

Universidad Nacional de La Plata
Departamento de Física.

**Efectos nucleares en la extracción de la función de
estructura del neutrón.**

Tesis Doctoral.

Rodolfo Sassot

Carlos Alberto García Canal
Director

La Plata, Abril de 1993

Indice:

Introducción.	1
I. La función de estructura del neutrón en dispersión inelástica profunda.	
I.1 Funciones de estructura de los nucleones en dispersión inelástica profunda	5
I.2 La función de estructura del neutrón en el modelo de partones	12
I.3 Necesidad de blancos de deuterio	16
II. Blancos nucleares: el deuterio como blanco.	
II.1 Dispersión inelástica a partir de blancos nucleares	17
II.2 Aproximación para la dispersión inelástica con blancos de deuterio	20
II.3 El efecto EMC	22
II.4 Modelos para el efecto EMC	27
II.5 Modelos para el efecto de apantallamiento	34
III. Resultados experimentales.	
III.1 La verificación de la regla de suma de Gottfried	45
III.2 La dependencia en Q^2 de F_2^n/F_2^p	49
IV. Análisis de los datos experimentales.	
IV.1 Convergencia de la regla de suma de Gottfried	55
IV.2 Parametrización fenomenológica del efecto nuclear	65
IV.3 Contribuciones piónicas al deuterón	74

IV.4 El modelo de recombinación partónica	79
V. Otras predicciones de la propuesta.	
V.1 La asimetría de Drell-Yan	81
V.2 Las reglas de suma de Bjorken y de Ellis y Jaffe	84
V.3 Dispersión de neutrinos	88
VI. Conclusiones	91
Apéndice:	
Funciones de estructura de dispersión inelástica profunda en el modelo standard. ..	96
Referencias	107

Introducción.

La dispersión inelástica profunda es una de las herramientas más valiosas en el estudio de la estructura de los hadrones. La descripción de los mismos en términos de quarks es hoy universalmente aceptada y si bien el modelo de quarks para la composición de los hadrones se desarrolló en forma independiente a los experimentos de dispersión, la realidad física de los quarks y la necesidad de una dinámica de quarks para describir a los hadrones recién fue reconocida a partir de la realización de una serie de estos experimentos en SLAC, a fines de la década de 1960.

En estos experimentos, electrones altamente energéticos son dispersados en forma inelástica a partir de nucleones en estrecha analogía con los experimentos de dispersión de partículas α realizados por Rutherford en 1900. En ambos casos, la sorpresa consistió en encontrar que las secciones eficaces no disminuían significativamente al aumentar el impulso transferido, indicando la presencia de centros puntuales de dispersión en el blanco. Estudios posteriores con electrones y luego con neutrinos determinaron el spin, carga eléctrica y número bariónico de estos constituyentes puntuales de los hadrones y mostraron que eran asimilables a los quarks. También se reconoció que estos experimentos no sólo detectan los efectos de los quarks sino que permiten medir directamente la distribución de impulso del blanco hadrónico entre sus constituyentes.

Durante la década de 1970 se pudo establecer que una teoría de campos de gauge no abeliana, la cromodinámica cuántica (QCD), podía explicar las características de la dinámica de quarks. Uno de sus éxitos fue la predicción cuantitativa de detalles de la dispersión inelástica a grandes transferencias de impulso, las llamadas violaciones de escala de las funciones de estructura en términos de las cuales se parametrizan las secciones eficaces de dispersión sobre nucleones. Actualmente, los experimentos de dispersión inelástica profunda alcanzan precisión suficiente como para establecer y cuantificar la variación del acoplamiento fuerte con el régimen de impulso, confirmando las predicciones de QCD.

A pesar del éxito de QCD en este tipo de predicciones, el entendimiento de la composición hadrónica y de las interacciones entre hadrones resulta comparativamente pobre. Esto se debe a la falta de un tratamiento no perturbativo riguroso para los estados ligados de quarks.

En el límite de grandes transferencias de impulso es posible factorizar un dado proceso en un parte calculable perturbativamente a través de QCD y otra que depende de distribuciones de partones (quarks y gluones) extraídas fenomenológicamente. Las distribuciones de partones parametrizan las propiedades esencialmente no perturbativas del hadrón.

En el marco teórico actual, las secciones eficaces de las interacciones leptón-hadrón y hadrón-hadrón a altas energías σ , están relacionadas con secciones eficaces elementales de interacción partónica $\hat{\sigma}$, calculables via los teoremas de factorización de QCD como suma de integrales que convolucionan a estas últimas con distribuciones universales de partones. Las distribuciones de partones pueden ser, en principio, determinadas a partir del análisis de un conjunto de experimentos standard -dispersión inelástica profunda, producción de pares de leptones en experimentos de Drell-Yan, producción de bosones W o Z en colisiones protón-antiprotón, producción directa de fotones a gran impulso transversal, producción de jets, de sabores pesados, etc.. Disponer de distribuciones partónicas precisas es entonces vital para cualquier tipo de trabajo cuantitativo en cualquiera de los procesos hadrónicos mencionados

Habiendo crecido en complejidad tanto la teoría como los experimentos, un adecuado análisis global y sistemático requiere los esfuerzos coordinados de teóricos y experimentales familiarizados con los distintos puntos de vista de dicho análisis.

En la dispersión inelástica profunda la factorización toma una forma particularmente simple y lleva de manera natural a la determinación de distribuciones partónicas a partir de las funciones de estructura. Al mismo tiempo la factorización, la independencia de las distribuciones partónicas respecto de un determinado proceso, y la QCD pueden ser verificadas bajo condiciones comparativamente limpias.

La QCD pretende ser la teoría de las interacciones fuertes, responsable no sólo del acoplamiento de quarks para formar hadrones sino también, en última instancia, de las fuerzas entre nucleones que dan lugar a los núcleos atómicos. Sin embargo, la conexión entre las fuerzas nucleares y la QCD subyacente es difícil de hacer ya que, para distancias mayores que un fermi, los quarks y los gluones son confinados por la interacción fuerte de color. Para grandes distancias entonces, las fuerzas son más fácilmente descritas en términos del intercambio de hadrones, estados ligados de quarks y gluones. En relación a este ámbito de estudio, los experimentos de dispersión inelástica profunda proveen información sobre las distribuciones de impulso de quarks y gluones en nucleones pertenecientes a un núcleo.

El descubrimiento de una dependencia nuclear no trivial en las funciones de estructura, el llamado efecto EMC, ha estimulado un gran interés en este tipo de experimentos con blancos nucleares. Esta dependencia puede ser entendida en términos de modificaciones de la estructura de los nucleones en el medio nuclear, consecuencias por ejemplo, de grados de libertad no nucleónicos como piones, etc.. Como veremos, este efecto tiene un importante

papel en la extracción de la función de estructura del neutrón. que usualmente se realiza a partir de la combinación de datos experimentales sobre protones y deuterio.

La función de estructura del neutrón participa en la extracción de distribuciones partónicas. y además en la verificación de muchas reglas de suma. que son uno de los logros más importantes del modelo de quark-partones. Son también banco de prueba de las predicciones de QCD. Dichas reglas de suma son el punto de contacto entre las hipótesis de simetría del modelo de quarks y las funciones de estructura de la dispersión inelástica profunda.

Originalmente, estas reglas fueron obtenidas en el contexto del álgebra de corrientes suponiendo que las corrientes electromagnéticas hadrónicas que intervienen en la dispersión pueden, en alguna región del rango de las variables cinemáticas, ser asimiladas a corrientes de campos no interactuantes y que además poseen simetría de sabor. Posteriormente, se asociaron estos campos libres con los de los quarks del modelo y, asignando probabilidades de acuerdo con la simetría de sabor a los mismos, se obtuvieron las mismas reglas de suma pero con una mayor significación partónica. Con el desarrollo de la QCD y las técnicas perturbativas asociadas, fue posible reemplazar la suposición de campos libres para los quarks por el comportamiento asintóticamente libre que predice QCD y obtener las correcciones dinámicas a las reglas de suma.

Resultados negativos consecutivos en la verificación experimental de las reglas de suma y del comportamiento predicho por QCD para las funciones de estructura han estimulado recientemente una gran cantidad de análisis teóricos. Entre las distintas explicaciones propuestas, consideramos como más natural y consistente el modelo que hemos desarrollado, que afirma que el problema está relacionado con los efectos nucleares en el deuterón, sistemáticamente despreciados al extraer la función de estructura del neutrón.

A pesar de que los efectos nucleares en el deuterón son a priori pequeños, tal como se esperaría ya que se trata de un núcleo débilmente ligado, afectan a las reglas de suma de maneras diferentes y en algunos casos estos efectos son amplificadas dramáticamente. Lo mismo puede decirse respecto de las verificaciones de QCD.

Las estimaciones de estos efectos a partir del modelo que hemos desarrollado basado en el contenido mesónico del deuterón es consistente con la magnitud, forma y dependencia en la escala necesarias para conciliar datos experimentales y predicciones teóricas respaldando de esta forma nuestro punto de vista.

Nuestra intención en este trabajo es presentar una revisión de los efectos nucleares en los fenómenos de dispersión inelástica profunda a partir de blancos de deuterio y de sus consecuencias en la extracción de la función de estructura del neutrón.

En la primera sección señalamos la importancia de los datos sobre la función de estructura

del neutrón en el estudio de la estructura partónica de los hadrones, tanto en lo referente a la extracción de las distribuciones de impulso partónicas como en la verificación de las distintas reglas de suma. También señalamos la imposibilidad de construir blancos de neutrones para experimentos de dispersión y la consiguiente necesidad del deuterón como blanco.

La segunda sección resume las características nucleares del deuterón relevantes en la dispersión inelástica profunda y las consideraciones habituales que se hacen cuando se lo usa como blanco. También resumimos la situación experimental y teórica de los efectos conocidos cuando se usan blancos nucleares pesados en procesos de dispersión.

La tercera sección presenta resultados experimentales recientes sobre deuterón en los cuales las expectativas teóricas previas no han sido satisfechas y han motivado fuertes controversias. En particular, tratamos la regla de suma de Gottfried y la dependencia en la escala de impulso del cociente entre las funciones de estructura de protón y neutrón.

En la cuarta sección analizamos la validez de dichas expectativas, destacamos la relevancia de algún tipo de efecto nuclear en el análisis de los datos y proponemos una forma de extraer y parametrizar el mismo. También, planteamos dos modelos, complementarios en algún sentido, como origen y explicación del efecto: el modelo de recombinación de partones y otro basado en el contenido piónico del deuterón.

La quinta sección muestra una serie de experimentos sensibles a los mecanismos propuestos para explicar el efecto y las correspondientes predicciones. Los mismos se refieren a la regla de suma de Bjorken para la dispersión con blancos y haces polarizados, la asimetría entre procesos de Drell-Yan en los cuales un protón incide sobre protones y neutrones, la dependencia en la escala del cociente entre las funciones de estructura de protón y neutrón y la dispersión de neutrinos.

También comparamos nuestras predicciones con las de otras propuestas como la de ruptura de simetría de isospín en las distribuciones de quarks de mar de los nucleones, mostrando cómo los datos experimentales disponibles favorecen nuestro punto de vista.

La última sección está dedicada a las conclusiones finales.

La función de estructura del neutrón en dispersión inelástica profunda.

I.1. Funciones de estructura en dispersión inelástica profunda.

Las funciones de estructura de dispersión inelástica profunda no polarizada de nucleones reflejan las distribuciones de impulso entre los quarks que los componen así como importantes aspectos de su estructura interna [1,2]. Su dependencia en el impulso transferido en el proceso de dispersión puede ser usada para determinar el parámetro de escala de QCD y las distribuciones de impulso de gluones [3]. A su vez, las distribuciones de impulso de quarks y gluones son ingredientes claves en la fenomenología de colisiones leptón-hadrón y hadrón-hadrón [4]. Extraídas a partir de las mediciones en experimentos con blancos fijos, estas distribuciones son luego usadas para realizar predicciones sobre secciones eficaces y funciones de estructura a mayores energías. El proceso de extraer distribuciones de partones a partir de ajustes globales es relativamente simple y fue iniciado diez años atrás [5]. Desde entonces, la mejora en precisión de los datos experimentales y la creciente sofisticación en los ajustes ha permitido verificaciones cada vez más ajustadas del modelo standard en colisiones hadrónicas [6].

Aparte de las aplicaciones fenomenológicas obvias, como predicciones de secciones eficaces, el estudio de las distribuciones partónicas provee información sobre la forma en que los partones están confinados en los hadrones. En los últimos años se ha obtenido una cantidad importante de información sobre la dependencia en sabor, simetría de isospín, distribuciones partónicas en núcleos, reglas de suma, distribuciones polarizadas de partones etc..

Dada la importancia que tienen en nuestro análisis las funciones de estructura y distribuciones partónicas, dedicamos el resto de este apartado y un apéndice al final del trabajo a resumir sus principales propiedades y relaciones, fijando al mismo tiempo las convenciones de notación que usaremos de aquí en más.

Comenzamos considerando la forma general de la sección eficaz de dispersión inclusiva

de un leptón $l(k)$ de impulso k por un hadrón $N(p)$ de impulso p , en la aproximación de intercambio de un fotón [4].

$$l(k) + N(p) \rightarrow l(k') + X(p_n) \quad (1)$$

donde $X(p_n)$ es un cierto estado hadrónico final de impulso p_n .

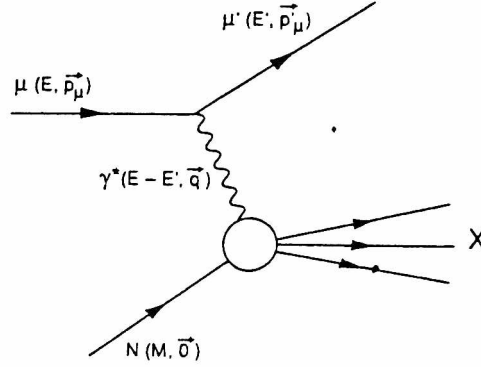


Figura 1: Gráfico de la dispersión inelástica profunda leptón-hadrón.

Definimos las variables cinemáticas

$$q = k - k', \quad \nu = p \cdot q / M, \quad \omega^2 = p_n^2 = (p + q)^2 \quad (2)$$

En el sistema de laboratorio

$$p_\mu = (M, 0, 0, 0), \quad k_\mu = (E, \vec{k}), \quad k'_\mu = (E', \vec{k}') \quad (3)$$

entonces

$$\nu = E - E' \quad (4)$$

es la energía perdida por el leptón en límite en que las masas leptónicas son despreciables y

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(k - k')^2 = 4EE' \text{sen}^2 \frac{\theta}{2} \quad (5)$$

es el impulso transferido. θ es el ángulo de dispersión. La amplitud de dispersión del proceso está dada por

$$T_n = e^2 \bar{u}(k', \lambda') \gamma^\mu u(k, \lambda) \frac{1}{q^2} \langle n | J_\mu^{em}(0) | p, \sigma \rangle \quad (6)$$

donde J_μ^{em} es la corriente electromagnética hadrónica. La sección eficaz no polarizada está dada por

$$d\sigma_n = \frac{1}{|v|} \frac{1}{2M} \frac{1}{2E} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2k'_0} \prod_{i=1}^n \left[\frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2p_{i0}} \right] \frac{1}{4} \sum_{\sigma \lambda \lambda'} |T_n|^2 (2\pi)^4 \delta^4(p + k - k' - p_n) \quad (7)$$

Sumando sobre todos los posibles estados hadrónicos se obtiene la sección eficaz inclusiva

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha_{em}^2}{q^4} \left(\frac{E'}{E}\right) l^{\mu\nu} W_{\mu\nu} \quad (8)$$

donde

$$l_{\mu\nu} = \frac{1}{2} tr[\check{k}\gamma_\mu\check{k}\gamma_\nu] = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu + \frac{q^2}{2}g_{\mu\nu}) \quad (9)$$

y el tensor hadrónico está dado por

$$W_{\mu\nu}(p, q) = \frac{1}{4M} \sum_{\sigma} \int \frac{d^4\xi}{2\pi} e^{iq.\xi} \langle p, \sigma | J_{\mu}^{em}(\xi) J_{\nu}^{em}(0) | p, \sigma \rangle \quad (10)$$

La conservación de la corriente electromagnética y el hecho de que $W_{\mu\nu}$ es un tensor de Lorentz de segundo rango dependiente de p_{μ} y q_{μ} , permite descomponerlo según

$$W_{\mu\nu} = -W_1(Q^2, \nu)(g_{\mu\nu} - \frac{q_{\mu}q_{\nu}}{q^2}) + \frac{W_2(Q^2, \nu)}{M^2} (p_{\mu} - \frac{p.q}{q^2}q_{\mu})(p_{\nu} - \frac{p.q}{q^2}q_{\nu}) \quad (11)$$

donde $W_{1,2}$ son las funciones de estructura invariantes Lorentz del hadrón blanco que dependen de las variables invariantes Q^2 y ν .

Las funciones de estructura $W_{1,2}$ están estrechamente vinculadas con los factores de forma de la dispersión elástica $F_{1,2}(q^2)$ que a transferencia de impulso cero miden la carga y momento magnético anómalo del hadrón. En efecto, tomando el límite elástico $p_n^2 = M^2$ en la ec.(10) resulta:

$$W_1^{el}(q^2, \nu) = \delta(q^2 + 2M\nu) \frac{q^2}{2M} G_M^2(q^2) \quad (12)$$

$$W_2^{el} = \delta(q^2 + 2M\nu) \frac{2M}{(1 - q^2/4M^2)} [G_E^2(q^2 - \frac{q^2}{4M^2}G_M^2(q^2))] \quad (13)$$

donde

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4M^2} F_2(q^2) \quad (14)$$

y

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + F_2(q^2) \quad (15)$$

son los factores de forma eléctrico y magnético respectivamente, que se determinan a partir de la medición de la sección eficaz de dispersión elástica. Experimentalmente se encuentra que $G_E(q^2)$ y $G_M(q^2)$ en el caso del protón se comportan como

$$G_E(q^2) \approx \frac{G_M(q^2)}{\kappa_p} \approx \frac{1}{(1 - q^2/\Lambda)^2} \quad (16)$$

donde κ_p es el momento magnético del protón y Λ toma el valor $0.7G\epsilon V^2$. Si el protón fuera una partícula puntal (sin estructura) entonces $G_M(q^2) = G_E(q^2) = 1$. La dependencia no

trivial en q^2 indica estructura en el protón. También para q^2 grande, la sección eficaz clásica se comporta como $G_E \approx G_M \sim q^{-4}$. Si las secciones eficaces inelásticas para estados finales distintos de protón se comportaran en forma similar a las secciones eficaces elásticas, uno esperaría un rápido decrecimiento para q^2 grande. Sin embargo, experimentalmente se encuentra que para grandes masas invariantes en los estados finales $\omega \gg M$ el comportamiento en q^2 es casi constante. Este fenómeno, denominado invariancia de escala de Bjorken [7], inspira la idea de que existen constituyentes puntuales en los nucleones. Para el tratamiento de este fenómeno, se puede definir una variable adimensional x según

$$x = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (17)$$

que se denomina variable de escala de Bjorken. Dado que la masa invariante del sistema final hadrónico es mayor que la masa del nucleón dispersado,

$$\omega^2 = (p + q)^2 = q^2 + 2M\nu + M^2 \geq M^2 \quad (18)$$

el rango de la variable x está acotado entre 0 y 1. La invarianza de escala de Bjorken consiste en la afirmación de que en el límite de Q^2 y ν grandes manteniendo x fijo, comúnmente llamado límite de Bjorken (\lim_{Bj}), las funciones de estructura sólo dependen de x . Entonces

$$\lim_{Bj} F_i(x, q^2) = F_i(x) \quad (19)$$

donde

$$F_1(x, q^2) = MW_1(q^2, \nu), \quad F_2(x, q^2) = \nu W_2(q^2, \nu) \quad (20)$$

En el modelo de partones [1], la dispersión inclusiva está dada por la superposición incoherente de dispersiones elásticas a partir de constituyentes puntuales de los nucleones, los partones. Es inmediato ver entonces que reemplazando los elementos de matriz entre estados de hadrón de la corriente electromagnética por corrientes de fermiones de distinta carga y fracción de impulso longitudinal, las funciones de estructura resultan ser simplemente combinaciones de las distribuciones de impulso de los partones en el nucleón blanco.

$$F_1(x) = \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (21)$$

$$F_2(x) = x \sum_i e_i^2 q_i(x) \quad (22)$$

donde e_i es la carga eléctrica de cada tipo de partón, q_i su distribución de impulso y la suma se hace sobre los distintos tipos de partones. Para más detalles, ver el apéndice de la página 89.

En QCD, el análisis de las funciones de estructura se hace a partir de técnicas perturbativas como el desarrollo del producto de operadores (OPE) [3]. La ecuación (10) define el tensor hadrónico en términos de elementos de matriz de corrientes electromagnéticas. En general los elementos de matriz de productos de operadores no están bien definidos cuando se los evalúa en el mismo punto del espacio-tiempo. El caso típico es el del propagador de campos libres,

$$\langle 0|T[\phi(x)\phi(y)]|0 \rangle = -i\Delta(x-y) = -i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \frac{\epsilon^{-ip \cdot (x-y)}}{m^2 - p^2 - i\epsilon}. \quad (23)$$

Haciendo $y \rightarrow x$ en la ecuación (23) la integral sobre el cuadri-impulso diverge. En el caso de campos libres, se redefine el producto removiendo simplemente la divergencia, ésto no es otra cosa que la definición de orden normal. En el caso general de dos operadores arbitrarios $A(x)$ y $B(y)$, la redefinición del producto pasa por desarrollarlo en una serie de operadores locales $O_i(x)$ con coeficientes singulares $C_i(x)$

$$A(x)B(x) = \sum_{i=0}^{\infty} C_i(x-y) O_i\left(\frac{x+y}{2}\right) \quad (24)$$

Los operadores $O_i(x)$ son regulares en el sentido de que toda la singularidad del producto en el límite $y \rightarrow x$ está contenida en las funciones coeficientes.

En el caso de las corrientes electromagnéticas, el desarrollo permite separar una parte de la sección eficaz que sólo depende de pequeñas distancias $\xi \rightarrow 0$ o equivalentemente $Q^2 \rightarrow \infty$. Esta parte está bajo control ya que es calculable a través del lagrangiano de QCD y el uso del grupo de renormalización.

En el límite de Bjorken, ν y $Q^2 \rightarrow \infty$ con x fijo, la dependencia en estas variables puede entonces ser separada de la dependencia en las variables hadrónicas a través del OPE

$$iT[J(\xi)J(0)] = \sum_{T=2}^{\infty} \sum_n \xi^{\mu_1} \dots \xi^{\mu_n} \left[\frac{1}{\xi^2}\right]^{d_{C_i}} C_{i,n}(\xi^2, \mu^2) O_{\mu_1 \dots \mu_n}^{i,n}(\mu^2). \quad (25)$$

Hemos suprimido los índices de Lorentz en las corrientes hadrónicas por simplicidad. Los operadores $O^{i,n}$ tienen twist T determinado, el que está definido por

$$T \equiv d_{O_i} - n \quad (26)$$

donde n y d_{O_i} son el spin y la dimensión del operador respectivamente. En términos del twist

$$d_{C_i} = -T + 2d_J \quad (27)$$

donde d_J es la dimensión de la corriente J .

En el límite de Bjorken $\xi^2 \sim 1/Q^2 \rightarrow 0$, de manera que los operadores de twist inferior son los que dominan la ec.(25) (notar que las funciones coeficiente $C_{i,n}(\xi^2, \mu^2)$ no son singulares en este límite). La escala μ^2 , es una escala de renormalización necesaria para definir los operadores $O_{\mu_1 \dots \mu_n}^{i,n}(\mu^2)$. Como esta escala no tiene interpretación física, la dependencia en μ^2 de estos operadores debe cancelarse con la de las funciones coeficientes dejando las cantidades físicas, determinadas por $T[J(\xi)J(0)]$, independientes de μ^2 .

Transformado Fourier las ec.(25) y usando la definición del tensor hadrónico,

$$\int_0^1 dx x^{n-1} F_i(x, Q^2) = \overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2) \langle H | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | H \rangle |_{T=2} + O\left(\frac{1}{Q^2}\right) \quad (28)$$

donde $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ es la transformada de Fourier del término dominante de twist 2. $[\frac{1}{\xi^2}]^{d_C} C_{i,n}(\xi^2, \mu^2)$ y hemos definido elementos de matriz reducidos

$$\langle H | O_{\mu_1 \dots \mu_n}^{i,n}(\mu^2) | H \rangle = \langle H | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | H \rangle p_{\mu_1} \dots p_{\mu_n}. \quad (29)$$

El desarrollo de la ec.(25) factoriza los momentos de las funciones de estructura en dos partes, la primera $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ que depende sólo en las escalas de impulso entre μ^2 y Q^2 y la segunda $\langle H | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | H \rangle$ que depende de la escala μ^2 y escalas relevantes al blanco hadrónico, pero no de el impulso Q^2 . La dependencia en Q^2 de $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ puede ser calculada en QCD perturbativa para Q^2 grande donde el acoplamiento es débil. En el orden dominante de QCD

$$\alpha_s(Q^2) \equiv \frac{\bar{g}^2}{4\pi} = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)} \quad (30)$$

donde $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}N_f$ y Λ_{QCD} la escala de QCD, que se obtiene experimentalmente. En términos de $\bar{g}^2(Q^2)$

$$\overline{C_{i,n}}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}, g^2\right) = \overline{C_{i,n}}(1, \bar{g}^2(Q^2)) \exp\left[-\int_1^{Q^2/\mu^2} \gamma_{O^{i,n}}(\bar{g}^2(\tau)) d\tau/\tau\right] \quad (31)$$

donde $\gamma_{O^{i,n}}(\bar{g}^2)$ es la dimensión anómala asociada al operador $O^{i,n}$. Integrando la forma a orden dominante

$$\overline{C_{i,n}}\left(\frac{Q^2}{\mu^2}, \bar{g}^2(Q^2)\right) = \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu^2)}\right]^{\gamma_{O^{i,n}}/2\beta_0} \quad (32)$$

de donde $\overline{C_{i,n}}$ es sólo función de Q^2/μ^2 y $\alpha_s(Q^2)$.

Las ecuaciones (28) pueden ser invertidas para obtener la expresión de las funciones de estructura como convolución de las distribuciones de quarks y gluones

$$F_1^H(x, Q^2) = \sum_i \int_0^1 dz \int_0^1 dy \delta(yz - x) f_{i/H}(y, \mu^2) F^i(z, Q^2, \mu^2) \quad (33)$$

Esta última ecuación expresa el resultado del análisis del OPE como una convolución en la que $f_{i/H}(y, \mu^2)$ puede ser interpretada como la probabilidad de encontrar un constituyente (quark o gluón) en un hadrón H y $F^i(z, Q^2, \mu^2)$ la dispersión a partir de ese constituyente. Ambas cantidades dependen de la escala de factorización y son simplemente las transformadas inversas de Mellin de los elementos de matriz reducidos y las funciones coeficientes dadas por

$$\int_0^1 dy y^n f_{i/H}(y, \mu^2) = \langle H | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | H \rangle \quad (34)$$

$$\int_0^1 dz z^n F^i(z, Q^2, \mu^2) = \overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2) \quad (35)$$

La evolución en (Q^2/μ^2) de las funciones coeficiente corresponde a las ecuaciones de evolución de Altarelli-Parisi [8] para las funciones de estructura F^i donde i es un quark o un gluón.

$$\frac{dF^q(x, t)}{dt} = \frac{\alpha^s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} [F^q(y, t) P_{qq}(\frac{x}{y}) + F^g(y, t) P_{gq}(\frac{x}{y})] \quad (36)$$

$$\frac{dF^g(x, t)}{dt} = \frac{\alpha^s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} [F^q(y, t) P_{qg}(\frac{x}{y}) + F^g(y, t) P_{gg}(\frac{x}{y})] \quad (37)$$

Aquí $t = \ln(Q^2/\mu^2)$ y las funciones de separación P_{ij} están relacionadas con las dimensiones anómalas

$$\int_0^1 dz z^{n-1} P_{qq}(z) = -\frac{1}{4} \gamma_0^n \quad (38)$$

donde por ejemplo γ_0^n es la dimensión anómala del operador de dos quarks.

Si bien la QCD predice la dependencia en Q^2 de las funciones de estructura, a través de los coeficientes $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ (ecuación 32), es necesario extraer las condiciones iniciales a partir de los datos experimentales sobre las funciones de estructura de un determinado hadrón. Es decir, la distribuciones $F^i(z, Q^2, \mu^2)$ para un valor inicial Q_0^2 y las distribuciones de probabilidad de los constituyentes $f_{i/H}(y, \mu^2)$ en el hadrón considerado. Como el cálculo de los coeficientes $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ se realiza en forma perturbativa, es decir a un orden dado del desarrollo perturbativo y en algún esquema de sustracción, y el resultado depende del orden y esquema elegido, las distribuciones partónicas extraídas tienen sentido únicamente en ese orden de perturbaciones y esquema de sustracción dado.

En general, en la literatura sobre extracción de distribuciones partónicas las mismas se definen en forma ligeramente diferente a la que hemos presentado aquí y se presentan resultados tanto para distribuciones que satisfacen las ecuaciones de evolución a orden dominante como para aquellas que lo hacen en el orden siguiente al dominante y en distintos esquemas de sustracción [9,10].

A orden dominante, las funciones de estructura se escriben como una convolución entre distribuciones partónicas que incluyen ya la dependencia en Q^2 , $f^q(x, Q^2)$ y ciertos coeficiente $C_{i,q}^{(0)}$

$$F_i(x, Q^2) = C_{i,q}^{(0)} \otimes f^q(x, Q^2) + O(\alpha_s(Q^2)) \quad (39)$$

el índice q corre sobre sabores de quarks y los coeficientes se reducen en este caso simplemente el cuadrado de la carga eléctrica de los quarks de un determinado sabor q en unidades de la carga eléctrica del electrón. Las distribuciones de gluones no contribuyen a la función de estructura en el orden más bajo de perturbaciones.

En el orden siguiente al dominante, los gluones contribuyen explícitamente a la función de estructura y además los coeficientes adquieren dependencia en el esquema de sustracción. Siendo las funciones de estructura observables físicos, las funciones de distribución deben cancelar esa dependencia y por lo tanto *no son iguales en distintos esquemas*. Explícitamente,

$$F_i(x, Q^2) = [C_{i,q}^{(0)} + \alpha_s(Q^2) C_{i,q}^{(1)\overline{MS}}] \otimes f_{\overline{MS}}^q(x, Q^2) + \alpha_s(Q^2) C_{i,G}^{(1)\overline{MS}} \otimes f_{\overline{MS}}^G(x, Q^2) \quad (40)$$

En este caso tanto coeficientes como distribuciones corresponden al esquema de sustracción \overline{MS} . El índice G denota coeficientes y distribuciones de gluones.

Existe un esquema de sustracción, el esquema DIS, que simplifica la forma de algunas de las funciones de estructura en el orden siguiente al dominante y que se define tal que

$$F_i(x, Q^2) \equiv C_{i,q}^{(0)} \otimes f_{DIS}^q(x, Q^2) + O(\alpha_s^2(Q^2)) \quad (41)$$

En las funciones de distribución resultantes, los efectos gluónicos son absorbidos lo cual desdibuja la imagen de las distribuciones de quarks. Desde el punto de vista de los resultados numéricos, no hay inconvenientes ya que se puede pasar de uno a otro esquema con transformaciones perfectamente definidas.

I.2. La función de estructura de neutrón en el modelo de partones.

La extracción de distribuciones de impulso de quarks para cada sabor en forma individual requiere información sobre funciones de estructura a las cuales cada sabor contribuye con distinto peso, es decir, funciones de estructura de hadrones con distinta composición de sabor. Por otro lado, es también necesario conocer las relaciones entre las distribuciones de sabor de distintos hadrones. Esto último, está provisto por las hipótesis de simetría de sabor del modelo de quark-partones, sin embargo lo primero está severamente restringido por las limitaciones experimentales actuales. Los únicos tipos de blancos que dan lugar a información con suficiente estadística son protones y neutrones, en el caso de bariones,

y piones en el de mesones. La limitación está relacionada con la dificultad para producir otros tipos de hadrones en forma homogénea, en suficiente cantidad y con una distribución suficientemente estrecha de impulsos.

La importancia de la función de estructura del neutrón no se agota en su utilidad para extraer distribuciones de partones, sino que es además indispensable para la verificación de las reglas de suma del modelo [1]. Las reglas de suma son el punto de contacto entre las hipótesis de simetría de sabor con las cuales el modelo construye los hadrones y la dispersión inelástica [11]. En algunos casos, estas reglas trascienden el modelo de partones, ya que pueden derivarse independientemente de sus hipótesis, y son un verdadero campo de pruebas de la QCD [3]. Repasamos a continuación algunos ejemplos sobre los cuales más adelante vamos a volver.

En el modelo de partones, la diferencia entre las funciones de estructura electromagnéticas de protón y neutrón queda simplemente expresada en términos de las distribuciones de impulso de quarks,

$$F_2^p(x) - F_2^n(x) = \frac{x}{3}[u(x) - d(x) + \bar{u}(x) - \bar{d}(x)] \quad (42)$$

donde x es la variable de scaling de Bjorken, interpretada como la fracción de impulso del nucleón llevada por el quark, $u(x)$ y $d(x)$ son las distribuciones de quarks de sabor up y down respectivamente y $\bar{u}(x)$ y $\bar{d}(x)$ son las correspondientes de quarks de mar en el protón. Hemos usado el hecho de que las distribuciones de quarks up (down) en el protón son idénticas a las down (up) del neutrón por ser conjugados de isospín lo mismo que las distribuciones de antiquarks y quarks extraños. Definiendo las distribuciones de valencia $u_v(x)$ y $d_v(x)$ como aquellas correspondientes a los quarks que no provienen del mar de pares quark-antiquark, $u_v \equiv (u - \bar{u})$ y $d_v \equiv (d - \bar{d})$, resulta

$$F_2^p(x) - F_2^n(x) = \frac{x}{3}[u_v(x) - d_v(x)] + \frac{2x}{3}[\bar{u}(x) - \bar{d}(x)], \quad (43)$$

En QCD, esta expresión es válida a orden dominante, y a orden siguiente al dominante si se trabaja en el esquema de renormalización DIS. Si se supone simetría de isospín en las distribuciones de mar, la normalización de las distribuciones de valencia, impuesta por la conservación de la carga

$$\int_0^1 dx u_v(x) = 2 \quad \int_0^1 dx d_v(x) = 1 \quad (44)$$

implica:

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^p(x) - F_2^n(x)] = \frac{1}{3} \quad (45)$$

que es la regla de suma de Gottfried [12].

Otro ejemplo relevante de regla de suma es la de Bjorken [13] para la dispersión de electrones o muones polarizados respecto de blancos también con polarización definida. En el caso de la dispersión polarizada, el tensor hadrónico tiene una componente antisimétrica que se parametriza en términos de dos nuevas funciones de estructura. La aparición de una parte antisimétrica en el tensor hadrónico se debe a que en el caso polarizado el tensor leptónico también tiene una parte antisimétrica.

$$W_{\mu\nu}^{pol} = W_{\mu\nu} + i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \frac{1}{M^2\nu} [q^\rho s^\sigma g_1(Q^2, \nu) + (q^\rho s^\sigma - \frac{s \cdot q}{M\nu} p^\sigma q^\rho) g_2(Q^2, \nu)] \quad (46)$$

donde s^σ es el cuadvivector de polarización del haz leptónico. La función de estructura polarizada $g_1^N(x)$ está relacionada con la no polarizada según

$$xg_1^N(x) = A_1^N \frac{F_2^N(x)}{2[1 + R(x)]} \quad (47)$$

donde $A_1^N(x)$ es la asimetría en dispersión polarizada leptón-nucleón y $R(x)$ es la relación entre las contribuciones longitudinal y transversa del caso no polarizado. En el modelo de partones la asimetría $A_1(x)$ está dada por

$$A_1(x) = \frac{\sum_i e_i^2 [q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x)]}{\sum_i e_i^2 [q_i^{\uparrow}(x) + q_i^{\downarrow}(x)]} \quad (48)$$

donde $q_i^{\uparrow}(x)$ y $q_i^{\downarrow}(x)$ son las distribuciones de quarks de sabor i con vector de polarización paralelo o antiparalelo al blanco respectivamente.

La regla de suma de Bjorken relaciona las funciones de estructura dependientes de spin $g_1^N(x)$ ($N = p, n$) de protón y neutrón:

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \quad (49)$$

Su obtención es una consecuencia del álgebra de corrientes y no simplemente del modelo de partones y se basa en el hecho de que, en el límite inelástico profundo, la diferencia entre las partes dependientes de spin de la sección eficaz puede ser expresada en términos del conmutador a igual tiempo de las densidades de corriente electromagnéticas. La parte isovectorial de este conmutador, la diferencia entre protón y neutrón, puede expresarse en términos del acoplamiento axial del decaimiento β . De esta manera la regla de suma es independiente de la dinámica del modelo.

Finalmente, la regla de suma de Adler [14], para las funciones de estructura de dispersión de neutrinos, tiene especial importancia ya que no recibe correcciones de QCD [3] a ningún orden del desarrollo perturbativo, es decir vale también fuera del límite inelástico profundo. Su obtención puede llevarse a cabo en el contexto del álgebra de corrientes [15], evitando las

hipótesis del modelo de partones, o bien en una forma mucho más directa haciendo uso de ellas.

La sección eficaz (anti)neutrino nucleón para corrientes cargadas se escribe en términos de tres funciones de estructura (ver apéndice)

$$\frac{d^2\sigma^{\nu(\bar{\nu})}}{dx dy} = \frac{G^2 M E}{\pi} \left[\left(1 - y - \frac{Mxy}{2E} + \frac{y^2}{2(R+1)}\right) F_2^{\nu(\bar{\nu})}(x, Q^2) + (-)(y - \frac{y^2}{2}) x F_3^{\nu(\bar{\nu})}(x, Q^2) \right] \quad (50)$$

donde $R = (F_2 - 2xF_1)/2xF_3$ es el parámetro que mide la violación de la relación de Callan-Gross [16]. Usando simetría de isospín las funciones de estructura quedan expresadas en términos de las distribuciones de partones

$$\begin{aligned} F_2^{\nu p}(x, Q^2) &= 2x[d + \bar{u} + s](x, Q^2) \\ F_2^{\nu n}(x, Q^2) &= 2x[u + \bar{d} + s](x, Q^2) \\ xF_3^{\nu p}(x, Q^2) &= 2x[d - \bar{u} + s](x, Q^2) \\ xF_3^{\nu n}(x, Q^2) &= 2x[u - \bar{d} + s](x, Q^2) \end{aligned} \quad (51)$$

entonces, usando la normalización de las distribuciones de valencia resulta

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^{\nu n}(x) - F_2^{\nu p}(x)] = 2 \quad (52)$$

que es la regla de suma de Adler.

Claramente en estos ejemplos de reglas de suma, la información sobre neutrón es indispensable. Es fácil imaginar también toda una variedad de procesos en los que las distribuciones de quarks de neutrones son protagonistas, como por ejemplo, procesos de Drell-Yan [17] o simplemente combinaciones de funciones de estructura arbitrarias, aunque para contrastarlas, a diferencia de las reglas de suma, es necesario contar con un juego de distribuciones de quarks.

Un tercer campo de aplicaciones para la información extraída de la funciones de estructura del neutrón es el análisis de las modificaciones las distribuciones partónicas en el medio nuclear [18]. En efecto, resulta oportuno investigar la relación existente entre las distribuciones partónicas de nucleones libres y las correspondientes a nucleones ligados en núcleos atómicos. El tema ha sido objeto de un renovado interés a partir de la constatación experimental de que las secciones eficaces sobre blancos nucleares no son simples superposiciones incoherentes de las obtenidas para nucleones libres o débilmente ligados, aún en el régimen inelástico profundo [19].

Como dijimos, la QCD pretende ser la teoría de las interacciones fuertes, responsable no sólo de la dinámica según la cual quarks y gluones forman protones, neutrones y otros

hadrones, sino también en última instancia, de las fuerzas internucleónicas que dan lugar a los núcleos atómicos. La conexión entre las fuerzas nucleares y la QCD subyacente es difícil ya que para distancias del orden del fermi, quarks y gluones son confinados por la interacción fuerte de color y las fuerzas nucleares son más fácilmente descriptas en términos de grados de libertad hadrónicos. Las modificaciones a las funciones de estructura en el medio nuclear son en consecuencia una interesante ventana para este tipo de estudio. Sobre este punto volveremos más adelante con mayor detalle.

I.3. Necesidad de blancos de deuterio.

No obstante la importancia que tiene la información sobre las funciones de estructura de neutrón y las correspondientes distribuciones partónicas, las técnicas experimentales actuales no permiten fabricar blancos adecuados de neutrones [20-22]. La razón es simple, no existe en la naturaleza el equivalente neutrónico del átomo de hidrógeno y, por otra parte, los haces de neutrones producidos en reacciones nucleares tienen, además de una distribución de impulsos extendida, relativamente baja densidad y contaminación de otras partículas presentes. Es por ésto que en la práctica la información sobre el neutrón se obtiene del más simple de los núcleos atómicos compuestos: el deuterón.

En dispersión inelástica profunda, el deuterón es habitualmente considerado como un estado débilmente ligado de dos nucleones y su función de estructura F_2^D como la simple suma de las de protón y neutrón F_2^p y F_2^n , modificada sólo por el movimiento de Fermi [20]. De la información sobre blancos de deuterio y protón se obtiene entonces la información requerida sobre el neutrón.

La función de estructura del deuterón también se utiliza para comparar secciones eficaces nucleares con las de nucleones libres suponiendo que siendo el deuterón débilmente ligado aproxima un nucleón de isospín promediado, o isoescalar [23].

Blancos nucleares: el deuterón como blanco.

II.1. Dispersión inelástica a partir de blancos nucleares.

En esta sección nos interesa estudiar las propiedades del deuterón relevantes en el análisis de la dispersión inelástica profunda. Para ello recurriremos una vez más al OPE, para ver en qué forma quedan definidas las funciones de estructura en el caso de blancos nucleares y si es posible establecer alguna relación entre éstas y las de nucleones libres. Como veremos, tal posibilidad se presenta en los modelos llamados de convolución. En el segundo apartado particularizamos para el caso del deuterón.

El análisis llevado a cabo en el apartado I.1. se puede generalizar al caso de blancos nucleares en forma directa [24]. Los elementos de matriz entre estados de hadrón $|H\rangle$ deben ser reemplazados por los correspondientes entre estados de núcleo de número atómico A , $|A\rangle$; la variable de Bjorken x toma en este caso valores entre 0 y A . Así, las funciones de estructura nucleares quedan definidas según

$$F_1^A(x, Q^2) = \sum_i \int_0^1 dz \int_0^A dy \delta(yz - x) f_{i/A}(y, \mu^2) F^i(z, Q^2, \mu^2) \quad (53)$$

donde

$$\int_0^A dy y^n f_{i/A}(y, \mu^2) = \langle A | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | A \rangle \quad (54)$$

$$\int_0^1 dz z^n F^i(z, Q^2, \mu^2) = \overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2) \quad (55)$$

en lugar de las ecuaciones (33), (34) y (35). En este caso $f_{i/A}(y, \mu^2)$ puede ser interpretada como la probabilidad de encontrar un constituyente (quark o gluón) en un núcleo de número atómico A y $F^i(z, Q^2, \mu^2)$ la dispersión a partir de ese constituyente. Es importante notar que, como en el caso de hadrones, los coeficientes $\overline{C_{i,n}}(Q^2, \mu^2)$ no dependen de los estados blanco y por tanto tampoco las funciones $F^i(z, Q^2, \mu^2)$. Toda la información nuclear está contenida en las $f_{i/A}(y, \mu^2)$ a través de los elementos de matriz reducida $\langle A | \overline{O^{i,n}}(\mu^2) | A \rangle$.

El enfoque del OPE no proporciona una relación entre las funciones de estructura de hadrones y las nucleares, tan sólo un método consistente, basado en QCD, para tratar a

estas últimas. Para hacerlo es necesario introducir explícitamente en juego una descripción del núcleo en términos de sus constituyentes hadrónicos, lo cual se implementa a través de los llamados modelos de convolución [25].

Los modelos de convolución son una aproximación particularmente simple e intuitiva a la descripción de la dispersión cuando hay núcleos involucrados. En ellos se supone que la dispersión puede ser descrita en términos de una suma de dispersiones *incoherentes* a partir de los constituyentes nucleares como nucleones ligados, piones, Δ 's etc..

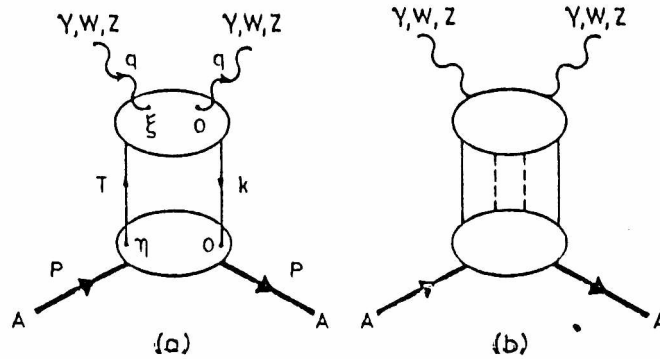


Figura 2: Gráficos que contribuyen a la dispersión a partir de un blanco nuclear.

En la figura (2a) se muestra tal tipo de contribución a la dispersión de un fotón virtual a partir de un blanco T , donde T es uno de los constituyentes del núcleo A . Gráficos del tipo de la figura (2b) no están incluidos en el modelo de convolución ya que no corresponden a la dispersión incoherente a partir de un sólo constituyente. La forma consiguiente de las funciones de estructura es

$$F^A(q^2, P, q) = \sum_T \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} f_{T/A}(P, k) F^T(k, q). \quad (56)$$

Respecto de la justificación para el modelo de convolución digamos que no hay manera firme de establecer la dominancia de contribuciones del tipo de los de la figura (2a), que llevan a la forma de convolución, respecto de las del tipo de la figura (2b) salvo refiriéndose a casos en los que interviene un constituyente específicos.

La suposición según la cual sólo las contribuciones incoherentes son dominantes se asemeja superficialmente a la del modelo de partones, la diferencia importante es que en ese caso el OPE demuestra que las contribuciones despreciadas son de orden $1/Q^2$ y que por lo tanto, en el régimen de grandes impulsos, es lícito utilizar la forma de convolución de la ecuación (33). No existe en cambio una escala de masas grande que caracterice el proceso encerrado por la línea de rayas en la figura (2a) y por lo tanto no existe justificación a priori para ignorar

los otros procesos. No obstante, para ciertos constituyentes y en condiciones cinemáticas favorables, por ejemplo nucleones ligados muy débilmente o piones a valores de x pequeños, se puede justificar la hipótesis.

Las condiciones cinemáticas de la dispersión inelástica profunda permiten simplificar la ecuación (51) dado que $F^T(k, q) = F^T(k^2, k, q, q^2)$ y $k \cdot q = k^+ q^- + k^- q^+ - k_\perp \cdot q_\perp$. Aquí $p^\pm = \sqrt{\frac{1}{2}}(p_0 \pm p_3)$ son las variables del cono de luz y hemos usado el hecho de que en el límite de Bjorken $q^+/q^- \approx 0$. Entonces

$$F^T(k^2, k^+ q^-, q^2) \approx F^T(z = \frac{k^+ q^-}{q^2}, q^2, k^2) \quad (57)$$

y la fórmula de convolución se reduce a

$$F^A(q^2, P, q) = \sum_T \int dy_A dz \delta(y_A z - x_A) f_{T/A}(y_A, k_\perp^2) F^T(z, Q^2, k_\perp^2) \quad (58)$$

donde

$$f_{T/A}(y_A, k_\perp^2) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \delta(y_A - \frac{k^+}{p^+}) f_{T/A}(k, p) \delta(k^2 - k_\perp^2). \quad (59)$$

El uso de esta expresión requiere el conocimiento de $f_{T/A}$ y F^T para todos los estados virtuales del blanco. Se presenta aquí una ambigüedad respecto de la definición del estado virtual T . La ambigüedad es análoga a la encontrada en el OPE respecto de la dependencia con el esquema de sustracción y en el orden del desarrollo perturbativo de las distribuciones partónicas a través de la escala de renormalización μ^2 . En este caso, uno debe definir qué es la función de estructura F^T del blanco virtual T . Tal definición corresponde a una elección particular de los estados virtuales que se deberá corresponder con la elección de la $f_{T/A}$ adecuada para tal definición de blanco. La función de estructura nuclear F^A no depende de la forma en que uno elija los blancos virtuales y es por ello que la $f_{T/A}$ debe absorber esta ambigüedad.

En la práctica las realizaciones de ése modelo consideran $F^T(z, Q^2, k_\perp^2)$ equivalente a la función de estructura del blanco libre T y se desprecia su dependencia en impulso transverso, k_\perp^2 . La determinación de las distribuciones $f_{T/A}$ se puede llevar a cabo a partir de datos experimentales o usando un modelo potencial para predecir la cinemática, por ejemplo, del nucleón en el núcleo. Esto último no está exento de ambigüedades ya que las funciones de onda disponibles están calculadas en el marco no relativista y no resulta trivial el pasaje al formalismo completamente relativista que requiere la descripción en el límite de Bjorken. Por otro lado, en ausencia de un adecuado tratamiento para estados ligados relativistas, la relación entre energía e impulso no está especificada.

Los efectos del movimiento de Fermi de los nucleones pueden ser convenientemente incluidos proponiendo una $f_{T/A}$ no trivial [25]. El modelo más simple consiste en considerar los

nucleones como formando un gas degenerado de Fermi, relativista y de impulso de Fermi k_F . De la distribución de número de nucleones en función de impulso correspondiente resulta la forma de la $f_{T/A}$. En general, tales efectos no son relevantes sino para valores de la variable de Bjorken muy próximos a 1 [20].

II.2. Aproximación para la dispersión inelástica con blancos de deuterio.

Particularizamos ahora para el caso del deuterón. El deuterón es el más simple de los núcleos atómicos. Sus constituyentes principales son un protón y un neutrón débilmente ligados (la energía de ligadura es aproximadamente 2.2 MeV), por lo que generalmente se los considera casi libres.

La aproximación del modelo de convolución para la función de estructura de un deuterón formado por un protón y un neutrón es, en correspondencia con la ecuación (58)

$$2F_2^D(x) = \int_x^2 dy [F_2^p(\frac{x}{y})f_{p/D}(y) + F_2^n(\frac{x}{y})f_{n/D}(y)] \quad (60)$$

donde $f_{p/D}(y)$ es la densidad de protones en el deuterón cuyas fracciones de impulso longitudinal son $\frac{y}{2}$ del impulso del deuterón. El factor 2 en el miembro izquierdo de esta última ecuación corresponde a definir las funciones de estructura nucleares por número de nucleones. La variable x está definida por

$$x = 2(\frac{Q^2}{2P \cdot q}) \quad (61)$$

donde P es el impulso del deuterón. En principio x varía entre 0 y 2. La simetría de isospín en el deuterón implica

$$f_{n/D} = f_{p/D} \quad (62)$$

y de la conservación de la carga resulta

$$1 = \int_0^2 dy f_{p/D}(y). \quad (63)$$

La imagen más simple posible para el deuterón es aquella en que el protón y el neutrón llevan exactamente la mitad de su impulso, en ese caso

$$f_{p/D} = \delta(1 - y) \quad (64)$$

La inserción de ésta última expresión en la ecuación (60) implica

$$\begin{aligned} 2F_2^D(x) &= F_2^p(x) + F_2^n(x) \quad x \leq 1 \\ &= 0 \quad x > 1 \end{aligned} \quad (65)$$

que es la aproximación usual en el análisis de los datos experimentales [23].

Un posible refinamiento respecto de la simple suposición de la ecuación (64) es obtener una expresión para $f_{p/D}$ y $f_{n/D}$ a partir funciones de onda no relativistas de deuterón [26]. En tal aproximación [27]

$$2F_2^D(x) = \int d^3k [F_2^p(\frac{x}{\alpha}) + F_2^n(\frac{x}{\alpha})] \Phi^2(k) \quad (66)$$

donde α es la fracción de impulso llevada por el nucleón

$$\alpha = \frac{1}{2} [1 + k_3 / \sqrt{k^2 + m^2}] \quad (67)$$

y k es el tri-impulso del nucleón. La función de onda $\Phi(k)$ está normalizada según

$$\int d^3k \Phi^2(k) = 1 \quad (68)$$

y se la obtiene de modelos para el potencial entre nucleones. Estos potenciales describen la interacción nucleón-nucleón a partir de las interacciones pión-nucleón y pión-pión incluyendo las contribuciones del intercambio de uno y dos piones así como las de mesones ω . Estas contribuciones proporcionan un descripción realista de las interacciones para distancias del orden o mayores que 0.8 fermis. Para distancias menores, la interacción puede relacionarse con los efectos de los constituyentes subhadronicos como quarks y gluones y el potencial se parametriza en forma fenomenológica. Hay disponibles distintas formas de funciones de onda, la más reciente es la función de onda de Paris [26], que da una buena descripción del factor de forma del deuterón y de los phase shifts conocidos.

Las correcciones que se obtienen para la función de estructura del deuterón con este método, respecto del resultado de la ecuación (65), son inferiores al 0.5% [20] para valores de x menores que 0.6 y sólo son significativas en el límite $x \rightarrow 1$. Es por ello que usualmente se las deja de lado.

Un segundo tipo de correcciones se basa en contribuciones no nucleónicas a la función de onda del deuterón. En tal caso, la función de estructura del deuterón recibe una contribución adicional dada por la dispersión a partir de otros hadrones presentes en el núcleo,

$$2F_2^D(x) = \int_x^2 dy [F_2^p(\frac{x}{y}) f_{p/D}(y) + F_2^n(\frac{x}{y}) f_{n/D}(y)] + \sum_h \int_x^2 dy [F_2^h(\frac{x}{y}) f_{h/D}(y)] \quad (69)$$

donde $f_{h/D}(y)$ es la distribución de hadrones no nucleónicos h en el deuterón y F_2^h sus funciones de estructura electromagnéticas. En el apartado IV.3 mostraremos explícitamente un forma de modelar estas contribuciones cuando los hadrones considerados son piones.

II.3. El efecto EMC.

Como paso previo al análisis de los recientes resultados experimentales sobre la función de estructura del deuterón, presentamos en este apartado una síntesis de los resultados experimentales relativos a la dispersión inelástica profunda cuando los blancos son núcleos pesados.

En el modelo de partones, los hadrones son descritos como un conjunto de partículas puntuales, quarks y gluones, que se comportan en forma incoherente en la región de Q^2 y $\nu \rightarrow \infty$. Esta descripción, extendida a un núcleo, crea la expectativa de que las secciones eficaces de procesos que involucren a un núcleo crecerán linealmente con la masa atómica A . Sin embargo, experimentos en los que un núcleo es examinado a gran transferencia de impulso han demostrado que la hipótesis de incoherencia del modelo de partones es incompleta. Estos experimentos indican la presencia de efectos nucleares en la estructura hadrónica.

La primer evidencia precisa de la existencia de efectos nucleares en las funciones de estructura en el régimen inelástico profundo fue encontrada en 1983, en la dispersión inelástica de muones por un núcleo atómico de hierro [28]. La colaboración EMC (European Muon Collaboration) determinó la existencia de diferencias entre las funciones de estructura por nucleón de un núcleo de hierro y las de uno de deuterio. Este efecto recibió en consecuencia el nombre de *efecto EMC*. Los resultados de EMC fueron confirmados, en forma independiente, por experimentos electrón-núcleo en SLAC [29,30].

Los efectos nucleares en la dispersión inelástica profunda a partir de núcleos son, por lo general medidos en términos del cociente

$$R_{EMC}(x, Q^2, A) = \frac{1}{A} \frac{d\sigma^{lA}/dx dQ^2}{d\sigma^{lD}/dx dQ^2} \quad (70)$$

entre la sección eficaz por nucleón del proceso $l + A \rightarrow l + X$ y la de $l + N \rightarrow l + X$. La ecuación (70) permite escribir dicho cociente en términos de las funciones de estructura correspondientes, provisto que el factor R sea independiente de A , como indican resultados experimentales al respecto [31].

$$\frac{1}{A} \frac{d\sigma^{lA}/dx dQ^2}{d\sigma^{lD}/dx dQ^2} = \frac{1}{A} \frac{F_2^A(x, Q^2)}{F_2^D(x, Q^2)} \quad (71)$$

En el modelo de partones, para un núcleo con igual número de protones y neutrones (núcleo isoescalar)

$$\frac{1}{A} F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{2} [F_2^p(x, Q^2) + F_2^n(x, Q^2)] \quad (72)$$

mientras que para un núcleo que no lo es [32]

$$\frac{1}{A} F_2^A(x, Q^2) = \frac{1}{2} [F_2^p(x, Q^2) + F_2^n(x, Q^2)] + \frac{A - 2Z}{A} F_2^n(x, Q^2) \quad (73)$$

La figura (3) muestra los primeros resultados experimentales presentados por las colaboraciones EMC [28], BCDMS [33] y SLAC [30] para la comparación entre hierro y deuterio. El cociente R_{EMC} , en función de la variable x , difiere de la expectativa $R = 1$ del modelo de partones.

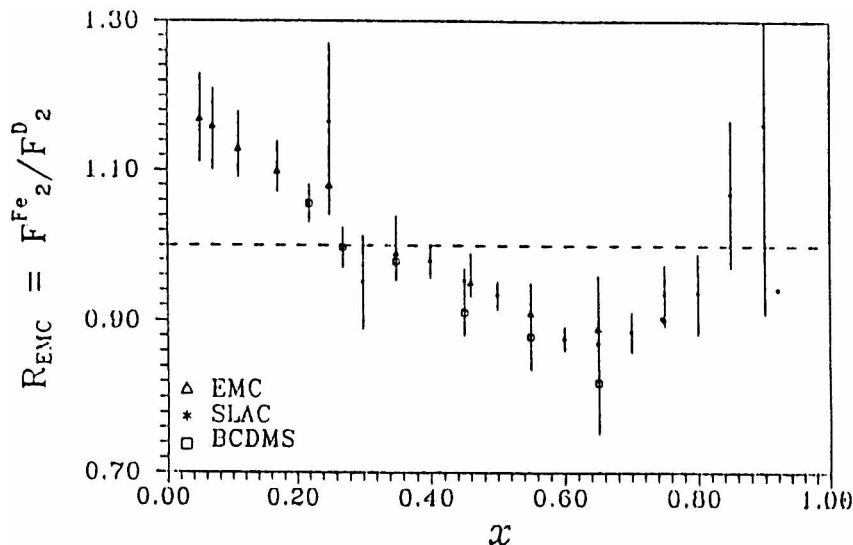


Figura 3: El cociente R_{EMC} , en función de la variable x

Resultados posteriores obtenidos por estos tres grupos para las funciones de estructura del hierro y calcio, son consistentes con los primeros. Para $x > 0.6$ el cociente crece de acuerdo con lo previsto por los modelos para el movimiento de Fermi de los nucleones en el interior del núcleo [25]. En la región $0.2 < x < 0.6$ se manifiesta el llamado efecto EMC: R_{EMC} presenta valores por debajo de la unidad, crecientes para valores de x decrecientes. En $x \sim 0.2$, R_{EMC} toma valores por encima de la unidad, alcanzando valores del 5% por encima de la unidad. En la región donde $x < 0.1$, el cociente R_{EMC} tiende a decrecer tomando valores menores que 1. Este efecto de supresión para x pequeño es denominado apantallamiento (shadowing), mientras que el crecimiento de F_2^A relativo a F_2^D para $x > 0.1$ se denomina anti-apantallamiento (anti-shadowing).

La figura (4) muestra la dependencia del cociente R_{EMC} en función del peso atómico A para valores fijos de x : $x = 0.3$ y $x = 0.6$ [34]. La línea sólida es un ajuste a los datos experimentales del tipo $\sigma_A / \sigma_D = cA^\alpha$ con c y α constantes. Los resultados muestran que el efecto EMC crece como el logaritmo del número atómico A en la región $0.2 < x < 0.6$.

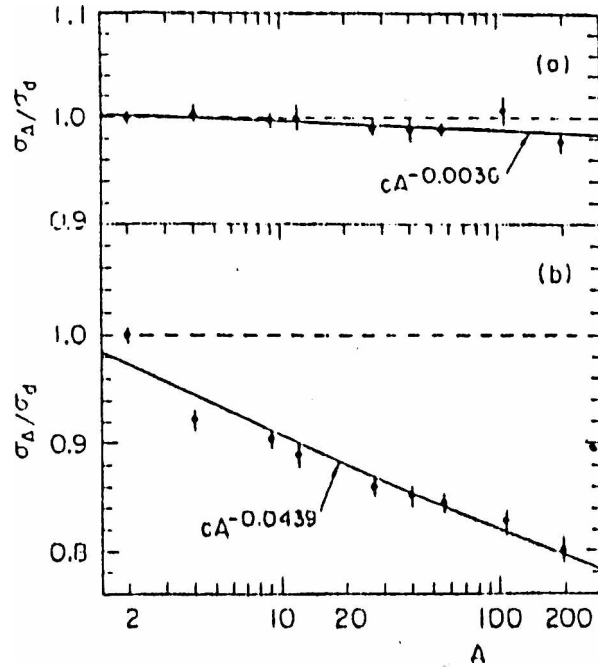


Figura 4: El cociente R_{EMC} , en función de A para valores fijos de x .

Previo a la aparición del efecto EMC, se suponía que sólo dos efectos podían reflejarse en la dispersión por núcleos atómicos: el movimiento de Fermi de los nucleones en el núcleo, y el llamado efecto de apantallamiento (shadowing).

Respecto a los efectos del movimiento de Fermi, en la sección II.1. vimos como éstos estaban relacionados con el hecho de que los nucleones no están estacionarios en un núcleo atómico, sino que se mueven con un impulso promedio k_F . Las funciones de estructura F_2 son, en el modelo de partones, proporcionales a las distribuciones de impulso de los quarks dentro del núcleo pesadas por el cuadrado de su carga eléctrica. Sin embargo, esto es cierto para un nucleón libre. Para un blanco nuclear la variable x es determinada experimentalmente en la aproximación de que los nucleones son estacionarios. Como éste no es el caso, la función de estructura medida en blancos nucleares es una convolución de la función de estructura de nucleones libres con la distribución de impulso del nucleón en el núcleo.

Los efectos del movimiento de Fermi en el cociente de las funciones de estructura F_2^A/F_2^D han sido calculados por muchos autores para varios núcleos atómicos [35-39]. Algunos de los resultados disponibles en el momento de la aparición del efecto EMC se muestran en la figura (5), para F_2^{Fe}/F_2^D . En esta figura, la línea sólida corresponde a la referencia [35], la de trazos a [37], la de puntos a [38]; las líneas restantes son variantes de los cálculos de [39], e indican la dependencia en las distintas suposiciones de los modelos. Gran parte de la incerteza proviene del entendimiento pobre que se tiene sobre la cola de impulsos grandes de

la distribución de Fermi.

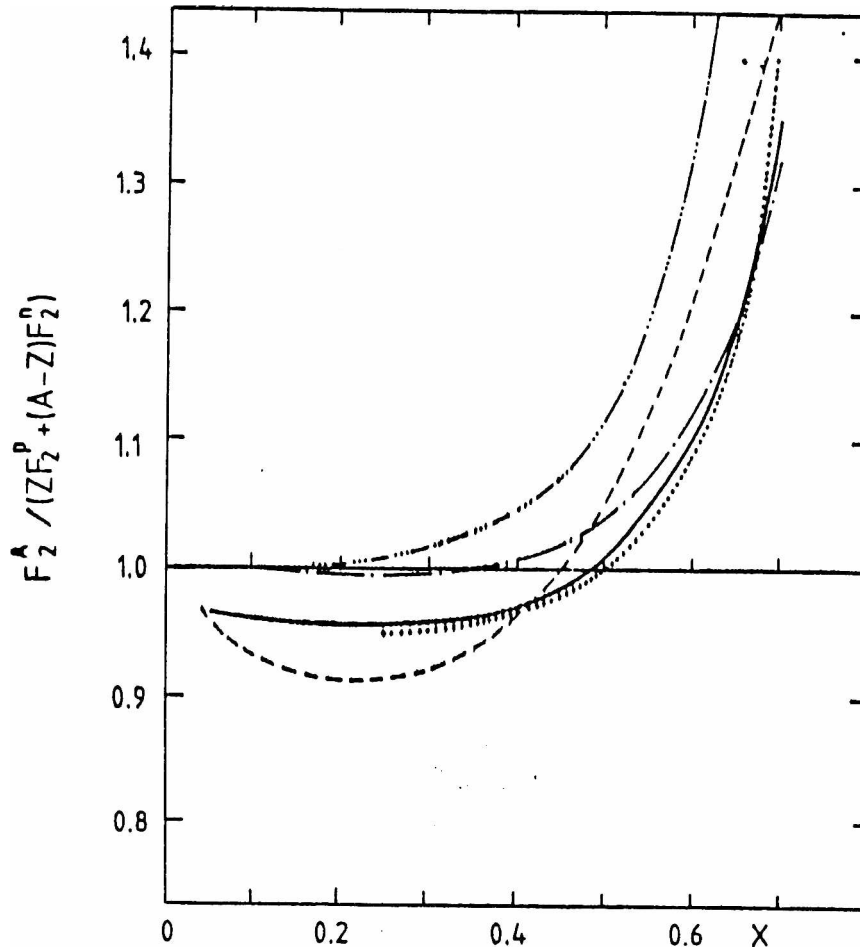


Figura 5: Efectos del movimiento de Fermi calculados a partir de varios modelos.

Para la región de x y Q^2 pequeños, ($x < 0.1$, $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$), los efectos nucleares eran ya conocidos y habían sido estudiados activamente desde 1970 en experimentos con electrones a baja energía.

Las secciones eficaces por nucleón para interacciones entre fotones reales y núcleos decrecen al aumentar el número atómico [40,41]. Este efecto es conocido como apantallamiento debido a la analogía con el apantallamiento nuclear de las secciones eficaces hadrónicas, y puede ser entendido suponiendo que el fotón fluctúa de su estado desnudo a una superposición de mesones vectoriales como el ρ , el ω o el ϕ , los cuales interactúan fuertemente con los nucleones de la superficie del blanco nuclear (hipótesis de dominación de mesones vectoriales, VMD).

Un efecto similar pero más pequeño también se había observado, antes de la aparición del efecto EMC, para fotones virtuales a pequeño Q^2 [42]. Estos experimentos eran llevados a cabo con electrones de baja energía, o muones ($< 20 \text{ GeV}$) y cubrían la región de pequeños Q^2 , típicamente $Q^2 < 2 \text{ GeV}^2$. Argumentos basados en la hipótesis VMD indicaban que el apantallamiento desaparecería al aumentar Q^2 . De hecho, una clara disminución del apantallamiento con Q^2 creciente -aunque no tan rápido como se esperaba- fue observada en el Fermi National Accelerator Laboratory (FNAL) usando un haz de muones de 209 GeV , el único experimento de altas energías que estudió el apantallamiento antes del experimento de EMC [43].

La presentación de EMC motivó un activo estudio teórico de los efectos nucleares en la dispersión inelástica profunda. Los modelos para el efecto EMC esencialmente intentan explicar la aparente modificación de las distribuciones partónicas en nucleones ligados respecto de las de nucleones libres y pueden ser clasificados en dos categorías:

1. Modelos de física nuclear convencional, que describen el efecto del potencial nuclear en los nucleones a través de una masa efectiva reducida para los nucleones, lo cual a su vez implica (dado que $x = Q^2/2M\nu$) un corrimiento de x hacia valores mayores con la consiguiente disminución de las distribuciones de valencia (re-escalo en x). En estos modelos el corrimiento de la masa está por lo general acompañado por un aumento de la densidad de piones virtuales asociados a la fuerza nuclear (modelos piónicos).
2. Modelos que requieren un incremento en el tamaño de confinamiento en el medio nuclear. Debido al principio de incerteza, esto implica una reducción del impulso de Fermi de los quarks y la consiguiente reducción del ancho de las distribuciones de impulso de los quarks. Un incremento en la distancia de confinamiento puede ser visto, en el lenguaje de QCD, como un re-escalo de Q^2 . En algunos casos simplemente se supone un aumento del radio nucleónico, en otros el deconfinamiento parcial es sugerido como una manifestación de la formación de clusters de varios quarks o de un plasma de quarks y gluones.

En la región de apantallamiento, la reducción observada de las funciones de estructura nucleares es generalmente ligada a dos tipos de modelos:

1. Los modelos de dominación de mesones vectoriales generalizada (GVMD), en los cuales se describe el fotón virtual como fluctuando a una superposición de mesones vectoriales. Estos mesones interactúan hadrónicamente con el núcleo y son absorbidos principalmente por los nucleones de la superficie del núcleo. Los nucleones interiores son entonces apantallados por los de la superficie y las secciones eficaces medidas son reducidas respecto de las de nucleones libres.

2. Modelos partónicos, en los cuales el apantallamiento es debido al hecho de que en el sistema de Breit, en el que el tri-impulso del partón es invertido por la colisión, los partones de pequeño x se extienden sobre una distancia longitudinal grande. Partones de diferentes nucleones pueden entonces superponerse en el espacio y fundirse, reduciendo la densidad de los partones de bajo impulso y aumentando la de los de más alto impulso.

II.4. Modelos para el efecto EMC.

El efecto EMC muestra que en la región $0.2 < x < 0.6$, las distribuciones de quarks de valencia de un nucleón ligado se reducen respecto de aquellas en un nucleón libre. Diversos mecanismos han sido propuestos para explicar tal fenómeno.

Algunos modelos basados en física nuclear afirman que el exceso de piones virtuales en el núcleo, asociados a la fuerza nuclear, es el responsable del efecto. En este esquema, el fotón virtual puede dispersarse o bien a partir de un quark de un nucleón, o a partir de un quark o anti-quark de un pión. Los piones pueden llevar una fracción del impulso del núcleo de hasta $x \sim M_\pi/M$. Con esto se espera entonces un aumento de la sección eficaz en la región $x < M_\pi/M$, reflejando el aumento de la densidad de quarks y anti-quarks debido a los constituyentes de los piones. El impulso llevado por los piones es perdido por los nucleones, y por lo tanto por sus quarks, lo cual los hace más lentos en promedio que si no hubiera piones. Esta reducción en el impulso de los quarks induce la dependencia en x que se observa en el efecto.

La fracción de impulso transferida a los piones se calcula expresando el efecto del medio nuclear en términos de un potencial atractivo en el cual se mueven los nucleones: en un núcleo la energía total de un nucleón se reduce debido a la contribución (negativa) de la energía potencial. Esto puede ser visto como una reducción en la masa efectiva del nucleón, la cual, a su vez, implica un corrimiento de $x = Q^2/2M\nu$ hacia valores mayores.

Alternativamente, las distribuciones de valencia pueden reducirse suponiendo que la región de confinamiento de los quarks es reducida. Debido al principio de incerteza, esto produce una reducción del impulso de Fermi de los quarks. El ancho de las distribuciones de valencia es proporcional al impulso de Fermi y con esto se reduce. El pico de las distribuciones de valencia se localiza en $x \sim 0.3$, su estrechamiento implica una reducción de las distribuciones de valencia para $x > 0.3$, lo cual es observado en los datos.

En términos de QCD, el cambio en la distancia de confinamiento implica un cambio en la escala μ^2 de las ecuaciones de evolución, con lo que el valor efectivo de Q^2 para un nucleón ligado es diferente, -de hecho menor- que para uno libre. La evolución de un nucleón ligado

comienza entonces ‘antes’ y la cantidad de mar generado por procesos radiativos de QCD en el nucleón ligado es mayor.

En algunos modelos la estructura nucleónica tiende a desaparecer, con quarks y gluones ya no confinados a nucleones específicos sino extendidos sobre todo el volumen nuclear.

Todos estos mecanismos dan una buena descripción de los datos en la región $0.2 < x < 0.6$, dejando a los modelos de apantallamiento la descripción para pequeño x y al movimiento de Fermi el crecimiento de las funciones de estructura para x tendiendo a 1.

II.4.1. Modelos piónicos y re-escalo en x .

Poco después de la publicación de los resultados de EMC, Llewellyn Smith [44] y Ericson y Thomas [45] mostraron que las características generales de los datos podían ser explicadas por un incremento del campo de piones en el núcleo, asociado a la interacción nucleón-nucleón. Este punto de vista fue luego desarrollado por otros autores [46-48].

La función de estructura de un nucleón ligado, como vimos en la sección II.1, puede ser escrita como la suma de dos términos:

$$F_2^A(x, Q^2) = \int_x^A dy F_2^N(x/y, Q^2) f_N(y) + \int_x^A dy F_2^\pi(x/y, Q^2) f_\pi(y) \quad (74)$$

La primer integral es la convolución de la función de estructura de nucleón libre con la función de distribución del nucleón en el núcleo. En forma análoga, la segunda es la correspondiente para los piones. En esto está implícita la suposición de que tanto F_2^N como F_2^π no son afectadas por el medio nuclear.

En la dispersión inelástica de un pión en reposo en un núcleo estacionario, la variable x está acotada por encima: $x < M_\pi/M \sim 0.15$. Se espera entonces que si no hay más piones en nucleones ligados que en libres, su contribución directa, la segunda integral de la ecuación (74), es importante para $x < 0.15$. Tal modelo implícitamente lleva a un incremento de la distribución de anti-quarks en el núcleo debido a los anti-quarks de valencia de los piones.

Como los piones llevan una fracción del impulso del núcleo, los nucleones tienen reducido su impulso. Llamando ϵ a la fracción de impulso del núcleo llevada por los piones, los nucleones llevan sólo $A - \epsilon$.

El modelo describe adecuadamente los datos experimentales en la región $0.1 < x < 0.8$. Por ejemplo, el número de piones por nucleón necesarios para reproducir el efecto EMC en aluminio es 0.09; éstos llevan aproximadamente un 5% del impulso del núcleo. La figura (6) muestra las predicciones para las funciones de estructura de Al, Fe y Au respecto de la de D comparadas con las medidas originales de EMC NA2 [28], SLAC E139

[49] y BCDMS [33]. El modelo es, sin embargo, menos adecuado para describir los datos correspondientes a experimentos de Drell-Yan [50], dado que predice un aumento muy grande de las distribuciones de anti-quarks, lo cual no es observado en las mediciones.

Una extensión trivial del modelo consiste en considerar no sólo piones sino también Δ 's [51,52]. Si las Δ 's fueran la única componente no nucleónica del núcleo, sería necesaria una fracción del orden del 15% de tales bariones por nucleón para reproducir el efecto. Esa fracción es mucho mayor de lo que permiten las estimaciones de física nuclear [46]. En cambio si se supone que el núcleo contiene una mezcla de piones y deltas, las fracciones resultan compatibles con las estimaciones.

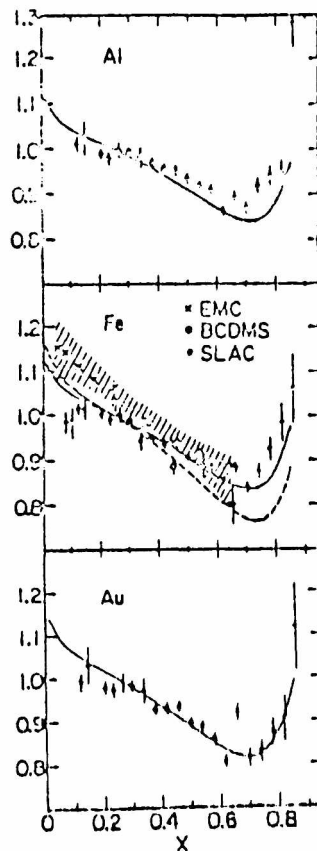


Figura 6: Modelo piónico para el efecto EMC.

En los modelos mencionados anteriormente, la fracción de piones en el núcleo se elige de manera que se reproduzcan los datos experimentales. Existe también otro enfoque en el que el efecto en las funciones de estructura es explicado por un corrimiento en la variable x relacionado con un cambio en las escalas hadrónicas en el medio nuclear. En este enfoque, introducido inicialmente por García Canal, Santangelo y Vucetich [53], el cambio de escala

es obtenido considerando una masa efectiva M^* para un nucleón, y definiendo la variable re-escalada x^*

$$x^* = Q^2/2M^*\nu = (M/M^*) Q^2/2M\nu = (M/M^*)x = \eta x \quad (75)$$

Para $M^* < M$, tenemos $x^* > x$, y las funciones de distribución de quarks serán corridas hacia la región de x pequeño.

La figura (7) muestra el cociente R_{EMC} calculado con el modelo y comparado con los datos experimentales de Arnold *et al.* [34]. La predicción es obtenida a partir de un parámetro η adecuado para cada núcleo.

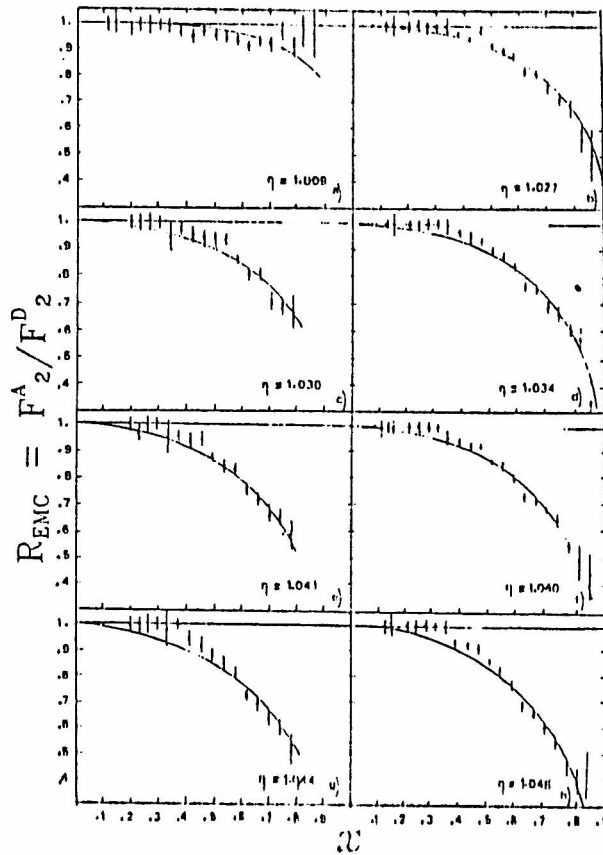


Figura 7: Modelo de re-escalco en x para el efecto EMC.

La figura (8) muestra un ajuste lineal de $1/\eta = M^*/M$ como función de $A^{-1/3}$

$$\frac{1}{\eta} = M^*/M = (0.941 \pm 0.001) + (0.074 \pm 0.003)A^{-1/3} \quad (76)$$

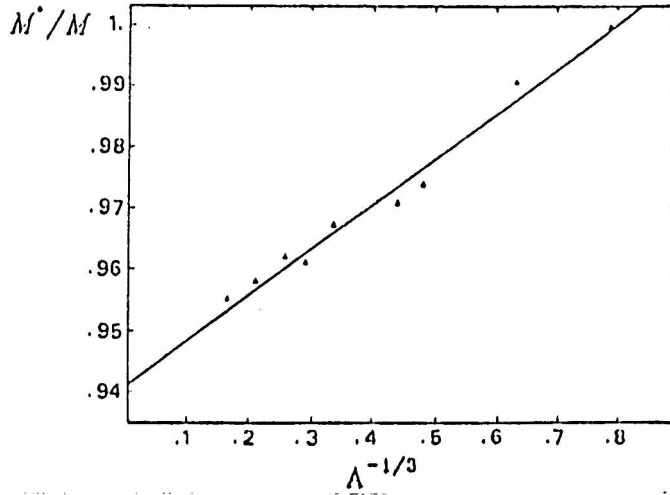


Figura 8: Parámetros que describen la dependencia en A del re-escalo.

El corrimiento en la masa efectiva está relacionado con el efecto del potencial atractivo inter-nucleónico. Han habido distintas propuestas [54] para calcular el efecto a partir de modelos realistas para las fuerzas nucleares [55], sin embargo no se ha conseguido por este camino explicar más que una fracción ($\sim 70\%$) del efecto medido en núcleos pesados.

II.4.2. Re-escalo en Q^2 .

El punto de partida para el modelo de re-escalo en Q^2 , formulado por Close, Roberts, Ross [18,56] y Jaffe [57] es la observación de que

$$F_2^A(x, Q^2) \simeq F_2^D(x, \xi Q^2) \quad (77)$$

donde $\xi > 1$. Esto sugiere que el valor efectivo de Q^2 puede ser distinto para un núcleo que para un nucleón. Recordemos que en QCD Q^2 aparece siempre escalado por Λ_{QCD} , la escala universal de QCD, o por μ , el punto de renormalización. La cantidad $\lambda \sim 1/\mu$ puede ser pensada como una estimación de la escala de confinamiento. Se puede suponer entonces que la escala de confinamiento de los quarks en un núcleo, λ_A , es mayor que la de los quarks en un nucleón libre, λ_N . Esta idea fue originalmente propuesta por Jaffe [58]. Con esto el valor efectivo de Q^2 para nucleones ligados es menor que para nucleones libres y se deben reescalar las distribuciones de quarks medidas en nucleones ligados para obtener las correspondientes a nucleones libres.

De los argumentos presentados, resulta claro que el factor de re-escalo ξ debe ser una

función de μ_N/μ_A . la forma de esta dependencia puede ser obtenida de la expresión del OPE para los momentos de las funciones de estructura que, recordemos, tenían una explícita dependencia en el punto de renormalización. Consideremos primero la situación en que $Q^2 = \mu^2$, donde la imagen de quarks de valencia es buena. Para $Q^2 = \mu_N^2$, en un nucleón y para $Q^2 = \mu_A^2$ en un núcleo, las distribuciones de quarks son idénticas y por lo tanto sus momentos $M_n^N(\mu_N^2) = M_n^A(\mu_A^2)$. Al cambiar Q^2 los momentos de las funciones de estructura de nucleones libres varían en la forma que predice el OPE [3]

$$\frac{M_n^N(Q^2)}{M_n^N(\mu_N^2)} = \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu_N^2)} \right]^{d_n} \quad (78)$$

donde d_n es la dimensión anómala. Para nucleones ligados vale una relación similar

$$\frac{M_n^A(Q^2)}{M_n^A(\mu_A^2)} = \left[\frac{\alpha_s(Q^2)}{\alpha_s(\mu_A^2)} \right]^{d_n} \quad (79)$$

entonces, usando $M_n^N(\mu_N^2) = M_n^A(\mu_A^2)$,

$$\frac{M_n^A(Q^2)}{M_n^N(Q^2)} = \left[\frac{\alpha_s(\mu_N^2)}{\alpha_s(\mu_A^2)} \right]^{d_n} \quad (80)$$

El parámetro ξ queda ahora definido por la relación $M_n^A(Q^2) = M_n^N(\xi(Q^2), Q^2)$, resolviendo a orden dominante en α se encuentra que ξ varía en Q^2 según

$$\xi(Q^2) = \left(\frac{\mu_N^2}{\mu_A^2} \right)^{\alpha_s(\mu_A^2)/\alpha_s(Q^2)} \quad (81)$$

A $Q^2 \sim 20 \text{ GeV}^2$ los datos para Fe/D indican para el parámetro de re-escalo $\xi \sim 2$. Esto implica $\lambda_{Fe} \sim 1.15\lambda_D$: el radio de confinamiento de los quarks en hierro sería un 15% mayor que el de los quarks en deuterio.

El modelo de re-escalo en Q^2 no da una explicación para el cambio de escala, tan sólo un marco donde discutirlo. La física del cambio en el radio de confinamiento puede estar relacionada con la superposición de los nucleones, que hace más plausible que los quarks sobrepasen el radio de confinamiento de un nucleón libre o en un átomo menos pesado; en este caso el efecto está controlado por la densidad nuclear y la relación entre la superficie y el volumen nuclear. Las probabilidades de superposición nucleón-nucleón pueden ser estimadas usando la densidad nuclear y las funciones de correlación nucleón-nucleón. La figura (9) compara los resultados de SLAC E139 [49] con las predicciones del modelo obtenidas de esta forma. En el rango de aplicabilidad del modelo, ($0.2 < x < 0.8$), la predicción ajusta los datos adecuadamente.

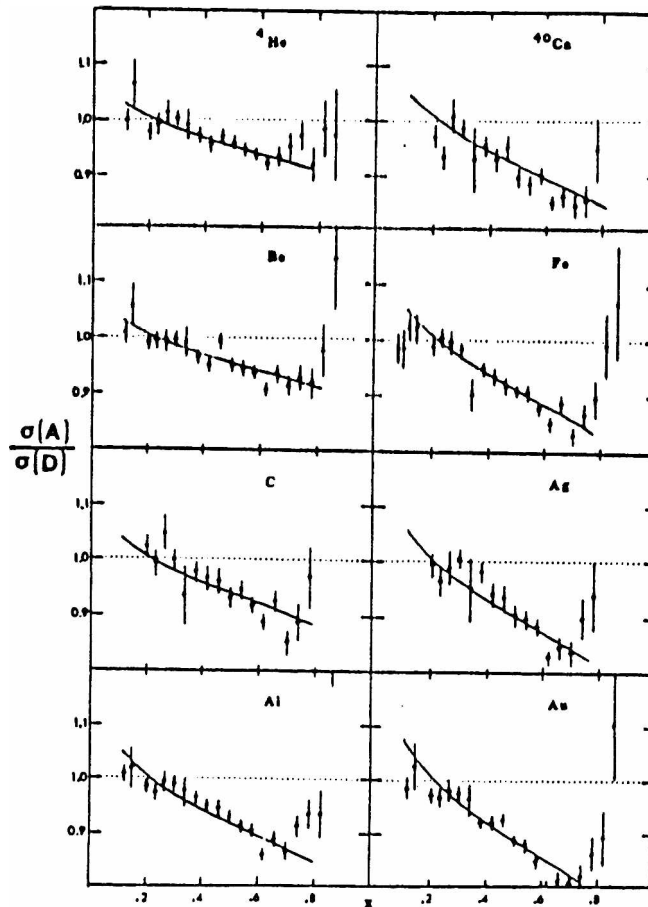


Figura 9: Predicción del modelo de re-escaleo en Q^2 .

La dependencia en Q^2 del efecto EMC en el modelo de re-escaleo ha sido discutida por Bickerstaff y Miller [59]. Excepto en la región de x próximo a uno, donde domina el movimiento de Fermi, el modelo predice una muy pequeña variación del cociente entre las funciones de estructura. Esto es consecuencia del hecho de que la diferencia entre las funciones de estructura sea pequeña y que su evolución en Q^2 sea lenta. La dependencia en Q^2 predicha este modelo es similar a la esperada en los modelos piónicos.

A pesar de tener puntos de partida diferentes, los modelos de re-escaleo en Q^2 , basado en QCD, y de re-escaleo en x de la física nuclear convencional pueden ser relacionados formalmente [60,61]. El hecho de que los nucleones lleven, en el modelo de re-escaleo en x , una fracción $z = 1 + \epsilon/M$ del impulso del núcleo, donde ϵ es la energía de separación, puede ser expresado en términos de los momentos de las funciones de estructura

$$M_{n=2}^A = z M_{n=2}^N \quad (82)$$

Comparando con la ecuación (80), se obtiene

$$\epsilon = M \left[\left(\frac{\alpha_N}{\alpha_A} \right)^{d_2} - 1 \right] \quad (83)$$

De esta forma, la energía de separación promedio queda relacionada con las dimensiones anómalas de QCD. La conexión entre los modelos de re-escaleo resulta interesante ya que permite expresar cantidades típicas de la física nuclear en el lenguaje de QCD [32].

Una aproximación alternativa al re-escaleo en Q^2 es la de Frederiksson en la que se describe al nucleón como un estado ligado quark-diquark, donde el diquark es un estado fuertemente ligado de dos quarks. Frederiksson [62] sugiere que el diquark aumenta su radio en el medio nuclear debido a la interacción con otros quarks y el efecto del agrandamiento del diquark en la función de estructura puede ser incluido re-escaleando Q^2 respecto del radio medio del diquark.

II.5. Modelos para el efecto de apantallamiento.

En la dispersión de hadrones por blancos nucleares es conocido el hecho de que las secciones eficaces totales σ_{hA} son menores que A veces la sección eficaz total hadrón-núcleo σ_{hN} :

$$\sigma_{hA} < A\sigma_{hN} \quad (84)$$

En general, ésto es explicado argumentando que los nucleones de la superficie del núcleo proyectan su ‘sombra’, en analogía óptica, sobre los nucleones interiores, los cuales en consecuencia no reciben toda la intensidad del haz hadrónico. Cuando el núcleo es grande, el número efectivo de nucleones que participan en la interacción es reducido al número de nucleones superficiales, $\sim A^{2/3}$.

El marco teórico que describe la interacción de hadrones con núcleos es el modelo de dispersión múltiple de Glauber [63]. La suposición básica del tratamiento de Glauber es que la amplitud de la interacción de hadrones de alta energía con el núcleo puede ser construída a partir de las amplitudes de interacción con nucleones individuales. El corrimiento de fase del proyectil es tomado como simplemente la suma de los corrimientos correspondientes a interacciones con nucleones individuales, se desprecia el movimiento de los nucleones y sus posiciones son tomadas como fijas. También se supone que los nucleones no se superponen en forma significativa y que los hadrones se dispersan en ángulos pequeños. En este enfoque, el proceso en que un hadrón interactúa con un nucleón y luego reinteractúa con un segundo nucleón tiene una amplitud de fase opuesta a la de la interacción simple. Como las amplitudes para haces de hadrones energéticos son predominantemente imaginarias, las secciones eficaces por nucleón son menores en el caso de re-dispersión, y ésto produce el

efecto de apantallamiento. Para núcleos de A nucleones, también deben ser consideradas las interacciones triples, cuádruples, etc., sin embargo, las contribuciones decrecen en tamaño y sus signos son alternados, lo cual lleva a una estructura típica de difracción.

Las reacciones de alta energía inducidas por fotones presentan una marcada similitud con las reacciones puramente hadrónicas. Esto tiene una interpretación simple en términos de la estructura hadrónica del fotón [64-66]. El fotón físico puede ser interpretado como fluctuando entre el estado de fotón desnudo, un conjunto de estados electromagnéticos (por ejemplo e^+e^-) y una superposición de estados hadrónicos con los mismos números cuánticos del fotón ($J^{PC} = 1^{--}$), es decir mesones vectoriales: la probabilidad de un fotón de convertirse en un hadrón es de orden α_{em} . Esta es la base del modelo de dominación de mesones vectoriales (VMD). Está claro que las secciones eficaces fotón-núcleo deben entonces mostrar algunas de las características de las interacciones hadrón-núcleo, lo cual fue efectivamente observado [66], la intensidad del efecto de apantallamiento crece con la energía del fotón y con el peso atómico del núcleo A .

Los argumentos de la hipótesis VMD para fotones reales pueden ser igualmente aplicados al caso de fotones virtuales. Por mucho tiempo, la evidencia experimental del apantallamiento en fotones virtuales no fue clara. Recién con los experimentos EMC NA2' [67,68] y EMC NA28 [69] se observó en forma incuestionable el efecto para valores pequeños de x y, en contraste con las observaciones previas, el mismo estaba presente para valores de Q^2 significativamente por encima de 1 GeV^2 .

Originalmente los modelos de VDM consideraron sólo los mesones vectoriales de más baja masa (ρ , ω , ϕ). La evidencia experimental posterior mostró la necesidad de incluir estados de mayor masa. Esta variación del enfoque original se denomina dominación de mesones vectoriales generalizada (GVMD) y describe razonablemente los datos hasta $x \sim 0.1$ [70-72].

Existen también modelos partónicos para explicar los fenómenos de x pequeño. En este caso el efecto es entendido como una disminución de la densidad de partones debido a que, en el sistema de Breit, los partones de impulso pequeño se extienden longitudinalmente al punto de que partones de diferentes nucleones se superponen y fusionan. Esto da lugar a una disminución de la densidad de partones de pequeño x (shadowing) y, por conservación del impulso, a un incremento de la de partones de alto x (anti-shadowing).

Las primeras discusiones sobre estos efectos son anteriores a QCD [73], estudios más recientes [74,75] han confirmado las líneas generales de los trabajos pioneros y puesto especial énfasis en la dependencia en x , Q^2 y A del apantallamiento [76,77].

Los modelos partónicos han sido también formulados de manera distinta. En el sistema de laboratorio, donde el núcleo está en reposo, la interacción del fotón virtual con el blanco

es descrita en el lenguaje de la dispersión difractiva hadrón-hadrón por intercambio de un pomerón [78,81]. El fotón, en lugar de interactuar con los nucleones directamente, lo hace con pomerones emitidos por los nucleones. Si el pomerón se toma como una superposición de gluones, el fotón interactúa con los gluones a través de procesos de fusión fotón-gluón. Análogamente, se puede pensar que el fotón se disocia en un par quark-antiquark y es éste el que interactúa con el pomerón [82]. Está claro que si se considera al par quark-antiquark como un mesón, se recupera la imagen de la GVMD. A continuación describiremos con más detalle algunas ideas de la hipótesis de dominación de mesones vectoriales, los mecanismos de recombinación de partones y de intercambio de pomerones.

II.5.1. Modelos de Dominación de Mesones Vectoriales.

Consideremos la fluctuación de un fotón de impulso $q_\mu = (\nu, \vec{k})$ en un estado hadrónico de masa M_V . La energía de la fluctuación está dada por

$$E_V = \sqrt{M_V^2 + k^2} \quad (85)$$

mientras que la energía original del fotón es

$$\nu = \sqrt{-Q^2 + k^2} \quad (86)$$

donde, como siempre, $Q^2 = -q^2$ y $k^2 = \nu^2 + Q^2$. La diferencia de energía entre los dos estados $\Delta E = E_V - \nu$, para ν grande es

$$\Delta E = E_V - \nu \simeq \frac{Q^2 + M_V^2}{2\nu} \quad (87)$$

La fluctuación hadrónica estará entonces extendida sobre una distancia (longitud de coherencia)

$$d(M_V^2, Q^2) = \Delta t \simeq \frac{1}{\Delta E} \simeq \frac{2\nu}{Q^2 + M_V^2} = \frac{1}{Mx} \frac{1}{1 + M_V^2/Q^2} \quad (88)$$

y tendrá un camino libre medio $l(M_V^2) = 1/[\sigma_V(M_V^2)n_0]$, donde n_0 es la densidad de nucleones y $\sigma_V(M_V^2)$ es la sección eficaz para interacciones del sistema hadrónico de masa M_V con el nucleón. Las condiciones necesarias para el apantallamiento son que $d(M_V^2, Q^2) > l(M_V^2)$ y $R_A > l(M_V^2)$, siendo R_A el radio nuclear. El apantallamiento debido a la fluctuación de masa M_V desaparecerá, manteniendo ν fijo, al aumentar Q^2 debido a la disminución de $d(M_V^2, Q^2)$ y al aumentar x cuando Q^2 está fijo. Para $Q^2 = 0$, se recupera el caso de fotones reales y se ve que la distancia de propagación de la fluctuación es proporcional a ν . El apantallamiento para fotones reales será entonces una función creciente de la energía del fotón.

Tanto en los modelos basados en VMD [83] como en los que recurren a GVMD [84], la sección eficaz fotón virtual-nucleón es de la forma

$$\sigma_{\gamma N} = \sum_i \frac{M_{V_i}^4}{(Q^2 + M_{V_i}^2)^2} \left(\frac{e}{f_i}\right)^2 \sigma_{V_i} \quad (89)$$

donde la suma corre sobre los mesones vectoriales V_1, V_2, \dots, V_N , el cociente (e/f_i) es el acoplamiento de los mesones vectoriales y σ_{V_i} es la sección eficaz total $V_i - N$. La cantidad

$$\frac{M_{V_i}^4}{(Q^2 + M_{V_i}^2)^2} = \frac{1}{(1 + Q^2/M_{V_i}^2)^2} \quad (90)$$

es el cuadrado del propagador del mesón vectorial. La única diferencia entre VMD y GVMD es el número de mesones sobre el cual se extiende la suma, pero sólo los modelos basados en GVMD son suficientemente flexibles para reproducir los datos experimentales.

A los efectos de obtener la sección eficaz mesón vectorial-núcleo $\sigma_{\gamma A}$, se utilizan las series de dispersión múltiple de Glauber. En algunas variaciones del modelo [85] también se incluye la posibilidad de interferencia entre los distintos estados vectoriales

$$\sigma_{\gamma N} = \sum_i \sum_j \frac{M_{V_i}^4}{(Q^2 + M_{V_i}^2)^2} \left(\frac{e}{f_i}\right)^2 \frac{M_{V_j}^4}{(Q^2 + M_{V_j}^2)^2} \sigma_{V_i V_j} \quad (91)$$

donde $\sigma_{V_i V_j}$ es la sección eficaz del proceso $V_i N \rightarrow V_j N$. La inclusión de mesones masivos y de términos no diagonales modifica principalmente la dependencia en Q^2 del efecto. Finalmente, las sumas sobre estados vectoriales pueden ser extendidas a series infinitas [71]

$$\sigma_{\gamma N} = \int_{M_\pi^2}^{\infty} dM_V^2 D(M_V^2) \frac{M_V^4}{(Q^2 + M_V^2)^2} \left(\frac{e}{f(M_V^2)}\right)^2 \sigma(M_V^2) \quad (92)$$

donde el límite inferior de integración es tomado generalmente como dos veces la masa del pión al cuadrado y se ha introducido la densidad de estados vectoriales por unidad de masa al cuadrado.

La figura (10) compara los datos de NMC para Ca/D con la predicción del modelo de Piller *et al.* En este modelo la suma sobre los estados ρ , ω y ϕ se complementa con una integración sobre el continuo de estados masivos. El apantallamiento está dominado por la contribución de los mesones de masa pequeña, sin embargo la dependencia en Q^2 sólo puede ser reproducida incluyendo mesones más pesados.

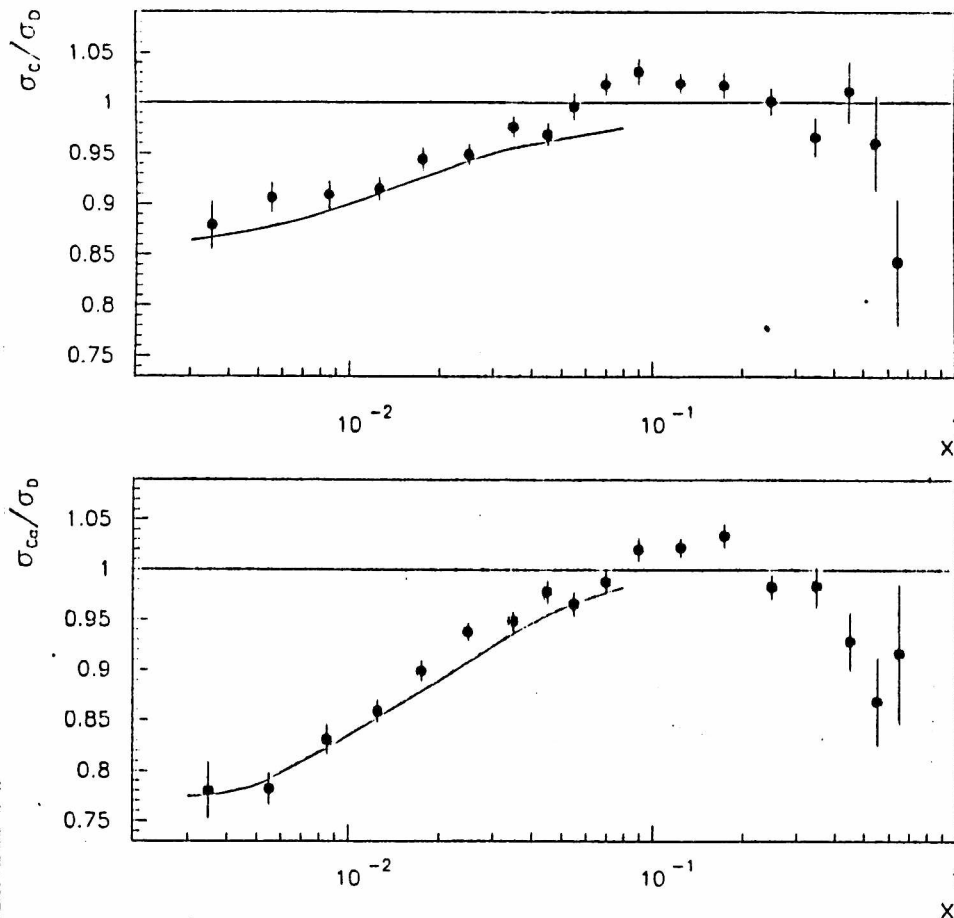


Figura 10: Predicción de un modelo GVMD comparado con datos de NMC.

II.5.2. Modelos de recombinación de partones.

El primer intento de explicar el apantallamiento en términos partónicos fue llevado adelante por N.N. Nikolaev y V.I. Zakharov en 1975 [73]. La discusión se realiza en el sistema de Breit, donde la energía del fotón virtual es cero y el tri-impulso del partón es invertido por la colisión. Un partón que lleva una fracción x del impulso del nucleón sólo puede ser localizado en una región $\Delta z \sim 1/(xP_N)$, como puede ser visto usando el principio de incerteza. Por otro lado, los nucleones están separados por una distancia

$$\Delta z_N \sim 2R_N \tag{93}$$

donde R_N es el radio del nucleón, $R_N \sim 1 \text{ fm}$, en el sistema de laboratorio o

$$\Delta z_N \sim 2R_N \frac{M}{P_N} \tag{94}$$

en el sistema de Breit. Para $x < x_N = 1/(2R_N M) \sim 0.1$, partones pertenecientes a distintos nucleones con el mismo parámetro de impacto comienzan a superponerse espacialmente. Para

valores de x menores que $x_A = 1/(2R_A M) \sim x_N A^{1/3}$ (R_A es el radio nuclear). Δz excede el diámetro nuclear y los partones de todos los nucleones se superponen. Al superponerse, pueden interactuar y fundirse, reduciendo la densidad de partones a pequeño x . El impulso total llevado por los partones no cambia como resultado de la fusión sino que se redistribuye en diferentes regiones de x . La disminución de partones debida a los procesos de fusión da lugar a un incremento de los partones de mayor impulso, que tiene un máximo en $x = x_N$.

Como en la dispersión inelástica profunda, las secciones eficaces son proporcionales a las distribuciones partónicas, la disminución de partones de pequeño x causa una disminución de las funciones de estructura nucleares que comienza en algún lugar por debajo de x_N y tiene un máximo en $x \sim x_A$. El aumento de las distribuciones partónicas en el entorno de $x \sim x_N$ determina el de las funciones de estructura nucleares. Característico de este enfoque es que, a diferencia que en los modelos VMD, los efectos no desaparecen al aumentar Q^2 .

Más recientemente, Mueller y Qiu [74] derivaron ecuaciones de evolución no lineales para los partones que incluyen procesos de recombinación. Tales efectos resultan ser significativos si la evolución comienza por debajo de $2 GeV^2$. En su trabajo concluyen que la principal consecuencia de la recombinación partónica es una disminución de las distribuciones de gluones en núcleos, lo cual se refleja en una disminución de las distribuciones de quarks de mar.

Usando las ecuaciones de evolución modificadas por los procesos de recombinación, Qiu [75] estudió la evolución en Q^2 del apantallamiento nuclear (modelo de recombinación radiativa). Las distribuciones partónicas nucleares usadas como condición inicial en las ecuaciones de evolución son un producto de una función fenomenológica del apantallamiento, R_s , y una parametrización de las distribuciones partónicas en el nucleón. La forma explícita para R_s , a la que habitualmente se hace referencia en la literatura es

$$R_S(x, Q_0^2, A) = \begin{cases} 1 & x_N < x < 1 \\ 1 - K(A^{1/3} - 1) \frac{\Delta V_A}{V_A} & x_A < x < x_N \\ 1 - K(A^{1/3} - 1) & 0 < x < x_A \end{cases} \quad (95)$$

donde la constante K es diferente para los quarks de mar y los gluones y debe ser determinada a partir de los datos experimentales. La cantidad

$$\frac{\Delta V_A}{V_A} = \frac{1/x - 1/x_N}{1/x_A - 1/x_N} \quad (96)$$

es una medida de la superposición de los partones, la cual es cero en $x = x_N$ y tiene un máximo en $x = x_A$. El término $(A^{1/3} - 1)$ da el número de nucleones apantallados: para valores de x muy pequeños el fotón no puede distinguir entre partones de distintos nucleones; para A suficientemente grande ($A > 8$), el número efectivo de nucleones es igual al número de

nucleones superficiales. $\sim R_A^2/R_N^2 = A^{2/3}$, y el número de nucleones apantallados por nucleón efectivo es $n_s = (A - A^{2/3})/A^{2/3} = A^{2/3} - 1$. La ecuación (95) simplemente parametriza la dependencia en x del efecto pero no lo predice. La principal conclusión de Qiu es que la dependencia en Q^2 del apantallamiento es muy débil, en acuerdo con la predicción original de Nikolaev y Zakharov.

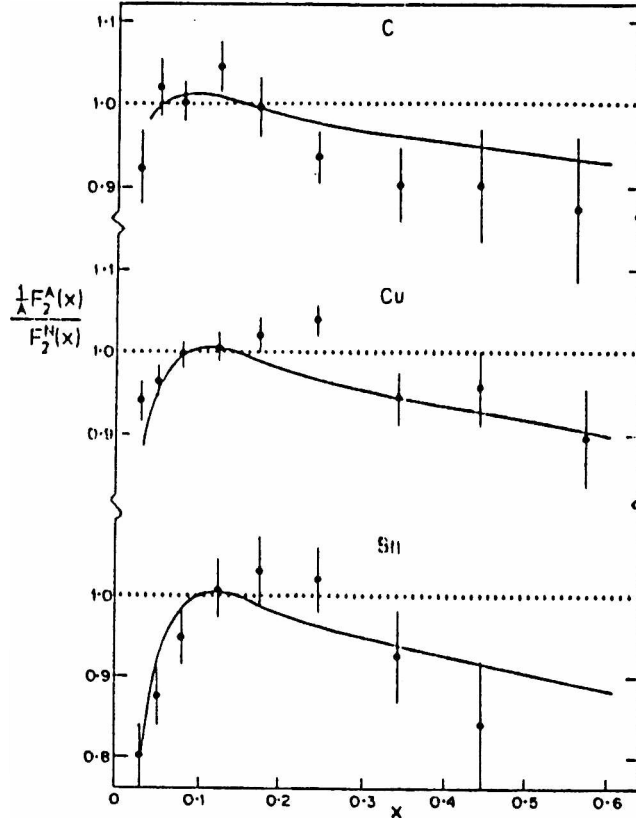


Figura 11: Predicción de Close y Roberts comparada con datos de EMC NA2.

Luego de la publicación de los resultados de EMC NA2 y NA28, Berger y Qiu [76] estudiaron la dependencia en A del punto x_N donde comienza el apantallamiento. En su trabajo observaron que la distancia longitudinal promedio entre partones de diferentes nucleones para nucleones superficiales que para nucleones internos. El resultado de este hecho es la dependencia creciente en A para el punto que proponen

$$\hat{x}_N = \frac{1}{M R_N [1 + 3 \frac{2}{A^{1/3}} - 3 (\frac{2}{A^{1/3}})^2 + (\frac{2}{A^{1/3}})^3]} \quad (97)$$

donde el nuevo símbolo para el punto donde comienza el apantallamiento enfatiza el hecho de que $\hat{x}_N \neq 1/(2R_N M)$. El valor de \hat{x}_N crece de $\hat{x}_N = 0.08$ para ${}^4\text{He}$ a 0.1 para ${}^{12}\text{C}$ y 0.107 para ${}^{64}\text{Cu}$. La tendencia está de acuerdo con los datos experimentales, sin embargo,

no está claro el significado preciso de este punto (por ejemplo, si corresponde al pico de antiapantallamiento o al punto donde el cociente de las funciones de estructura pasa por cero). Close y Roberts [77] también intentaron justificar esta dependencia apelando al modelo de re-escalado en Q^2 obteniendo un comportamiento similar. Sin embargo, ellos proponen que el punto de saturación del apantallamiento, x_A , sea independiente de A , lo cual equivale a decir que el apantallamiento satura cuando Δz sobrepasa unos pocos diámetros nucleónicos. Las funciones de estructura nucleares calculadas de esta forma están en acuerdo con los resultados de EMC NA2, como lo muestra la figura (11)

En los modelos de recombinación partónica discutidos hasta aquí, la dependencia en x es esencialmente propuesta a partir de una parametrización fenomenológica. Close, Qiu y Roberts [86] intentaron una estimación de esta dependencia estudiando explícitamente distintas formas de fusión de partones. Los resultados pueden ser resumidos a lo siguiente: la QCD perturbativa estudia cómo las distribuciones de partones evolucionan como consecuencia de que los quarks radian gluones, los gluones se convierten en pares quark-antiquark o se dividen en dos gluones (ecuaciones de Altarelli-Parisi). Quarks y gluones también pueden fundirse, los procesos de fusión son contribuciones necesarias a la teoría completa, sin embargo por lo general no son considerados y sus efectos son absorbidos en las distribuciones iniciales de partones. En ciertas circunstancias, los procesos de fusión tienen gran importancia. Por ejemplo, cuando distintos nucleones están próximos y sus partones se recombinan. Pero los diagramas de fusión no sólo modifican las ecuaciones de evolución en Q^2 de las distribuciones de partones, tal como lo estudia Qiu [75] en su modelo de recombinación radiativa, sino que, conectando partones de dos o más nucleones, dan lugar a una serie de propiedades específicas de los nucleones ligados (recombinación de estado inicial), entre ellas la dependencia en x .

Los resultados se aplican a las distribuciones partónicas de un núcleo de hierro, calculando por separado los efectos del 'desborde' de gluones, quarks (antiquarks) y la aniquilación de pares en la diferencia ΔF_2 entre las funciones de estructura de hierro y de nucleones libres, figura (12), encontrando que el efecto aumenta las funciones de estructura en todo el rango de x , siendo máximo en $x \sim 0.2$.

La recombinación de estado inicial domina para valores pequeños de Q^2 ; para valores grandes el efecto neto es una mezcla de recombinación radiativa y recombinación de estado inicial. En principio, uno debería calcular los efectos de la recombinación de estado inicial para un cierto valor (pequeño) Q_0^2 , y luego introducir el resultado en las ecuaciones de evolución para obtener las distribuciones partónicas a mayor Q^2 .

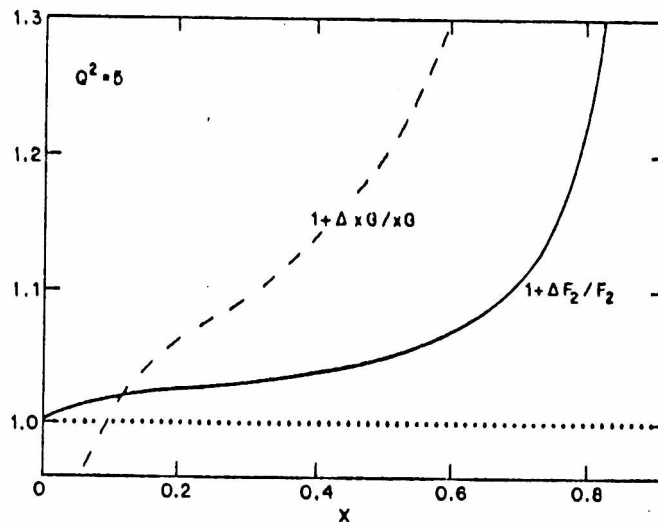


Figura 12: Predicción del modelo de recombinación de estado inicial para un núcleo de hierro.

La imagen resultante es consistente con los datos experimentales, sin embargo una evaluación cuantitativa requiere el conocimiento de la escala Q_0^2 en la cual el mecanismo de recombinación de estado inicial es dominante.

II.5.3. Modelos de intercambio de pomerones.

El apantallamiento también puede ser explicado a nivel partónico argumentando que el comportamiento para bajo x de las funciones de estructura nucleares está dominado por el intercambio de pomerones [78,79]. En este enfoque, el fotón virtual se dispersa por un pomerón emitido por un nucleón, revelando el contenido partónico del pomerón en lugar del del nucleón. Se sugiere también que en el medio nuclear el acoplamiento efectivo del pomerón se modifica ya que al reducirse la distancia efectiva entre quarks se reduce también la intensidad del acoplamiento quark-pomerón. La hipótesis de que la separación espacial de los quarks determina el acoplamiento es consistente con la observación de que las secciones eficaces hadrón-hadrón son proporcionales al cuadrado del radio de los hadrones interactuantes. Como la secciones eficaces son también proporcionales al acoplamiento quark-pomerón, su dependencia es explicada en términos de la variación del mismo respecto del radio hadrónico.

Las funciones de estructura se reducen entonces a x pequeño en un factor proporcional a la distancia media nucleón-nucleón. El tratamiento para x pequeño puede ser complementado con el tratamiento del efecto EMC según el modelo de re-escalado en x .

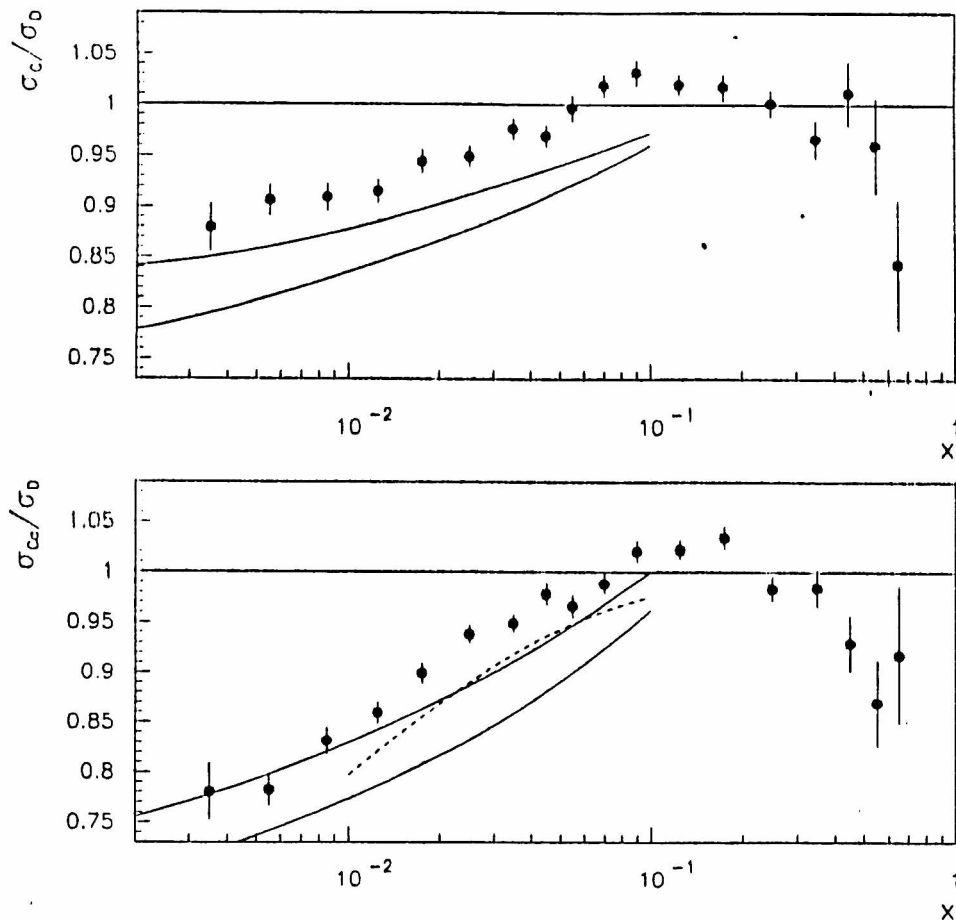


Figura 13: Predicción del modelo de Badelek y Kwiecinsky.

Kwiecinski y Badelek [81] también propusieron un modelo mixto para explicar el comportamiento de las funciones de estructura nucleares en la región $0.001 < x < 0.1$ y $0.1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$, en el que se combinan el intercambio de pomerones como mecanismo de apantallamiento con la re-dispersión por mesones vectoriales. En este modelo, la función de estructura del nucleón ligado está relacionada con la del nucleón libre a través de la siguiente expresión:

$$AF_2^A = AF_2^N - \Delta F_2^{(v)} - \Delta F_2^{(p)} \quad (98)$$

donde $\Delta F_2^{(v)}$ y $\Delta F_2^{(p)}$ son las contribuciones de mesones vectoriales y de intercambio de pomerones respectivamente. La contribución a $\Delta F_2^{(v)}$ es obtenida tal como lo describimos en el apartado II.5.1., restringiendo la suma a los mesones más livianos. Las interacciones de los mesones vectoriales son tratadas en la aproximación de Glauber y el núcleo es tomado como una esfera de densidad uniforme. Para la contribución pomerónica se consideran términos de dispersión múltiple, siendo dominante el término de interacción doble. La figura (13) muestra una comparación entre la predicción de Kwiecinsky y Badelek y la medición de NMC [23] de

las relaciones entre las funciones de estructura de carbono, calcio y deuterio. Las predicciones no concuerdan con los datos, especialmente a x intermedios.

Resultados experimentales.

III.1. La verificación de la regla de suma de Gottfried.

Recientemente, la New Muon Collaboration (NMC) presentó resultados de mediciones de secciones eficaces de dispersión de muones por blancos de deuterio e hidrógeno realizadas en el CERN [22,87]. Como ya vimos, la dispersión a partir de blancos de deuterio es la forma más directa de obtener información sobre la función de estructura del neutrón.

Si bien esta experiencia no es la primera con blancos de deuterio, es novedosa ya que el rango cinemático y precisión del experimento superan ampliamente las características de los anteriores [20,21], permitiendo por primera vez analizar la validez de reglas de suma, y del comportamiento predicho por QCD para las funciones de estructura. Por otro lado, las mediciones usando deuterio e hidrógeno son realizadas simultáneamente, evitando posibles errores de normalización de las secciones eficaces individuales.

En el experimento, blancos de hidrógeno y deuterio fueron expuestos simultáneamente a un haz de muones de alternativamente 90 y 280 GeV . De esta forma, se obtuvieron datos sobre el cociente entre las funciones de estructura del deuterón y del protón en un amplio rango cinemático: entre 0.004 y 0.8 para la variable x de Bjorken y desde 0.4 GeV^2 hasta 190 GeV^2 para el impulso transferido Q^2 con errores sistemáticos típicamente menores que el 1%.

El cociente de funciones de estructura fue determinado a partir de las secciones eficaces medidas suponiendo que la relación entre las contribuciones logitudinales y transversas son las mismas para deuterio e hidrógeno. Las correcciones radiativas fueron calculadas siguiendo el procedimiento standard de Mo y Tsai [88]. Los errores sistemáticos fueron estimados como la suma cuadrática de las incertezas debidas a las correcciones radiativas, las de los impulsos de los muones incidente y saliente y la debida a asignar eventos al blanco equivocado.

En la aproximación de intercambio de un fotón [4], la sección eficaz diferencial por nucleón para la dispersión inelástica profunda de leptones cargados por blancos no polarizados está

relacionada con la función de estructura $F_2(x, Q^2)$ de acuerdo a

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2 F_2(x, Q^2)}{xQ^4} \left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 + Q^2/E^2}{2(1 + R(x, Q^2))} \right] \quad (99)$$

donde, siguiendo con la notación de la primera sección, E es la energía del leptón incidente, $-Q^2$ y ν el impulso y la energía transferida, $y = \nu/E$ y $x = Q^2/2M\nu$ la variable de escala de Bjorken. La función $R(x, Q^2)$ es la relación entre las contribuciones longitudinal y transversalmente polarizada a la sección eficaz de fotoabsorción virtual.

La relación entre las secciones eficaces para hidrógeno y deuterio fue medida usando dos blancos, cada uno constituido por dos recipientes llenados con hidrógeno y deuterio líquidos. Estos blancos eran alternados cada media hora de modo que el haz de muones incidiera primero sobre deuterio o hidrógeno en forma alternada.

El número de muones dispersados detectados en el espectrómetro y originados en el blanco de deuterio, por ejemplo, cuando éste enfrenta al haz (upstream) está dado por

$$N_d^{up} = \Phi_1 \rho_d \sigma_d A_d^{up} \quad (100)$$

Aquí Φ_1 es el flujo integrado del haz que incide sobre el blanco 1, ρ_d es el número de nucleones blanco por unidad de area, σ_d la sección eficaz por nucleón en el proceso inclusivo $\mu + d \rightarrow \mu + X$ y A_d^{up} la admisión (acceptance) del detector para los eventos originados en un blanco de deuterio en posición upstream. Con similares expresiones para muones dispersados en los otros tres blancos y suponiendo $A_d^{up} = A_p^{up} = A^{up}$ y $A_d^{dn} = A_p^{dn} = A^{dn}$, se obtiene

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_p} = \kappa \sqrt{\frac{N_d^{up} N_d^{dn}}{N_p^{up} N_p^{dn}}} \quad (101)$$

con $\kappa = \rho_p/\rho_d$. De esta forma el cociente es calculado a partir del número de eventos y no depende del flujo o de la admisión del detector. Con la suposición de que R no depende del blanco, de la ecuación (99) resulta $F_2^d/F_2^p = \sigma_d/\sigma_p$. Esta suposición está respaldada por varios resultados experimentales, a bajo Q^2 por SLAC [89] en el rango $0.2 < x < 0.5$ y $1 < Q^2 < 5 \text{ GeV}^2$ y a alto Q^2 por BCDMS [21] para $x > 0.7$ y $Q^2 > 8 \text{ GeV}^2$.

NMC supone, como ha sido tradicional, que los efectos nucleares no son importantes en el deuterón,

$$F_2^D = \frac{1}{2}(F_2^p + F_2^n) \quad (102)$$

y proporciona valores para la diferencia $F_2^p - F_2^n$, expresada como

$$F_2^p - F_2^n = 2F_2^D \frac{1 - \frac{F_2^n}{F_2^p}}{1 + \frac{F_2^n}{F_2^p}} \quad (103)$$

donde

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} \equiv 2 \frac{F_2^D}{F_2^p} - 1 \quad (104)$$

y el valor de la función de estructura del deuterón la tomaron de un ajuste a datos obtenidos en otros experimentos anteriores. A los efectos de determinar el cociente F_2^n/F_2^p para un valor fijo de Q^2 en todo el rango de la variable x , los datos fueron parametrizados como una función del logaritmo de Q^2 para valores fijos de x . La figura (14) muestra los resultados obtenidos para el cociente F_2^n/F_2^p para un valor de $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$.

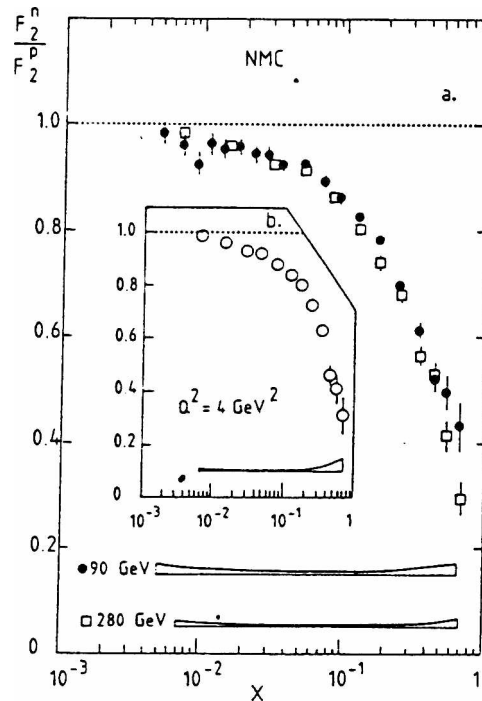


Figura 14: El cociente F_2^n/F_2^p presentado por NMC.

Como vimos en el apartado 1.2, la información sobre la diferencia entre las funciones de estructura de protón y neutrón $F_2^p - F_2^n$ permite verificar la regla de suma de Gottfried.

$$S_G = \int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^p(x) - F_2^n(x)] = \frac{1}{3} \quad (105)$$

Usando los valores deducidos de los datos experimentales a través de la ecuación (103) resulta, para el rango de valores de x medidos,

$$S_G(0.004 - 0.8) = 0.227 \pm 0.007 \pm 0.014 \quad (106)$$

donde los errores son estadísticos y sistemáticos respectivamente. La contribución a S_G para $x > 0.8$ fue estimada usando una extrapolación suave de F_2^n/F_2^p al valor 0.25 para

$x = 1$, resultando $S_G(0.8 - 1.0) = 0.002 \pm 0.001$. Más importante resulta la extrapolación para $x \rightarrow 0$. Para valores pequeños de x , la región inelástica profunda se superpone con la región de Regge, donde se espera para las distribuciones partónicas un comportamiento del tipo $x^{-\alpha}$ [90]. Suponiendo entonces que $F_2^p - F_2^n$ se comporta en esa región como ax^b y ajustando los parámetros con los datos del intervalo medido $x = 0.004 - 0.15$ resulta $S_G(0-0.004) = 0.011 \pm 0.003$. Los errores incluyen las incertezas en los parámetros ajustados.

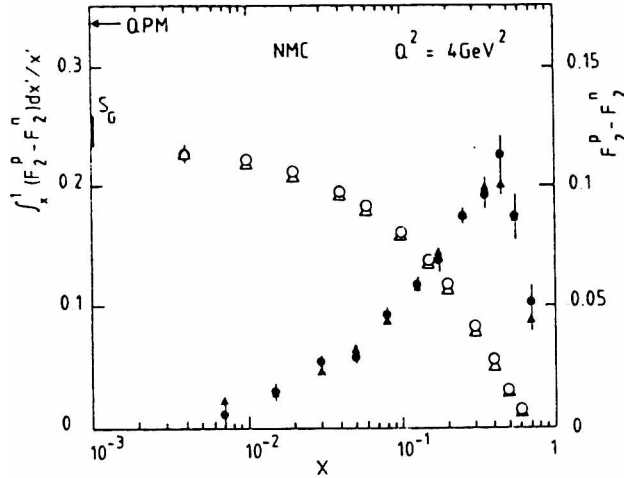


Figura 15: La integral $\int_{x_{min}}^{0.8} \frac{dx}{x} [F_2^p - F_2^n]$

Sumando las contribuciones de las regiones no medidas y agregando los errores en cuadratura se obtiene

$$S_G = 0.240 \pm 0.016 \quad (107)$$

que está significativamente por debajo de $1/3$, la expectativa del modelo de quark-partones.

Determinaciones anteriores de esta regla de suma realizadas por EMC ($S_G = 0.24 \pm 0.11$) [20] y BCDMS ($0.22 < S_G < 0.45$) [21] resultaron compatibles con el valor $\frac{1}{3}$ debido a importantes errores sistemáticos en la extrapolación a $x = 0$. Extendiendo el rango de valores de x hasta $x_{min} = 0.004$, en la reciente medición de NMC, comparado con $x_{min} = 0.02$ y $x_{min} = 0.06$ en la evaluación de EMC y BCDMS respectivamente, el error de extrapolación se ha reducido considerablemente.

Resulta también significativo el hecho de que los valores obtenidos para la diferencia

$$F_2^p(x) - F_2^n(x) = \frac{x}{3} [u_v(x) - d_v(x)] + \frac{2x}{3} [\bar{u}(x) - \bar{d}(x)] \quad (108)$$

difieren de la predicción realizada con parametrizaciones de las distribuciones de partones extraídas de otros experimentos, sobre todo en el rango de valores de x intermedios. Esta discrepancia es, evidentemente, independiente de la extrapolación de los datos experimentales para realizar la integral.

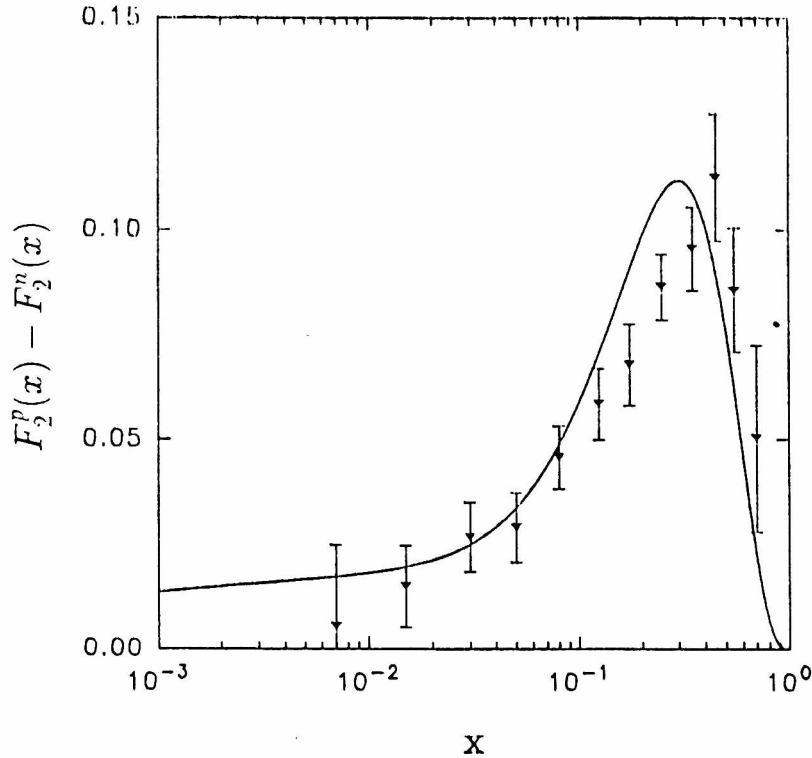


Figura 16: La diferencia $[F_2^p - F_2^n]$ extraída por NMC comparada con la predicción de las distribuciones de quarks GRV.

La figura 16 muestra la comparación entre los datos de NMC para la diferencia $[F_2^p - F_2^n]$ y la predicción hecha con un reciente conjunto de parametrizaciones de distribuciones de quarks extraídas por Glück, Reya y Vogt (GRV) [91]. Estas parametrizaciones son simétricas en el mar ($\bar{u} = \bar{d}$), como es el caso en casi todas las parametrizaciones, y son consistentes con mediciones de dispersión inelástica de muones y neutrinos así también como con producción de pares de muones en procesos de Drell-Yan. Resultados similares se obtienen usando otras parametrizaciones para las distribuciones de quarks.

III.2. La dependencia en Q^2 de F_2^n/F_2^p .

La dependencia en Q^2 del cociente de funciones de estructura F_2^n/F_2^p proporciona una verificación de las predicciones de QCD perturbativa. La variación logarítmica con Q^2 de las funciones de estructura de nucleones $F_2^N(x, Q^2)$, las llamadas violaciones de escala, han sido calculadas en el contexto de QCD perturbativa hasta orden siguiente al dominante en la constante de acoplamiento fuerte α_s , [92-94]. Debido a la diferente composición de sabor del protón y del neutrón, las dependencias en Q^2 son ligeramente distintas para F_2^n y F_2^p dando una pequeña pero calculable ruptura de escala en el cociente F_2^n/F_2^p . Por otro lado, la ruptura

de escala recibe contribuciones no logarítmicas de la interacción entre el quark dispersado en el proceso con los quarks espectadores (twists superiores) y de las correcciones por la masa del blanco [3]. Mientras que los efectos de la masa del blanco pueden ser calculados, la magnitud de las contribuciones del tipo $1/Q^{2n-2}$ provenientes de los operadores de twist- $2n$ es más difícil de estimar y no se puede calcular independientemente de algún modelo [95]. La información experiencial sobre la dependencia en Q^2 del cociente F_2^n/F_2^p , combinado con las predicciones de QCD puede entonces ser usado para determinar la diferencia entre los términos de twist superior del protón y del neutrón.

En un trabajo posterior, NMC presentó un análisis de los datos obtenidos en el experimento descrito en el apartado anterior, en relación a la dependencia en Q^2 de las funciones de estructura [96]. El rango cinemático de las mediciones fue extendido respecto de la presentación anterior a $0.002 < x < 0.8$ y $0.1 < Q^2 < 190 \text{ GeV}^2$. Previamente, resultados sobre la dependencia en x de F_2^n/F_2^p habían sido publicados por SLAC [97] y EMC [20], con mayor precisión e incluyendo la dependencia en Q^2 por BCDMS [21] y a partir de un reanálisis de los datos de SLAC [89]. Estos experimentos cubren los rangos cinemáticos $0.5 < Q^2 < 30 \text{ GeV}^2$ (SLAC) y $8 < Q^2 < 260 \text{ GeV}^2$ (BCDMS) pero con mediciones separadas de F_2^p y F_2^D .

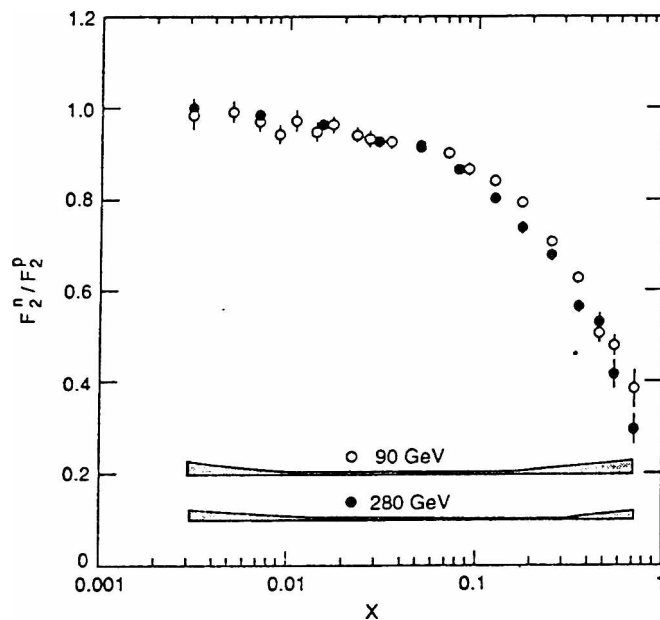


Figura 17: El cociente F_2^n/F_2^p para energías del haz de muones de 90 y 280 GeV^2

Los resultados de NMC para F_2^n/F_2^p correspondientes al centro de cada intervalo medido de x y promediados sobre Q^2 son presentados en la figura (17) para 90 y 280 GeV^2 separadamente con sus respectivos errores sistemáticos. Las principales contribuciones a estos errores

proviene, a bajo x , de las correcciones radiativas mientras que para x grande provienen de la incerteza en la medición de los impulsos de los muones. Es importante destacar que tampoco en este caso se han hecho correcciones por efectos nucleares en la función de estructura del deuterón.

Para un valor dado de x , el promedio en Q^2 es diferente para datos tomados a diferente energía. Entonces, las pequeñas diferencias observadas en la dependencia en x de F_2^n/F_2^p obtenidas a 90 y 280 GeV^2 indican la dependencia en Q^2 del cociente. Esta dependencia es presentada en la figura (18) para los dos conjuntos de datos. Éstos, combinados, cubren el rango 0.1 – 190 GeV^2 de Q^2 . Para cada valor de x los datos pueden ser ajustados por una función lineal en $\ln(Q^2)$.

$$F_2^n/F_2^p(x, Q^2) = a(x_i) + b(x_i) \ln(Q^2) \tag{109}$$

como se muestra en la figura (18).

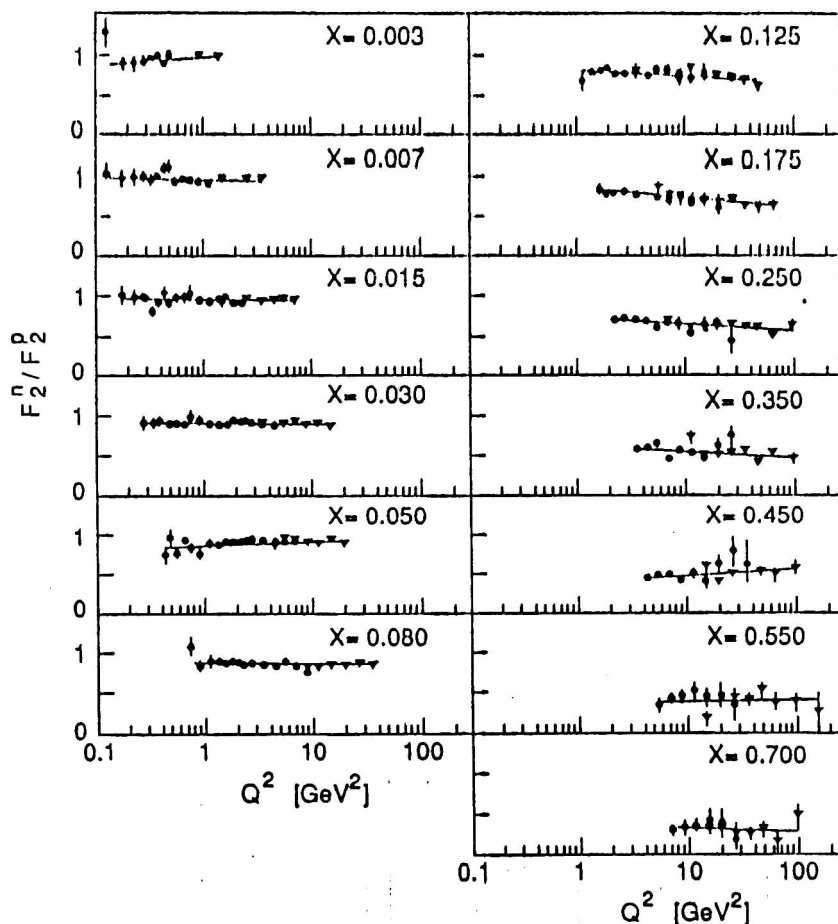


Figura 18: El cociente F_2^n/F_2^p

En la figura (19) se muestran los valores del parámetro b como función de x . Las barras de error representan los errores estadísticos. Los ajustes indican valores significativamente negativos para el coeficiente b en la región $0.1 - 0.4$ de la variable x . También se muestra en la figura una predicción de QCD para el cociente calculada a orden siguiente al dominante, incluyendo correcciones por la masa del blanco [98].

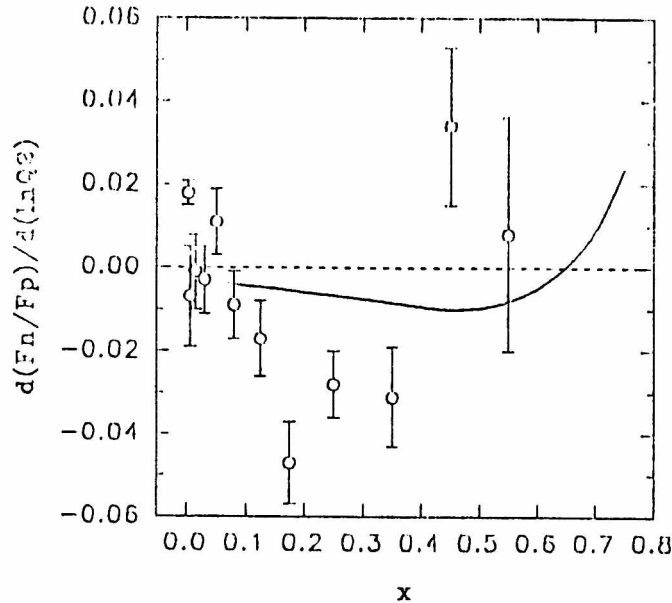


Figura 19: La derivada $d(F_2^n/F_2^p)/d(\ln Q^2)$

El apartamiento respecto de la predicción de QCD fue interpretado en el análisis de NMC como consecuencia de términos de twist superior en las funciones de estructura. Para cuantificarlos NMC parametrizó las funciones de estructura según

$$F_2 = F_2^{LT} \cdot \left(1 + \frac{C}{Q^2}\right) \quad (110)$$

donde la parte F_2^{LT} obedece las ecuaciones de evolución a orden siguiente al dominante e incluye correcciones por la masa del blanco, C es el coeficiente del término de twist cuatro. Esta parametrización es puramente fenomenológica y su única motivación es que aparentemente describe en forma adecuada los datos sobre hidrógeno y deuterio de BCDMS y SLAC.

Usando la parametrización y provisto que los coeficiente C^p y C^n para el protón y el neutrón sean pequeños, se obtiene para el cociente

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} = \left(\frac{F_2^n}{F_2^p}\right)^{LT} \cdot \left(1 - \frac{C^p - C^n}{Q^2}\right) \quad (111)$$

Según esto, los términos de twist cuatro se manifestarían en la dependencia del cociente sólo en el caso que fueran distintos para protón y neutrón. Los valores extraídos para $C^p - C^n$

por este método indican una clara diferencia entre ellos, como lo muestra la figura (20), para valores intermedios de la variable x . En contradicción con esto, los resultados de BCDMS para los coeficientes de protón y de deuterio indican que los mismos son pequeños y similares en el mismo rango [99].

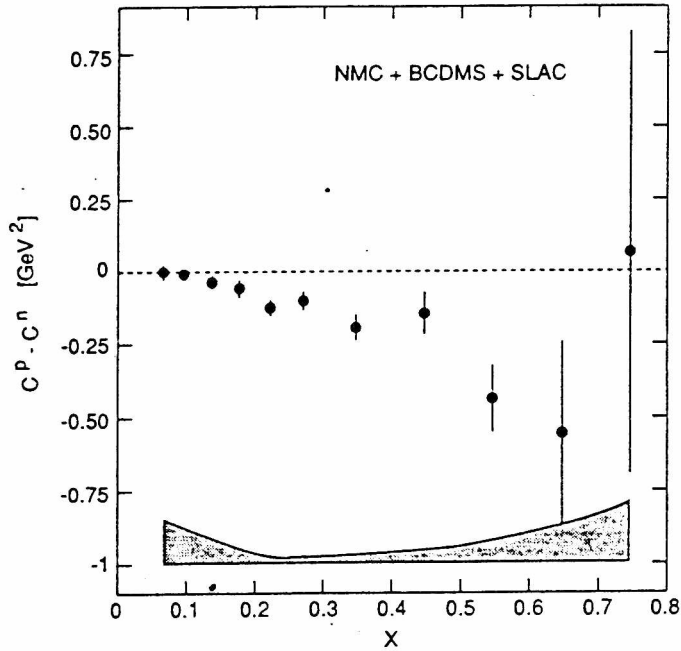


Figura 20: La diferencia $C^p - C^n$ extraída por NMC.

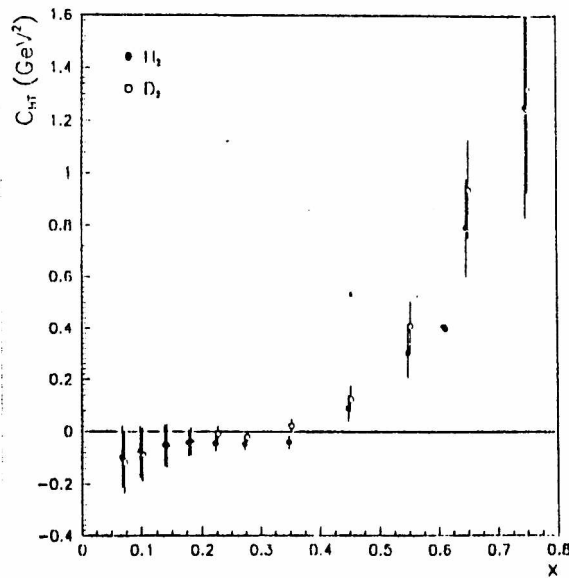


Figura 21: Los coeficientes C^p y C^D presentados por BCDMS.

IV. Análisis de los datos experimentales.

Los resultados de NMC concernientes a la regla de suma de Gottfried y presentados en la sección anterior, han estimulado una intensa discusión en relación a la validez de la regla de suma, es decir, a la validez de las hipótesis a partir de las cuales se la obtiene, y a la interpretación de lo que realmente se está midiendo.

En efecto, se ha intentado en varios casos explicar el apartamiento respecto de la expectativa teórica encontrado en los datos experimentales relajando alguna de las suposiciones implícitas en la obtención de la regla de suma y proveyendo al mismo tiempo un mecanismo o modelo que motive y prediga la corrección necesaria a la expectativa naïf. Los mecanismos propuestos tienen por lo general consecuencias medibles en otros procesos físicos que deben ser analizados y, de ser posible, contrastados experimentalmente. En el primer apartado de esta sección estudiaremos entonces las distintas suposiciones en juego y los argumentos que cuestionan su validez.

Como ya adelantamos, la explicación que proponemos para los resultados de NMC en relación a la regla de suma de Gottfried no tiene que ver con una modificación de la expectativa teórica sino con una reinterpretación del experimento a partir de la consideración de un efecto nuclear en la función de estructura del deuterón [100,101]. El mismo efecto que concilia los resultados de NMC con la expectativa partónica de la regla de suma de Gottfried, como veremos, explica también el apartamiento respecto de QCD del comportamiento en Q^2 de F_2^n/F_2^p [102]. Para mostrar ésto, en el segundo apartado presentaremos una forma de extraer el efecto nuclear a partir de los datos experimentales implementando una parametrización fenomenológica del mismo.

Las características del efecto son inmediatamente entendidas al considerar el contenido piónico del deuterón y sus efectos en la función de estructura del deuterón [103]. Sobre ésto hemos desarrollado un modelo que reproduce el efecto y discutimos en el tercer apartado [104]. En el último ítem de ésta sección, ensayamos una explicación del mismo efecto desde una perspectiva puramente partónica implementado ideas del modelo de recombinación partónica y discutimos su complementariedad con el modelo piónico.

IV.1. Convergencia de la regla de suma de Gottfried.

Discutamos en primer lugar las condiciones de convergencia de la integral de Gottfried.

$$I_G \equiv \int_0^1 \frac{F_2^p(x) - F_2^n(x)}{x} dx = \frac{1}{3}. \quad (112)$$

Las funciones de estructura $F_2^{p,n}(x)$ son directamente proporcionales a la sección eficaz total de dispersión de un fotón virtual de energía ν y masa al cuadrado $-Q^2$. Para Q^2 fijo el régimen de altas energías corresponde a

$$s \equiv (q + P^2) \gg Q^2 \quad (113)$$

es decir a

$$\frac{2M\nu}{Q^2} \gg 1 \quad (114)$$

o, en términos de la variable de Bjorken

$$x \rightarrow 0 \quad (115)$$

A Q^2 fijo, se supone que, satisfaciéndose la ecuación (114), el comportamiento de la sección eficaz para la dispersión de fotones virtuales por nucleones es similar a la de la dispersión de fotones reales [2]. Supondremos que ésto es cierto en lo que sigue.

Experimentalmente [105] $\sigma_{\gamma p}$ crece para altas energías como una típica sección eficaz hadrónica,

$$\sigma_{\gamma p} = a \log^2 s + b_p + \dots \quad (116)$$

La sección eficaz de neutrón no ha sido medida a energías suficientemente altas como para ver el comportamiento de Froissart, $\log^2 s$, pero es esperable encontrar en forma análoga

$$\sigma_{\gamma n} = a \log^2 s + b_n + \dots \quad (117)$$

de modo que

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{\sigma_{\gamma p}}{\sigma_{\gamma n}} = 1 \quad (118)$$

La convergencia de la integral de Gottfried, I_G , requiere que para $s \rightarrow \infty$

$$\sigma_{\gamma p} - \sigma_{\gamma n} \propto s^{\alpha-1} \quad (119)$$

con $\alpha < 1$, comportamiento muy natural en la teoría de Regge [90], donde $\alpha = \alpha_\rho(0) \approx \frac{1}{2}$. Sin embargo, es posible aunque poco probable que $b_n \neq b_p$, lo cual implicaría, para $s \rightarrow \infty$

$$\sigma_{\gamma p} - \sigma_{\gamma n} \approx \text{constante} \quad (120)$$

que resultaría en una I_G divergente [2]. Estudios sobre la reacción de intercambio de carga np de varios años atrás sugirieron que, en analogía con la ecuación (122), $\sigma_{pp} - \sigma_{np}$ podía no aproximarse a cero asintóticamente. Esto correspondería, en lenguaje moderno, a la existencia de algún tipo de odderón (eventual compañero de C y $P = 1$ del pomerón) de isospín uno [90].

La convergencia de la regla de suma de Gottfried no es entonces algo evidente o necesario. Que no convergiera indicaría simplemente algo interesante sobre $\sigma_{\gamma p} - \sigma_{\gamma n}$ o en lenguaje partónico, sobre la diferencia entre el mar de quarks de sabor up $\bar{u}(x)$ y de sabor down $\bar{d}(x)$ en el protón.

En el modelo de partones convencional [1], I_G está dada por

$$I_G = \int_0^1 dx \frac{1}{3} [u_v(x) - d_v(x)] + \frac{2}{3} [\bar{u}(x) - \bar{d}(x)] \quad (121)$$

El valor $I_G = \frac{1}{3}$ resulta de suponer $\bar{u}(x) = \bar{d}(x)$ y de las reglas de suma de conservación de carga, que implican

$$\int_0^1 dx [u_v(x) - d_v(x)] = 1 \quad (122)$$

Se supone que tanto $\bar{u}(x)$ como $\bar{d}(x)$ crecen sin límite cuando $x \rightarrow 0$, por lo que la convergencia requiere

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\bar{u}(x)}{\bar{d}(x)} = 1 \quad (123)$$

de manera que para $x \rightarrow 0$

$$\bar{u}(x) - \bar{d}(x) \propto x^{-\alpha} \quad (124)$$

con $\alpha < 1$ en correspondencia con la ecuación (121).

Está claro que en el caso de que I_G tuviera un comportamiento inesperadamente divergente o al menos singular en la región de muy pequeño x , el valor proporcionado por NMC, inferior aún a la expectativa naïf, podría ser interpretado como una extrapolación errónea de las mediciones para bajo x . Se podría de hecho imaginar una desviación en la dependencia en x de las distribuciones partónicas respecto del comportamiento esperado $x^{-1/2}$ dada por un comportamiento más singular que comenzara por debajo del rango cubierto experimentalmente, tal como lo han sugerido Martin, Roberts y Stirling [106]. No hay ninguna inconsistencia teórica en esta propuesta, ya que no hay forma precisa de determinar para que valores de x y Q^2 comienza el comportamiento de Regge.

La situación experimental respecto de la posibilidad de un comportamiento inusual para pequeño x es la siguiente: los datos de NMC no muestran ningún indicio de tal comportamiento, lo que es más, los datos indican claramente el comportamiento de Regge, ax^b , para la diferencia $F_2^p - F_2^n$ incluso desde la mitad del intervalo medido.

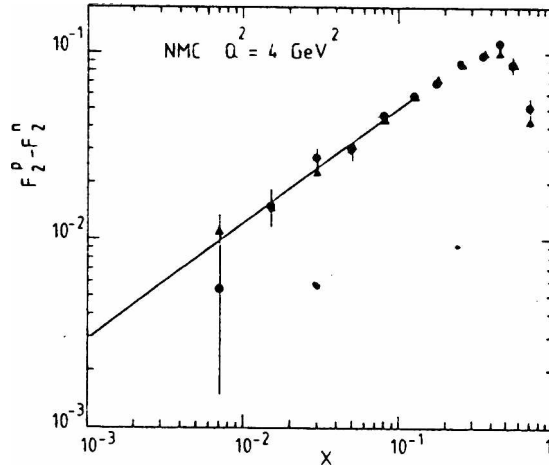


Figura 22: La diferencia $F_2^p - F_2^n$ ajustada con función del tipo ax^b

Por otro lado, el comportamiento inusual debería también reflejarse en la no convergencia de otras reglas de suma para las cuales también se mide en un intervalo reducido y se extrapola a $x \rightarrow 0$. Sin embargo, no hay ninguna indicación de tal comportamiento. Recientemente, la Columbia-Chicago-Fermilab-Rochester Collaboration (CCFR) [107] ha medido con altísima precisión la regla de suma de Gross-Llewelyn Smith (GLSSR) [108]

$$\frac{1}{2} \int_0^1 dx [F_3^{\nu p} + F_3^{\nu n}] = 3 \left[1 + \frac{\alpha_s}{\pi} \right] \quad (125)$$

en la dispersión de neutrinos por núcleos hierro obteniendo

$$GLSSR = 2.66 \pm 0.03 \pm 0.08 \quad (126)$$

en acuerdo con la expectativa teórica de 2.63 para Q^2 medio de 3 GeV^2 . La saturación de la regla de suma de Gross-Llewelyn Smith para $x > 0.01$ deja muy poco lugar para la gran contribución por debajo de 0.01 requerida para compatibilizar el experimento con la regla de suma de Gottfried.

No habiendo ninguna evidencia teórica o experimental para suponer un comportamiento inusual de las distribuciones partónicas y a la luz de las severas restricciones impuestas por los datos de CCFR, conviene seguir con el análisis de otra de las suposición implícitas en la obtención de la regla de suma de Gottfried: la simetría de isospín en el mar de quarks del protón. En efecto, Preparata, Rattcliffe y Soffer [109] han sugerido que los datos de NMC miden directamente la ruptura de isospín en el mar del protón. Estos autores explican la diferencia entre el valor medido y la expectativa $I_G = \frac{1}{3}$ con un valor no nulo para la diferencia $\bar{d}(x) - \bar{u}(x)$. En su trabajo muestran cómo es posible conciliar la expectativa partónica con

los datos experimentales preservando el comportamiento de Regge de las distribuciones de valencia y de mar ($q_v(x) \sim x^{-1/2}$, $\bar{q}(x) \sim x^{-1}$) suponiendo

$$\bar{d}(x) - \bar{u}(x) \sim (1-x)^7 \quad (127)$$

La idea no es en realidad novedosa ya que Field y Feynman ya la habían propuesto en 1977 [110]. El principio físico detrás de la sugerencia es la exclusión de Pauli de los estados de quark up en el mar debido al exceso de quarks up de valencia en el protón. Más tarde, Ross y Sachrajda [111] mostraron que contribuciones perturbativas de QCD a orden alto también llevan a un valor no nulo para la diferencia $\bar{d} - \bar{u}$. Sin embargo, en sus estimaciones encontraron que el efecto era numéricamente pequeño, ciertamente demasiado pequeño como para explicar la medición de NMC.

Distintos autores han atribuido el aparente exceso de quarks \bar{d} sobre \bar{u} a la nube piónica que rodea al nucleón [112-115]. La disociación $p \rightarrow n\pi^+$, se argumenta, lleva a un exceso de quarks \bar{d} sobre \bar{u} porque el π^+ un quark de valencia up y un antiquark de valencia \bar{d} . Esta imagen física, aunque simple es problemática cuando se la quiere implementar. En primer lugar, el tratamiento debe incluir no sólo la disociación $p \rightarrow (n\pi^+, p\pi^0)$, sino también $p \rightarrow (\Delta^0\pi^+, \Delta^+\pi^0, \Delta^{++}\pi^-)$, y quizá también la disociación en otros bariones más pesados. En segundo lugar la interacción del fotón virtual con el pión no contribuye a $F_2^p - F_2^n$ ya que $F_2^{\pi^+} \equiv F_2^{\pi^-}$. En cambio, el defecto en la regla de suma de Gottfried provendría enteramente de la interacción del fotón virtual con el nucleón o isobar en retroceso [116]. En general las estimaciones existentes a partir de modelos de este tipo darían cuenta de menos de la mitad del efecto requerido.

También existe una propuesta basada en el modelo chiral de quarks de Manohar y Georgi [117] que explica la supuesta asimetría del mar a partir de fluctuaciones de los quarks de valencia en quarks de mar y bosones de Goldstone, en este caso piones. Si bien este modelo daría cuenta de la asimetría necesaria para explicar la discrepancia entre la regla de suma de Gottfried y los datos experimentales, se deberían detectar también sus consecuencias en la extracción de distribuciones partónicas.

Al margen de los intentos por justificar una diferencia entre las distribuciones de quarks de mar, otros autores han simplemente parametrizado una ruptura de la simetría de forma que los datos de NMC satisfagan las expectativas teóricas. Ellis y Stirling [118], siguiendo esta línea de ideas, modificaron un conjunto de parametrizaciones para las distribuciones de quarks permitiendo la ruptura de isospín en el mar e imponiendo al mismo tiempo comportamiento de Regge. Las parametrizaciones escogidas fueron las de Eichten et al. (EHLQ1) [119], que ajustan razonablemente los datos de dispersión inelástica profunda de varios experimentos, excepto los de NMC.

Las distribuciones de quarks fueron modificadas de la siguiente manera:

$$\begin{aligned}\bar{u}(x, Q_0^2) &= \bar{u}_E(x, Q_0^2) - \frac{1}{2}\Delta(x, Q_0^2) \\ \bar{d}(x, Q_0^2) &= \bar{d}_E(x, Q_0^2) + \frac{1}{2}\Delta(x, Q_0^2)\end{aligned}\quad (128)$$

(lo mismo para las correspondientes distribuciones de quarks), donde el subíndice E denota las distribuciones (EHLQ1) originales. La modificación deja sin cambio la suma $\bar{u} + \bar{d}$, de modo que el impulso total no varía. Como $\Delta = \bar{d} - \bar{u}$ es una combinación no singlete, evoluciona en Q^2 en forma independiente de las otras distribuciones. El punto de partida para la distribución $\Delta(x, Q_0^2 = 5 \text{ GeV}^2)$ fue determinado directamente de los datos de NMC.

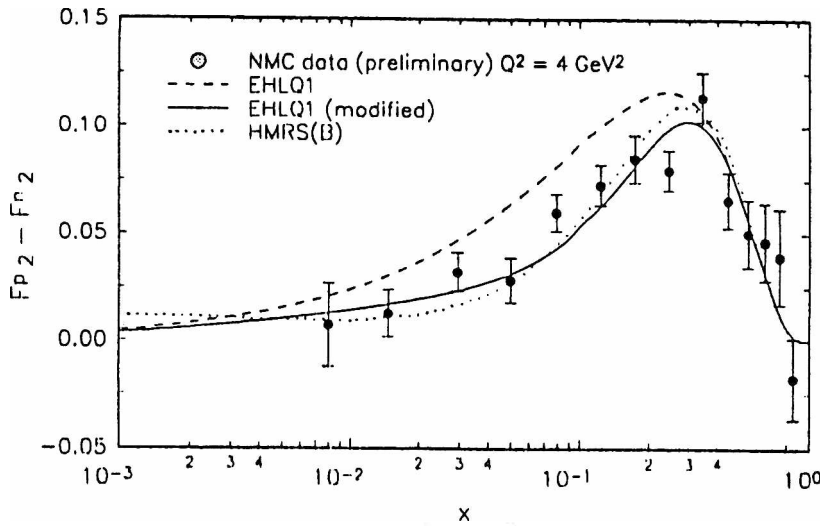


Figura 23: La diferencia $F_2^p - F_2^n$ predicha por las distribuciones de EHLQ1.

Una forma paramétrica simple $A(1-x)^b$ [109], resulta adecuada; la mayor restricción está sobre la distribución integrada $A/(b+1) = 0.15$. A pesar de que un amplio rango de parámetros b dan un ajuste razonable, existe una restricción adicional importante, que es la positividad de las la distribución \bar{u} para lo cual debe satisfacerse

$$\Delta(x, Q_0^2) < 2\bar{u}_E(x, Q_0^2) \quad (129)$$

Como

$$\bar{u}_E(x, Q_0^2) = \bar{d}_E(x, Q_0^2) \equiv \bar{q}_E(x, Q_0^2) = \frac{0.182}{x}(1-x)^{8.54}, \quad (130)$$

el parámetro b definido anteriormente debe ser mayor que 8.54. Aunque el valor $b = 7$ propuesto por Preparata *et al.* da el mínimo χ^2 , lleva a una distribución negativa para \bar{u} .

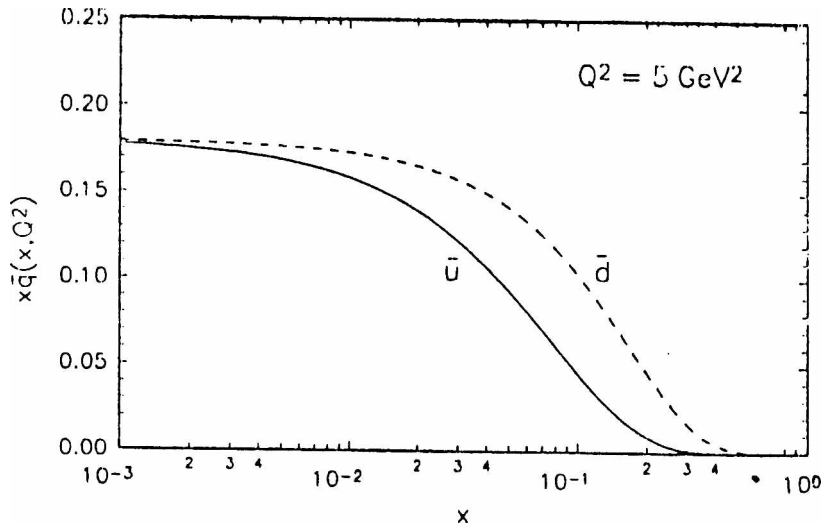


Figura 24: Las distribuciones \bar{u} y \bar{d} obtenidas por Ellis y Stirling.

Se propone en cambio un valor $b = 9.6$ que da un ajuste razonable para los datos (figura 23) siendo el menor valor de b que da una distribución \bar{u} positiva. Las distribuciones de mar resultantes se muestran en la figura (24). Nótese que la ruptura de isospín necesaria es significativa, especialmente para $x \sim 0.1$.

Hasta no hace mucho tiempo, casi todos los análisis globales de funciones de estructura suponían la igualdad $\bar{u} = \bar{d}$. Incluso en algunos casos bastante recientes [10] se permitía $\bar{u} \neq \bar{d}$ y se mostraba cómo la estadística favorecía a la igualdad. Sin embargo, motivados por la creciente precisión de los datos y por las consecuencias de la regla de suma de Gottfried, se han llevado a cabo nuevos análisis permitiendo $\bar{u} \neq \bar{d}$ [6,120,121].

La figura (25) muestra los resultados de los dos más recientes análisis globales de distribuciones partónicas. Si se hace una comparación detallada a, digamos, $x = 0.15$ se ven diferencias significativas entre u , d , \bar{u} , \bar{d} de los dos conjuntos de distribuciones. Para CTEQ [121] se tiene $\bar{d} \simeq 2\bar{u}$, mientras que para MRS [120] $\bar{u} \simeq \bar{d}$. Sin embargo esta diferencia es compensada por $u_{CTEQ} > u_{MRS}$ y $d_{CTEQ} < d_{MRS}$ de forma que las combinaciones observables $u + \bar{u}$, $d + \bar{d}$ y $\bar{u} + \bar{d}$ son esencialmente las mismas en ambos análisis, como debe ser para valores de x donde existen datos precisos. Esto indica que, sin datos adicionales, la información sobre funciones de estructura por si sola no impone fuertes restricciones sobre $\bar{d} - \bar{u}$.

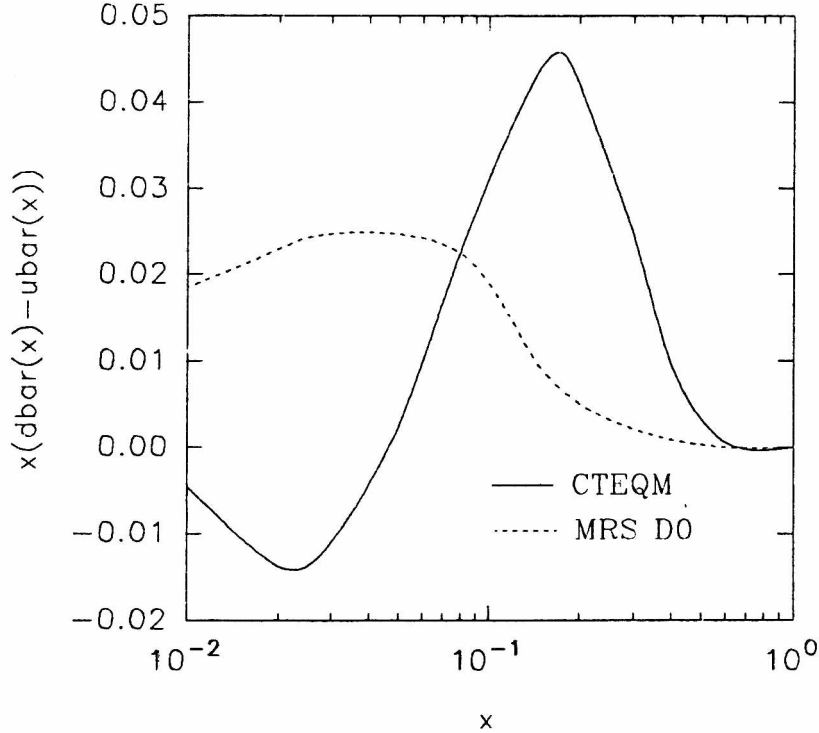


Figura 25: Parametrizaciones MRS y CTEQ.

Un experimento de Drell-Yan propuesto por Ellis y Stirling [118], que compara las secciones eficaces de protón y neutrón, puede establecer restricciones rigurosas a las distribuciones de quarks de mar. El hecho tiene que ver con la asimetría

$$A_{DY} = \frac{\sigma^{pp} - \sigma^{pn}}{\sigma^{pp} + \sigma^{pn}} \quad (131)$$

donde

$$\sigma^{pN} = s \frac{d^2\sigma^{pN}}{d\sqrt{\tau}dy} \Big|_{y=0} = \frac{8\pi\alpha^2}{9\sqrt{\tau}} \sum_i e_i^2 [q_i^p(x, M)\bar{q}_i^N(x, M) + p \leftrightarrow N] \quad (132)$$

corresponde al proceso de Drell-Yan $pN \rightarrow l^+l^-X$. Dejando de lado las contribuciones de los quarks de sabor strange y charm y reteniendo sólo las contribuciones $q_v\bar{q}_s$ en orden dominante, la asimetría toma la forma

$$A_{DY} = \frac{(4u_v - d_v)(\bar{u} - \bar{d}) + (u_v - d_v)(4\bar{u} - \bar{d})}{(4u_v + d_v)(\bar{u} + \bar{d}) + (u_v + d_v)(4\bar{u} + \bar{d})} \quad (133)$$

Esta asimetría es muy sensible a las distribuciones de mar, de hecho cambia de signo dependiendo de que el mar sea simétrico o no. Una estimación de esta asimetría usando las distribuciones de quarks no simétricas de Ellis y Stirling, modificadas para que se verifique la regla de suma de Gottfried, toma valores entre -0.1 y -0.2 para valores intermedios de x . Por otro lado la predicción standard, usando parametrizaciones simétricas, es $A_{DY} \sim 0.1$.

En la práctica el experimento se realizaría con blancos de deuterio e hidrógeno. Actualmente existen dos propuestas para llevar a cabo el experimento [122,123].

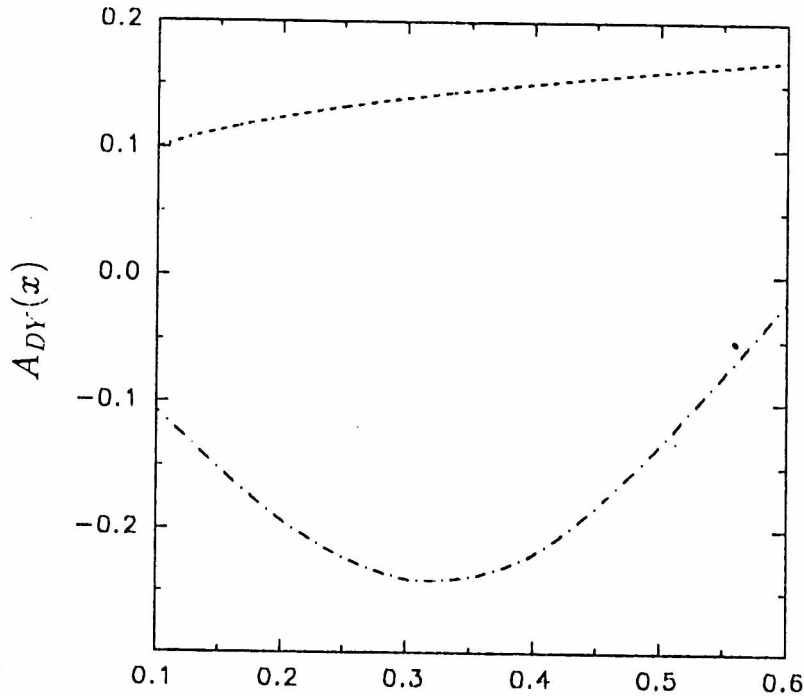


Figura 26: La asimetría protón-neutrón de Drell-Yan.

Los procesos de Drell-Yan originados en colisiones de protones con blancos nucleares proveen de un método complementario para investigar el contenido de antiquarks del nucleón. En el orden dominante, la sección eficaz para un haz de protones incidiendo sobre un blanco nuclear A es:

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2 dx_F} = \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2 s} \frac{1}{x_p + x_A} \sum_q e_q^2 [q(x_p)\bar{q}(x_A) + \bar{q}(x_p)q(x_A)] \quad (134)$$

con $M^2/s = x_p x_A$ y $x_F = x_p - x_A$. El punto crucial es que una comparación de las secciones eficaces de blancos con diferente número de protones y neutrones da directamente información sobre $\bar{d} - \bar{u}$. Dos métodos han sido sugeridos. El primero [124] se basa en el hecho de que a x_F grande la sección eficaz está dominada por la aniquilación de quarks u en el protón con quarks \bar{u} en el blanco. Si este último contiene Z protones y $A - Z$ neutrones, entonces

$$\frac{d^2\sigma}{dM^2 dx_F} \approx \frac{4\pi\alpha^2}{9M^2 s} \frac{1}{x_p + x_A} \frac{4}{9} u(x_p) \frac{1}{A} [Z\bar{u}(x_A) + (A - Z)\bar{d}(x_A)] \quad (135)$$

En particular, la relación entre las secciones eficaces de blancos no-isoescalares respecto de

isoescalares es [124]

$$R_{A/IS}(x) \approx 1 + \left(1 - \frac{2Z}{A}\right) \frac{\bar{d}(x) - \bar{u}(x)}{\bar{d}(x) + \bar{u}(x)} \quad (136)$$

con $x \equiv x_A$. La relación para tungsteno (con $1 - 2Z/A = 0.195$) ha sido recientemente medida por la colaboración E772 [124]. Aunque las predicciones de MRS [120] para el cociente a partir de distribuciones simétricas y levemente asimétricas de mar son consistentes con los valores medidos dentro de los errores experimentales, existe cierta evidencia de que $R < 1$ (ésto es $\bar{d} < \bar{u}$) para $x \leq 0.15$ en oposición a lo sugerido para explicar la discrepancia con la regla de suma de Gottfried. También debe notarse que la predicción de CTEQ [121], que tiene $\bar{d} - \bar{u}$ grande y positiva para el rango de x cubierto por los datos aparece ligeramente desfavorecida.

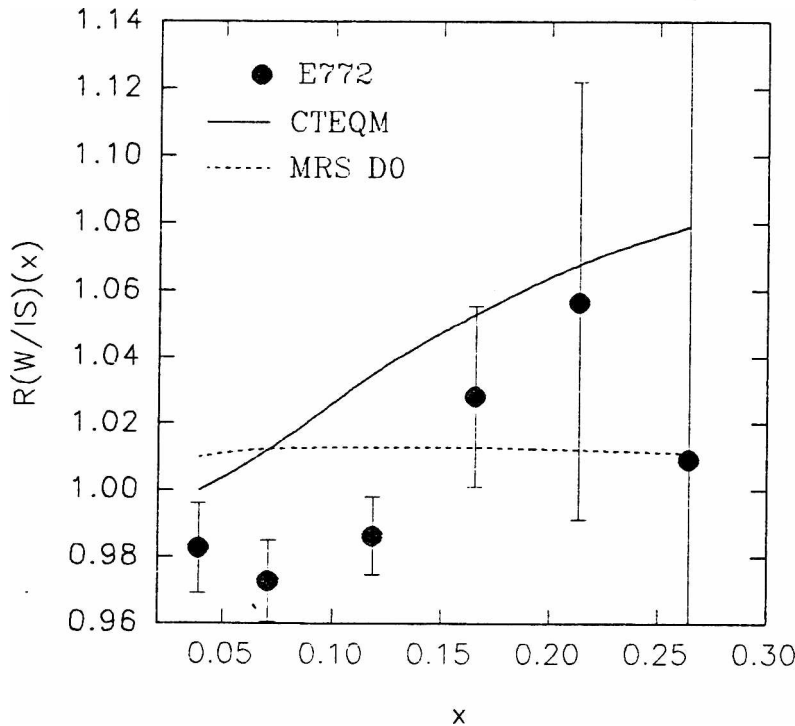


Figura 27: El cociente $R_{A/IS}$ medido en blancos de tungsteno.

Finalmente, la sección eficaz diferencial de Drell-Yan para un blanco isoescalar versus x_F

$$\frac{m^3 d^2 \sigma}{dm dx_F} = \frac{8\pi \alpha^2}{9} \frac{\tau}{\sqrt{x_F^2 + 4\tau}} \sum_i e_i^2 [q_i(x_1, M) \bar{q}_i(x_2, M) + 1 \leftrightarrow 2] \quad (137)$$

también parece favorecer las distribuciones de mar simétricas. La figura (28) compara los datos para esta sección eficaz obtenidos con blancos de deuterio con las predicciones de las distribuciones standard y modificadas [124]. A $x_F = 0$, se está midiendo la asimetría del mar

para valores de la variable de Bjorken alrededor de 0.21, de manera que este experimento también descartaría la supuesta asimetría del mar

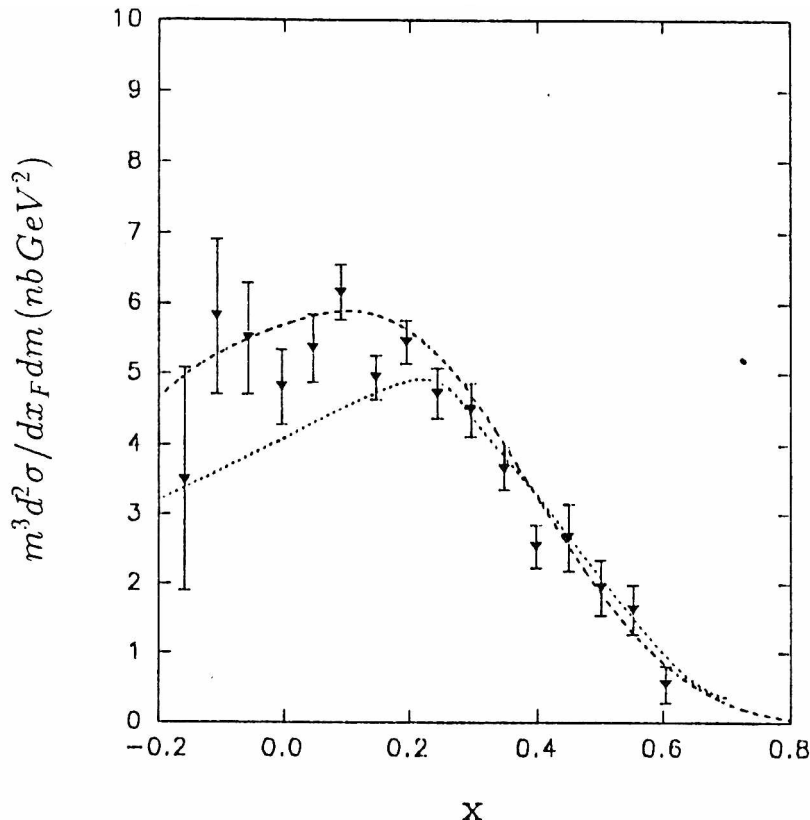


Figura 28: La sección eficaz de Drell-Yan para blancos de deuterio.

Si bien el principio de explicación a partir de un mar con contenido asimétrico de sabor resulta atractivo por su simplicidad, no existe sin embargo ninguna predicción cuantitativa firme que los respalde. Desde el punto de vista experimental la única motivación para suponer una asimetría es la misma discrepancia entre la medición de NMC y la regla de suma de Gottfried. Como hemos visto, las restantes mediciones disponibles no alcanzan para establecer definitivamente el carácter simétrico de las distribuciones aunque parecerían inclinarse por él. Contando además con un mecanismo alternativo de explicación para la discrepancia, en particular a partir de nuestra propuesta, se pierde completamente la motivación experimental para la hipótesis de asimetría.

Los resultados de NMC también han sido interpretados como consecuencia de contribuciones de diquarks, en una imagen en que los nucleones son vistos como compuestos por estados quark-diquark [125]. Los diquarks son pensados como partículas elementales, esto es estados ligados de dos quarks que interactúan en forma colectiva con el fotón en la dispersión inelástica. Como consecuencia, algunos términos de las funciones de estructura

electromagnéticas son proporcionales al cuadrado de la carga eléctrica del diquark en lugar de a la suma del cuadrado de las cargas de los quarks que lo forman y están además suprimidos por factores de forma que violan la escala. Esto explicaría porqué los dos enfoques, el de quarks libres y el de estados quark-diquark, podrían dar distintas predicciones para las reglas de suma. Sin embargo, el modelo de diquarks tiene serias dificultades para explicar los datos experimentales observados.

Los diquarks, a pesar de estar presentes en los nucleones y participar en la dispersión inelástica profunda, no contribuyen en forma significativa a la combinación particular de funciones de estructura que aparecen en la regla de suma de Gottfried. En tal combinación las contribuciones de los diquarks escalares, los más numerosos según el modelo, de hecho se cancelan y las únicas contribuciones proceden de los diquarks vectoriales, que son mucho menos abundantes en el modelo y también menos ligados que los escalares. En consecuencia, su contribución a la regla de suma de Gottfried resulta ser muy pequeña y con el signo opuesto al que sería necesario. Esto es significativo ya que si se supusieran diquarks vectoriales más ligados y más abundantes, la situación respecto de la regla de suma empeoraría.

IV.2. Parametrización fenomenológica del efecto nuclear.

Como ya remarcamos en los apartados III.1. y III.2., el análisis de los datos llevado a cabo por NMC supone que la función de estructura del deuterón está simplemente dada por la suma de las funciones de estructura de protón y neutrón libres

$$F_2^D(x, Q^2) = \frac{1}{2}[F_2^p(x, Q^2) + F_2^n(x, Q^2)] \quad (138)$$

es decir, como si la estructura del núcleo de deuterio no tuviese ninguna consecuencia en la dispersión inelástica. Tal es la suposición convencional respecto del deuterio que se ha hecho históricamente para extraer información sobre la función de estructura del neutrón.

En este apartado relajamos tal suposición y buscamos una forma de extraer, en caso de que exista, la magnitud y dependencia en las variables cinemáticas del eventual efecto nuclear combinando los datos de NMC con los de otros experimentos. De este modo obtenemos una forma fenomenológica de parametrizar el efecto. También analizamos cuál es la imagen resultante para el efecto extraído y cómo se compara con los efectos observados en núcleos más pesados. La discusión sobre los posibles mecanismos que explican la ocurrencia de tales efectos se hace en los dos apartados finales de esta sección.

La manera más simple de tener en cuenta eventuales efectos nucleares en la función de estructura del deuterón es definir funciones de estructura de nucleones ligados $F_2'^N(x, Q^2)$ a

partir de [100]

$$F_2^D(x, Q^2) = \frac{1}{2}[F_2^{\prime p}(x, Q^2) + F_2^{\prime n}(x, Q^2)] \quad (139)$$

Las funciones de estructura primadas están relacionadas con las de nucleones libres a través de un factor $\beta_D(x, Q^2)$, función de x y Q^2

$$F_2^{\prime N}(x, Q^2) = \frac{1}{\beta_D(x, Q^2)} F_2^N(x, Q^2) \quad (140)$$

La simetría de isospín hace suponer que el factor β_D será el mismo para protón y neutrón. La diferencia entonces entre las funciones de estructura de protones y neutrones ligados puede ser expresada según

$$F_2^{\prime p} - F_2^{\prime n} = 2F_2^D \frac{1 - \frac{F_2^{\prime n}}{F_2^{\prime p}}}{1 + \frac{F_2^{\prime n}}{F_2^{\prime p}}} = \frac{1}{\beta_D} \left[\frac{x}{3}(u_v - d_v) + \frac{2x}{3}(\bar{u} - \bar{d}) \right] \quad (141)$$

El cociente $F_2^{\prime n}/F_2^{\prime p}$ está relacionado con el dado por el experimento NMC, $F_2^n/F_2^p|_{NMC}$, a través de

$$\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} \equiv 2 \frac{F_2^D}{F_2^p} - 1 = \frac{1}{\beta_D} \frac{F_2^{\prime n}}{F_2^{\prime p}} - 1 + \frac{1}{\beta_D} \quad (142)$$

es decir

$$\frac{F_2^{\prime n}}{F_2^{\prime p}} = \beta_D \left(\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} + 1 \right) - 1 \quad (143)$$

con lo que

$$F_2^{\prime p} - F_2^{\prime n} = 2F_2^D \frac{2 - \beta_D \left(\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} + 1 \right)}{\beta_D \left(\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} + 1 \right)} \quad (144)$$

$$= 2F_2^D \left[\frac{2}{\beta_D \left(\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} + 1 \right)} - 1 \right] \quad (145)$$

entonces

$$\beta_D = \frac{2}{\frac{F_2^n}{F_2^p}|_{NMC} + 1} - \frac{x}{6F_2^D}(u_v - d_v) \quad (146)$$

Según la ecuación (146), el parámetro β_D puede ser estimado usando los datos de NMC combinados con una parametrización de las distribuciones de quarks de valencia. Nótese que las distribuciones de quarks de la ecuación (146) son las de un protón libre. Incidentalmente, en los ajustes para obtener estas parametrizaciones se incluye información sobre blancos de deuterio y en este sentido se podría esperar algo de contaminación por efectos nucleares. Sin embargo, como los ajustes se hacen primordialmente sobre blancos no nucleares, el peso que tiene la información sobre deuterio es pequeño y la corrección en las distribuciones por no haber considerado los efectos en el ajuste no afecta nuestras conclusiones.

En la figura (29) se muestran los valores obtenidos para el parámetro β_D usando las parametrizaciones de Morfin y Tung (fit S en esquema DIS) [10] que son simétricas en el mar como es el caso en casi todas las parametrizaciones. Estas parametrizaciones son consistentes con los datos de la dispersión inelástica de muones y neutrinos así también como con la producción de pares de muones en procesos de Drell-Yan. En este análisis se incorporan los errores experimentales sistemáticos, que son los dominantes de acuerdo a los más recientes experimentos. La forma adoptada para las parametrizaciones está motivada por QCD y es particularmente útil para explorar el comportamiento de la función de estructura a pequeño x .

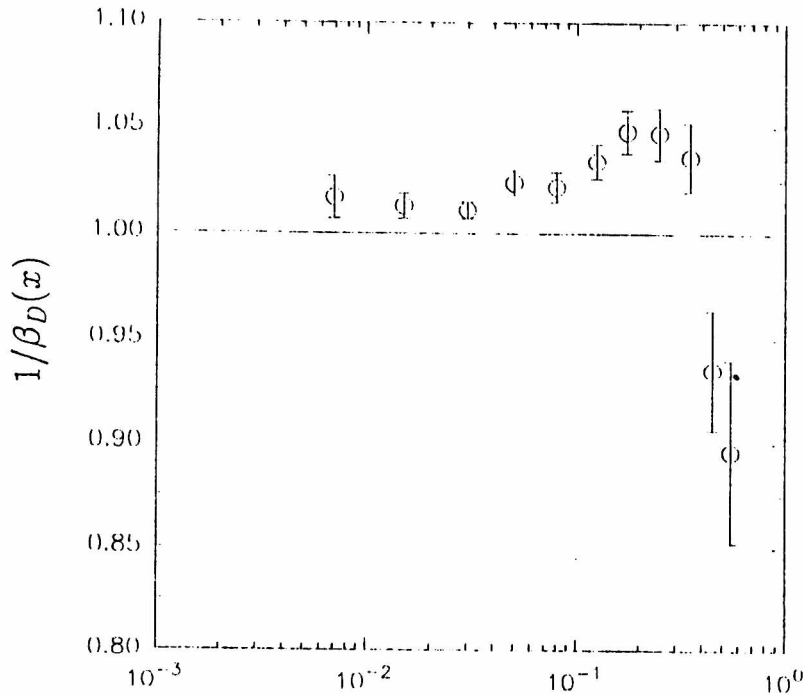


Figura 29: Valores obtenidos para el parámetro β_D a partir de las parametrizaciones de Morfin y Tung y los datos de NMC.

Resultados enteramente similares se obtienen usando otras parametrizaciones, como los ajustes de Morfin y Tung que permiten distribuciones de mar asimétricas, o los ajustes globales llevados a cabo por Kwiecinsky, Martin, Stirling y Roberts [126], que incorporan resultados teóricos de QCD respecto de comportamientos singulares a x pequeño en las distribuciones de gluones y de quarks de mar así como modificaciones debido a efectos de shadowing, o las de Gluck, Reya y Vogt [91], especialmente diseñadas para valores pequeños de Q^2 . La línea continua en la figura (29) corresponde a la evaluación del parámetro β_D usando el ajuste en x y Q^2 a los datos experimentales proporcionado por NMC juntamente con la parametrización de Abramowicz [105] para la función de estructura del protón. Esta parametrización se obtuvo de un ajuste de todos los datos disponibles sobre la función de

estructura del protón por encima del límite elástico $Q^2 = 0$ (SLAC, EMC-NA28, BCDMS).

Los puntos de la figura (29) presentan las características típicas de los efectos nucleares en las funciones de estructura, en particular el pico de antiapantallamiento para $x \sim 0.2$ y una pronunciada disminución cuando $x \rightarrow 1$. Lo que puede parecer inusual es la persistencia de antiapantallamiento para valores de x pequeños con la consiguiente aparición de apantallamiento recién a valores muy pequeños de x . Sin embargo, debe recordarse que estos puntos relacionan protones de deuterio con protones libres (y no protones nucleares con protones de deuterio) y que el apantallamiento para x pequeño es fuertemente dependiente del número atómico A . Conviene recordar también que en una muy reciente estimación [127] del apantallamiento en la dispersión de leptones por blancos de deuterio a pequeño x muestra que este efecto es menor al 2%.

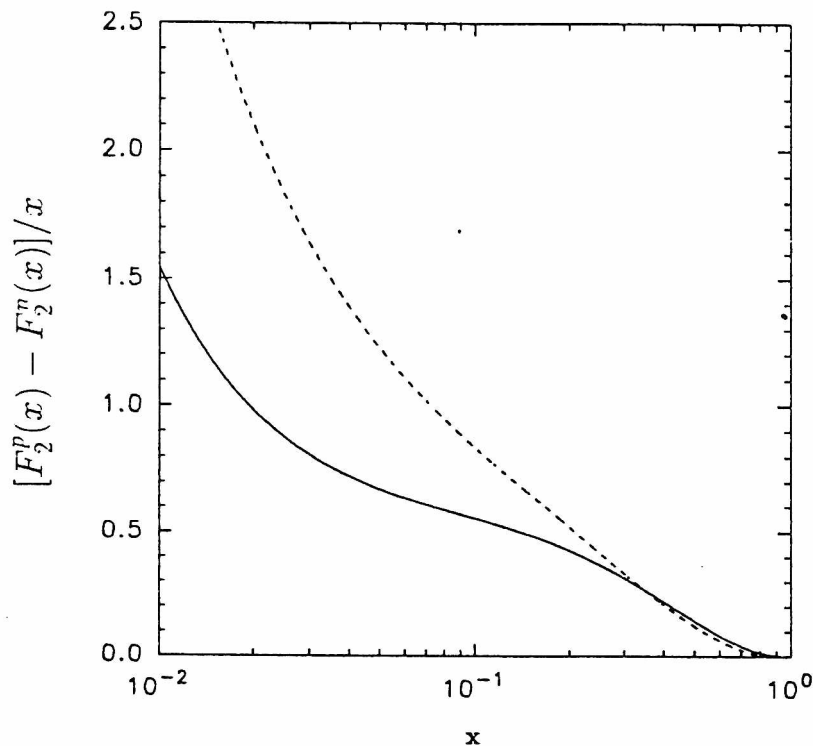


Figura 30: El integrando de la regla de suma de Gottfried en función de x con y sin la consideración de los efectos nucleares.

Una característica importante de la regla de suma de Gottfried es la de ser un extraordinario amplificador de efectos nucleares. De hecho, el efecto de antiapantallamiento a x intermedio en las funciones de estructura, que es del orden del 3%, causa una desviación en el integrando del orden del 37%. Esto explica porque los efectos nucleares en el deuterón han sido dejados de lado hasta ahora en el análisis de diversos experimentos sin mayores consecuencias pero en el caso de esta regla de suma adquieren relevancia. La figura (30)

muestra el integrando de la regla de suma en función de x con y sin efectos nucleares tenidos en cuenta.

Hasta ahora los efectos nucleares han sido usualmente extraídos del análisis de las funciones de estructura nucleares respecto de la de deuterio en la suposición de que estos efectos son despreciables en el más ligero de los núcleos atómicos. La ecuación (141) puede ser aplicada, luego de una modificación trivial, a las funciones de estructura de núcleos pesados de forma de extraer la relación entre las funciones de estructura de protones en diferentes núcleos comparada con la del hidrógeno. Esto permite además una prueba de consistencia para nuestra propuesta. Por ejemplo consideramos protones en calcio:

$$F_2^{Ca} = \frac{1}{2}(F_2'^p + F_2'^n) \quad (147)$$

$$F_2'^p - F_2'^n = 2F_2^{Ca} \frac{1 - \frac{F_2'^n}{F_2'^p}}{1 + \frac{F_2'^n}{F_2'^p}} \quad (148)$$

Tomando

$$F_2^{Ca} = F_2^{Ca} \frac{F_2^{Ca}}{F_2^D} \Big|_{NMC} \quad (149)$$

$$\frac{F_2'^n}{F_2'^p} = 2 \frac{F_2^{Ca}}{F_2^D} \frac{F_2^D}{F_2^p} \beta_{Ca} - 1 \quad (150)$$

tenemos

$$\beta_{Ca} = \frac{1}{\frac{F_2^{Ca}}{F_2^D}} \left[\frac{1}{\frac{F_2^D}{F_2^p}} - \frac{x}{3}(u_v - d_v) \frac{1}{2F_2^D} \right] \quad (151)$$

Los resultados se presentan en la tabla (1) y figura (31). Los cocientes usados como dato provienen de mediciones de NMC a distintos valores de Q^2 [23]. Los cocientes entre protones de calcio y deuterio pueden ser obviamente recuperados usando los de deuterio-protón a un adecuado x y Q^2 .

Los cocientes obtenidos entre las funciones de estructura de protones nucleares y de protones libres presentan las siguientes características: a muy pequeño x el apantallamiento es menor que cuando se compara con deuterio. Por ejemplo, es 95%, 83% y 65% a $x = 0.007$ para Ca , C y He respectivamente. Esto implica una dependencia más marcada en A a ser implementada en los modelos. Nuestros resultados también muestran que esta implementación debe incluir dependencia en A en el punto de saturación de apantallamiento (x_4 en la referencia [77]). Los puntos de cruce, donde se pasa de apantallamiento a antiapantallamiento, son corridos hacia valores menores de x , lo cual es consistente con el modelo propuesto en la misma referencia. Nótese que la dependencia en A de este punto implica que

la dominancia del apantallamiento frente al antiapantallamiento depende de una escala de distancias que decrece con A (como por ejemplo, la distancia internucleónica). En la región de x intermedio domina el antiapantallamiento tal como predicen la mayoría de los modelos. El pico de antiapantallamiento es más pronunciado cuando se consideran cocientes respecto de protón y tiene una dependencia más débil en A . Finalmente, el punto de cruce x_3 , que marca el final del antiapantallamiento, se desplaza hacia valores más próximos de 1 y decrece con A , lo cual significa que el efecto nuclear a $x > 0.2$ está dominado por distancias que crecen con A (como por ejemplo, el radio de confinamiento).

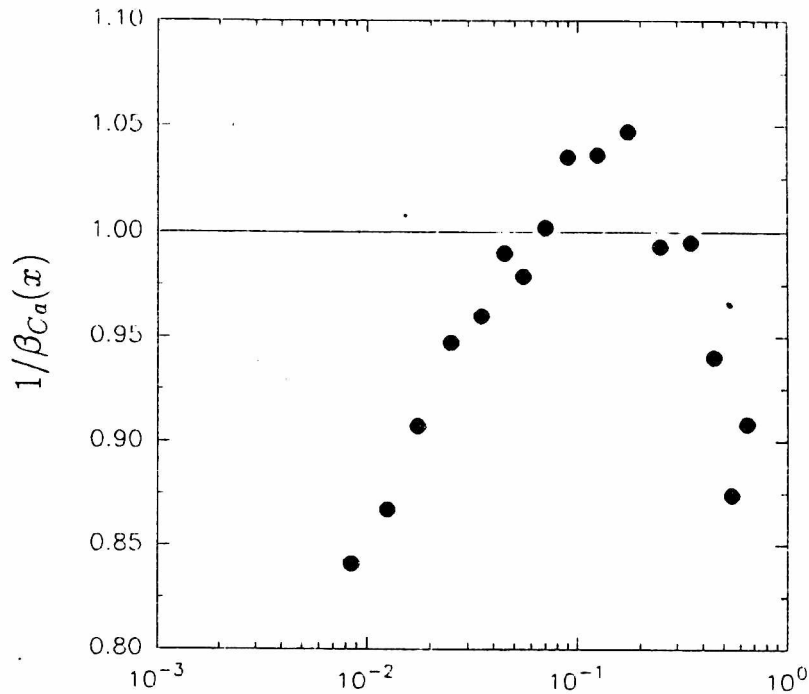


Figura 31: El parámetro β_{Ca} a partir de datos de NMC.

x	Q^2	$\frac{F_2^{Ca}}{F_2^D} _{NMC}$	$\frac{1}{\beta_{Ca}}$	$\frac{F_2^{Ca}}{F_2^D} _{16}$
0.0035	0.60	0.780	0.799	0.780
0.0055	0.94	0.782	0.796	0.782
0.0085	1.40	0.831	0.841	0.831
0.0125	1.90	0.859	0.867	0.859
0.0175	2.50	0.899	0.907	0.899
0.0250	3.40	0.938	0.947	0.938
0.0350	4.70	0.949	0.960	0.949
0.0450	5.70	0.978	0.990	0.978
0.0550	6.80	0.966	0.979	0.966
0.0700	8.10	0.988	1.002	0.988
0.0900	9.70	1.020	1.035	1.020
0.1250	12.0	1.022	1.036	1.022
0.1750	14.0	1.034	1.047	1.034
0.2500	19.0	0.983	0.993	0.983
0.3500	24.0	0.984	0.995	0.984
0.4500	30.0	0.929	0.940	0.929
0.5500	35.0	0.869	0.874	0.869
0.6500	41.0	0.917	0.908	0.917

Tabla 1

Nos interesa ahora estudiar las consecuencias de los efectos nucleares que hemos extraído en relación a la dependencia en Q^2 del cociente $F_2^n/F_2^p |_{NMC}$, que llega hasta valores muy pequeños de Q^2 . Calculamos entonces el parámetro β_D usando las distribuciones de partones de Gluck, Reya y Vogt, que están especialmente diseñadas para reproducir el comportamiento a bajo impulso transferido de las funciones de estructura e incluimos correcciones por efectos relacionados con la masa del blanco (target mass effects) [98]. Los valores para la función de estructura de deuterón los obtenemos de la parametrización de NMC para $F_2^n/F_2^p |_{NMC}$ y la Abramowicz para la de protón.

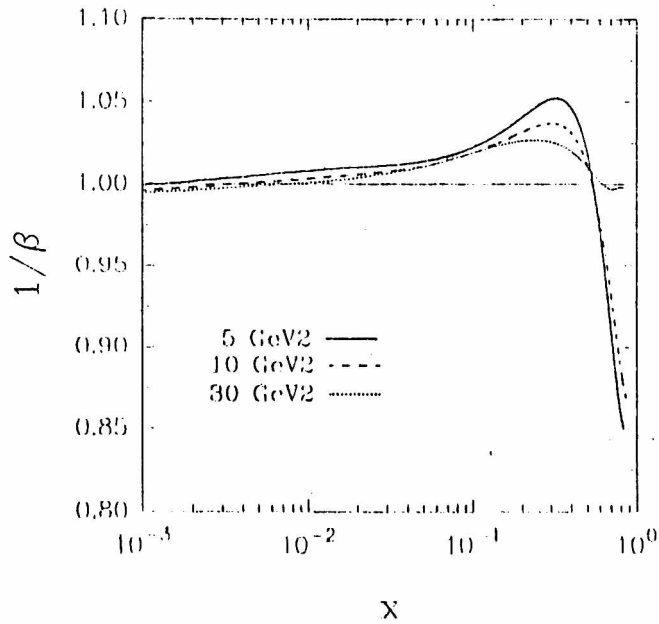


Figura 32: La función $1/\beta_D$ para diferentes valores de Q^2 (5, 10 y 30 GeV^2)

En la figuras (33) y (34) mostramos la función $1/\beta_D$ para diferentes valores de Q^2 (5, 10 y 30 GeV^2) con y sin correcciones por efectos de la masa del blanco respectivamente.

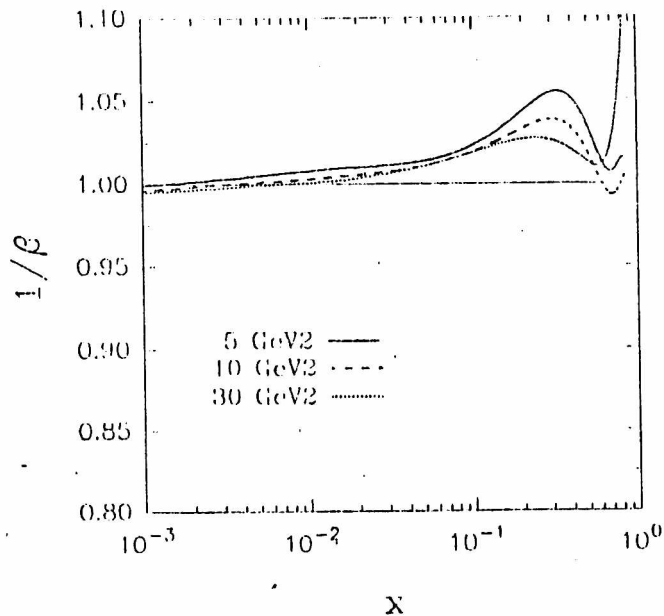


Figura 33: La función $1/\beta_D$ para diferentes valores de Q^2 (5, 10 y 30 GeV^2) con correcciones por efectos de la masa del blanco

Como se puede observar, estas correcciones remueven la fuerte dependencia en Q^2 para $x > 0.6$ y no tienen consecuencias apreciables para valores intermedios de x . Enfatizan

también que la principal contribución de los efectos nucleares en la función de estructura del deuterón están estrechamente vinculados con el bien conocido antiapantallamiento en la dispersión inelástica profunda a partir de blancos nucleares.

Como ya mencionamos, en el análisis de NMC [96] la dependencia en Q^2 del cociente $F_2^n/F_2^p|_{NMC}$ es extraída ajustando los datos de cada intervalo de x con una función lineal en $\log Q^2$

$$F_2^n/F_2^p|_{NMC} = a(x_i) + b(x_i) \log Q^2 \quad (153)$$

Valores significativamente negativos son obtenidos para el parámetro $b(x)$ en el rango $x = 0.1 - 0.4$. La discrepancia respecto de la expectativa de QCD, figura (19), en términos de efectos de twist superior. Encontramos, sin embargo, que la diferencia puede ser perfectamente explicada en términos de los mismos efectos nucleares que impiden la verificación de la regla de suma de Gottfried y que acabamos de parametrizar.

El incremento efectivo de la función de estructura de neutrón, que como se ha visto es una función decreciente con Q^2 , provoca que el parámetro $b(x)$ tome valores más negativos en el rango intermedio de x y tiene el efecto opuesto allí donde domina el apantallamiento. La figura (34) muestra los valores que toma el parámetro cuando los cocientes entre las funciones de estructura son corregidos con nuestra parametrización de los efectos nucleares

$$F_2^n/F_2^p = \beta_D \left[\frac{F_2^n}{F_2^p} |_{NMC} + 1 \right] - 1 \quad (154)$$

y vuelta a ajustar para cada intervalo de x . Las barras de error representan las incertezas estadísticas y sistemáticas sumadas en cuadratura. Una vez que las correcciones nucleares son hechas, queda muy poco lugar para efectos de twist superior en el rango intermedio de x . Así como en el caso de la regla de suma de Gottfried los efectos nucleares hacen innecesaria la introducción de distribuciones asimétricas de mar u otros efectos, en este caso desaparece toda motivación para introducir los altamente exóticos términos de twist superior, a los que nos hemos referido en la sección III. Se remueve también la discrepancia con la pruebas de alta precisión para el comportamiento en Q^2 predicho por QCD de las funciones de estructura de protón y deuterón separadamente.

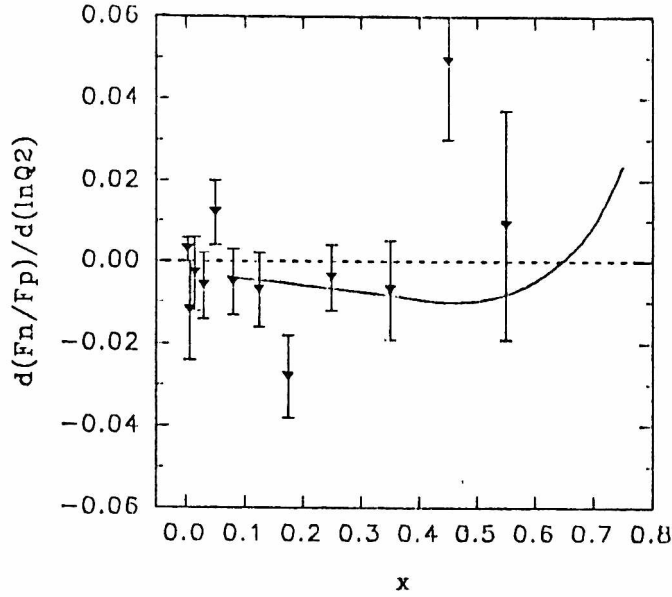


Figura 34: Valores para el parámetro $b(x)$ corregido por efectos nucleares.

Es importante notar que a pesar de que las correcciones a la expresión naïf $F_2^D = \frac{1}{2}[F_2^p + F_2^n]$ son pequeñas en relación a F_2^D y tienen una dependencia suave en energía, distorsionan fuertemente la extracción de términos de twist superior.

IV.3. Contribuciones piónicas al deuterón.

En este apartado mostramos cómo un modelo relativamente simple, basado en el contenido piónico del deuterón reproduce las características principales de efectos nucleares, tal como los hemos extraído en el apartado anterior.

Se han dado distintos argumentos que muestran que el contenido piónico en los núcleos no es despreciable [128]. En el apartado II.4. hemos esbozado incluso algunos modelos que, basados en esta misma idea, intentan explicar el efecto EMC. Supongamos entonces que la función de onda del deuterón contiene una componente piónica. En tal caso, como vimos en el apartado II.2., esto se refleja en la función de estructura del deuterón, que está dada entonces por

$$2F_2^D(x) = \int_x^2 dy [F_2^p(\frac{x}{y}) + F_2^n(\frac{x}{y})] f_{p/D}(y) + 3 \int_x^2 dy F_2^\pi(\frac{x}{y}) f_{\pi/D}(y) \quad (155)$$

donde

$$F_2^\pi(z) \equiv \frac{1}{3}[F_2^{\pi^+}(z) + F_2^{\pi^0}(z) + F_2^{\pi^-}(z)] \quad (156)$$

es la función de estructura promedio de piones. En la ecuación (155) hemos tomado, usando invariancia de isospín, la densidad de piones como

$$f_{\pi^+ / D} = f_{\pi^0 / D} = f_{\pi^- / D} \equiv f_{\pi / D} \quad (157)$$

La conservación del número bariónico implica que

$$1 = \int_0^2 dy f_{p/D}(y) \quad (158)$$

no puede cambiar, pero la conservación de impulso requiere

$$1 = \int_0^2 dy \frac{y}{2} [2f_{p/D}(y) + 3f_{\pi/D}(y)] \quad (159)$$

En el espíritu de la simple imagen que lleva a

$$2F_2^D(x) = F_2^p(x) - F_2^n(x) \quad (160)$$

supongamos que el protón y el neutrón lleva cada uno exactamente $\frac{1}{2}(1 - \epsilon)$ del impulso del deuterón de modo que la ecuación (64) es reemplazada por

$$f_{p/D}(y) = \delta(1 - \epsilon - y) \quad (161)$$

Usando ésta en las ecuaciones (158) y (159) se obtiene naturalmente

$$\int_0^2 dy \frac{y}{2} 3f_{\pi/D}(y) = \epsilon \quad (162)$$

es decir, ϵ es la fracción de impulso del deuterón llevada por sus constituyentes piónicos que es ciertamente pequeña. La sustitución de la ecuación (161) en (155) lleva a

$$2F_2^D(x) = [F_2^p(\frac{x}{1-\epsilon}) + F_2^n(\frac{x}{1-\epsilon})]\theta(1-\epsilon-x) + 3 \int_x^2 dy F_2^\pi(\frac{x}{y}) f_{\pi/D}(y) \quad (163)$$

Analicemos en primer lugar la diferencia $F_2^p - F_2^n$

$$\begin{aligned} F_2^p(x) - F_2^n(x) &= [2F_2^p(x) - 2F_2^D(x)] + [2F_2^D(x) - F_2^p(x) - F_2^n(x)] \\ &\equiv [2F_2^p(x) - 2F_2^D(x)] + \delta F_2^D(x) \end{aligned} \quad (164)$$

El primer término del miembro derecho es básicamente lo que NMC mide para verificar la regla de suma de Gottfried. El término δF_2^D es la corrección necesaria para extraer $F_2^p - F_2^n$.

De las ecuaciones (163) y (164) vemos que

$$\delta F_2^D(x) = [F_2^p(\frac{x}{1-\epsilon}) + F_2^n(\frac{x}{1-\epsilon})]\theta(1-\epsilon-x) - [F_2^p(x) + F_2^n(x)]\theta(1-x)$$

$$\begin{aligned}
& + 3 \int_x^2 dy F_2^\pi\left(\frac{x}{y}\right) f_{\pi/D}(y) \\
& \simeq \epsilon x \left[\frac{dF_2^p}{dx} + \frac{dF_2^n}{dx} \right] \theta(1-x) + 3 \int_x^2 dy F_2^\pi\left(\frac{x}{y}\right) f_{\pi/D}(y)
\end{aligned} \tag{165}$$

Intentaremos ahora estimar el miembro derecho de la ecuación (165). Como estamos trabajando con una corrección pequeña será seguro tomar dF_2^n/dx de la expresión naïf

$$F_2^n(x) = \left[2 \frac{F_2^D(x)}{F_2^p(x)} - 1 \right] F_2^p(x) \tag{166}$$

usando la parametrización de NMC para el cociente y la dada en la referencia [105] para la función de estructura del protón. La función de estructura de pión es conocida a partir de experimentos. Tomamos para ella la parametrización extraída por Sutton, Martin, Stirling y Roberts [129].

Para la distribución de piones en el deuterón tomamos la propuesta por Berger [47] con una adecuada normalización

$$3f_{\pi/D}(y) = \frac{\epsilon}{2} \frac{\Gamma(a+b+3)}{\Gamma(a+2)\Gamma(b+1)} \left(\frac{y}{2}\right)^a \left(1 - \frac{y}{2}\right)^b \quad 0 \leq y \leq 2 \tag{167}$$

diseñada para satisfacer la ecuación (158), con $a = 1$, $b = 3$.

Todo el miembro derecho de la ecuación (165) es entonces proporcional a ϵ , que es el único parámetro libre del modelo. Las estimaciones de física nuclear sugieren que ϵ no puede ser mayor que unas pocas centésimas. Tomemos entonces $\epsilon = 3\%$ y veamos si δF_2^D tiene un efecto significativo en la ecuación (164). En la figura (35) mostramos valores para

$$[F_2^p(x) - F_2^n(x)]_{naïf} \equiv F_2^p(x) \left[1 - \frac{F_2^n(x)}{F_2^p(x)} \right]_{NMC} \tag{168}$$

usando las parametrizaciones antes mencionadas y el resultado de agregar $\delta F_2^D(x)$

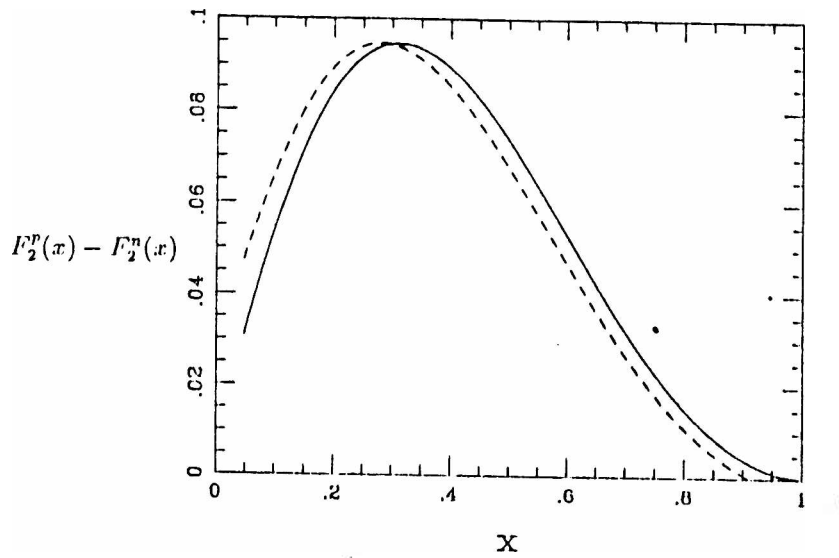


Figura 35: Valores para $[F_2^p(x) - F_2^n(x)]_{naif}$ (ecuación (168)).

En la figura (36) mostramos el mismo resultado dividido por x (el integrando de la regla de suma de Gottfried). Se puede ver que aún con $\epsilon = 1\%$ se produce una modificación no trivial.

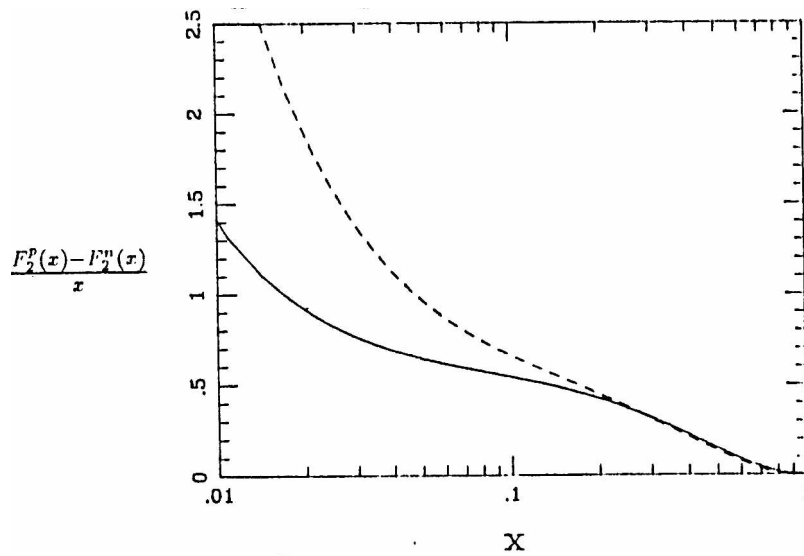


Figura 36: Valores para $[F_2^p(x) - F_2^n(x)]/x$.

En la figura (37) muestra el efecto de tomar $\epsilon = 1, 3, 5\%$ en la estimación de $F_2^p - F_2^n$.

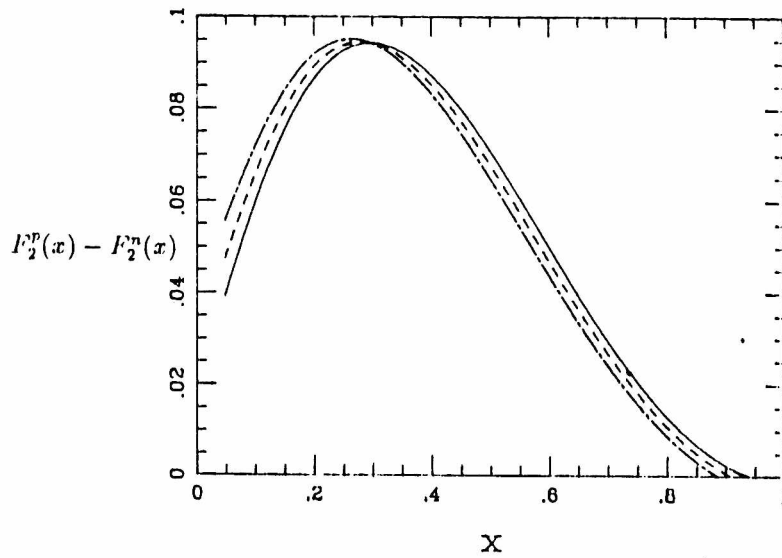


Figura 37: Valores para $[F_2^p(x) - F_2^n(x)]$ para distintos valores de ϵ .

En la figura (38) se muestra el parámetro $1/\beta_D$ calculado a partir de este modelo para distintos valores Q^2 . La misma muestra cómo este modelo simple reproduce las principales características del efecto nuclear proveyendo de la magnitud y dependencia en x y Q^2 de $1/\beta_D$ en una muy buena aproximación, y con un único parámetro libre: la fracción del impulso del deuterón llevada por sus constituyentes piónicos.

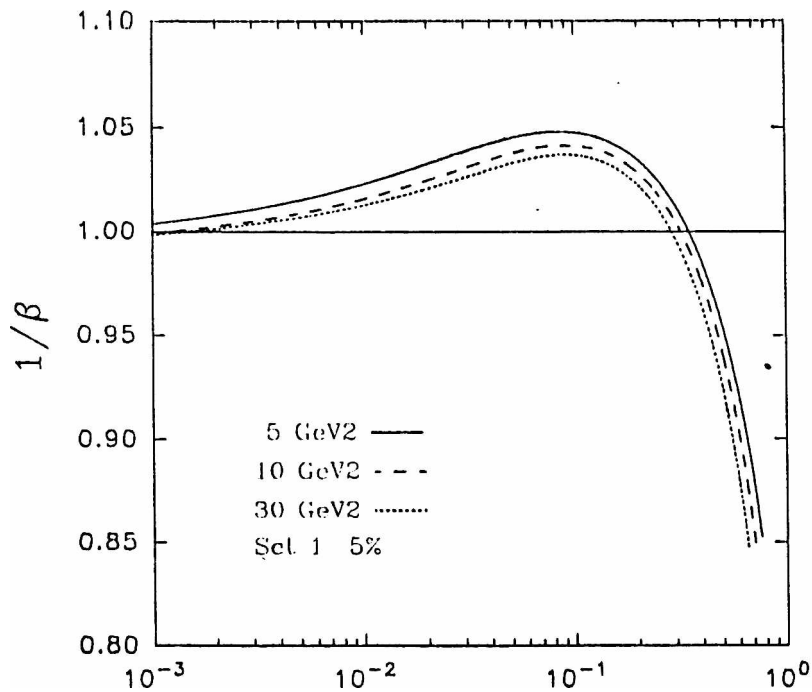


Figura 38: El parámetro $1/\beta_D$ en el modelo piónico.

Esta aproximación no incluye contribuciones de otros mesones ya que esperamos que los efectos mesónicos relevantes en la dispersión inelástica profunda estén asociados con el intercambio de piones. Los efectos del movimiento de Fermi, que se estima incrementan la función de estructura cuando $x \rightarrow 1$, son despreciables en las regiones de x intermedio y pequeño donde nosotros estamos interesados.

En este modelo, las contribuciones positivas y negativas a la función de estructura del deuterón y que representan el antiapantallamiento y apantallamiento respectivamente, están claramente identificadas. Las primeras, relacionadas con la dispersión por piones, dominan a valores de x no tan pequeños y son compensadas cuando $x \rightarrow 0$ por las últimas, que son producidas por la pérdida de impulso por parte de los nucleones. Ambas contribuciones crecen para $x \rightarrow 0$ pero como resultado de la compensación entre ambas, un pequeño apantallamiento residual sobrevive.

A $x \sim 0.3$ la dependencia en Q^2 del efecto parece ser más fuerte que la predicha por el modelo. No existen parámetros en el modelo que puedan hacer un ajuste fino de esta diferencia, sin embargo, como ya dijimos, otros ingredientes a este modelo podrían dar una descripción más completa para el deuterón.

IV.4. El modelo de recombinación partónica.

En el análisis del apartado anterior hemos dejado de lado la posibilidad de que en una nube densa de partones de pequeño x tengan lugar procesos de fusión entre partones de distintos nucleones produciendo la recombinación de estado inicial o shadowing. En el primer caso, una contribución adicional a la función de estructura del deuterón, ΔF_2^D , relacionada con una distorsión intrínseca de las de los nucleones es esperada.

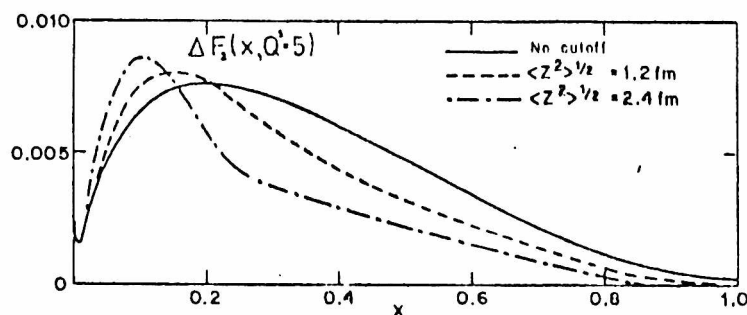


Figura 39: La corrección $\Delta F_2^A(x)$ para $A = 56$.

El modelo de recombinación de estado inicial de Close, Qiu y Roberts [86], esbozado en

el apartado 11.4. puede ser aplicado al caso del núcleo de deuterio en forma directa. La estimación original de estos autores se refiere a la corrección $\Delta F_2^A(x)$ por nucleón que surge de la fusión de partones en un núcleo de hierro $A = 56$.

El resultado depende ligeramente de suposiciones del modelo tales como la medida en que los partones se extienden fuera de cada nucleón y las distribuciones de partones. Una dependencia global del efecto en el número de nucleones de la forma $A^{1/3}$ se obtiene usando una aproximación para pequeño x y gran A . Como el deuterón es un sistema poco ligado, los efectos provenientes de la proximidad de los nucleones entre sí serán menores que los esperados sobre la base del comportamiento $A^{1/3}$ de ΔF_2^A . Una extrapolación directa de la ley de escala $A^{1/3}$ da como resultado

$$\Delta F_2^D \approx \frac{1}{3} \Delta F_2^{56} \quad (169)$$

mientras que estimaciones basadas en un radio más realista para el deuterón [130] sugieren valores aún menores ($\Delta F_2^D \approx \frac{1}{10} \Delta F_2^{56}$).

En todo caso, la corrección a la ecuación (165) en el mismo sentido que δF_2^D casi un tercio menor, según la extrapolación naïf y un orden de magnitud menor en la estimación más realista. El hecho de que la corrección por efecto de la recombinación de estado inicial tenga el mismo signo que la del modelo piónico no invalida las conclusiones del apartado anterior, por el contrario, permite en todo caso explicar la discrepancia de los datos de NMC con un contenido piónico ligeramente menor.

Con respecto al shadowing, una estimación tentativa para el deuterón basada en una mezcla de dominancia de mesones vectoriales y recombinación de estado final fue llevada a cabo recientemente por Badelek y Kwiecinsky [127]. La corrección encontrada por ellos, $\delta F_2^D|_{shadow}$ es negativa para $x < 0.1$ aunque despreciable comparada con la contribución positiva piónica. Sólo para muy pequeño x ($x < 0.005$) ambos son comparables, de hecho coinciden.

Resulta difícil establecer hasta qué punto los tres modelos, el piónico [103], el de recombinación de estado final [86] y el de recombinación de estado inicial más dominancia vectorial [127] son independientes, dados los distintos enfoques de los que parten, pero en el rango de x intermedio, donde se manifiesta el efecto nuclear, domina claramente el primero frente a los dos restantes.

V. Otras predicciones de la propuesta.

V.1. La asimetría de Drell-Yan.

En la sección IV.1. presentamos un hipotético experimento de Drell-Yan en el que haces de protones inciden sobre protones y neutrones y se puede definir un observable, la asimetría de de Drell-Yan A_{DY} , que es sumamente sensible a la relación entre las distribuciones de quarks de mar en los nucleones. En razón de estas características se trata de un experimento especialmente adecuado para verificar la hipótesis de simetría de las distribuciones de mar o bien la plausibilidad de la explicación del defecto en la verificación de la regla de suma de Gottfried con un mar asimétrico.

Aunque no existen aún mediciones de este tipo, recientemente se han presentado dos propuestas para llevarlas a cabo [122,123]. Al no disponerse de blancos de neutrones, en estos experimentos se usaría deuterio por lo que resulta oportuno preguntarse cuáles serían las consecuencias de los efectos nucleares a los que cuales nos hemos referido en la sección anterior.

Si tratamos los efectos nucleares en la forma en la que lo hemos hecho hasta ahora, es decir a través de un factor de corrección multiplicativo que modifica las distribuciones de partones en los núcleos, la asimetría protón neutrón de Drell-Yan medida con blancos de protones y deuterio toma la forma

$$A_{DY} = \frac{(u_v + \bar{u})(8\bar{u} - \frac{5}{\beta}\bar{d}) + (d_v + \bar{d})(2\bar{d} - \frac{5}{\beta}\bar{u})}{(u_v + \bar{u})(8\bar{u} + \frac{5}{\beta}\bar{d}) + (d_v + \bar{d})(2\bar{d} + \frac{5}{\beta}\bar{u})} \quad (170)$$

en lugar de la ecuación (133).

En la figura (40) se puede apreciar nuestra predicción usando las parametrizaciones de GRV [91] para las distribuciones de partones y la nuestra para el efecto nuclear comparada con la predicción standard (sin efecto nuclear ni ruptura de isospín, línea de trazos) y con ruptura de isospín [118]. Este cálculo corresponde a un haz de protones de $800 GeV$ sobre un blanco fijo, por lo que las masas de los pares leptónicos varían entre 4 y $20 GeV^2$. La clara diferencia existente entre las predicciones de ambas propuestas hace especialmente

interesante al experimento.

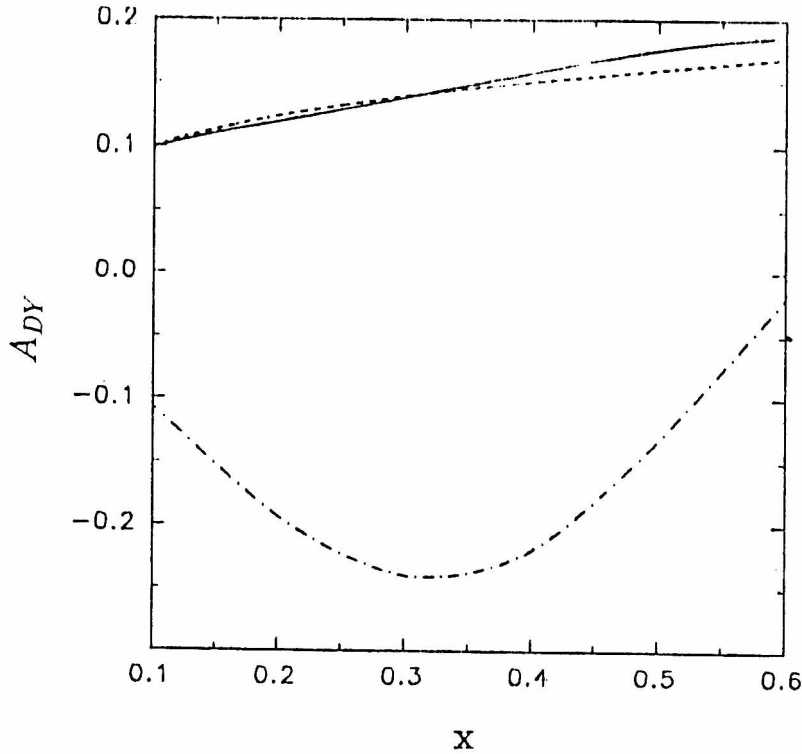


Figura 40: La asimetría de Drell-Yan según las distintas predicciones.

También debe ser notado que esta forma de implementar los efectos nucleares no modifica las distribuciones de rapidity de Drell-Yan [118]

$$\frac{dN}{dy} \equiv \frac{d^2\sigma/dMdy}{d\sigma/dM} \quad (171)$$

debido a una cancelación del parámetro de corrección β_D .

Sobre esta base, las mediciones disponibles en colisiones $p - Cu$ favorecen también nuestra propuesta frente a la del mar asimétrico. La figura (41) muestra la pendiente de la distribución de rapidity de Drell-Yan, $(d/dy)(\log d^2\sigma/dMdy)$, a $y = 0$ medidas por la colaboración E288 de Fermilab [131] en colisiones $p - Cu$ comparadas con la predicción de Ellis y Stirling con un mar asimétrico.

Otra experiencia en la cual los efectos nucleares en deuterio pasan prácticamente inadvertidos mientras que la ruptura de simetría de isospín del mar se manifiesta, es en la sección eficaz para blancos de deuterio, ecuación (134). En la figura (42) se muestra la comparación entre las dos propuestas y los datos experimentales de E772 [124].

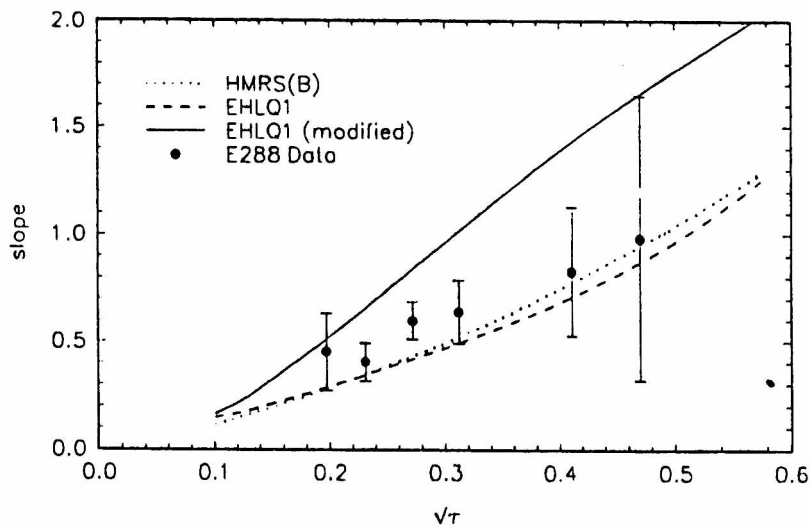


Figura 41: Distribuciones de rapidity de Drell-Yan según las distintas predicciones.

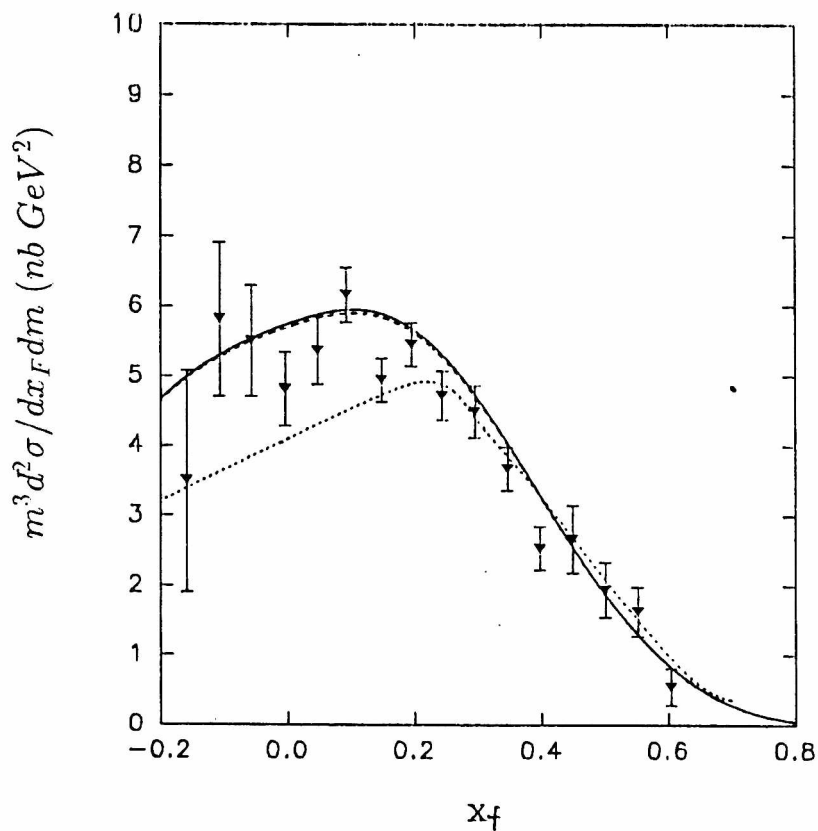


Figura 42: Secciones eficaces de Drell-Yan con blancos de deuterio.

V.2. La Regla de suma de Bjorken.

Las reglas de suma de la dispersión polarizada son otro interesante banco de pruebas de efectos nucleares. En el apartado 1.2. presentamos la regla de suma de Bjorken para las funciones de estructura dependientes de spin [13]

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - g_1^n(x)] = \frac{1}{6} \frac{g_A}{g_V} \quad (172)$$

y mostramos cómo éstas se relacionan con las no polarizadas y con la asimetría de spin

$$xg_1^N(x) = A_1^N(x) \frac{F_2^N}{2(1 + R(x))} \quad (173)$$

La asimetría de protón $A_1^p(x)$ fue medida por primera vez en 1976 [132] y con mayor precisión en 1988 por EMC [133]. La medición de la asimetría de neutrón requiere el uso de blancos nucleares. Recientemente la colaboración SMC [134] presentó datos preliminares sobre mediciones de la asimetría de neutrón obtenida a partir de blancos de deuterio. Analizaremos entonces la posibilidad de efectos nucleares en las funciones de estructura dependientes de spin y las correspondientes reglas de suma.

Existen al menos dos maneras en que los efectos nucleares pueden influir en las funciones de estructura dependientes de spin. La más directa está relacionada con la medición de la asimetría [1]

$$A_1^N(x) = \frac{\sum_i e_i^2 [q_i^\uparrow - q_i^\downarrow]}{\sum_i e_i^2 [q_i^\uparrow + q_i^\downarrow]} \quad (174)$$

Si consideramos los efectos nucleares en la forma en que lo hemos hecho hasta ahora, el efecto en la asimetría obviamente se cancela. Esto, claro está es una aproximación ya que el parámetro efectivo β_D mide el efecto global en las funciones de estructura no polarizadas y cada distribución de quarks puede modificarse en forma diferente, en particular cuando de tiene en cuenta su estado de polarización. La segunda forma está relacionada con el uso de F_2^n en la ecuación (173). La extracción en forma naïf de esta función de estructura a partir las nucleares puede de hecho tener a priori consecuencias tan importantes como en la regla de suma de Gottfried. Por ejemplo, en lugar de verificar la regla de suma de Bjorken se estaría observando

$$\int_0^1 dx [g_1^p(x) - \alpha_D g_1^n(x)] \quad (175)$$

donde $\alpha_D = F_2^{*n}/F_2^n$ con F_2^{*n} el valor incorrectamente extraído a partir del blanco nuclear. Según nuestros cálculos, los valores típicos son $\alpha_D \sim 1.05$. En consecuencia, la convergencia de la regla de suma de Bjorken depende de la relación entre g_1^p y g_1^n . Por ejemplo, si las

asimetrías de protón y de neutrón tomaran valores similares en rango de valores intermedios de x , la aparente violación sería tan grande como en la regla de suam de Gottfried.

$$g_1^p(x) - g_1^n(x) \approx \frac{A_1^N(x)}{2} \left[\frac{F_2^p(x) - F_2^n(x)}{x} \right] \quad (176)$$

En todo caso, cualquier predicción respecto de los efectos nucleares en la regla de suma de Bjorken requiere información previa sobre la asimetría de neutrón. En la figura (43) mostramos una estimación usando el modelo de Woloshyn [135] para la asimetría de neutrón. El modelo de Woloshyn incorpora contribuciones de mar al modelo de Karlitz y Kaur [136], en el que las distribuciones de quarks dependientes de spin son relacionadas con las independientes de spin, a través de factores de dilución de spin. Este modelo ajusta los datos de EMC [133] sobre protón y está diseñado para satisfacer las regla de suma de Bjorken en ausencia de efectos nucleares.

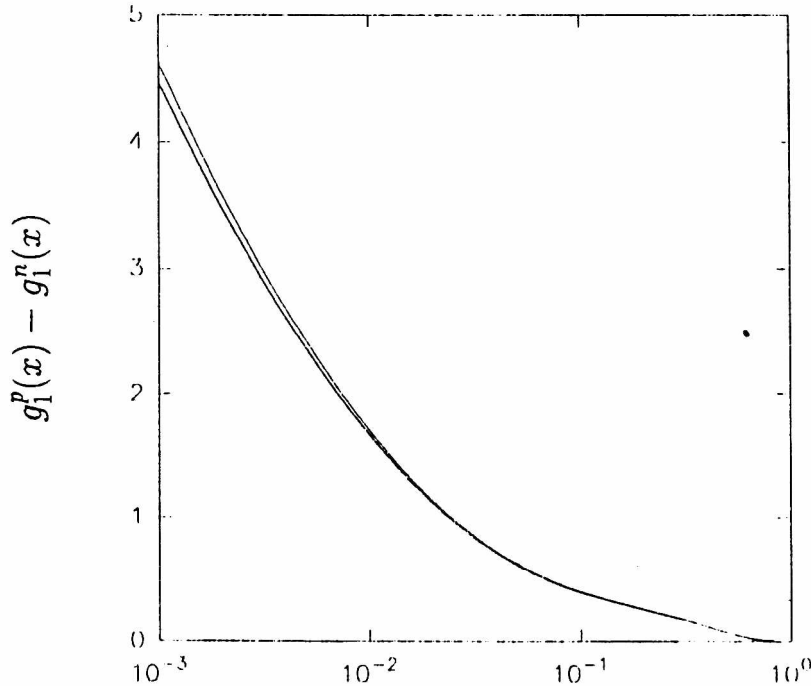


Figura 43: Efectos nucleares en la regla de suma de Bjorken.

La extracción incorrecta de F_2^n no modifica la convergencia de la regla de suma de Bjorken en forma significativa. Esto se debe al hecho de que en el modelo usado la asimetría de neutrón es de signa contrario a la de protón en casi todo la región de x de interés y la amplificación característica de la regla de suma de Gottfried no está presente

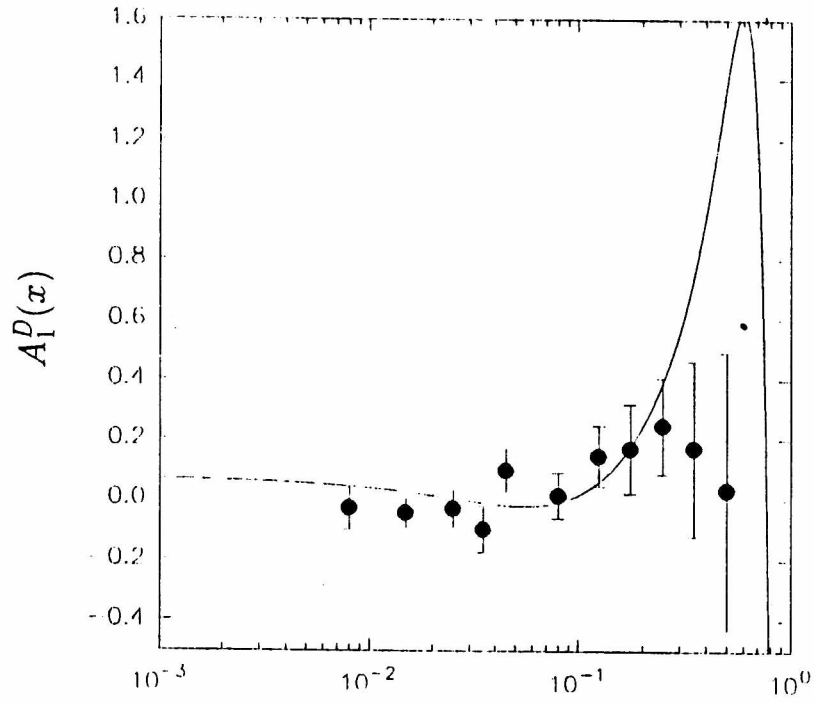


Figura 44: Asimetrías de protón y neutrón en el modelo de Woloshyn.

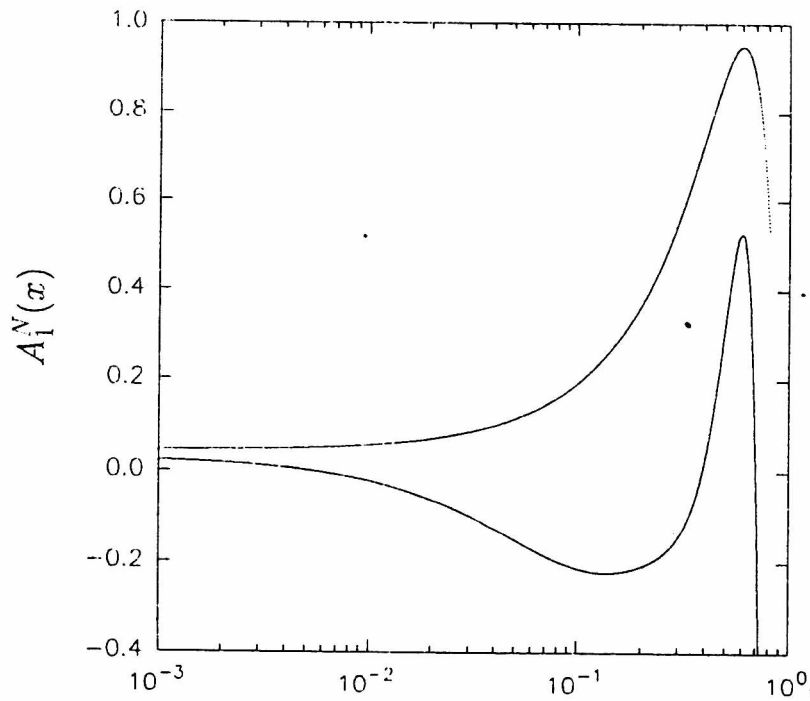


Figura 45: La asimetría de deuterio según el modelo de Woloshyn y los datos de SMC.

Los datos preliminares de SMC concuerdan con la predicción de nuestro análisis. Extrapolando a $x \rightarrow 0$, SMC verifica la regla de suma de Bjorken y también confirma la forma de la asimetría de neutrón predicha por el modelo de Woloshyn para $x < 0.3$, que es a partir de donde la integral de la regla de suma comienza a obtener contribuciones importantes.

Aunque la información preliminar de SMC es compatible, dentro de los errores experimentales, con la predicción de Woloshyn en todo el rango medido, resulta interesante el apartamiento entre los valores centrales de la medición y el modelo de Woloshyn, para $x > 0.3$, en la asimetría de deuterio (figura (45)).

Esta asimetría se expresa en el modelo de partones en términos de las asimetrías de protón y neutrón

$$A_1^D = \frac{A_1^p(x)F_2^p(x) + A_1^n(x)F_2^n(x)}{F_2^p(x) + F_2^n(x)} \quad (177)$$

En este modelo tanto la asimetría de protón como la de neutrón tienden a 1 cuando $x \rightarrow 1$, por lo que la asimetría de deuterio también debería hacerlo, sin embargo los valores centrales observados parecerían claramente tender a cero. Esto no es posible en la imagen partónica naïf ya que la dominancia de F_2^p sobre F_2^n implicaría $A_1^n \sim -1.4$ en el extremo del intervalo medido, valor que está fuera de la cota teórica $|A_1^n| \leq 1$ [1].

Los efectos nucleares implementados a través de un factor de corrección que multiplica a las distribuciones partónicas de nuevo se cancelan dada la forma de la asimetría, ecuación (177).

Aunque la discrepancia no compromete la verificación de la regla de suma de Bjorken, ya que la integral prácticamente no recibe contribuciones en esa región, de confirmarse los valores cuando se disponga de toda la estadística del experimento, ésto nos estará indicando un apartamiento respecto de la simple imagen partónica para dispersión polarizada.

El éxito del modelo piónico en la descripción de los efectos nucleares en las funciones de estructura independientes de spin, motiva a que extendamos nuestro análisis al caso polarizado y busquemos las consecuencias de la presencia de los piones en las asimetrías de spin. En el modelo piónico para las funciones de estructura del deuterón, la asimetría correspondiente toma la forma

$$A_1^D = \frac{A_1^p(\frac{x}{1-\epsilon})F_2^p(\frac{x}{1-\epsilon}) + A_1^n(\frac{x}{1-\epsilon})F_2^n(\frac{x}{1-\epsilon}) + \int_x^2 A_1^\pi(\frac{x}{y})F_2^\pi(\frac{x}{y})f_{\pi/D}(y)dy}{F_2^D(x)} \quad (178)$$

Los primeros dos términos corresponden a las distribuciones de quarks polarizados en los nucleones, más precisamente al a diferencia entre las mismas. El cambio de argumento corresponde a la pérdida de impulso por parte de los nucleones al llevar los piones parte del mismo. El tercer término corresponde a las distribuciones de quarks polarizados en piones. La asimetría $A_1^\pi(x)$ se define en forma análoga a la hecha para nucleones, ecuación (174).

Al ser los piones partículas de spin cero, se puede suponer que los quarks que los constituyen están igualmente polarizados en una u otra forma y, por lo tanto, su asimetría se anula y no hay contribuciones del tercer término en la ecuación (178). Sin embargo, como en el denominador está tenida en cuenta la dispersión a partir de los constituyentes de los piones, independientemente de su estado de polarización, la asimetría se verá ligeramente reducida allí donde la concentración de piones sea significativa ($x > 0.1$), aparte del efecto de re-escalo debido a la pérdida de impulso de los nucleones.

Aunque el signo y la localización del efecto estimados de esta forma ayudan a explicar la discrepancia, cuantitativamente el efecto pasa desapercibido como se puede observar en la figura (46).

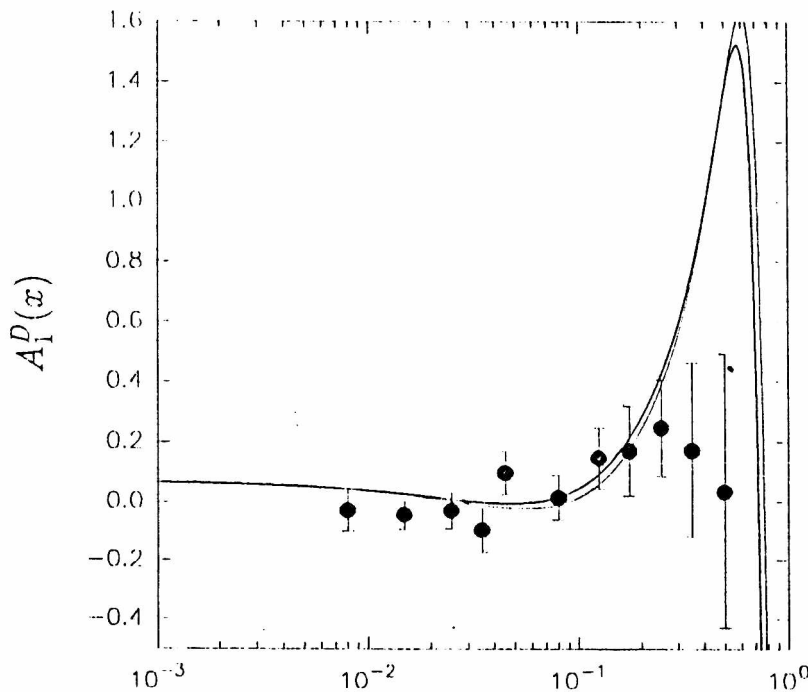


Figura 46: La asimetría de deuterio según el modelo de piónico y los datos de SMC.

El modelo piónico no predice entonces el comportamiento sugerido por los valores centrales.

V.3. Dispersión de neutrinos.

La dispersión inelástica de haces de neutrinos a partir de blancos nucleares ofrece una verificación complementaria del esquema que hemos propuesto para entender los efectos

nucleares en las funciones de estructura y sus consecuencias en las reglas de suma [4].

Comprobar nuestras ideas en este tipo de experimentos, es decir en forma independiente del tipo de interacción que caracteriza al proceso estudiado, refuerza la idea de que los efectos nucleares pueden ser entendidos en términos de una modificación universal (interacción-independiente) de las distribuciones partónicas, ya sea por contenido piónico de los núcleos o por recombinación de partones.

Las distintas funciones de estructura débiles permiten combinaciones muy adecuadas ya sea para extraer directamente la forma de los efectos nucleares, o bien para estudiar la asimetría de las distribuciones de sabor. Por ejemplo, la siguiente combinación de funciones de estructura, que es una medida directa de nuestro parámetro β_D ,

$$(F_2^{\nu D} + F_2^{\bar{\nu} D}) - (F_2^{\nu p} + F_2^{\bar{\nu} p}) = \frac{1}{\beta_D} - 1 \quad (179)$$

es estrictamente igual a cero en la propuesta de mar asimétrico.

Análogamente, otra combinación, propuesta por Kumano y Londergan [137], mide la asimetría de mar y es prácticamente cero en nuestro modelo

$$\begin{aligned} (F_2^{\nu D} - xF_3^{\nu D}) - (F_2^{\nu p} - xF_3^{\nu p}) \Big|_{\beta_D=1, \bar{u} \neq \bar{d}} &= 2x(\bar{d} - \bar{u}) \\ (F_2^{\nu D} - xF_3^{\nu D}) - (F_2^{\nu p} - xF_3^{\nu p}) \Big|_{\beta_D \neq 1, \bar{u} = \bar{d}} &= 4x\left(\frac{1}{\beta_D} - 1\right)\bar{u} \end{aligned} \quad (180)$$

La situación experimental respecto de estas pruebas es la siguiente: no hay disponibles aún mediciones de las funciones de estructura neutrino-protón, sin embargo existen determinaciones de las correspondientes para neutrino y antineutrino-deuterón. Combinando esta información y llevando a cabo el análisis evento por evento es posible extraer la función de estructura neutrino protón. Esta última, desde luego, está contaminada pero los efectos pueden ser tenidos en cuenta. La figura (47) compara las predicciones de ambos modelos para la ecuación (180) con los datos obtenidos en la cámara de burbujas de BEBC [138]. Aunque los valores centrales parecerían favorecer nuestra propuesta, los errores experimentales no permiten discriminar entre los dos modelos.

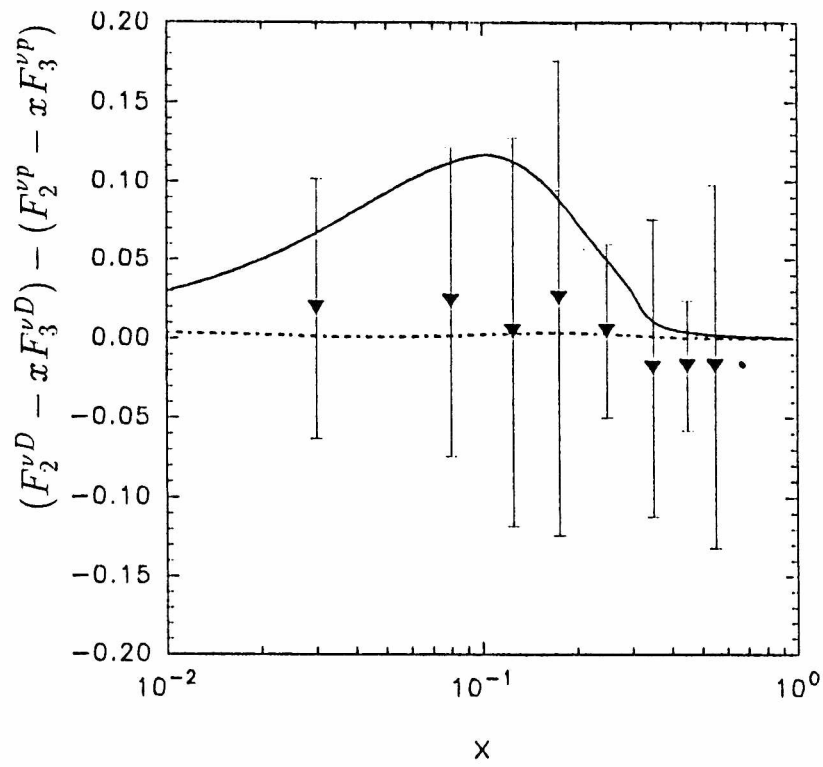


Figura 47: El observable de la ecuación (180) según los datos de BEBC.

VI. Conclusiones.

A lo largo de este trabajo hemos analizado el papel que tiene el uso de blancos nucleares, principalmente deuterio, en diversos experimentos de altas energías como la dispersión inelástica profunda de haces de muones polarizados y no polarizados, la producción de pares de muones en procesos de Drell-Yan y la dispersión de haces de neutrinos y antineutrinos.

El análisis de estos experimentos nos ha permitido establecer claramente la existencia de una alteración de las distribuciones de partones en los nucleones ligados en los núcleos de deuterio. Comparando distintos resultados experimentales, nos fue posible extraer la magnitud de la alteración o efecto nuclear y su dependencia en las variables cinemáticas relevantes. Hemos encontrado que éstos tienen características similares a las observadas en blancos nucleares más pesados, siendo en este sentido una extrapolación directa de lo que se observa en los mismos.

A diferencia de los del caso del deuterio, los efectos nucleares en blancos pesados han sido estudiados y tenidos en cuenta en el análisis de experimentos desde hace más de diez años. Los efectos en deuterio han pasado, en cambio, desapercibidos por varias razones: por un lado, son lógicamente menos notorios que los propios de núcleos pesados debido al carácter débil de la ligadura del deuterón, por otro, los experimentos con blancos de deuterio sólo recientemente han alcanzado la precisión necesaria y, finalmente, por cierto prejuicio basado en la imposibilidad técnica de contar con otro blanco isoescalar, libre de efectos nucleares.

El experimento clave en este replanteo del deuterón como blanco es el realizado por NMC a fines de 1990, en el que mediciones de altísima precisión fueron llevadas a cabo sobre blancos de deuterio e hidrógeno para verificar la regla de suma de Gottfried. Esta regla de suma involucra la diferencia entre las funciones de estructura de protón y de neutrón, de allí la necesidad del deuterón, y es particularmente sensible a cualquier variación en una de ellas. Como la función de estructura de neutrón extraída está contaminada por efectos nucleares y NMC no los considera en absoluto, la verificación experimental falla groseramente.

La regla de suma de Gottfried lleva implícita en su obtención una serie de suposiciones típicas del modelo de partones, como las condiciones de convergencia para pequeño x y las

hipótesis de simetría de isospín. Estas hipótesis han sido analizadas en detalle y hemos cuantificado las desviaciones resultantes cuando no son válidas. Pero, independientemente de la validez de la regla de suma de Gottfried, hemos mostrado que los resultados de NMC, de no existir efectos nucleares, plantearían una inconsistencia con otros hechos experimentales del modelo de partones como es la extracción misma de distribuciones de partones.

Los efectos nucleares tienen una dependencia propia con la escala de distancias a la que se está resolviendo la estructura del deuterón, el impulso transferido en el proceso de dispersión. Por esta razón desvirtúan la comparación entre la evolución en esta escala de las funciones de estructura de protón y neutrón, para lo cual la QCD proporciona predicciones muy precisas. Los mismos datos de NMC fueron usados para efectuar esta comparación y confirmar la presencia, magnitud y dependencia de los efectos nucleares.

Las dos verificaciones mencionadas involucran, en un caso, una diferencia, y en el otro un cociente, de observables independientes de modo que está claro que la corrección por efectos nucleares con que estamos trabajando no es un simple artificio para conciliar los datos experimentales con una única predicción teórica, sino que refleja un fenómeno realmente existente. Por otro lado, en ambos casos la dependencia en las variables cinemáticas del efecto, la variable de Bjorken y el impulso transferido, es crucial para la verificación de las predicciones. No se puede decir lo mismo respecto de la consistencia de otras propuestas para explicar las discrepancias en ambas verificaciones, como la del mar asimétrico para la regla de suma de Gottfried o la de contribuciones de twist superior para el comportamiento según QCD del cociente de funciones de estructura, ya que éstas son propuestas ad hoc para cada caso por separado.

Hemos analizado también una serie de experimentos en los cuales los efectos nucleares se hacen, por diversas razones, presentes con mayor o menor relevancia. Algunos de estos experimentos, como el de la asimetría protón-neutrón en procesos de Drell-Yan permitirían, en el caso de ser llevados a cabo, discernir sin lugar a dudas entre nuestra propuesta y la del mar asimétrico. Otros, como el de la sección eficaz de Drell-Yan y de dispersión de neutrinos y antineutrinos en blancos de deuterio, sobre los cuales ya hay datos que confirmarían nuestra propuesta, aunque los errores experimentales son aún importantes. En el caso de la dispersión con haces y blancos polarizados, las recientes mediciones preliminares de SMC confirman nuestras predicciones.

Las características del efecto nuclear que hemos extraído y parametrizado son satisfactoriamente reproducidas por un modelo que hemos desarrollado para las funciones de estructura del deuterón basado en el contenido piónico del mismo. El modelo tiene en cuenta el hecho de que, dado que el contenido piónico del deuterón no es despreciable, la dispersión inelástica profunda debe entonces reflejar también la dispersión a partir de los constituyentes partónicos

de los piones y la pérdida de impulso por parte de los nucleones, ya que en esta imagen no llevan todo el impulso del deuterón.

En el modelo piónico el único parámetro libre es el la fracción de impulso del deuterón llevada por los piones. El valor necesario para que el modelo reproduzca las características del efecto nuclear es menor que el 5%, en acuerdo con estimaciones de física nuclear que lo acotan a unas pocas centésimas. Resulta especialmente significativo que con este sólo parámetro se reproduzcan las dependencias en dos variables cinemáticas independientes, x y Q^2 , en un amplio rango de las mismas.

No obstante este modelo no pretende dar una descripción completa de los efectos nucleares, reproduce en una muy buena aproximación las características más significativas de los mismos, relevantes en la dispersión inelástica profunda. Sus contribuciones demostraron ser dominantes sobre las de otros mecanismos de modificación de las distribuciones partónicas, como los de recombinación partónica y dominancia vectorial, que también hemos evaluado.

La dispersión inelástica de leptones a partir de blancos de deuterio es la forma habitual de obtener información acerca de la función de estructura del neutrón. Esta función de estructura, tal como hemos señalado en la primer sección, es un ingrediente clave en el contraste de las ideas del modelo de quark-partones a través de las reglas de suma y de la extracción de distribuciones de partones. Los datos obtenidos en relación a ella son indispensables para hacer predicciones sobre experimentos presentes y futuros en los que se contrastarán las ideas del modelo standard. La creciente sofisticación de los mismos exige una precisión tal de los datos iniciales que la contaminación por efectos nucleares no puede ser ignorada.

Las técnicas para analizar la dispersión inelástica a partir de blancos de deuterio son esencialmente las mismas que se utilizan en el caso de blancos pesados. Es por ello que en la segunda sección hemos presentado un panorama de las herramientas desarrolladas enfatizando los aspectos aplicables al caso del deuterio, de la situación experimental y de las formas de modelar estos efectos en el caso de núcleos pesados. También hemos señalado las consideraciones habituales que se hacen en el caso del deuterio, para poder luego discutir las a la luz de nuestros resultados.

En la tercera sección hemos considerado los recientes experimentos de NMC, principalmente el análisis original de los datos, cuya reinterpretación es una parte crucial de nuestra propuesta, y hemos señalado en qué sentido no satisfacen las expectativas teóricas.

El análisis de la validez de esas expectativas teóricas, la forma de extraer y parametrizar el efecto nuclear, la formulación del modelo piónico y la discusión de los modelos de recombinación partónica están desarrollados en la cuarta sección, parte central de este trabajo.

En la quinta sección se han mostrado predicciones detalladas sobre una serie de experimentos sensibles a los efectos nucleares y a otros mecanismos propuestos en forma alternativa al nuestro para explicar los datos de NMC.

La realización del presente trabajo de tesis ha requerido desarrollar una comprensión acabada de las características de la dispersión inelástica profunda en blancos nucleares y de la naturaleza de los efectos nucleares en las funciones de estructura. Lo mismo puede decirse respecto de los mecanismos y modelos a partir de los cuales se entienden dichos efectos, en el caso de núcleos pesados, y que han debido adaptarse al caso del núcleo de deuterio.

Se ha debido, también, revisar el papel de la función de estructura del neutrón en la verificación de las distintas hipótesis del modelo de partones, en la imagen que proporciona la QCD para la estructura hadrónica y en las predicciones que el modelo standard en general propone para los procesos a gran transferencia de impulso. Dichos procesos incluyen la dispersión inelástica profunda con haces de neutrinos, con haces y blancos polarizados y la producción de pares de leptones.

El análisis y comparación de los distintos experimentos con las expectativas teóricas ha requerido familiarizarse con el uso de las parametrizaciones de las distribuciones de partones en la reconstrucción de las secciones eficaces de los procesos hadrónicos mencionados. Tal tarea requiere una clara comprensión del concepto de factorización y del de dependencia en el orden del desarrollo perturbativo y esquema de renormalización.

Los resultados obtenidos abren el camino a una serie de propuestas de investigación que quedan pendientes. En primer lugar, la extracción de un nuevo conjunto de distribuciones partónicas a partir de un ajuste global, en el cual se implementen las correcciones nucleares al incorporar los nuevos experimentos con blancos de deuterio. De este trabajo esperaríamos un nuevo conjunto de parametrizaciones que ajustarían sin excepciones la información experimental sobre funciones de estructura disponible.

Los resultados preliminares de los experimentos sobre dispersión polarizada muestran una ligera discrepancia con las expectativas teóricas que el modelo que hemos propuesto sugiere, sin ser capaz de reproducirla totalmente. De confirmarse estos datos, se tendría una fuerte motivación para darle mayor protagonismo al spin en modelo que hemos propuesto para el deuterón.

El modelo piónico puede ser extendido fuera del rango de la variable x del que nos hemos ocupado. Esto podría hacerse, en la región de pequeño x , teniendo en cuenta los mecanismos de recombinación partónica de estado final como origen del apantallamiento, y en la región de $x \rightarrow 1$ implementando los efectos del movimiento de Fermi y de recombinación de estado inicial. Sería también de interés, poder discernir entre las contribuciones de origen no per-

turbativo al efecto, como las piónicas, y relacionadas con los mecanismos de recombinación, puramente perturbativas.

De las tres propuestas mencionadas, dedicaremos a las dos primeras la actividad inmediata, dada la relevancia fenomenológica que tiene la primera y la disponibilidad de nuevos datos experimentales que habrá para la segunda. La tercera, aunque no menos interesante, es menos urgente que las dos primeras en el marco del entendimiento que actualmente se tiene de la física hadrónica.

Agradecimientos:

Entre las muchísimas personas a quienes debo un profundo agradecimiento quiero destacar al Profesor Andrés García, del Centro Atómico Bariloche, que me ayudó a dar mis primeros pasos en la Física de Altas Energías, a los Profesores Luis Nicolás Epele, Huner Fanchiotti y Carlos Alberto García Canal que me orientaron en mi trabajo de doctorado y que juntamente con todos los integrantes del Departamento de Física de la Universidad de La Plata me recibieron generosamente en dicha institución, a todos ellos mi más cálido agradecimiento.

Apéndice.

Funciones de estructura de dispersión inelástica profunda en el modelo standard

La dispersión inelástica profunda de leptones (electrones, muones, neutrinos) sobre hadrones es la manera más directa de estudiar la subestructura de los mismos. En particular, se pueden obtener las distribuciones de impulso de quarks y también verificar las predicciones de QCD para la evolución de las mismas. En la dispersión de neutrinos y también en de electrón protón a gran energía, los efectos débiles son fundamentales, por lo cual la teoría electro-débil también puede ser experimentalmente contrastada. Grandes energías e impulsos transferidos posibilitan la observación de eventuales nuevas partículas, interacciones y estructuras de más pequeña escala, abriendo una ventana a nueva física más allá del modelo standard.

El proceso inelástico bajo consideración es $l + p \rightarrow l' + H$, figura (1a) donde l y l' son los leptones incidente y dispersado y H es el sistema hadrónico final.

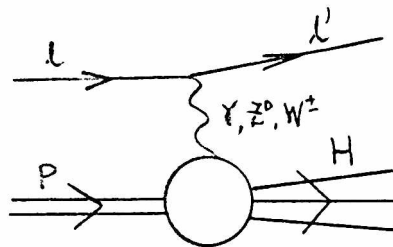


Figura 1a: Dispersión de leptones por hadrones.

El bosón vectorial intercambiado es un γ o Z^0 cuando se trata de interacciones de corrientes neutras y W^\pm para corrientes cargadas. La caracterización de los procesos se hace a

través de las siguientes variables cinemáticas:

$$s \equiv (p_l + P)^2 \simeq 4E_l E_P \quad (181)$$

$$Q^2 \equiv -q^2 = -(p_l - p_l')^2 \simeq 4E_l E_l' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (182)$$

$$m_{P\nu} \equiv P \cdot q \simeq 2E_P (E_l - E_l' \cos^2 \frac{\theta}{2}) \quad (183)$$

$$x \equiv \frac{Q^2}{2P \cdot q} = \frac{Q^2}{2m_{P\nu}} \simeq \frac{E_l E_l' \sin^2 \frac{\theta}{2}}{E_P (E_l - E_l' \cos^2 \frac{\theta}{2})} \quad (184)$$

$$y \equiv \frac{P \cdot q}{P \cdot p_l'} = \frac{2P \cdot q}{s} = \frac{\nu}{\nu_{max}} \simeq \frac{E_l - E_l' \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_l} \quad (185)$$

Aquí, p_l , p_l' , P denotan los cuadri-impulsos de los leptones incidente y saliente y del protón respectivamente. E_l' y θ_l' son la energía y ángulo del leptón dispersado. El signo \simeq corresponde a despreciar las masas de los leptones.

En general, cuando no se considera la estructura del estado final hadrónico H , existen sólo dos variables independientes. Usualmente son elegidas (x, y) o (x, Q^2) , aunque se podría elegir (E_l', θ_l') , que son medidas directamente en el caso de corrientes neutras. La transformación de uno a otro conjunto es directa a partir de las relaciones dadas.

Hasta aquí no hemos hecho suposición alguna a cerca de la estructura del protón o la del sistema hadrónico final como tampoco sobre la naturaleza de la interacción. El paso siguiente se puede plantear de dos maneras alternativas que resultan ser finalmente complementarias. La primera, que es la tradicional, consiste en hacer alguna hipótesis sobre el tipo de interacción.

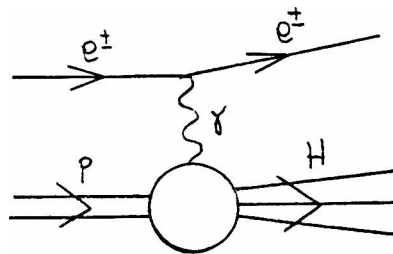


Figura 2a: Dispersión electrón-protón con un electrón como leptón saliente.

Así es como en el caso de la dispersión electrón-protón, (con un electrón como leptón saliente) figura (2a), se piensa la interacción como el intercambio de un fotón, el acoplamiento electrón-fotón es conocido, y aunque no se conocen los detalles de cómo el fotón se acopla al

protón, por consideraciones generales se puede deducir la forma que la sección eficaz puede tener.

La sección eficaz queda entonces parametrizada en términos de dos funciones de estructura adimensionales:

$$\frac{d^2\sigma(eP \rightarrow eX)}{dxdy} = \frac{4\pi\alpha^2}{sx^2y^2}[(1-y)F_2(x, Q^2) + y^2xF_1(x, Q^2)] \quad (186)$$

Eventualmente, esta sección eficaz también podría recibir la contribución de un proceso mediado por otro bosón neutro (Z^0).

En el caso en el que el leptón final no es un electrón sino un neutrino, la interacción no puede ser mediada por un fotón sino que debe serlo por una partícula cargada (W^\pm corriente cargada) figura (3a).

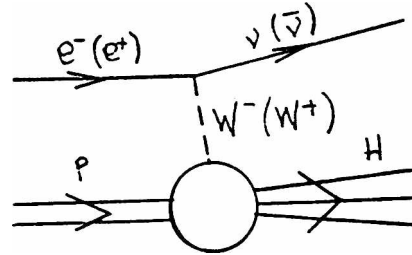


Figura 3a: Dispersión de leptones por hadrones.

Históricamente, este tipo de interacción se ha modelado por la interacción efectiva de Fermi, que es básicamente un vértice de cuatro fermiones.

$$L_{ef} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}J_\lambda^\dagger J^\lambda + h.c. \quad (187)$$

La corriente cargada J^λ se separa en dos partes, una leptónica y otra hadrónica

$$J^\lambda = J_l^\lambda + J_h^\lambda \quad (188)$$

donde la parte leptónica tiene la forma explícita

$$J_l^\lambda = \bar{\nu}_e \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) e + \dots \quad (189)$$

La sección eficaz queda parametrizada ahora en términos de no dos sino tres funciones de estructura

$$\frac{d^2\sigma(eP \rightarrow \nu X)}{dxdy} = \frac{G_{Fs}^2}{2\pi}[(1-y)F_2(x, Q^2) + xy^2F_1(x, Q^2) + y(1 - \frac{y}{2})xF_3(x, Q^2)] \quad (190)$$

La tercera está ausente en el caso electromagnético ya que sus contribuciones violan paridad. Las otras dos, aunque rotuladas de la misma forma, son distintas a las electromagnéticas: no sólo reciben contribuciones tipo vector-vector sino también axial-axial.

Un tercer proceso de dispersión a considerar es el de neutrinos, donde el leptón saliente es también un neutrino, figura (4a).

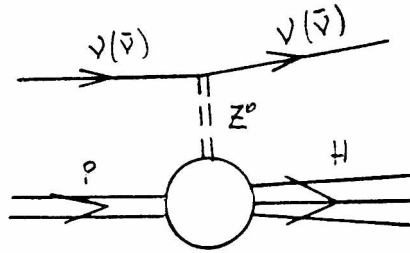


Figura 4a: Dispersión de neutrinos.

El mediador no es cargado en este caso, pero tampoco es un fotón (corriente neutra). Modelando con la teoría de Fermi la sección eficaz resulta ser

$$\frac{d^2\sigma(\nu P \rightarrow \nu X)}{dx dy} = \frac{G_F^2 s}{2\pi} [(1-y)F_2(x, Q^2) + xy^2 F_1(x, Q^2) \pm y(1 - \frac{y}{2})x F_3(x, Q^2)] \quad (191)$$

con otras tres funciones de estructura distintas.

En este enfoque, el significado microscópico de la funciones de estructura queda bastante velado. Se puede ir un poco más allá y relacionarlas con factores de forma de la corriente electromagnética de protón, etc. y concluir que el protón no es puntual y que tiene una cierta distribución de carga, momento magnético, etc. .

La otra alterantiva a la que nos referíamos es la de pensar el protón como en el modelo de partones. En él, los quarks son los protagonistas de las interacciones, figura (5a), y se puede usar todo el formalismo del modelo standard para interacciones electro-débiles en el estudio de las funciones de estructura.

En particular permite entender las funciones de estructura como distribuciones de impulso de distintas combinaciones de sabores de quarks en el protón.

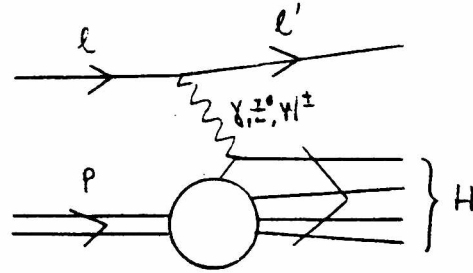


Figura 5a: Dispersión de leptones en el modelo de partones.

La parte del lagrangiano standard que nos interesa es la que da el acoplamiento entre los fermiones de la teoría (leptones y quarks) y los campos de gauge de interacción. La forma en que es presentado usualmente es la siguiente

$$\begin{aligned}
 L_{fermions-gauge} = & -\frac{1}{4}(W_{\mu\nu}^a)^2 - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2 + (\bar{u}\bar{d})_L i\gamma^\mu D_\mu \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + \bar{u}_R i\gamma^\mu D_\mu^I u_R \\
 & + \bar{d}_R i\gamma^\mu D_\mu^{II} d_R + (\bar{\nu}_e\bar{e})_L i\gamma^\mu D_\mu^{III} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + \bar{e}_R i\gamma^\mu D_\mu^{IV} e_R
 \end{aligned} \tag{193}$$

Los dos primeros términos corresponden a la parte libre de los campos de gauge no abelianos

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g f_{abc} W_\mu^b W_\nu^c \tag{194}$$

y abeliano

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \tag{195}$$

El tercer término contiene el acoplamiento minimal del doblete de campos de quarks left, para los que la derivada covariante es

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig' \frac{1}{6} B_\mu \tag{196}$$

los dos siguientes se refieren a los quarks right con las derivadas covariantes correspondientes

$$\begin{aligned}
 D_\mu^I &= \partial_\mu + ig' \frac{2}{3} B_\mu \\
 D_\mu^{II} &= \partial_\mu + ig' \frac{-1}{3} B_\mu
 \end{aligned} \tag{197}$$

y los dos últimos a los campos leptónicos

$$\begin{aligned} D_\mu^{III} &= \partial_\mu + ig \frac{\tau_a}{2} W_\mu^a + ig' \frac{-1}{2} B_\mu \\ D_\mu^{IV} &= \partial_\mu + ig'(-1)B_\mu \end{aligned} \quad (198)$$

Para explicitar las interacciones conviene definir campos y corrientes fermiónicas de la siguiente forma

$$\begin{aligned} W^\pm &\equiv \frac{W_1 \mp iW_2}{\sqrt{2}} \\ A &\equiv B \cos\theta_W + W_3 \text{sen}\theta_W \\ Z^0 &\equiv W_3 \cos\theta_W - B \text{sen}\theta_W \\ J^\pm &\equiv 2[J_1 \mp iJ_2] \end{aligned} \quad (199)$$

Con lo cual el lagrangiano de interacción resulta ser

$$\begin{aligned} L_{int} = & -\frac{g}{2\sqrt{2}}(W_\mu^+ J_\mu^- + W_\mu^- J_\mu^+) + [g' \cos\theta_W J_{em}^\mu + (g' \cos\theta_W - g \text{sen}\theta_W) J_3^\mu] A_\mu \\ & - [(g \cos\theta_W + g' \text{sen}\theta_W) J_3^\mu - g' \text{sen}\theta_W J_{em}^\mu] Z_\mu \end{aligned} \quad (200)$$

Para que el campo electromagnético no se acople con corrientes raras el paréntesis del segundo término debe ser cero, es decir

$$\epsilon = g' \cos\theta_W = g \text{sen}\theta_W \quad (201)$$

La expresión final es entonces

$$L_{int} = -\epsilon J_{em}^\mu A_\mu - \frac{e}{2\sqrt{2} \text{sen}\theta_W} (W_\mu^+ J_\mu^- + W_\mu^- J_\mu^+) - \frac{e}{\text{sen}2\theta_W} J_{NC}^\mu Z_\mu \quad (202)$$

El primer término es la interacción electromagnética usual, figura (6a),

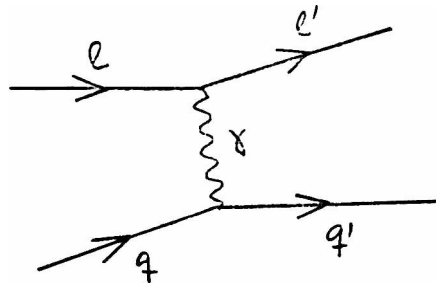


Figura 6a: Interacción electromagnética.

el segundo representa vértices en que una corriente, que mezcla partículas de un doblete, se acopla a un bosón cargado y el tercero da el vértice de un bosón neutro y una corriente diagonal que contiene a la electromagnética.

$$J_{NC}^\mu = 2(J_3^\mu - \text{sen}^2\theta_W J_{em}^\mu) \quad (203)$$

Se puede hacer contacto con la teoría efectiva de vértices cuatro fermiones escribiendo el lagrangiano efectivo como producto de dos lagrangianos de interacción.

$$i L_{ef} = \frac{1}{2} i L_{int} i L_{int} \quad (204)$$

La parte de corrientes cargadas

$$L_{cf}^{cargadas} = - \underbrace{\left(\frac{e}{2\sqrt{2} \text{sen}\theta_W} \right)^2}_{G_F/\sqrt{2}} \frac{1}{M_W^2} J_+^\mu J_\mu^- \quad (205)$$

Para la parte de corrientes neutras

$$L_{ef}^{neutras} = - \frac{1}{2} \frac{e^2}{\text{sen}^2\theta_W} \frac{1}{M_Z^2} J_{NC}^\mu J_\mu^{NC} \quad (206)$$

Con lo que el lagrangiano efectivo de interacciones débiles resulta

$$L_{ef} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (J_+^\mu J_\mu^- + \rho J_{NC}^\mu J_\mu^{NC}) \quad (207)$$

con

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2\theta_W} \quad (208)$$

En el modelo de partones, las secciones eficaces leptón-protón son simplemente la convolución entre las secciones eficaces leptón-quark y las distribuciones de probabilidad de cada tipo de quark

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \sum_{part} \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_{part}(\xi, Q^2) \frac{d^2\sigma_{part}}{dx_p dy} \quad (209)$$

Las secciones eficaces leptón-quark, entre las que se pueden distinguir fundamentalmente cuatro casos, son obtenibles a partir del lagrangiano standard. En nuestro esquema efectivo, éstas serían proporcionales a la suma sobre spines del cuadrado de las amplitudes de transición

$$T = \begin{cases} \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_+^\mu J_\mu^- & c.c. \\ \frac{G_F}{\sqrt{2}} \rho J_{NC}^\mu J_\mu^{NC} & c.n. \\ \frac{e^2}{q^2} [e_q] J_{em}^\mu J_\mu^{em} & c.em. \end{cases} \quad (210)$$

Cantidad que se puede expresar como la contracción de dos tensores. uno leptónico y otro quarkónico

$$\sum_{spin} |T|^2 = \begin{cases} \frac{1}{2} G_F^2 L_{\mu\nu}^{cc} Q_{cc}^{\mu\nu} \\ \frac{1}{2} G_F^2 \rho^2 L_{\mu\nu}^{cn} Q_{cn}^{\mu\nu} \\ \frac{16\pi^2 \alpha^2}{q^4} e_q^2 L_{\mu\nu}^{em} Q_{em}^{\mu\nu} \end{cases} \quad (211)$$

Por ejemplo, en el caso de corrientes cargadas el proceso $e_j^- p \rightarrow \nu_e X$, figura (7a), tiene asociada un amplitud de transición

$$T = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_\nu(l') \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_e(l)] [\bar{u}_d(l') \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_u(p)] \quad (212)$$

El tensor leptónico correspondiente tiene una parte simétrica y otra antisimétrica

$$\begin{aligned} (L^{\mu\nu})^{e-\nu} &= \sum_{s_\nu s_e} [\bar{u}_\nu(l') \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u_e(l)] [\bar{u}_\nu(l') \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u_e(l)]^\dagger \\ &= 8(l^\mu l'^\nu - l \cdot l' g^{\mu\nu} + l'^\mu l^\nu) - i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} l_\rho l'_\sigma \\ &= 8(l_S^{\mu\nu} - l_A^{\mu\nu}) \end{aligned} \quad (213)$$

$$(214)$$

lo mismo el quarkónico

$$(Q^{\mu\nu})^{u-d} = 4(q_S^{\mu\nu} - q_A^{\mu\nu}) \quad (215)$$

y de su contracción resultan los factores cinemáticos de las secciones eficaces.

$$\begin{aligned} l_S^{\mu\nu} q_{\mu\nu}^S &= \frac{q^4}{2y^2} (1 + (1-y)^2) \\ l_A^{\mu\nu} q_{\mu\nu}^A &= \frac{q^4}{2y^2} (1 - (1-y)^2) \end{aligned} \quad (216)$$

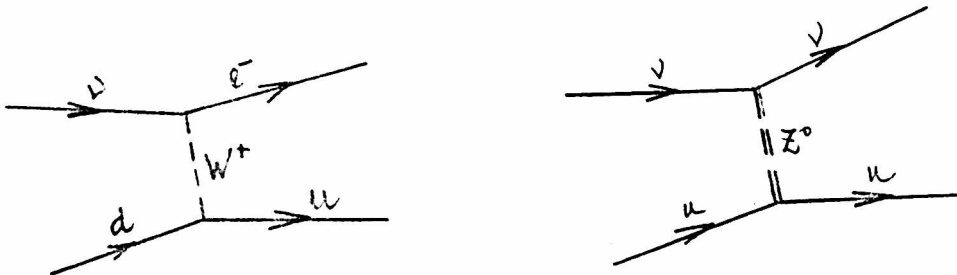


Figura 7a: Interacción por corrientes cargadas.

La sección eficaz completa es

$$\frac{d^2\sigma(cP \rightarrow \nu X)}{dxdy} = \frac{G_F^2 s}{\pi} \frac{1}{(1 + Q^2/M_W^2)^2} \left\{ (1-y)x[q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)] \right. \\ \left. + \frac{y^2 x}{2} [q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)] + (y - \frac{y^2}{2})x[q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2)] \right\} \quad (217)$$

con

$$q = u + c + \dots \quad (218) \\ \bar{q} = \bar{d} + \bar{s} + \dots$$

y donde se puede hacer la identificación con la ecuación (10)

$$F_2(x, Q^2) = 2xF_1(x, Q^2) = x[q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2)] \quad (219) \\ xF_3(x, Q^2) = x[q(x, Q^2) - \bar{q}(x, Q^2)]$$

Como la interacción es puramente débil, las funciones de estructura no llevan el peso de las cargas. Entre F_1 y F_2 se verifica la relación de Callan-Gross, puesto que los partones considerados son únicamente fermiones. También se debe observar que para electrones right la sección eficaz es cero.

En el caso de corrientes neutras, estas corrientes llevan factores relacionados con la carga débil y el ángulo de Weinberg. Así es como el resultado para la dispersión electrón protón, con electrón saliente (corriente neutra) es un poco más engorroso.

$$\frac{d^2\sigma(eP \rightarrow eX)}{dxdy} = \frac{\pi\alpha^2}{s^2 y^2} \sum_q [x q(x, Q^2)(A_q + (1-y)^2 B_q) + x \bar{q}(x, Q^2)(B_q + (1-y)^2 A_q)] \quad (220)$$

con

$$A_q = (-Q_q + G_{Lq} g_{L\epsilon} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2})^2 + (-Q_q + G_{Rq} g_{R\epsilon} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2})^2 \quad (221) \\ B_q = (-Q_q + G_{Rq} g_{L\epsilon} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2})^2 + (-Q_q + G_{Lq} g_{R\epsilon} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2})^2$$

y

$$g_{Li} = \frac{I_L^3 - Q_i \text{sen}^2 \theta_W}{\text{sen} \theta_W \text{cos} \theta_W} \quad (222) \\ g_{Ri} = \frac{-Q_i \text{sen}^2 \theta_W}{\text{sen} \theta_W \text{cos} \theta_W}$$

donde Q_i mide la carga del quark o leptón interviniente, I_L^3 el isospín débil del leptón. Se puede discriminar además la componente puramente electromagnética de la mediada por el Z^0 o la de interferencia entre ambas.

Para la dispersión de neutrinos también mediados por Z^0 la sección eficaz resulta ser

$$\frac{d^2\sigma(\nu P \rightarrow \nu X)}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu \rho^2}{\pi} \left\{ \sum_i [(Q_{iL}^{cn})^2 + (Q_{iR}^{cn})^2 (1-y)^2] 2x q_i(x, Q^2) \right. \quad (223)$$

$$\left. + \sum_i [(Q_{iR}^{cn})^2 + (Q_{iL}^{cn})^2 (1-y)^2] 2x \bar{q}_i(x, Q^2) \right\} \quad (224)$$

donde

$$Q_{iL}^{cn} = \left(\frac{\tau_3}{2}\right)_i - e_i \text{sen}^2 \theta_W \quad (225)$$

$$Q_{iR}^{cn} = -e_i \text{sen}^2 \theta_W$$

a partir de lo cual se pueden reconstruir las funciones de estructura correspondientes. Por ejemplo, para un protón compuesto únicamente por quarks u y d las funciones de estructura serían

$$F_2^{\nu P} = x(2d + 2\bar{u} + \dots) \quad (226)$$

$$F_3^{\nu P} = 2\bar{u} - 2d + \dots$$

mientras que para neutrón (o bien antineutrino protón)

$$F_2^{\nu n} = x(2u + 2\bar{d} + \dots) \quad (227)$$

$$F_3^{\nu n} = 2\bar{d} - 2u + \dots$$

De aquí se pueden derivar reglas de suma para las nuevas funciones de estructura como la de Adler

$$\int_0^1 \frac{dx}{x} [F_2^{\bar{\nu}p}(x) - F_2^{\nu p}(x)] = 2\{[u(x) - \bar{u}(x)] - [d(x) - \bar{d}(x)]\} = 2 \quad (228)$$

que tiene la particularidad de no recibir correcciones de QCD o como la de Gross-Llewellyn Smith

$$\int_0^1 dx [F_3^{\nu p}(x) + F_3^{\nu n}(x)] = -2\{[u(x) - \bar{u}(x)] + [d(x) - \bar{d}(x)]\} = -6 \quad (229)$$

cuya violación es indicio de la presencia de gluones.

Las interacciones débiles amplían el número de funciones de estructura también en el caso de blancos polarizados. En el caso electromagnético, la inclusión del estado de polarización del blanco aumenta la base tensorial en la que se escribe el tensor hadrónico con lo que deben agregarse dos nuevas funciones de estructura dependientes de spin, $g_1(x, Q^2)$ y $g_2(x, Q^2)$. La primera es proporcional a la diferencia entre las distribuciones de quarks con spin paralelo y antiparalelo al del blanco. La segunda no tiene interpretación clara en el modelo de quarks, pero sus momentos están relacionados con los de $g_1(x, Q^2)$.

En el caso de corrientes cargadas, las funciones de estructura dependientes de spin son cinco, dos tipo g_i y otras tres, análogas a la F_3 de violación de paridad, que podemos llamar A_i con $i = 1, 2, 3$. Existe una relación del tipo Callan-Gross entre ellas

$$2x A_1(x) = A_2(x) \quad (230)$$

y la tercera, al igual que g_2 , no tiene interpretación partónica.

Las funciones de estructura dependientes de spin para la dispersión de neutrinos, con interpretación partónica clara, resultan ser entonces

$$\begin{aligned} g_1^{\nu p}(x) &= \frac{1}{2}[\Delta d(x) + \Delta s(x) + \Delta \bar{u}(x)] \\ A_1^{\nu p}(x) &= 2[\Delta d(x) + \Delta s(x) - \Delta \bar{u}(x)] \\ g_1^{\bar{\nu} p}(x) &= \frac{1}{2}[\Delta u(x) + \Delta \bar{d}(x) + \Delta \bar{s}(x)] \\ A_1^{\bar{\nu} p}(x) &= 2[\Delta u(x) + \Delta \bar{d}(x) - \Delta \bar{s}(x)] \end{aligned} \quad (231)$$

donde

$$\Delta q(x) \equiv q_+(x) - q_-(x) \quad (232)$$

Mediciones precisas de estas funciones de estructura permitirían extraer las distribuciones de quark dependientes de spin del protón y reinterpretar el resultado de EMC sobre el spin del protón sin recurrir a información de bajas energías.

Referencias:

- [1] F.Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, New York, (1979).
- [2] E.Leader, E.Predazzi, *An Introduction to Gauge Theories and the New Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, (1982).
- [3] T.Muta, *Foundations of Quantum Chromodynamics*, World Scientific Publishing, Singapore. (1987).
- [4] T.P.Cheng, L.F.Li. *Gauge Theory of Elementary Particle Physics*. Oxford University Press, Oxford. (1984).
- [5] D.W.Duke, J.F.Owens, Phys.Rev.D30, 49, (1984).
- [6] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, Phys.Rev.D47, 867, (1993).
- [7] J.D.Bjorken, Phys.Rev.179, 1547, (1969).
- [8] G.Altarelli, G.Parisi, Nucl.Phys.B126, 298, (1977).
- [9] W.Furmanski, R.Pertronzio, Z.Phys.C11, 293, (1982).
- [10] J.G.Morfin, W.K.Tung, Z.Phys.C48, 471, (1990).
- [11] S.D.Drell, *Proceedings of the 19th SLAC Summer Institute on Particle Physics*, Stanford, (1991).
- [12] K.Gottfried, Phys.Rev.Lett.18, 1174, (1967).
- [13] J.D.Bjorken, Phys.Rev.148, 1467, (1966).
- [14] S.L.Adler, Phys.Rev.143, 1144, (1966).
- [15] V.de Alfaro, S.Fubini, G.Furlan, C.Rossetti, *Currents in Hadron Physics*, North Holland, Amsterdam, (1973).
- [16] C.G.Callan, D.Gross, Phys.Rev.Lett.22, 156, (1969).
- [17] S.D.Drell, T.M.Yang, Ann.Phys.66, 595, (1971).
- [18] F.E.Close, R.G.Roberts, G.C.Ross, Phys.Lett.B129, 346, (1983).

- [19] M.Arneodo. CERN-PPE/92-113. (1992)
- [20] J.J.Aubert *et al.* (EMC), Nucl.Phys.B293, 740. (1987).
- [21] A.C.Benvenuti *et al.* (BCDMS), Phys.Lett.B237, 599. (1990).
- [22] P.Amaudruz *et al.* (NMC), Phys.Lett.B66, 2712. (1991).
- [23] P.Amaudruz *et al.* (NMC), Z.Phys.C51, 73, (1991).
- [24] F.E.Close, R.G.Roberts, G.C.Ross, Nucl.Phys.B296, 582, (1988).
- [25] R.L.Jaffe, *Los Alamos School on Quark Nuclear Physics*, CTP#1261, (1985).
- [26] M.Lacombe *et al.*, Phys.Rev.C21, 861. (1980).
- [27] L.L.Frankfurt, M.I.Strikman, Phys.Lett.B76, 333, (1978).
- [28] J.J.Aubert *et al.* (EMC), Phys.Lett.B123, 215, (1983).
- [29] A.Bodek *et al.* (SLAC), Phys.Rev.Lett.50, 1431, (1983).
- [30] A.Bodek *et al.* (SLAC), Phys.Rev.Lett.50, 534, (1983).
- [31] S.Dasu *et al.* (SLAC), Phys.Rev.Lett.60, 2591, (1988).
- [32] R.P.Bickerstaff, A.W.Thomas, J.Phys.G15, 1523, (1988).
- [33] G.Bari *et al.* (BCDMS), Phys.Lett.B163, 282, (1985).
- [34] R.G.Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett.53, 397, (1984).
- [35] A.Bodek, J.L.Ritchie, Phys.Rev.D23, 1070, (1981),
A.Bodek, J.L.Ritchie, Phys.Rev.D24, 140, (1981).
- [36] G.Berlad *et al.*, Phys.Rev.D22, 1547, (1980).
- [37] L.L.Frankfurt, M.I.Strikman, Nucl.Phys.B181, 22, (1981).
- [38] W.B.Atwood, G.B.West, Phys.Rev.D7, 1080, (1981),
W.B.Atwood, G.B.West, Phys.Rev.D24, 1400, (1981).
- [39] K.Saito, T.Uchiyama, Z.Phys.A322, 299, (1985).
- [40] D.O.Caldwell *et al.* Phys.Rev.D7, 1362, (1973).
- [41] D.O.Caldwell *et al.* Phys.Rev.D42, 553, (1979).
- [42] J.Franz *et al.*, Z.Phys.C10, 105, (1981) y ref. citadas
- [43] M.S.Goodman *al.*, Phys.Rev.Lett.60, 2591, (1981).
- [44] C.H.Llewellyn Smith, Phys.Lett.B128, 107, (1983).

- [45] M.Ericson, A.W.Thomas. Phys.Lett.B128, 112, (1983).
- [46] B.L.Fridman *et al.*, Phys.Rev.Lett.51, 763, (1983).
- [47] E.L.Berger, F.Coester, R.B.Wiringa, Phys.Rev.D29, 398, (1984).
- [48] E.L.Berger, F.Coester, Phys.Rev.D32, 1071, (1985).
- [49] R.G.Arnold *et al.*, Phys.Rev.Lett.52, 727, (1984).
- [50] D.M.Alde *et al.*, Phys.Rev.Lett.64, 2479, (1990).
- [51] J.Szwed, Phys.Lett.B128, 245, (1983).
- [52] J.Kubar, G.Plaut, J.Szwed, Z.Phys.C23, 195, (1984).
- [53] C.A.García Canal, E.M.Santangelo, H.Vucetich, Phys.Rev.Lett.53, 1430, (1984).
- [54] A.E.L.Dieperink, G.A.Miller, Phys.Rev.C44, 866, (1991).
- [55] O.Benhar *et al.*, Nucl.Phys.A505, 267, (1989).
- [56] F.E.Close *et al.*, Phys.Rev.D31, 1004, (1985).
- [57] R.L.Jaffe *et al.*, Phys.Lett.B134, 449, (1984).
- [58] R.L.Jaffe, Phys.Rev.Lett.51, 228, (1983).
- [59] R.P.Bickerstaff, G.A.Miller, Phys.Rev.D34, 2890, (1986).
- [60] F.E.Close, R.G.Roberts, G.C.Ross, Phys.Lett.B168, 400, (1986).
- [61] R.P.Bickerstaff, G.A.Miller, Phys.Lett.B168, 409, (1986).
- [62] S.Frederiksson, Phys.Rev.Lett.52, 724, (1984).
- [63] R.J.Glauber, *Lectures in Theoretical Physics*, Vol.1, Interscience, New York, (1959).
- [64] G.Grammer, J.D.Sullivan, en *Electromagnetic Interactions of Hadrons*, Vol.2, Plenum Press, New York, (1978).
- [65] A.Donnachi, D.Shaw, en *Electromagnetic Interactions of Hadrons*, Vol.2, Plenum Press, New York, (1978).
- [66] T.H.Bauer *et al.*, Rev.Mod.Phys.50, 261, (1978).
- [67] J.Ashman *et al.* (EMC), Phys.Lett.B202, 603, (1988).
- [68] J.Ashman *et al.* (EMC), Z.Phys.C53, 73, (1992).
- [69] M.Arneodo *et al.* (EMC), Phys.Lett.B211, 493, (1988).
- [70] C.L.Bilchak, D.Schildknecht, J.D.Stroughair, Phys.Lett.B233, 461, (1989).

- [71] G.Piller, W.Weise, Nucl.Phys.A532, 271, (1991).
- [72] P.Ditsas, G.Shaw, Nucl.Phys.B113, 246, (1976).
- [73] N.N.Nikolaev, V.I.Zakharov, Phys.Lett.B55, 397, (1975).
- [74] A.H.Müeller, J.Qiu, Nucl.Phys.B268, 427, (1986).
- [75] J.Qiu, Nucl.Phys.B291, 746, (1987).
- [76] E.L.Berger, J.Qiu, Phys.Lett.B206, 141, (1988).
- [77] F.E.Close, R.G.Roberts, Phys.Lett.B213, 91, (1988).
- [78] P.Castorina, A.Donnachie, Phys.Lett.B215, 589, (1988).
- [79] P.Castorina, A.Donnachie, Z.Phys.C45, 141, (1989).
- [80] G.Preparata, P.G.Ratcliffe, Phys.Lett.B276, 219, (1992).
- [81] J.Kwiecinski, B.Badelek, Phys.Lett.B208, 508, (1988).
- [82] S.J.Brodsky, H.J.Lu, Phys.Rev.Lett.64, 1342, (1990).
- [83] L.Stodolsky, Phys.Rev.Lett.18, 135, (1967).
- [84] G.Shaw, Phys.Lett.B228, 125, (1989).
- [85] G.Piller, W.Weise, Lecture Notes in Physics, 365, 3, (1990).
- [86] F.E.Close, J.Qiu, R.G.Roberts, Phys.Rev.D40, 2828, (1989).
- [87] D.Allasia *et al.* (NMC), Phys.Lett.B249, 366, (1990).
- [88] L.W.Mo, Y.S.Tsai, Rev.Mod.Phys.41, 205, (1969).
- [89] L.W.Whitlow *et al.* (SLAC), Phys.Lett.B250, 193, (1990).
- [90] P.D.B. Collins, *An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics*, Cambridge University Press, (1977).
- [91] M.Glück, E.Reya, A.Vogt, Z.Phys.C53, 127, (1992).
- [92] A.J.Buras, Rev.Mod.Phys.52, 199, (1980).
- [93] G.Curci, W.Furmanski, R.Petronzio, Nucl.Phys.B175, 27 (1980).
- [94] W.Furmanski, R.Petronzio, Phys.Lett.B97, 437, (1980).
- [95] R.L.Jaffe, M.Soldate, Phys.Lett.B105, 467, (1981).
- [96] P.Amaudruz *et al.* (NMC), Nucl.Phys.B371, 3, (1992).
- [97] M.D.Mestayer *et al.* (SLAC), Phys.Rev.D27, 285, (1983).

- [98] H.Georgi, H.D.Politzer. Phys.Rev.D14, 1829, (1976).
- [99] M.Virchaux, A.Milsztajn. Phys.Lett.B274, 221, (1991).
- [100] L.N.Epele, H.Fanchiotti, C.A.García Canal, R.Sassot. Phys.Lett.B275, 155, (1992).
- [101] L.N.Epele, H.Fanchiotti, C.A.García Canal, R.Sassot. Phys.Lett.B287, 247, (1992).
- [102] L.N.Epele, H.Fanchiotti, C.A.García Canal, E.Leader, R.Sassot. Phys.Rev.D47, 7, (1993).
- [103] L.N.Epele, H.Fanchiotti, C.A.García Canal, R.Sassot, Rev.Mex.Fis.39, 1054, (1993).
- [104] L.N.Epele, H.Fanchiotti, C.A.García Canal, E.Leader, R.Sassot, La Plata Preprint 90-05, (1992).
- [105] H.Abramowicz *et al.*, Phys.Lett.B269, 465, (1991).
- [106] A.D.Martin, R.G.Roberts, W.J.Stirling. Phys.Lett.B252, 653, (1990).
- [107] S.A.Rabinowitz *et al.* (CCFRC), Phys.Rev.Lett.70, 134, (1993).
- [108] D.Gross, C.Llewellyn-Smith, Nucl.Phys.B14, 337, (1969).
- [109] G.Preparata, P.G.Ratcliffe, J.Soffer, Phys.Rev.Lett.66, 687, (1991).
- [110] R.D.Field, R.P.Feynman, Phys.Rev.D15, 2590, (1977).
- [111] D.A.Ross, C.T.Sachrajda, Nucl.Phys.B149, 497, (1979).
- [112] E.M.Henley, G.A.Miller, Phys.Lett.B251, 453, (1990).
- [113] S.Kumano, Phys.Rev.D43, 59, (1991), 43, 3067, (1991).
- [114] A.Signal, A.W.Schreiber, A.W.Thomas, Mod.Phys.Lett.A6, 271, (1991).
- [115] S.Kumano, J.T.Londergan, Phys.Rev.D44, 717, (1991).
- [116] J.D.Sullivan, Phys.Rev.D5, 1732, (1972).
- [117] A.Manohar, H.Georgi, Nucl.Phys.B234, 189, (1984).
- [118] S.D.Ellis, W.J.Stirling. Phys.Lett.B256, 258, (1991).
- [119] E.Eichten, I.Hinchliffe, K.Lane, C.Quigg, Rev.Mod.Phys.56, 579, (1984).
- [120] A.D.Martin, W.J.Stirling, R.G.Roberts, DTP/93/12, RAL-93-014, (1993).
- [121] J.Boots *em et al.* (CTEQ-Collaboration) Fermilab-Pub-92-371, (1993).
- [122] M.C.Abreu *et al.*. CERN proposal CERN/SPLCS 92-15, (1993).
- [123] G.T.Garvey *et al.*. Fermilab proposal P866, (1993).

- [124] P.L.McGaughey *et al.* (E772). Phys.Rev.Lett.69. 1726. (1992).
- [125] M.Anselmino. V.Barone. F.Caruso. E.Predazzi. Z.Phys.C55. 97. (1992) y referencias citadas allí.
- [126] J.Kwiecinsky. A.D.Martin. W.J.Stirling. R.G.Roberts. Phys.Rev.D42. 3645. (1991).
- [127] B.Badelek. J.Kwiecinsky. Phys.Lett.B295, 263, (1992).
- [128] E.J.Eichten, I.Hinchliffe, C.Quigg, Phys.Rev.D45. 2269, (1992).
- [129] P.J.Sutton, A.D.Martin. R.G.Roberts. W.J.Stirling, Phys.Rev.D45, 2349, (1992).
- [130] L.S.Kisslinger. M.B.Johnson, Phys.Lett.B259, 416, (1991).
- [131] A.S.Ito *et al.* (E288). Phys.Rev.D23. 604. (1981).
- [132] M.J.Alguard *et al.*, Phys.Rev.Lett.37. 1258, 1261, (1976).
- [133] J.Ashman *et al.* (EMC). Phys.Lett.B206, 364, (1988).
- [134] Spin Muon Collaboration (SMC), Private Comunication, (1993).
- [135] R.M.Woloshyn, Nucl.Phys.A496, 749. (1989).
- [136] R.Carlitz, J.Kaur, Phys.Rev.Lett.37, 673, (1976).
- [137] S.Kumano, J.T.Londergan, Phys.Rev.D46, 457, (1992).
- [138] D.Allasia *et al.*, Z.Phys.C28, 321, (1985).