi} (\mu + ip)$$

PDS (power diverge subtraction): Se eliminan los polos para $D=4$ y $D=3$ en regularización dimensional. El polo en $D=3$ da lugar a un contratérmino nuevo (nueva escala)

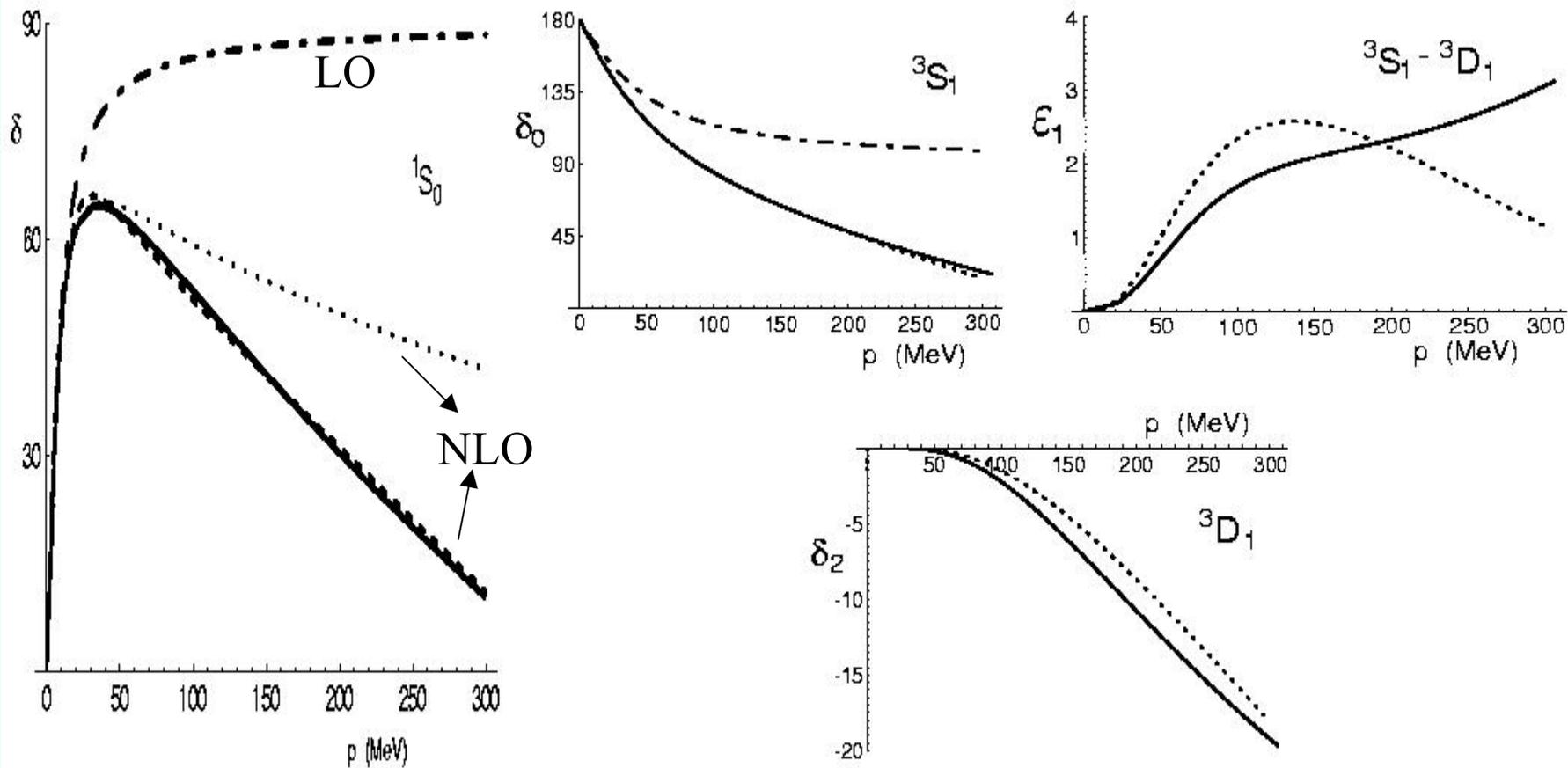
$$T_{EFT} = \frac{4\pi}{m_N} \frac{1}{\frac{4\pi}{m_N C_0(\mu)} + \mu + ip} \longrightarrow C_0(\mu) = \frac{4\pi}{m_N} \frac{1}{-\mu + \frac{1}{a}} \sim p^{-1} ; \mu \sim p$$

$$\text{RGE: } \hat{C}_0 = - \frac{m_N C_0 \mu}{4\pi} \quad \text{Para } a_s \rightarrow \infty \text{ tiene un punto fijo en } \hat{C}_0 = 1$$

- Surge un contaje consistente: Q-counting

Parámetro del desarrollo: $\mu \sim p \sim m_\pi \sim Q$ (Desarrollo de KSW)

Se realizaron muchas aplicaciones de este formalismo tanto en la EFT sin piones (para p por debajo de m_π) y con piones.

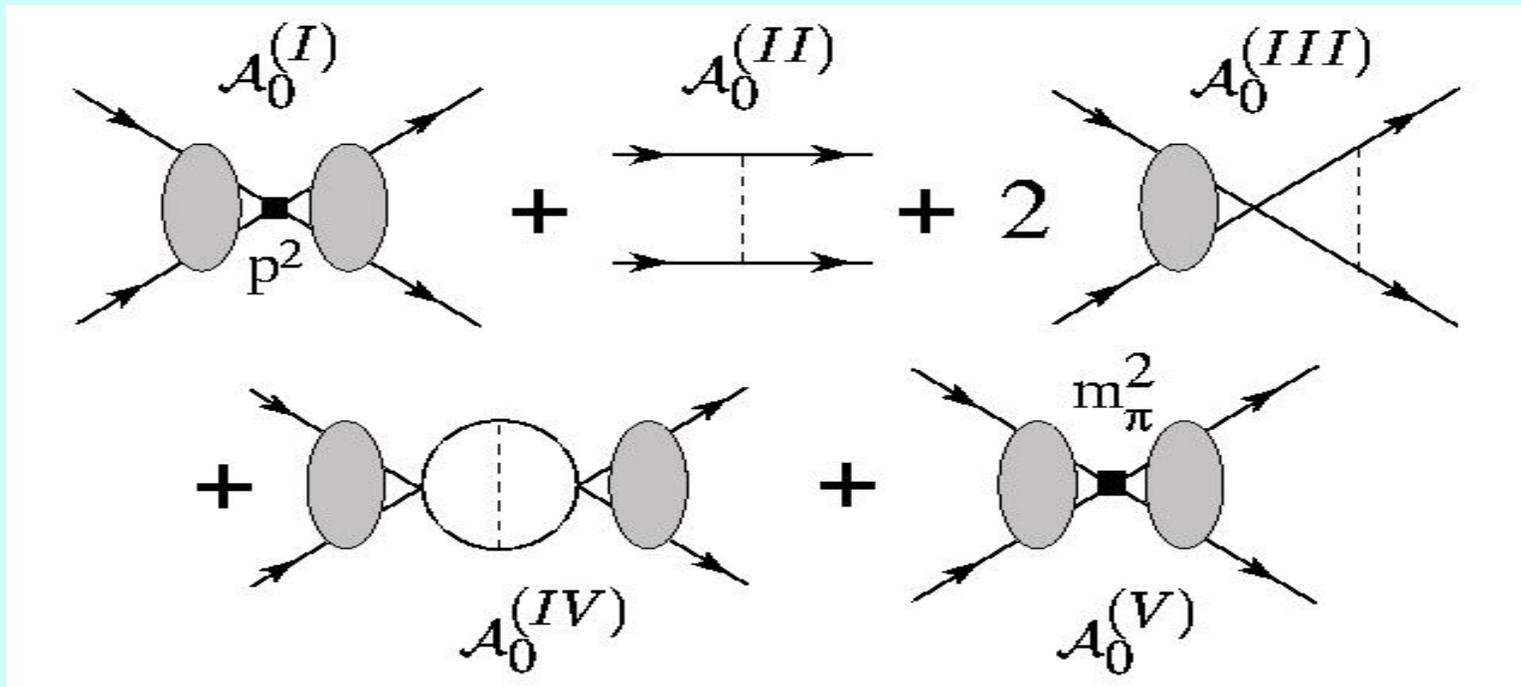


PROBLEMAS:

- La escala de la serie es muy pequeña debido a que no se ha tratado el problema de la gran masas de los nucleones **CONVERGENCIA LENTA**

$$\Lambda_{NN} = \frac{8\pi f^2}{g_A^2 m_N} \approx 300 \text{ MeV}$$

- Los piones son tratados perturbativamente, siguiendo el esquema de contaje habitual de CHPT para dispersión pion-nucleón



•Cálculos a NNLO

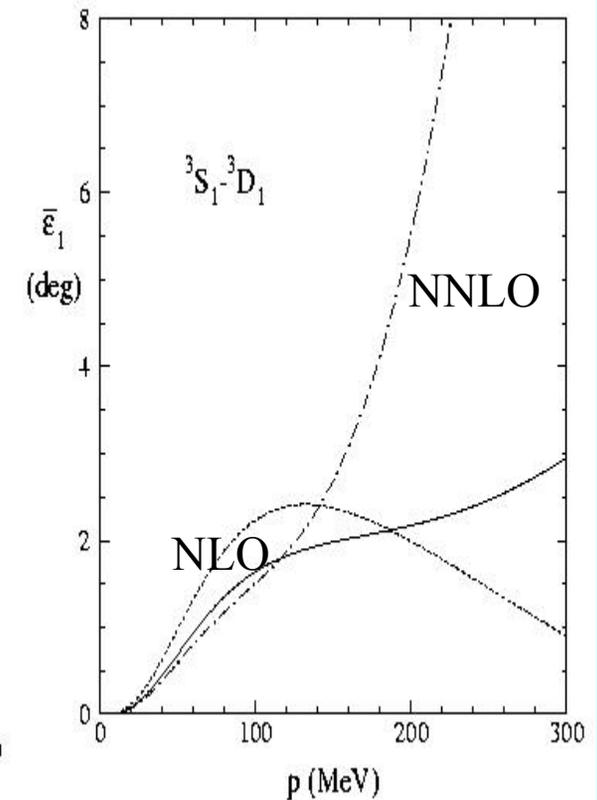
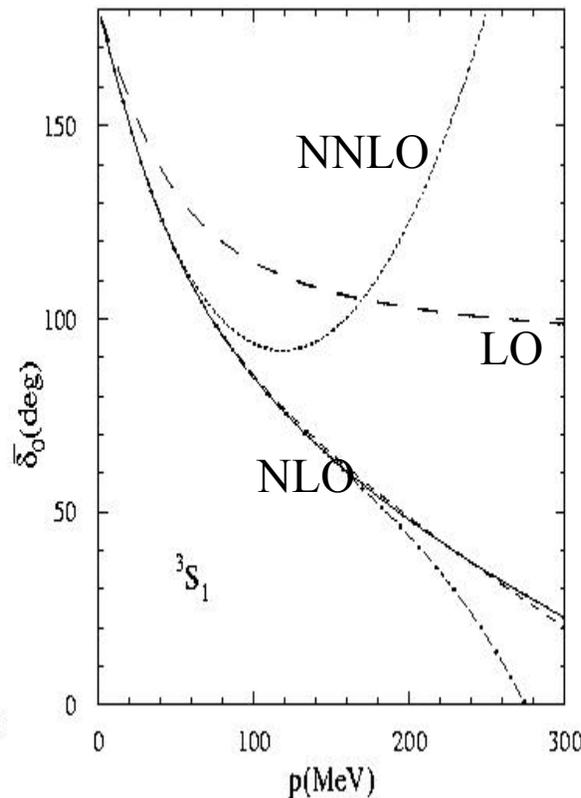
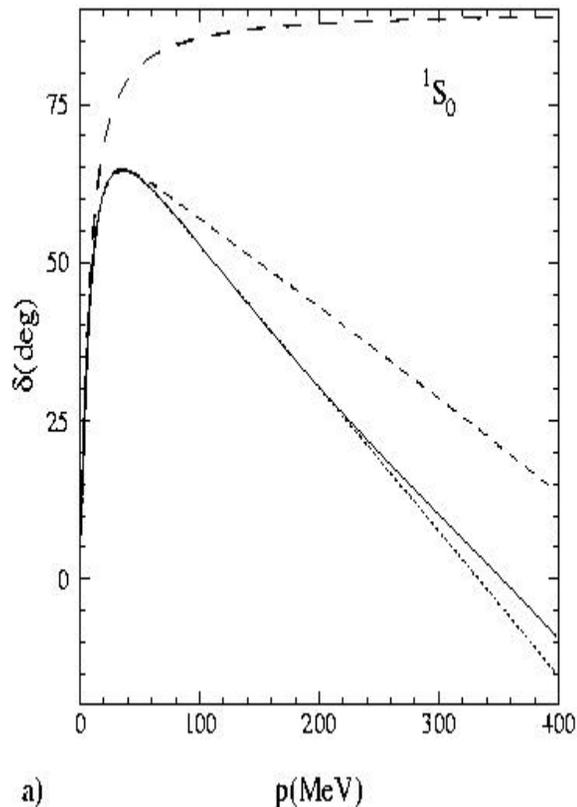
S. Fleming, T. Mehen, I. Stewart

NP A677(2000)313, PR C61(2000)044005

Muestran que la serie no es convergente para $p \lesssim m_\pi$

El problema radica en que los polos no son perturbativos en los canales triplete de espín (aparecen realces numéricos).

Este problema no sólo afecta a las ondas parciales S sino también a las ondas superiores (sobre todo P y D) tripletes.



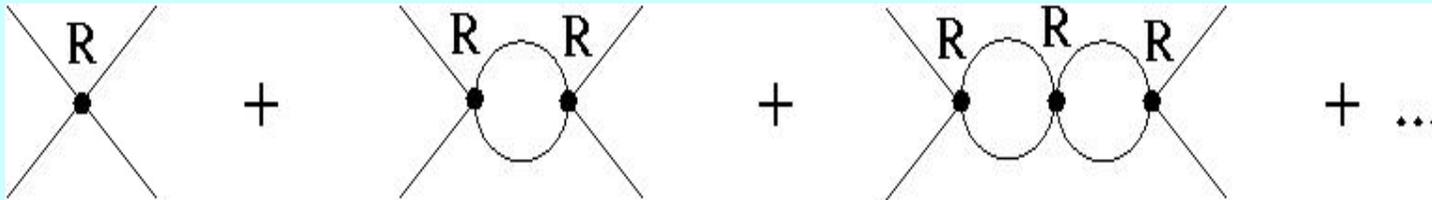
UCHPT: J.A. Oller, Nucl. Phys. A725(2003)181

$$\mathbf{T} = \frac{4\pi}{M} \frac{1}{R^{-1} + g}$$

UCHPT: J.A. Oller, Nucl. Phys. A725(2003)181

$$\mathbf{T} = \frac{4\pi}{M} \frac{1}{R^{-1} + g}$$

Como al mismo tiempo, dado \mathbf{R} , este queda iterado esperamos poder resolver el problema de KSW debido a tratar los piones perturbativamente



Como en el esquema de Weinberg éstos son tratados no perturbativamente, pero como en el KSW, el tamaño no natural de la longitud de dispersión se trata adecuadamente, analítico, no hay dependencia de cut-off.

FIJAMOS \mathbf{R} ACOPLANDO CON KSW:

Como $\mathbf{T} = \frac{4\pi}{M} \frac{1}{R^{-1} + g}$ resulta más sencillo fijar \mathbf{R} a partir de acoplar con la inversa de las amplitudes de KSW

$2S+1L_J=1S_0$, para cualquier otro caso se procede análogamente

$$g = \underbrace{-v}_{O(p^0)} - \underbrace{ip}_{O(p^1)} \quad R = \underbrace{R_0}_{O(p^0)} + \underbrace{R_1}_{O(p)} + \underbrace{R_2}_{O(p^2)} + \underbrace{R_3}_{O(p^3)} + O(p^4)$$

$$\frac{1}{A_{KSW}} = \frac{1}{A_{-1}} - \frac{A_0}{A_{-1}^2} + \frac{A_0^2 - A_1 A_{-1}}{A_{-1}^3} + O(p^4)$$

$$\frac{1}{R} + g = \left(\frac{1}{R_0} - v \right) + \left(\frac{R_1}{R_0^2} + ip \right) - \left(\frac{R_0 R_2 - R_1^2}{R_0^3} \right) + \left(\frac{R_1^3 - 2R_0 R_1 R_2 + R_0^2 R_3}{R_0^4} \right) + O(p^4)$$

$$R_0 = \frac{1}{v} \quad R_1 = \frac{1}{a_s v^2} \quad R_2 = \frac{\frac{2v p^2}{\pi} + \gamma^2 M + \frac{v 4\pi A_0}{A_{-1}^2}}{M v^3}$$

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{1}{a_s v} \rightarrow 0$$

etc

FENOMENOLOGÍA

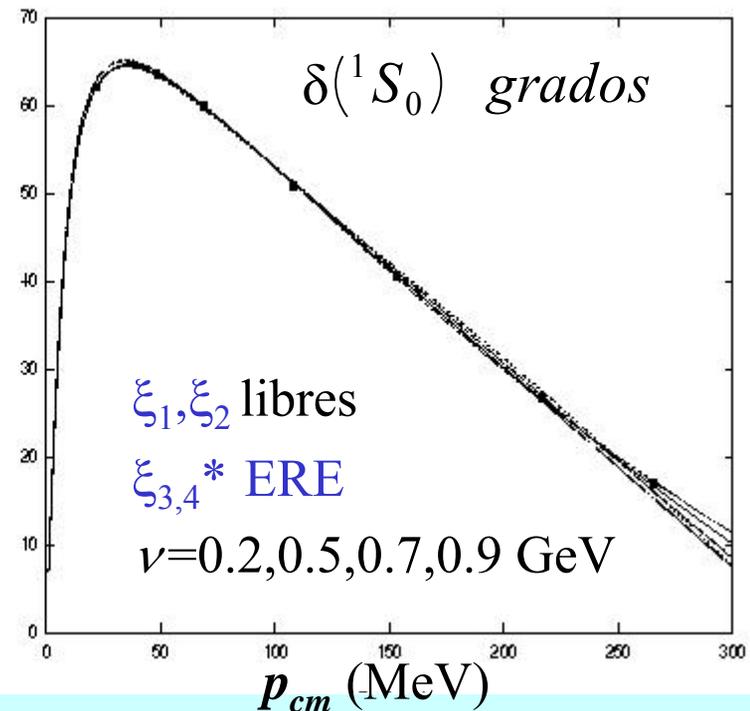
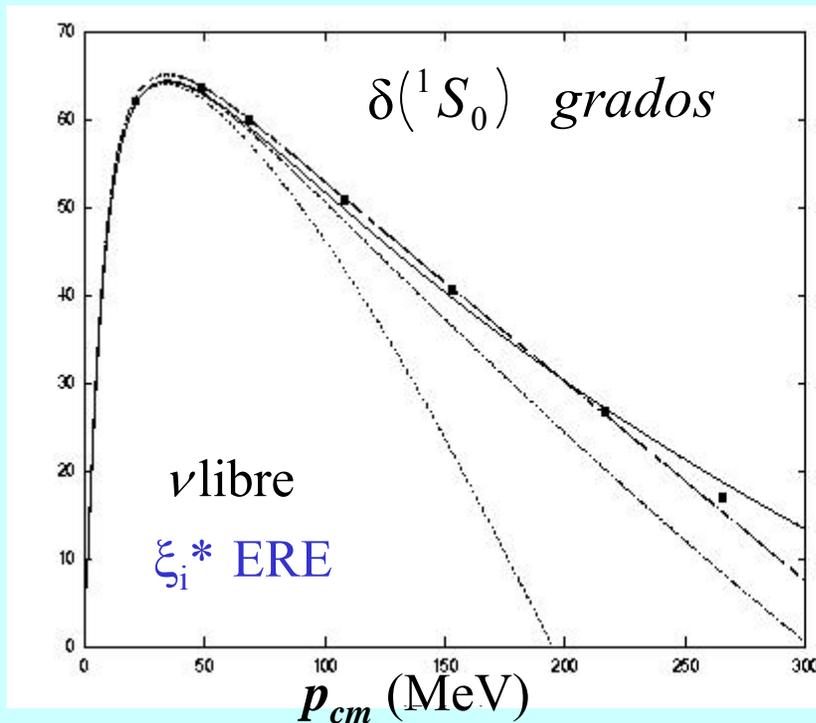
1S_0

Contratérminos: NLO: ξ_1, ξ_2 ; NNLO: ξ_3, ξ_4

A cada orden en el desarrollo en R fijamos dos contratérminos por orden a través del desarrollo de alcance efectivo en función de a_s, r_0 y ν :

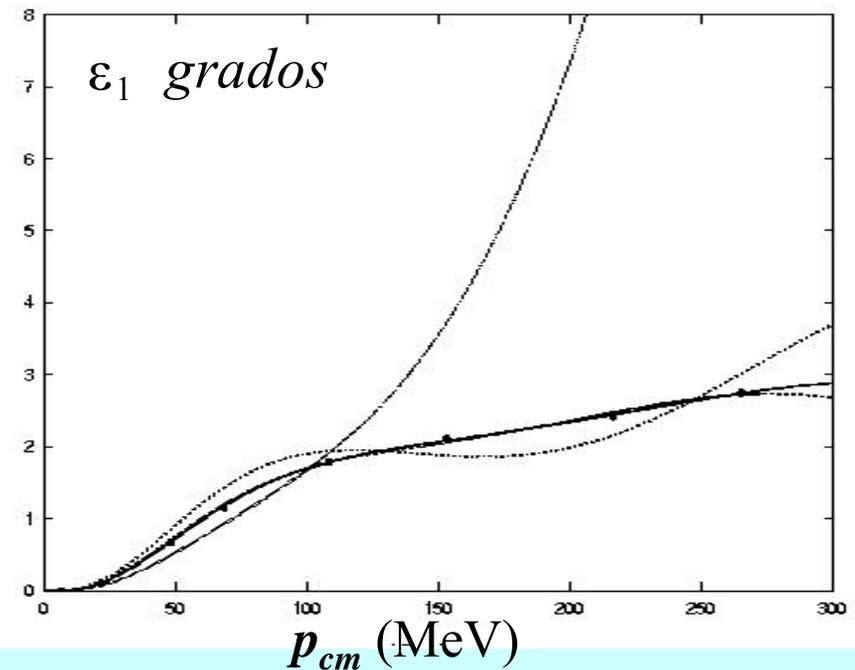
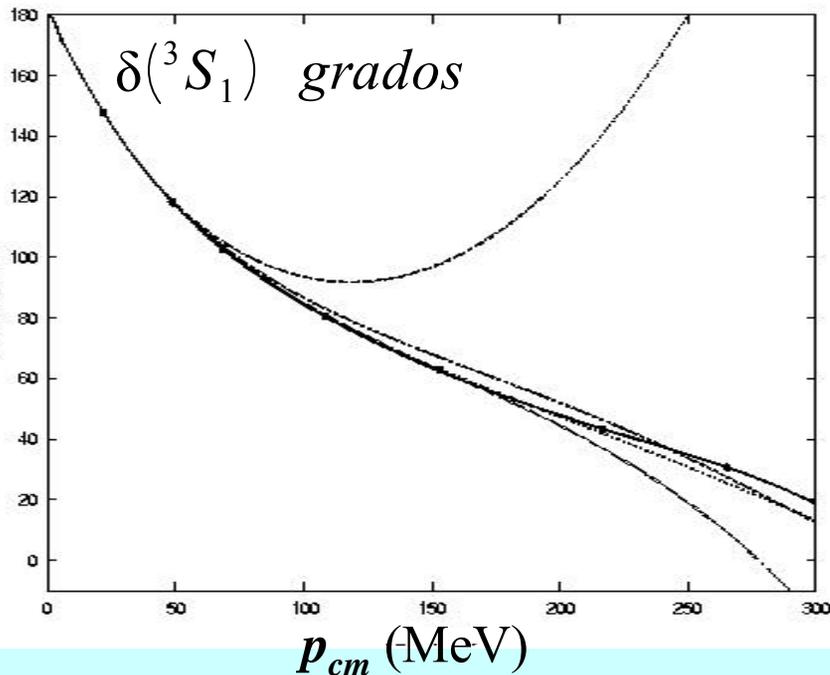
NLO: $\xi_1(a_s, r_0, \nu), \xi_2(a_s, r_0, \nu)$

NNLO: $\xi_3(\xi_1, \xi_2, a_s, r_0, \nu), \xi_4(\xi_1, \xi_2, a_s, r_0, \nu)$



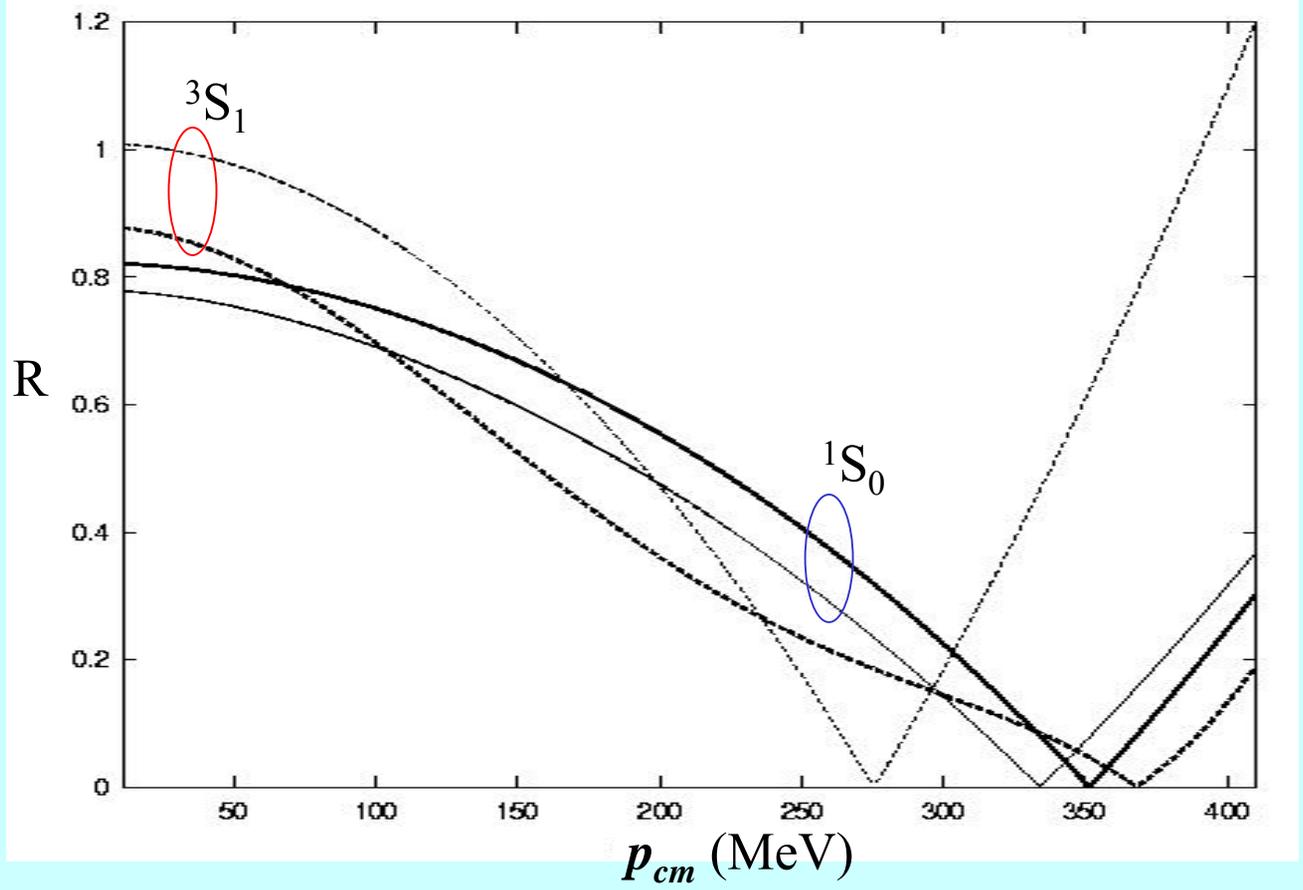
3S_1 Contratérminos: NLO: ξ_1, ξ_2 ; NNLO: $\xi_3, \xi_4, \xi_5, \xi_6$

A cada orden en el desarrollo en R fijamos dos contratérminos por orden a través del desarrollo de alcance efectivo en función de a_s, r_0 y ν :

NLO: $\xi_1(a_s, r_0, \nu), \xi_2(a_s, r_0, \nu)$ NNLO: $\xi_3(\xi_1, \xi_2, a_s, r_0, \nu), \xi_4(\xi_1, \xi_2, a_s, r_0, \nu)$ 

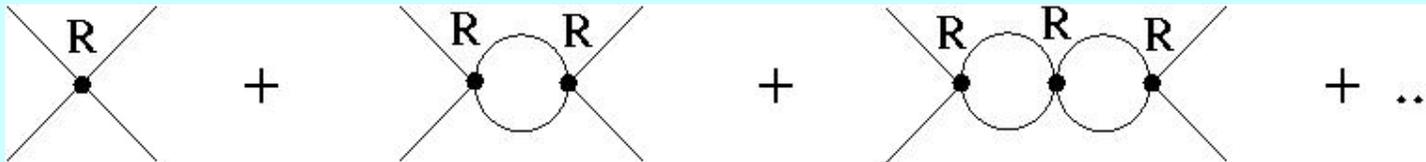
$\nu = 500 \text{ MeV}, \gamma = 0.37 \text{ fm}^{-1}, \xi_5 = 0.44,$
 $\xi_6 = 0.58$

$R_{\text{NLO}} \& R_{\text{NNLO}}$



Conclusiones (UCHPT a NN+KSW)

1. Mejora dramática en las condiciones de convergencia del contaje de KSW.
2. Se esta de acuerdo con la experiencia y la serie convergencia
3. Desarrollo KSW de R no de T
4. Como en el esquema de Weinberg se ha tenido en cuenta



al tener en cuenta el corte derecho o unitario a todos los órdenes (se eliminan así en el desarrollo los factores de masa de nucleón multiplicativos que afectan KSW).

5. Formalismo ANALITICO. No hay dependencia en cut-off que genera divergencias logarítmicas y en potencias.
6. Como KSW trata correctamente la presencia de longitudes de dispersión muy grandes. Pero incluye piones no perturbativamente.

PRÓXIMOS DESARROLLOS:

El PDS de KSW y el contaje asociado es comparativamente más complicado que el propio de CHPT basado en el \overline{MS} , donde por ejemplo no hay contratérminos con contaje negativo. Queremos volver al \overline{MS} que no implica introducir ninguna escala adicional y eso simplifica la RGE.

Además el proceso de unitarización incluye a su vez la escala v (constante de sustracción) y no es necesaria la escala μ del PDS de KSW

$$T_{EFT} = \frac{4\pi}{m_N} \frac{1}{\underbrace{\frac{4\pi}{m_N C_0(\mu)} + \mu + ip}_{\text{LO KSW}}}$$
$$T_{UCHPT} = \frac{4\pi}{m_N} \frac{1}{\frac{1}{R_0} - v - ip}$$

Se emplea el contaje estándar de CHPT (número de derivadas y masas de quarks) como si a tuviese un tamaño natural.

Con eso se obtiene el desarrollo de R .

Esta serie es bien comportada incluso para longitudes de dispersión anormalmente grandes, como en las ondas S, con lo que podemos pasar por continuidad a la situación física.

Ventajas:

- Es mucho más sencillo ir a órdenes superiores que en KSW.
- La inmensa mayoría de estos cálculos perturbativos en \overline{MS} ya están *básicamente* hechos (N. Kaiser,...) hasta $O(p^4)$.
- Es un esquema que no presenta las inconsistencias del esquema de Weinberg relacionadas con la aparición de divergencias incontroladas debidas al cut-off. Esquema de renormalización independiente de masa.
- Todo es analítico. Muy interesante cuando se pase al problema de tres cuerpos.

Objetivos

- Pretendemos llegar a la misma precisión alcanzada con el formalismo de Weinberg y llevada a cabo en:

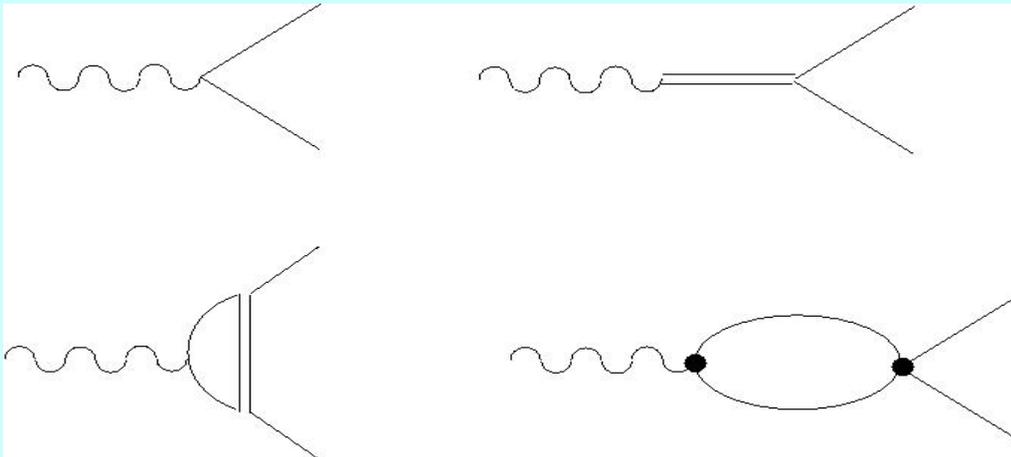
$O(p^3)$ por Epelbaum et al. NP A637 (1998)107; NP A671(2000)295

$O(p^4)$ por D.R. Entem, R.Machleidt, nucl-th/0304018.

- Estudio exhaustivo de las propiedades del deuterón y de sus propiedades electromagnéticas y sus interacciones con neutrinos (astrofísica, física neutrinos).

Procesos de Producción: UCHPT

El proceso de redispersión fuerte es fruto de la interacción final entre los hadrones producidos (interacciones fuertes) que se originan a partir de algún proceso de producción 'débil' (en comparación con la fuerza de la redispersión de estado final).



$$\text{Im}F_i = \sum_k F_k \rho_k T_{ki}^*$$

Consideramos primero el caso con sólo el corte derecho para la amplitud de interacción fuerte. Se puede ver fácilmente que:

$$F = (I + Rg(s))^{-1} \xi$$

Meissner, Oller NP A679(2001)671

Oller, Oset, Palomar PR D63(2001)114009

Finalmente, ξ también se desarrolla en la serie quiral y se fija del mismo que \mathbf{R} , es decir, acoplado el proceso con las expresiones obtenidas para F en el desarrollo quiral perturbativo.

Finalmente, ξ también se desarrolla en la serie quiral y se fija del mismo que R , es decir, acoplando el proceso con las expresiones obtenidas para F en el desarrollo quiral perturbativo.

Resumen del sector mesón-mesón en onda S

- Ha congeñado la existencia de un octete de mesons escalares con masas ligeras (entre 0.5-1 GeV) con CHPT ($I=0$ ($\sigma(500)$, $f_0(980)$), $I=1$ ($a_0(980)$), $I=1/2$ ($\kappa(700)$)). Relacionados por simetría SU(3).
- Ha sido capaz de describir y también predecir una gran cantidad de reacciones en las que se involucra este sector, de forma unificada y en conexión con las simetrías y propiedades bien establecidas de QCD (Simetría quiral, gran número de colores, reglas de suma).
- 5 de estos trabajos están recogidos por el PDG (masas de quarks ligeros, $\sigma(500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$, $K^*_0(1430)$).

Importancia del sector escalar mesónico

- 1) Tiene los números cuánticos del vacío 0^{++} y por tanto es esencial para el estudio de la ruptura espontánea y explícita (masas de quarks) de la simetría quiral.
- 2) En este sector los hadrones realmente interactúan fuertemente:
 - 1) Grandes loops unitarios. Implican grandes correcciones a CHPT incluso a muy bajas energías.
 - 2) Distintos canales se acoplan muy fuertemente, p.e.; $\pi\pi - K\bar{K}$, $\pi\eta - K, \bar{K} \dots$
 - 3) Se generan resonancias dinámicamente, fórmulas de tipo ~~Breit-Wigner~~, ~~VMD~~, ...
- 3) **OZI rule** has large corrections.
 - 1) No hay multipletes con ángulo de mezcla ideal.
 - 2) ~~Modelos simples (naive)~~ de quarks.

Los puntos 2) y 3) implican **grandes desviaciones** con respecto a **QCD en el gran límite de colores**.

- 4) Un **conocimiento preciso** de las interacciones escalares de los umbrales hadrónicos más ligeros, $\pi\pi$, $K\pi$, etc, se requiere con frecuencia:
- Interacciones de estado final para (FSI) in ϵ'/ϵ , Pich, Cirigliano, Palante, Scimemi, Buras, Martinelli,...
 - **Masas de quarks** (reglas de suma escalares, Desintegraciones de tau suprimidos por Cabbibo.)
 - **Fluctuaciones** en los parámetros de orden de la ruptura espontánea de la simetría quiral. Stern et al.
- 5) Datos experimentales **crecientes y preciosos** han concluido la existencia del mesón \diamond , indicaciones de haber observado el mesón $\&$, (E791), CLOE, desintegraciones de J/ψ (otros mesons pesados), etc.

Sector Escalar Mesón-Mesón

Apliquemos la UCHPT a

Orden Dominante $O(p^2)$: Oller, Oset NP A620(1997)438

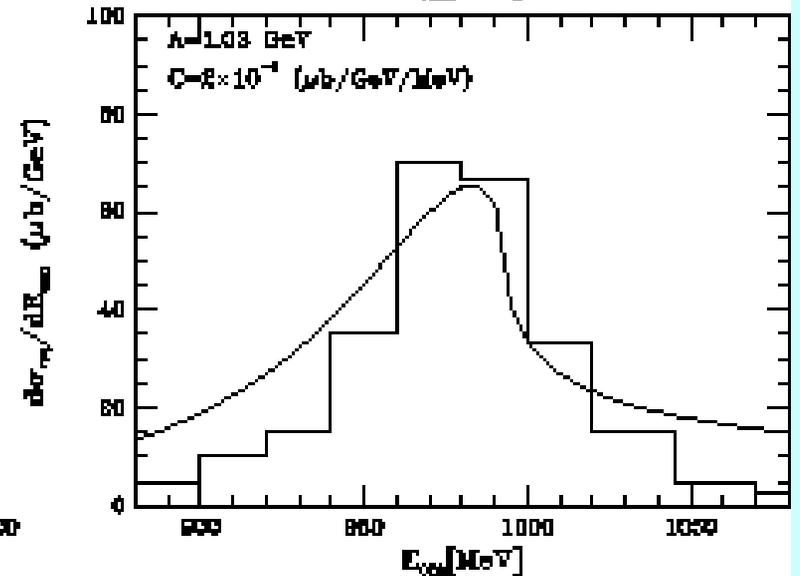
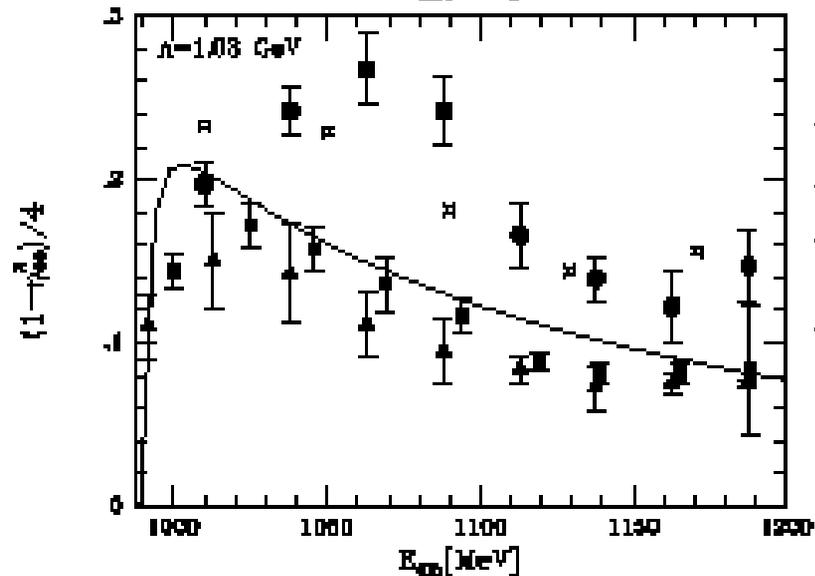
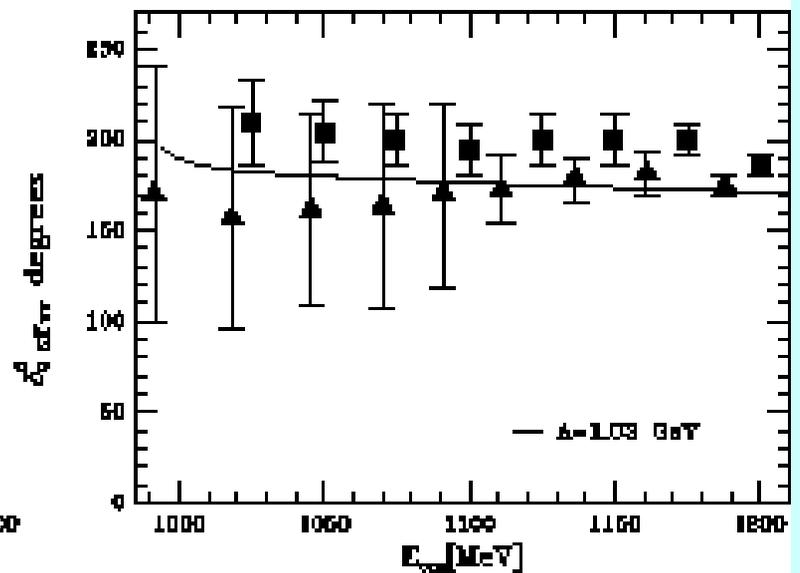
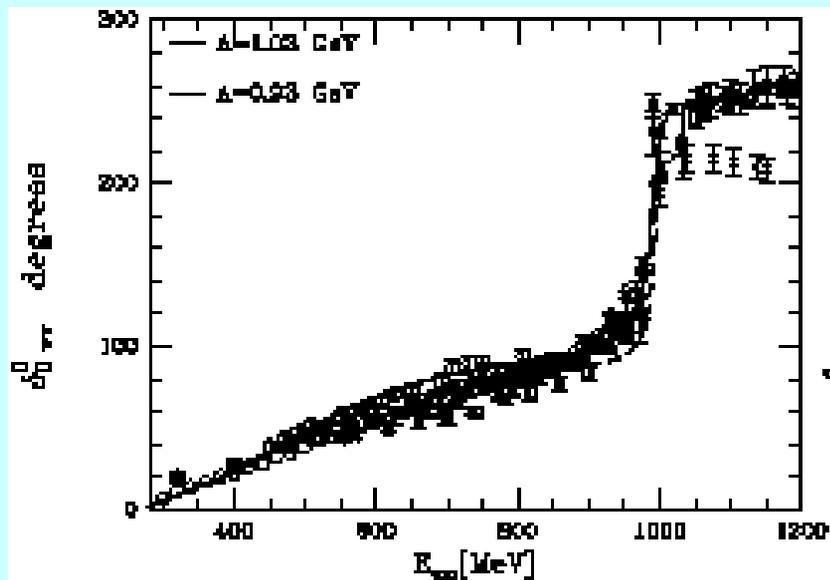
$$T = (R^{-1} + g(s))^{-1} \quad g \text{ is order 1 in CHPT}$$

$$T = T_2 = R_2 - R_2 g R_2 + \dots \quad R = R_2 = T_2$$

I=0 $\pi\pi, K\bar{K}$

I=1 $\pi\eta_8, K\bar{K}$

A three-momentum cut-off was used in the calculation of $g(s)$. The only free parameter.

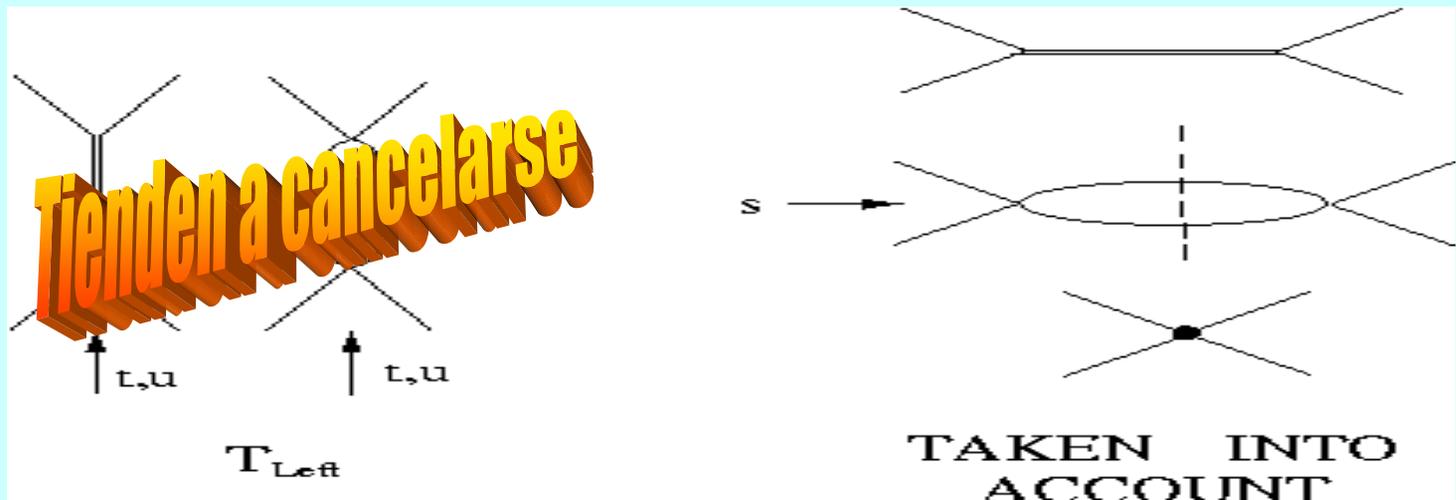


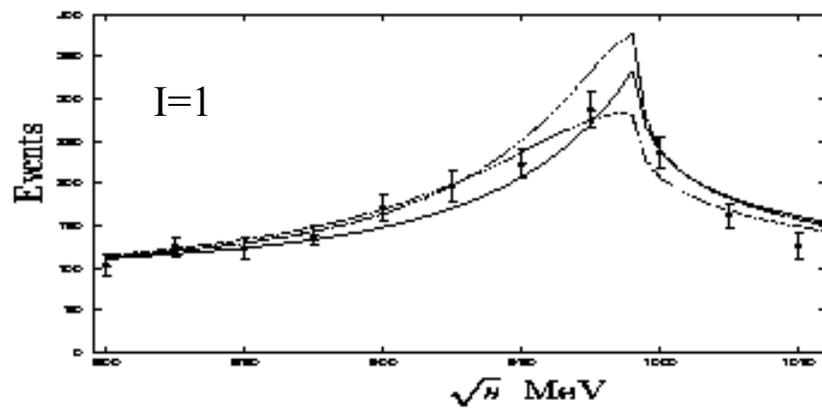
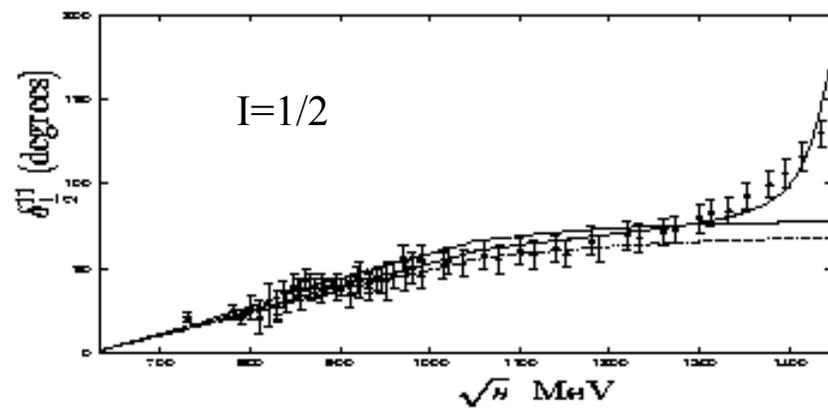
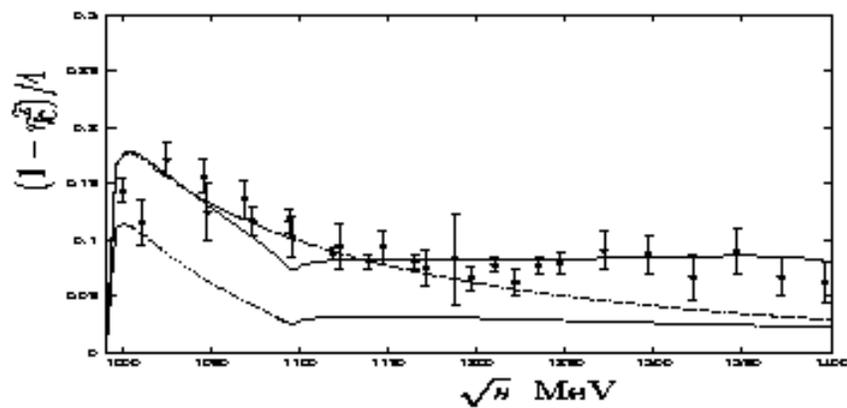
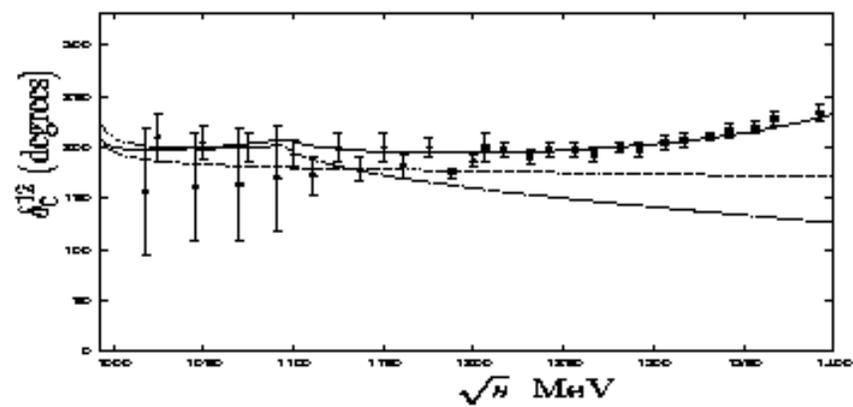
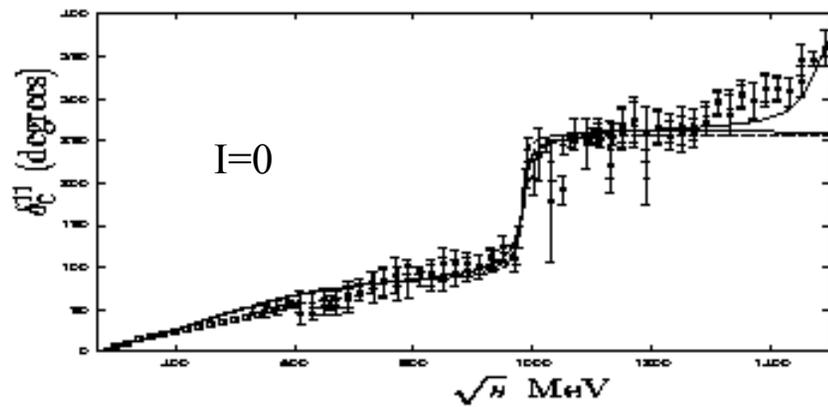
En Oller,Oset PR D60(1999)074023:

$$I=0 (\pi\pi, K\bar{K}, \eta_8\eta_8), I=1 (\pi\eta_8, K\bar{K}), I=1/2 (K\pi, K\eta_8)$$

1. Se elimina el cut-off (constante de subtracción) ,
2. Los cortes cruzados fueron calculados en **Un Loop CHPT + Resonancias**. Menores que un 10% hasta to 1 GeV. a_{SL}
3. Octetes de origen dinámico, nada que ver con resonancias preexistentes.
4. En el límite de SU(3) la $\sigma(500)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ y $\kappa(700)$ se agrupan formando un singlete y un octete (multipletes de SU(3)).

$$R = T_2 + T_R$$





En J.A. Oller, Nucl. Phys. A727(2003)353:

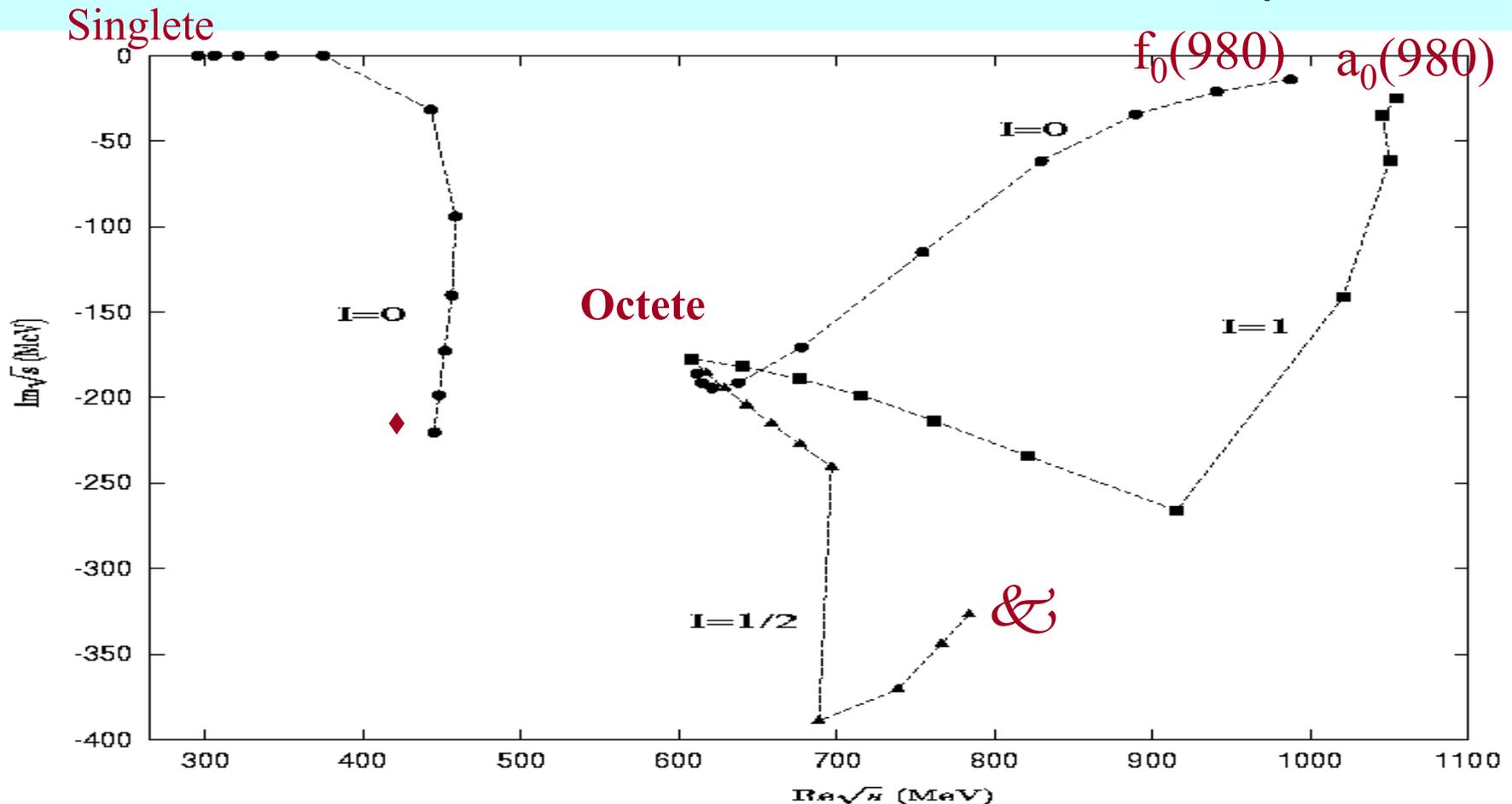
- Se estudia con detalle la espectroscopía de dichas amplitudes.
- Se presenta especial atención a la clasificación en multipletes de SU(3)
 - Establecer el nonete escalar más ligero
 - Ángulo de mezcla a través de un estudio de SU(3) de sus constantes de acoplo.
 - Se obtiene consistencia con el hecho de que en el límite de SU(3) las resonancias anteriores se agrupan en un octete degenerado.

σ	$0.445 - i 0.220$ $ g_{\pi\pi} = 3.01$ $ g_{K\bar{K}} = 1.09$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 0.09$	$0.443 - i 0.213$ $ g_{\pi\pi} = 2.94$ $ g_{K\bar{K}} = 1.30$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 0.04$	$0.442 - i 0.214$ $ g_{\pi\pi} = 2.95$ $ g_{K\bar{K}} = 1.34$
$f_0(980)$	$0.988 - i 0.014$ $ g_{\pi\pi} = 1.33$ $ g_{K\bar{K}} = 3.63$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 2.85$	$0.983 - i 0.007$ $ g_{\pi\pi} = 0.89$ $ g_{K\bar{K}} = 3.59$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 2.61$	$0.987 - i 0.011$ $ g_{\pi\pi} = 1.18$ $ g_{K\bar{K}} = 3.83$
$\omega_0(980)$	$1.055 - i 0.025$ $ g_{\pi\eta_8} = 3.88$ $ g_{K\bar{K}} = 5.50$	$1.032 - i 0.042$ $ g_{\pi\eta_8} = 3.67$ $ g_{K\bar{K}} = 5.39$	$1.030 - i 0.086$ $ g_{\pi\eta_8} = 4.08$ $ g_{K\bar{K}} = 5.60$
κ	$0.784 - i 0.327$ $ g_{K\pi} = 5.02$ $ g_{K\eta_8} = 3.10$	$0.804 - i 0.285$ $ g_{K\pi} = 4.93$ $ g_{K\eta_8} = 2.96$	$0.774 - i 0.338$ $ g_{K\pi} = 4.89$ $ g_{K\eta_8} = 3.00$

Movimiento continuo desde un punto simétrico de SU(3): iguales masas e iguales constantes de subtracción (Jido, Oller, Oset, Ramos, Meissner, nucl-th/0303062, aparecerá en NPA) al límite físico;

$$m_\pi(\lambda) = m_\pi + \lambda(m_0 - m_\pi); \quad m_K(\lambda) = m_K + \lambda(m_0 - m_K); \quad m_\eta(\lambda) = m_\eta + \lambda(m_0 - m_\eta)$$

$$m_0 = 300 \text{ MeV}$$



- $a_0(980)$ $I=1$, & $I=1/2$: Estados del octete puros
- \blacklozenge , $f_0(980)$ Sistema con $I=0$. Mezcla:

$$\sigma = \cos \theta S_1 + \sin \theta S_8$$

$$f_0 = -\sin \theta S_1 + \cos \theta S_8$$

Análisis de las constantes de acoplo similar al análisis de SU(3) realizados en los nonetes vectoriales y tensoriales.

Okubo, PL5,165('63)

Glashow, Socolow, PRL15,329('65)

$$g(a_0 \rightarrow K\bar{K}_1) = -\sqrt{\frac{3}{10}} g_8 \quad g(a_0 \rightarrow \pi\eta_8) = \frac{1}{\sqrt{5}} g_8$$

$$g(\kappa \rightarrow K\pi) = \frac{3}{\sqrt{20}} g_8 \quad g(\kappa \rightarrow K\eta_8) = -\frac{1}{\sqrt{20}} g_8$$

$$g(\sigma \rightarrow (\pi\pi)_0) = -\frac{\sqrt{3}}{4} \cos \theta g_1 - \sqrt{\frac{3}{10}} \sin \theta g_8 ,$$

$$g(\sigma \rightarrow (K\bar{K})_0) = -\frac{1}{2} \cos \theta g_1 + \frac{1}{\sqrt{10}} \sin \theta g_8 ,$$

$$g(\sigma \rightarrow (\eta_8\eta_8)_0) = \frac{1}{4} \cos \theta g_1 - \frac{1}{\sqrt{10}} \sin \theta g_8 ,$$

$$g(f_0 \rightarrow (\pi\pi)_0) = \frac{\sqrt{3}}{4} \sin \theta g_1 - \sqrt{\frac{3}{10}} \cos \theta g_8 ,$$

$$g(f_0 \rightarrow (K\bar{K})_0) = \frac{1}{2} \sin \theta g_1 + \frac{1}{\sqrt{10}} \cos \theta g_8 ,$$

$$g(f_0 \rightarrow (\eta_8\eta_8)_0) = \frac{1}{4} \sin \theta g_1 - \frac{1}{\sqrt{10}} \cos \theta g_8 .$$

$$g_{\sigma\eta\eta} = 0 \rightarrow \frac{g_1}{g_8} = \tan\theta \sqrt{\frac{8}{5}}$$

- **Cálculo analítico.** Se toman los seis cocientes,

$$\left. \begin{array}{l} (g_{\sigma\pi\pi} / g_{f_0\pi\pi}); (g_{\sigma\pi\pi} / g_{f_0KK}); (g_{\sigma\pi\pi} / g_{f_0\eta\eta}) \\ (g_{\sigma KK} / g_{f_0\pi\pi}); (g_{\sigma KK} / g_{f_0KK}); (g_{\sigma KK} / g_{f_0\eta\eta}) \end{array} \right\} \begin{array}{l} 12 \text{ determinaciones} \\ \text{de tan } \square \end{array}$$

- Se **calcula con un \mathbb{M}^2** formado a partir de la diferencia entre los acoplos de las resonancias y los calculados a partir de SU(3) (error esperado del 20%). ERRORES:

- Se multiplica el error presentado en la tabla por un factor numérico para tener un \mathbb{M}^2 de 1.
- Un error global común a todos los acoplos.
- Se suma cuadráticamente un 20% de error más un error sistemático global.

6 números más
para tan \square

$$\cos^2 \mathcal{G} = 0.76 \pm 0.14$$

$$|\mathcal{G}| = (29.6 \pm 9.5)^\circ$$

$$|g_8| = 7.13 \pm 2.08 \text{ GeV}$$

$$|g_1| = 5.11 \pm 2.45 \text{ GeV}$$

σ	$0.445 - i 0.220$ $ g_{\pi\pi} = 3.01$ $ g_{K\bar{K}} = 1.09$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 0.09$	$0.443 - i 0.213$ $ g_{\pi\pi} = 2.94$ $ g_{K\bar{K}} = 1.30$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 0.04$	$0.442 - i 0.214$ $ g_{\pi\pi} = 2.95$ $ g_{K\bar{K}} = 1.34$
$f_0(980)$	$0.988 - i 0.014$ $ g_{\pi\pi} = 1.33$ $ g_{K\bar{K}} = 3.63$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 2.85$	$0.983 - i 0.007$ $ g_{\pi\pi} = 0.89$ $ g_{K\bar{K}} = 3.59$ $ g_{\eta_8\eta_8} = 2.61$	$0.987 - i 0.011$ $ g_{\pi\pi} = 1.18$ $ g_{K\bar{K}} = 3.83$
$a_0(980)$	$1.055 - i 0.025$ $ g_{\pi\eta_8} = 3.88$ $ g_{K\bar{K}} = 5.50$	$1.032 - i 0.042$ $ g_{\pi\eta_8} = 3.67$ $ g_{K\bar{K}} = 5.39$	$1.030 - i 0.086$ $ g_{\pi\eta_8} = 4.08$ $ g_{K\bar{K}} = 5.60$
κ	$0.784 - i 0.327$ $ g_{K\pi} = 5.02$ $ g_{K\eta_8} = 3.10$	$0.804 - i 0.285$ $ g_{K\pi} = 4.93$ $ g_{K\eta_8} = 2.96$	$0.774 - i 0.338$ $ g_{K\pi} = 4.89$ $ g_{K\eta_8} = 3.00$

$$g_{\sigma\pi\pi} = 3.6 \pm 1.4$$

$$g_{\sigma KK} = 1.04 \pm 0.39$$

$$g_{\sigma\eta\eta} = 0$$

$$g_{f_0\pi\pi} = 2.2 \pm 1.0$$

$$g_{f_0 KK} = 3.1 \pm 1.0$$

$$g_{f_0\eta\eta} = 2.5 \pm 0.7$$

$$g_{a_0\pi\eta} = 3.1 \pm 1.0$$

$$g_{a_0 KK} = 3.7 \pm 1.3$$

$$g_{\kappa K\pi} = 4.6 \pm 1.5$$

$$g_{\kappa K\eta} = 1.5 \pm 0.5$$

$$\cos^2 \mathcal{G} = 0.76 \pm 0.14$$

$$|\mathcal{G}| = (29.6 \pm 9.5)^\circ$$

$$|g_8| = 7.13 \pm 2.08 \text{ GeV}$$

$$|g_1| = 5.11 \pm 2.45 \text{ GeV}$$

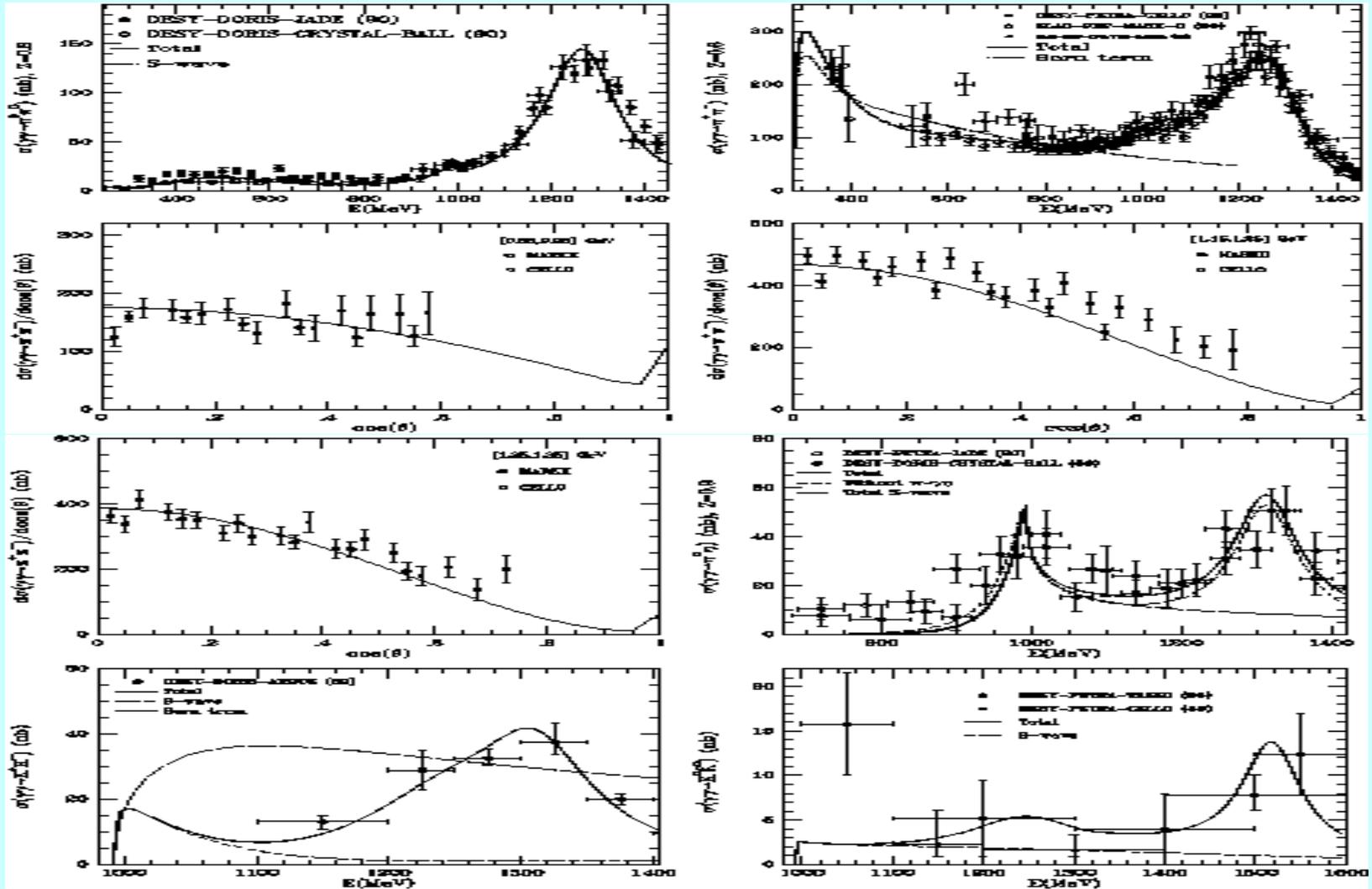
1. $f_0(980)$, $a_0(980)$, $\kappa(900)$, $f_0(600)$ or \diamond form the lightest scalar nonet.
2. $\cos^2 \square = 0.76 \pm 0.14$ \Downarrow \diamond es principalmente un singlete y la $f_0(980)$ es principalmente octete.
3. Similar a la mezcla en el nonete pseudoescalar pero **invertido** (anomalía).
 η (ligero) octete, \diamond (ligera) singlete ; $\tilde{\omega}'$ (pesado) singlete, $f_0(980)$ (pesado) octete.

RESUMEN PROCESOS DE PRODUCCIÓN

Estas amplitudes fuertes han sido probadas en gran cantidad de procesos a través de las correcciones por interacción de estado final (FSI).

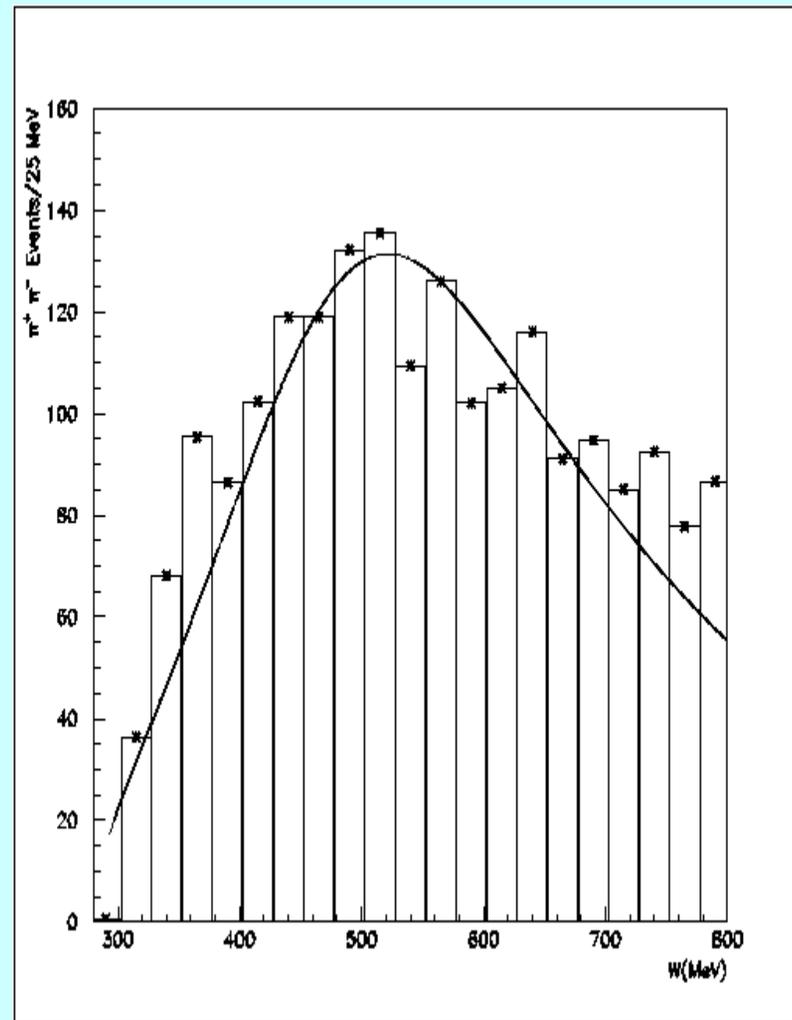
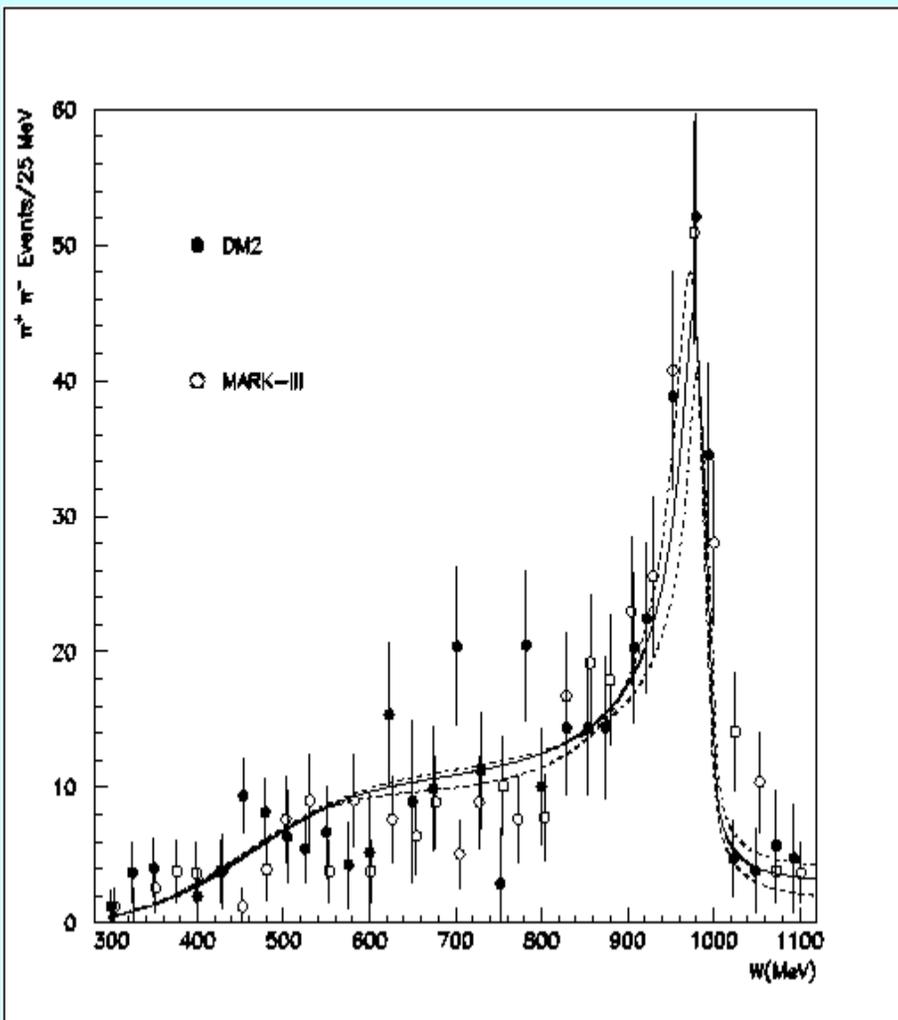
$$\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0, \pi^+\pi^-, K^0\bar{K}^0, K^+K^-, \pi^0\eta$$

Oset, J.A.O NP A629,739('99).



$J/\Psi \rightarrow \phi(\omega) \pi\pi, K\bar{K}$

Meissner, Oller NP A679,671('01).

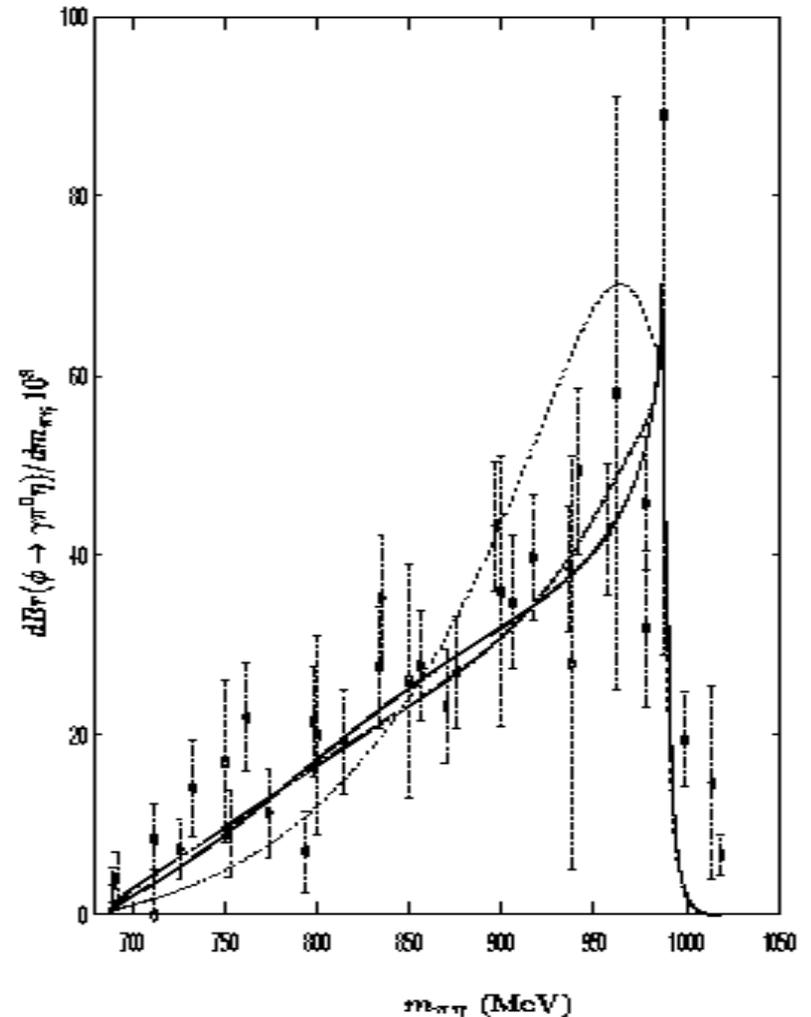
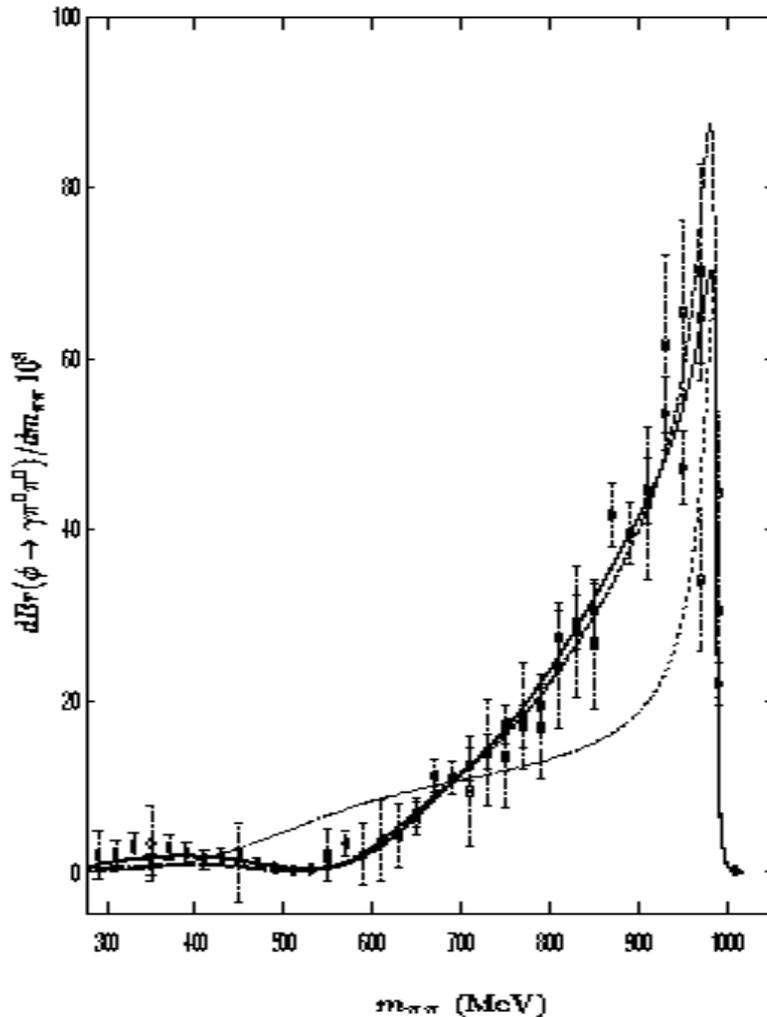


$$\phi(1020) \rightarrow \gamma K^0 \bar{K}^0, \gamma \pi^0 \pi^0, \gamma \pi^0 \eta$$

J.A.Oller. NPA 714, 161 ('02)

BS: $\zeta_0 = -\zeta_1 = +180.83 \text{ MeV}$,
 $\underline{\Omega}G_0 = \underline{\Omega}G_1 = 1.42/16 \square^2$.

IAM: $\zeta_0 = -\zeta_1 = +146.42 \text{ MeV}$,
 $\underline{\Omega}G_0 = \underline{\Omega}G_1 = 1.54/16 \square^2$.



• UCHPT:

- Teoría sistemática y versátil para tratar sistemas que interactúan fuertemente (no perturbativos) incluso a bajas energías: Ondas S mesón-mesón, Ondas S mesón-barión con extrañeza -1, NN.
- Se emplea el desarrollo en una serie quiral de un centro de interacción R .
- Se basa en **Analiticidad y Unitariedad**.
- El mismo esquema se puede emplear para corregir por FSI los procesos de producción.
- Trata contribuciones tanto resonantes (**preexistentes/generadas dinámicamente**) como 'backgrounds'.
- Posibilita que los Lagrangianos quirales puedan también ser empleados a altas energías, ofreciendo parametrizaciones que tienen en cuenta gran cantidad de restricciones teóricas: Simetría quiral, gran número de colores, comportamientos asintóticos de QCD, etc.