

# INFLUENCIA DE EXCITACIONES DE DOS PARTICULAS - DOS AGUJEROS EN LA FUNCION RESPUESTA LONGITUDINAL.

E. Bauer

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas  
Universidad Nacional de La Plata  
CC 67, 1900 La Plata

Estudiamos la influencia de las excitaciones de dos-partículas-dos agujeros en la función respuesta longitudinal para la dispersión cuasi-elástica de electrones sobre núcleos. Debido a que los impulsos puestos en juego son altos, usamos la aproximación de materia nuclear. Nos limitamos a reacciones de tipo exclusivas; esto es, aquellas en las que sólo se detecta el electrón dispersado. Encontramos que la inclusión de estas excitaciones da lugar a una disminución de la entidad a bajas energías y a un aumento para energías altas. Realizamos, además, una estimación de la regla de suma Coulombiana.

La función de estructura dinámica  $S(q, \omega)$  para una fluctuación de la densidad nuclear de carga, viene dada por la parte imaginaria de la función de correlación:

$$S(q, \omega) = \frac{-\text{Im}}{\pi} \langle 0 | \rho_q^+ G(q, \omega) \rho_q | 0 \rangle \quad (1)$$

donde  $\omega$  indica la energía de excitación y  $q$  es la magnitud del impulso transferido.  $|0\rangle$  representa al estado fundamental,  $\rho_q$  es el operador densidad de carga y  $G(q, \omega)$  indica la función de Green del problema,

$$G(q, \omega) = \frac{1}{\omega - H + i\eta} \quad (2)$$

$H$  es el Hamiltoniano del sistema. Suponemos que nuestro estado final puede contener tanto excitaciones de una partícula- un agujero ( $1p - 1h$ ), como excitaciones de dos partículas-dos agujeros ( $2p - 2h$ ). Para ello, introducimos los operadores de proyección  $P$  y  $Q$ ; la acción de  $P$  produce la proyección sobre el espacio de  $1p - 1h$ , mientras que  $Q$  lo hace sobre el espacio de  $2p - 2h$ . Esto permite escribir nuestro Hamiltoniano como:

$$H = H_0 + PHQ + QHP + QHQ, \quad (3)$$

$H_0 \equiv PHP$ . En forma análoga, para la función de Green obtenemos:

$$G = \underset{\substack{| \\ A}}{PGP} + \underset{\substack{| \\ B}}{PGQ} + \underset{\substack{| \\ C}}{QGP} + \underset{\substack{| \\ D}}{QGQ} \quad (4)$$

Luego de un poco de álgebra, encontramos que,

$$A = P \frac{1}{\omega - H_0 - \hat{\Sigma}_{pp} + i\eta} P, \quad (5.a)$$

$$B = P \frac{1}{\omega - H_0 - \hat{\Sigma}_{pp} + i\eta} PHQ \frac{1}{\omega - QHQ + i\eta} Q \quad (5.b)$$

$$C = Q \frac{1}{\omega - QHQ + i\eta} QHP \frac{1}{\omega - H_0 - \hat{\Sigma}_{pp} + i\eta} P, \quad (5.c)$$

$$D = Q \frac{1}{\omega - QHQ - \hat{\Sigma}_{QQ} + i\eta} Q, \quad (5.d)$$

$$\text{con } \hat{\Sigma}_{pp} = PHQ \frac{1}{\omega - QHQ + i\eta} QHP$$

$$\text{y } \hat{\Sigma}_{QQ} = QHP \frac{1}{\omega - H_0 + i\eta} PHQ, \quad (6)$$

Supondremos que nuestro estado fundamental consta del vacío de Hartree - Fock ( $|HF\rangle \equiv |\phi_0\rangle$ ) y, además, contiene configuraciones de  $2p-2h$  ( $\equiv |\phi_4\rangle$ ); de modo que,

$$|0\rangle \equiv |\phi_0\rangle + |\phi_4\rangle \quad (7)$$

Insertando ahora (4) en (1), empleando (7) como

modelo para nuestro estado fundamental, podemos escribir  $S(q, \omega)$  como,

$$S(q, \omega) = S_A + S_B + S_C + S_D, \quad (8)$$

con,

$$S_A = -\frac{Im}{\pi} \langle \phi_0 | \rho_q^+ A \rho_q | \phi_0 \rangle, \quad (9.a)$$

$$S_B = -\frac{Im}{\pi} \langle \phi_0 | \rho_q^+ B \rho_q | \phi_0 \rangle, \quad (9.b)$$

$$S_C = -\frac{Im}{\pi} \langle \phi_4 | \rho_q^+ C \rho_q | \phi_0 \rangle, \quad (9.c)$$

$$S_D = -\frac{Im}{\pi} \langle \phi_4 | \rho_q^+ D \rho_q | \phi_4 \rangle, \quad (9.d)$$

Señalemos además, que la función respuesta longitudinal  $R_L(q, \omega)$ , está relacionada con la función de estructura  $S(q, \omega)$  a través del factor de forma  $G_E(q, \omega)$  como:

$$R_L(q, \omega) = |G_E(q, \omega)|^2 \cdot S(q, \omega) \quad (10)$$

$$\text{con } G_E(q, \omega) = \left(1 + (q^2 + \omega^2) / (842 \text{ MeV})^2\right)^{-2}$$

Como ejemplo de aplicación del formalismo, hemos evaluado las contribuciones  $S_A$  y  $S_D$  para el  $^{40}\text{Ca}$ , con un impulso transferido  $q = 410 \text{ MeV}/c$ . Fijamos como interacción residual la de intercambio de un mesón  $\pi$  y de un mesón  $\rho$  ( $V_{\pi+\rho}$ ). El efecto de los otros mesones lo hemos tenido en cuenta por medio de la interacción de Landau-Migdal. Calculamos en primer lugar las partes real e imaginaria de la autoenergía  $\Sigma_{pp}$  (ec. 8). A partir de estos valores, se calculó la contribución proveniente de  $S_A$  en forma exacta. La evaluación de  $S_D$  resulta más difícil, ya que implica una integración de 12 dimensiones que puede ser reducida sólo hasta 6 dimensiones. Se empleó un código de integración numérica por el método Monte Carlo. El error en el valor de  $S_D$  así obtenido, es del orden del 10%. En la fig. 1 mostramos  $S_A$  y  $S_D$  dado por las curvas II y III, respectivamente. La curva I muestra el resultado correspondiente a un gas de Fermi libre.

En la fig. 2, mostramos el valor de  $R_L(q, \omega)$  para un gas de Fermi libre (curva I) y proveniente de  $S_A$

sumado con  $S_D$  (curva II), comparado con los datos experimentales tomados de [1].

Evaluamos también la regla de suma coulombiana para el caso de un gas de Fermi libre y para el resultado proveniente de nuestro formalismo, encontrando una reducción de la intensidad del 15%, lo cual significa un mejor acuerdo con los datos experimentales.

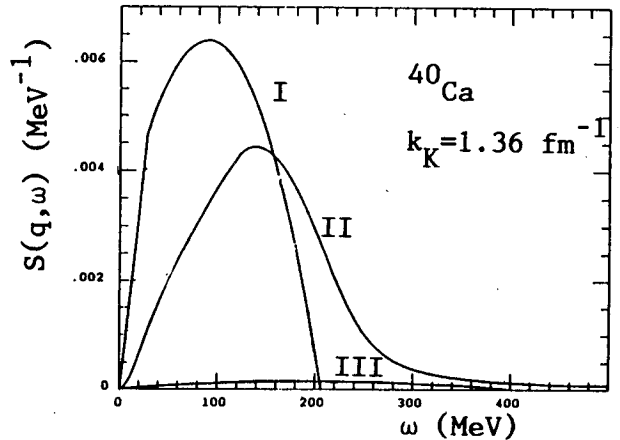


Fig. 1:  $S(q, \omega)$  para el  $^{40}\text{Ca}$  con  $q = 410 \text{ MeV}/c$ . Las curvas, I, II y III representan el gas de Fermi libre,  $S_A$  y  $S_D$ , respectivamente.

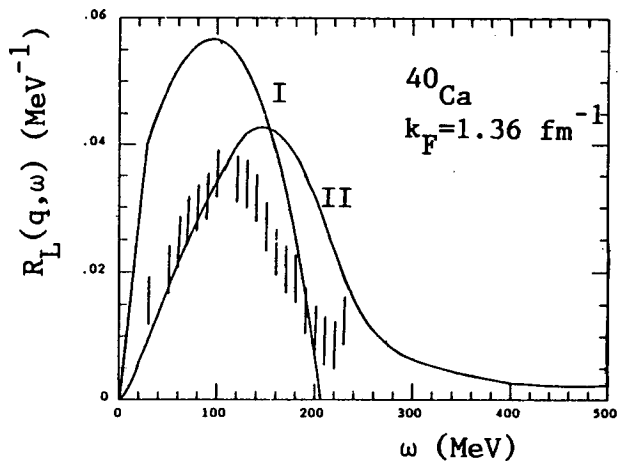


Fig. 2:  $R_L(q, \omega)$  en el mismo caso que la fig. anterior. I es el gas de Fermi, mientras que II es la suma de  $S_A$  y  $S_D$ . Los puntos experimentales son de ref. [1].

En conclusión, hemos descrito un esquema que permite evaluar la función respuesta longitudinal, tomando en cuenta tanto las inserciones de autoenergía como las correlaciones del estado fundamental. En la literatura existen trabajos que toman en cuenta estos efectos por separado. En [2], se describe un esquema en donde se incluyen las inserciones de autoenergía de una manera fenome-

nológica, mientras que en [3] se incluyen correlaciones del estado fundamental para el caso transversal. Nuestro formalismo proporciona un esquema unificado para ambas constituciones, apareciendo además términos de interferencia entre ambas (ecs. 9b y 9c). Como resultado, encontramos una disminución de la intensidad a bajas energías y un aumento para energías altas. Observamos también una disminución en la regla de suma coulombiana.

## REFERENCIAS

1. Meziani, Z. E. et al. Phys. Rev. Lett. 52, 2130 (1984).
2. Co, G., Quader, F. K., Smith, R. D., Wambach, J.: Preprint, University of Illinois at Urbana-Champaign (1988).
3. Alberico, W. M., Ericson, M., Molinari, A.: Ann. of Phys. (N. Y.) 154, 358 (1984).

CEILAP  
CITEFA - CONICET  
ZUFRIATEGUI Y VARELA  
1603 - VILLA MARTELLI  
REPUBLICA ARGENTINA