

# Clase 8

Gabriela Navarro

## Módulo de Teoría Filial Física de Partículas

21 de abril 2023



Latin American alliance for  
Capacity building in Advanced physics  
**LA-CoNGA physics**

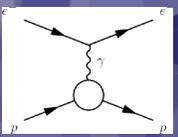


Cofinanciado por el  
programa Erasmus+  
de la Unión Europea

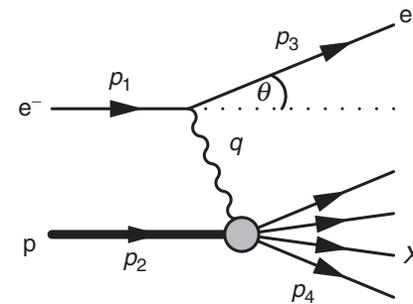




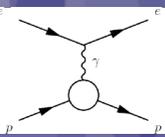
# Dispersión inelástica electrón - protón



- Las interacciones electrón-protón a alta energía están dominadas por procesos de dispersión inelástica donde el protón se rompe.



- Los estados hadrónicos finales resultantes de la ruptura del protón suelen estar constituidos por muchas partículas.
- La masa invariante de este sistema hadrónico  $W$  depende del cuadri-momento del fotón virtual  $W^2 = p_4^2 = (p_2 + q)^2$
- Comparado con el proceso de dispersión elástica, donde la masa invariante del estado final es siempre la masa del protón, este grado de libertad adicional en la dispersión inelástica implica que la cinemática del evento se especifica con dos cantidades.



## Cinemática de la dispersión inelástica

- $Q^2 = -q^2$  -> escritos en términos de los cuadri-momentos de estados iniciales y finales del electrón

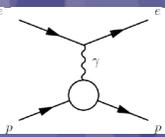
$$Q^2 = -(p_1 - p_3)^2 = -2m_e^2 + 2E_1E_3 - 2p_1p_3 \cos \theta \quad \rightarrow \text{a alta energía } m_e \approx 0$$

$$Q^2 \approx 2E_1E_3(1 - \cos \theta) = 4E_1E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \text{siempre positivo}$$

- Variable de Bjorken

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2}$$

Variable importante para describir el modelo de quarks en la dispersión inelástica profunda.



## Cinemática de la dispersión inelástica

Rango de valores de  $x$ :

$$x \equiv \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - m_p^2}$$

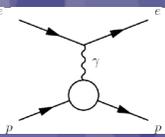
- Debido a que el protón está formado por 3 quarks de valencia, y que  $q$  y  $\bar{q}$  se producen en pares  $\rightarrow$  el estado final hadrónico debe incluir al menos un baryon ( $qqq$ )  
 $\rightarrow$

$$W^2 \equiv p_4^2 \geq m_p^2 \quad \rightarrow \quad 0 \leq x \leq 1 \quad (Q^2 \geq 0)$$

- El valor de  $x$  representa la "elasticidad" del proceso de dispersión  $\rightarrow x=1$  es equivalente a  $W^2 = m_p^2$   $\rightarrow$  corresponde a la dispersión elástica.



# Dispersión inelástica electrón-protón



## Cinemática de la dispersión inelástica

Inelasticidad  $y$  :

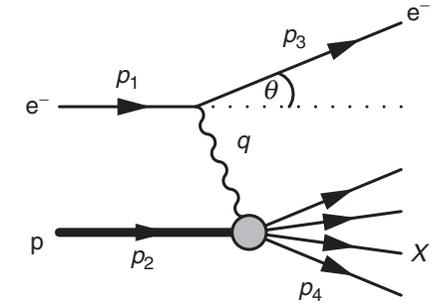
$$y \equiv \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1}$$

- En el sistema de laboratorio (el protón está en reposo)

$$p_1 = (E_1, 0, 0, E_1), p_2 = (m_p, 0, 0, 0)$$

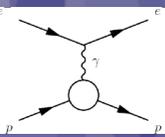
$$p_3 = (E_3, E_3 \sin \theta, 0, E_3 \cos \theta), q = (E_1 - E_3, \vec{p}_1 - \vec{p}_3)$$

$$y = \frac{m_p(E_1 - E_3)}{m_p E_1} = 1 - \frac{E_3}{E_1}$$



- $y$  se identifica como la fracción de pérdida de energía del electrón en la dispersión.
  - En el sistema de laboratorio, la energía del sistema hadrónico final es siempre más grande que la energía del protón en estado inicial  $\rightarrow E_4 \geq m_p \rightarrow$  el electrón pierde energía  $\rightarrow$
- $$0 \leq y \leq 1$$

(Sugerencia: Calcular como queda  $y$  para el sistema centro de masa)



## Cinemática de la dispersión inelástica

A veces es más conveniente trabajar en términos de energías  $\nu$  :

$$\nu \equiv \frac{p_2 \cdot q}{m_p}$$

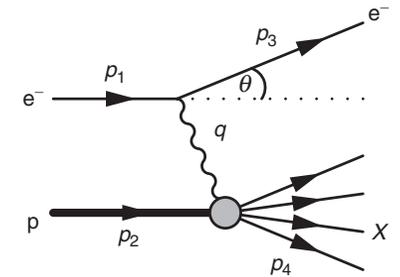
- En el sistema de laboratorio (el protón está en reposo)

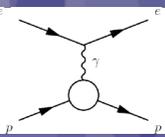
$$p_1 = (E_1, 0, 0, E_1), \quad p_2 = (m_p, 0, 0, 0)$$

$$p_3 = (E_3, E_3 \sin \theta, 0, E_3 \cos \theta), \quad q = (E_1 - E_3, \vec{p}_1 - \vec{p}_3)$$

$$\nu = E_1 - E_3$$

- $\nu$  es la energía perdida por el electrón





## Relación entre las variables cinemáticas

- Podemos escribir las variables cinemáticas en términos de la energía del centro de masa de la colisión electrón-protón :



$$s = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = 2p_1 \cdot p_2 + m_p^2 + \cancel{m_e^2}$$

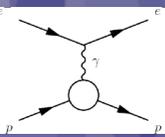
Despreciamos la masa del electrón

- Para un dado valor de la energía del centro de masa, la cinemática de la dispersión inelástica se puede caracterizar completamente con dos observables independientes que se pueden elegir entre los invariantes de Lorentz:  $Q^2$ ,  $x$ ,  $y$ ,  $\nu$ .
- Una vez se escogen las dos variables se pueden utilizar las siguientes relaciones para determinar las otras dos:

$$Q^2 \equiv -q^2, \quad x \equiv \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q}, \quad y \equiv \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1} \quad \text{y} \quad \nu \equiv \frac{p_2 \cdot q}{m_p}$$

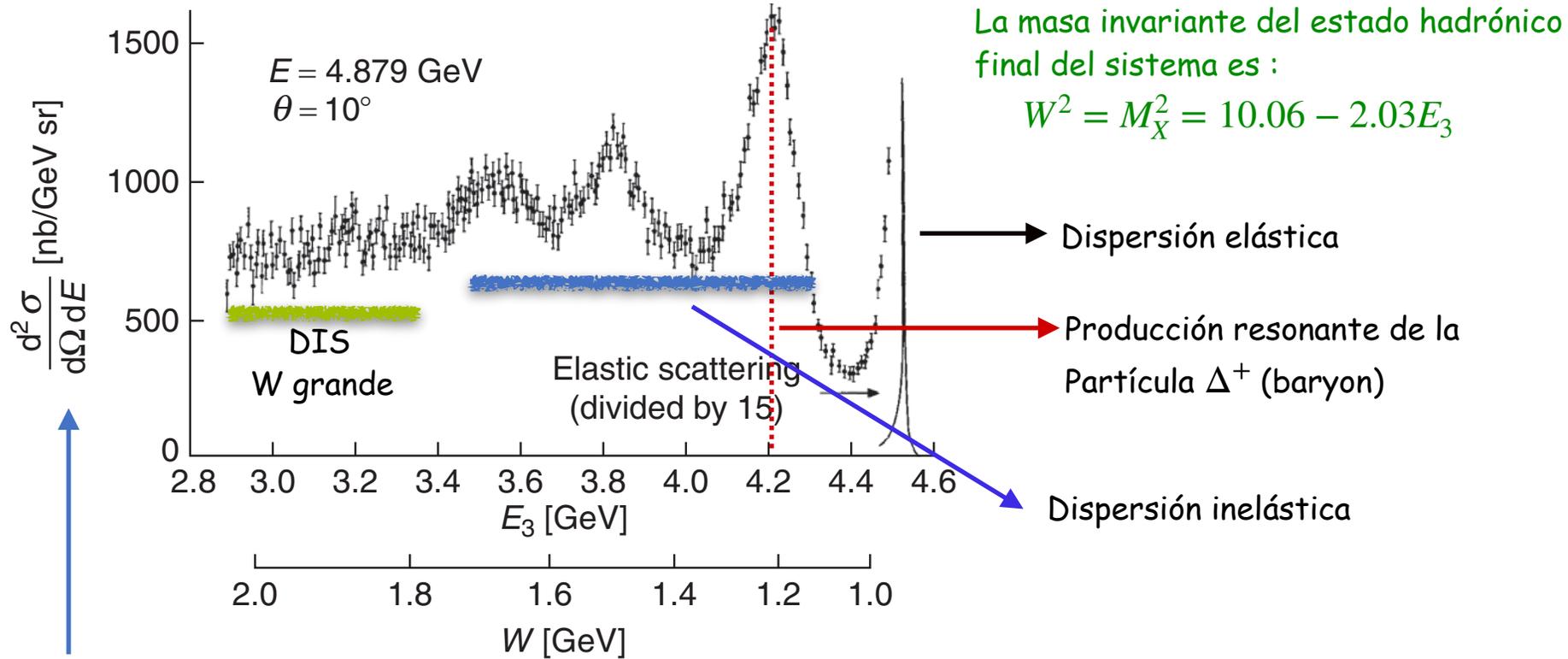


# Dispersión inelástica electrón-protón



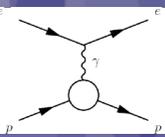
## Dispersión inelástica a bajo $Q^2$

- A bajas energías del electrón pueden ocurrir ambos procesos de dispersión elástica e inelástica.



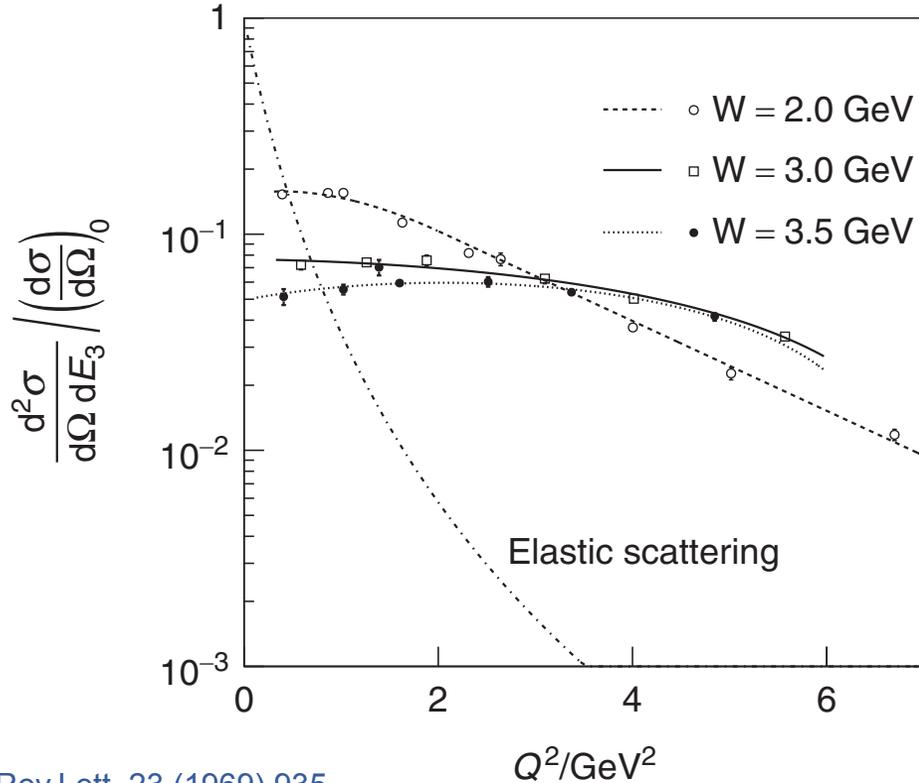
Dos variables independientes:  
Sección eficaz doble diferencial

- Experimento de blanco fijo en DESY.
- Distribución de energía de los electrones dispersados en un ángulo de  $\theta = 10^\circ$
- Se disparan electrones con energía inicial de  $E_1 = 4.879 \text{ GeV}$  sobre un blanco de hidrógeno líquido



## Dispersión inelástica a bajo $Q^2$

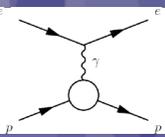
- Dependencia en  $q^2$  de la sección eficaz elástica e inelástica, determinada utilizando diferentes ángulos y energías del haz de electrones.



La dispersión elástica cae rápidamente con  $Q^2$  debido al hecho que el protón no es una partícula puntual (recordar los factores de forma)

La sección eficaz correspondiente a la dispersión inelástica depende débilmente de  $Q^2$ .

Para la dispersión inelástica profunda (valores grandes de  $W$ ), la casi no dependencia con  $Q^2$  implica un factor de forma constante  $\rightarrow$  la dispersión ocurre de forma puntual  $\rightarrow$  "objetos puntuales" dentro del protón.



## Dispersión inelástica profunda: DIS

Recordemos que para el caso de la dispersión elástica, podemos escribir la sección eficaz más general expresada en términos de  $Q^2$  y  $y$ :

Fórmula de Rosenbluth

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ \left(1 - y - \frac{m_p^2 y^2}{Q^2}\right) f_2(Q^2) + \frac{1}{2} y^2 f_1(Q^2) \right]$$

Las dependencias en  $Q^2$  de los factores de forma  $G_s$  y  $\tau = Q^2/4M_p$  se absorben en dos nuevas funciones  $f_1(Q^2)$  y  $f_2(Q^2)$

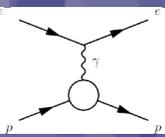
Esta expresión puede ser generalizada para el caso inelástico:

$$\frac{d\sigma^2}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ \left(1 - y - \frac{m_p^2 y^2}{Q^2}\right) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right]$$

Funciones de estructura

En el límite donde  $Q^2 \gg m_p^2 y^2$

$$\frac{d\sigma^2}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1 - y) \frac{F_2(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1(x, Q^2) \right]$$

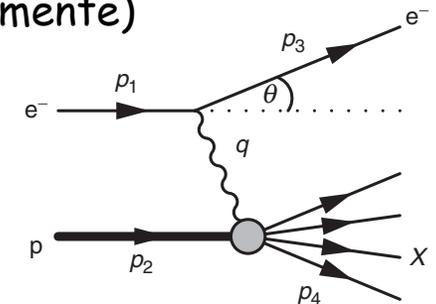


## Dispersión inelástica profunda: funciones de estructura

- En el sistema de referencia de laboratorio, es conveniente escribir la sección eficaz en términos del ángulo y de la energía del electrón dispersado (medidos experimentalmente)

$$Q^2 = 4E_1E_2 \sin^2 \theta/2 \quad x = \frac{Q^2}{2m_p(E_1 - E_3)} \quad y = 1 - \frac{E_3}{E_1} \quad \nu = E_1 - E_3$$

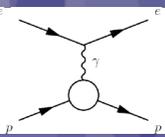
$$\frac{d^2\sigma}{dE_3 d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_1^2 \sin^4(\theta/2)} \left[ \frac{1}{\nu} F_2(x, Q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + \frac{2}{m_p} F_1(x, Q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$



- La sección eficaz diferencial se mide contando el número de eventos en el rango  $x \rightarrow x + \Delta x$  y  $Q^2 \rightarrow Q^2 + \Delta Q^2$ .
- La sección eficaz diferencial para un cierto valor de  $x$  y  $Q^2$  se determina para diferentes valores de  $y$  (variando la energía del electrón incidente).
- La dependencia en  $y$  de la sección eficaz medida se usa para distinguir la contribución proveniente de  $F_1(x, Q^2)$  y  $F_2(x, Q^2)$ .



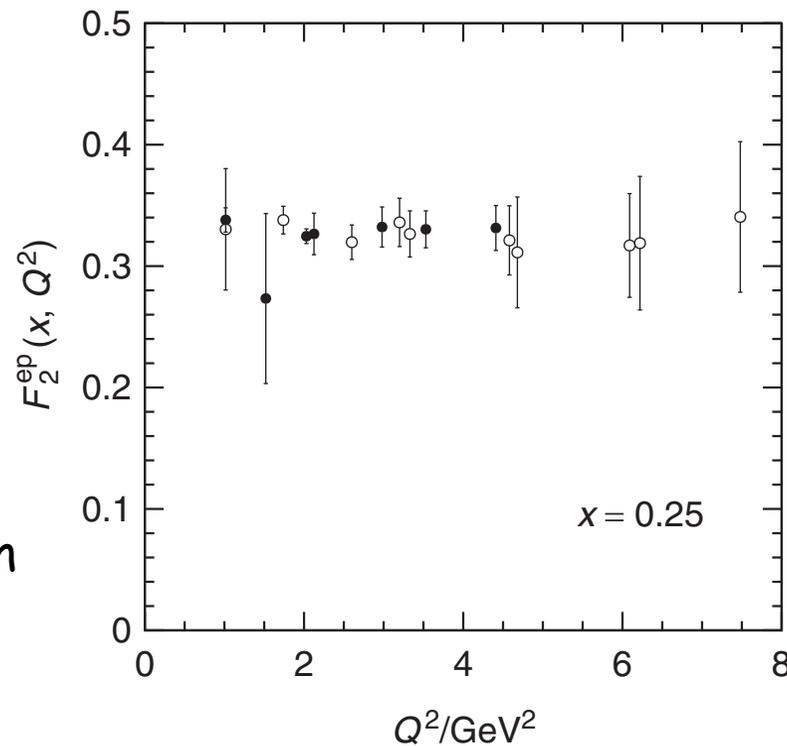
# Dispersión inelástica electrón-protón



## Dispersión inelástica profunda: funciones de estructura

- La dependencia en  $y$  de la sección eficaz medida se usa para distinguir la contribución proveniente de  $F_1(x, Q^2)$  y  $F_2(x, Q^2)$ .

Ejemplo: medición de la función de estructura en un experimento de dispersión electrón-protón realizado en SLAC (años 70s).  $F_2$  vs  $Q^2$  para un  $x$  fijo y diferentes ángulos de dispersión

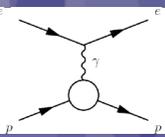


Experimentalmente se observa que tanto  $F_1$  como  $F_2$  son casi independientes de  $Q^2$ .

Ann.Rev.Nucl.Sci.22(1972) 203



# Dispersión inelástica electrón-protón



## Bjorken scaling y relación Callan-Gross

• Los datos experimentales revelaron dos características importantes:

▸  $F_1(x, Q^2)$  y  $F_2(x, Q^2)$  son casi independientes de  $Q^2$  → Bjorken scaling:

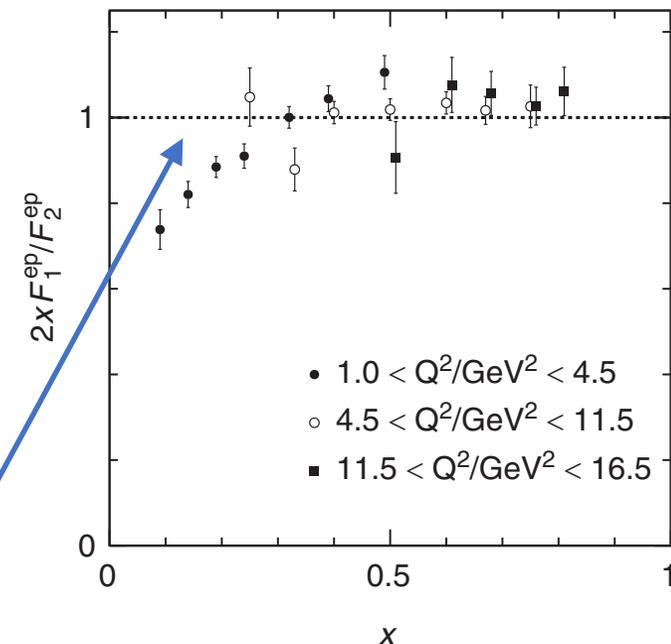
$$F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x), \quad F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x)$$

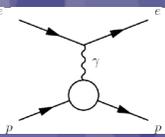
Sugiere fuertemente que la dispersión del electrón se da con constituyentes puntuales dentro del protón

▸ Para el régimen donde se produce el DIS ( $Q^2$  de unos pocos  $\text{GeV}^2$ ), las funciones de estructura no son independientes entre sí, relación de Callan-Gross

$$F_2(x) = 2xF_1(x)$$

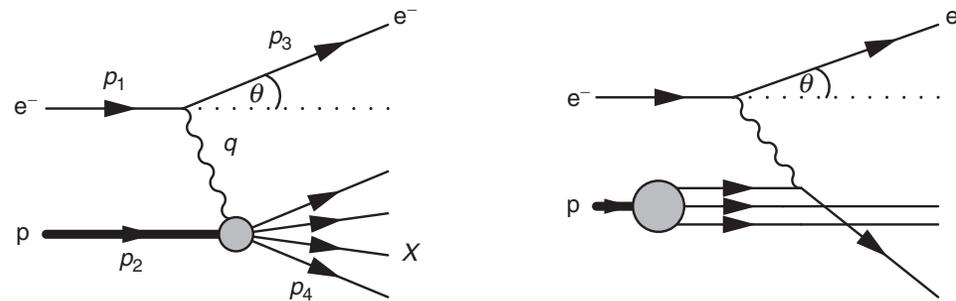
Se explica asumiendo que el proceso subyacente en la dispersión inelástica es la dispersión elástica de electrones con partículas constituyentes de espín un medio dentro del protón → quarks!



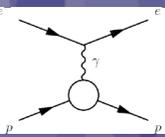


## Modelo de quarks-partones

- Antes que los quarks y gluones fueran aceptados, Feynman propuso que el protón estaba constituido por partículas puntuales llamadas **partones**
- En este modelo, la interacción básica que sucede en el proceso de DIS es la dispersión elástica un electrón con un quark de espín un medio dentro del protón.



- El modelo para DIS se formula en un sistema de referencia donde el protón tiene muy alta energía  $E \gg m_p$  -> sistema de momento infinito.



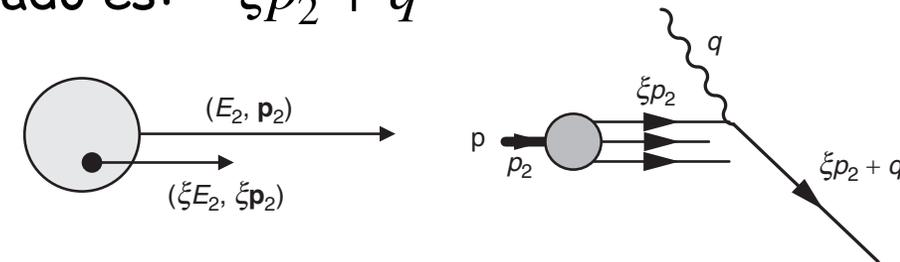
## Modelo de quarks-partones para la DIS

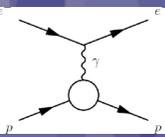
- En el sistema de momento infinito:  $p_2 = (E_2, 0, 0, E_2)$ , despreciamos  $m_p$
- También podemos despreciar la masa del quark y cualquier momento transverso a la dirección del protón.
- Si el quark trae una fracción  $\xi$  del cuadri-momento del protón:  $\xi p_2 = (\xi E_2, 0, 0, \xi E_2)$
- Después de la interacción, el cuadri-momento del quark dispersado es:  $\xi p_2 + q$

$$(\xi p_2 + q)^2 = m_q^2 \approx 0 \quad \Rightarrow \quad (\xi p_2 + q)^2 = \cancel{\xi^2 p_2^2} + q^2 + 2\xi p_2 \cdot q = 0$$

$$\Rightarrow \quad \xi = \frac{-q^2}{2p_2 \cdot q} = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q} \equiv x$$

La variable de Bjorken  $x$  se puede identificar como la fracción Del momento del protón que lleva el quark dispersado

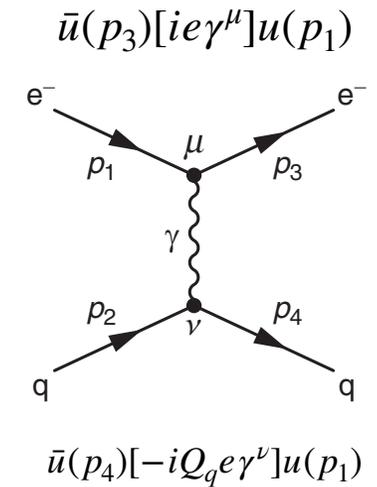
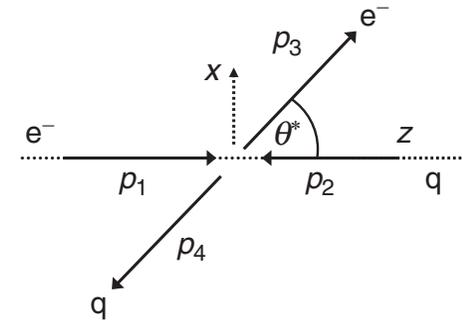




## Sección eficaz $eq \rightarrow eq$

- La interacción subyacente en DIS es el proceso de QED de dispersión elástica  $eq \rightarrow eq$
- El elemento de matriz para esta dispersión elástica  $eq \rightarrow eq$  se obtiene con las reglas de Feynman de la QED:

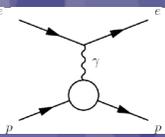
$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{Q_q e^2}{q^2} [\bar{u}(p_3) \gamma^\mu u(p_1)] g_{\mu\nu} [\bar{u}(p_4) \gamma^\nu u(p_2)]$$



- El elemento de matriz al cuadrado promediado en espín: ( $m_e = m_Q \approx 0$ )

$$\langle |\mathcal{M}_{fi}^2| \rangle = 2Q_q^2 e^4 \left( \frac{s^2 + u^2}{t^2} \right) = 2Q_q^2 e^4 \frac{(p_1 \cdot p_2)^2 + (p_1 \cdot p_4)^2}{(p_1 \cdot p_3)^2}$$

donde  $s = p_1 + p_2$ ,  $t = p_1 - p_3$ ,  $u = p_1 - p_4$



## Sección eficaz $eq \rightarrow eq$

- En el sistema de referencia centro de masa  $\rightarrow$  el elemento de matriz al cuadrado promediado en espín queda expresado en función del ángulo de dispersión  $\theta^*$

$$\langle |\mathcal{M}_{fi}^2| \rangle = 2Q_q^2 e^4 \frac{4E^4 + E^4(1 + \cos \theta^*)^2}{E^4(1 - \cos \theta^*)^2}$$

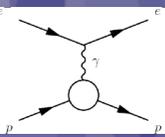
- La sección eficaz diferencial es:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = \frac{Q_q^2 e^4}{8\pi^2 s} \frac{[1 + \frac{1}{4}(1 + \cos \theta^*)^2]}{(1 - \cos \theta^*)^2}$$

- Si escribimos  $\cos \theta^*$  en términos de  $s$  y  $q^2$ , podemos expresar la sección eficaz:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Q_q^2}{q^4} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{q^2}{s} \right)^2 \right]$$

Tratar de probarlo!



## Cinemática

- Podemos relacionar las variables cinemáticas del proceso subyacente e-q con las de la colisión e-p.

### Sistema inicial e-p

### sistema inicial e-q

Energía del centro de masa:

$$s = (p_1 + p_2)^2 \approx 2p_1 \cdot p_2$$

$$s_q = (p_1 + xp_2)^2 \approx 2xp_1 \cdot p_2 = xs$$

Variable x

$$x = \frac{Q^2}{2p_2 \cdot q}$$

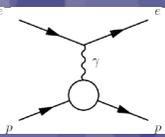
$$x_q = 1 \text{ (el quark no se rompe)}$$

Variable y

$$y = \frac{p_2 \cdot q}{p_2 \cdot p_1}$$

$$y_q = \frac{p_q \cdot q}{p_q \cdot p_1} = \frac{xp_2 \cdot q}{xp_2 \cdot p_1} = y$$

Todas las variables están escritas en términos del cuadri-momento de electrón y protón



## Sección eficaz

- Podemos escribir la sección eficaz  $eq \rightarrow eq$  en términos de las variables del sistema inicial  $e-q$

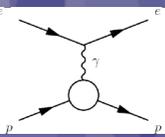
$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Q_q^2}{q^4} \left[ 1 + \left( 1 + \frac{q^2}{s_q} \right)^2 \right]$$

- Usando que :  $-q^2 = Q^2 = (s_q - m_q^2)x_q y_q \rightarrow \frac{q^2}{s_q} = -x_q y_q = -y$

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Q_q^2}{q^4} \left[ 1 + (1 - y)^2 \right] \rightarrow \frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2 Q_q^2}{Q^4} \left[ (1 - y) + \frac{y^2}{2} \right]$$

Sección eficaz diferencial para la dispersión elástica  $eq$  donde el quark lleva una fracción del momento del protón.

Aunque  $x$  no aparece explícitamente, la dependencia en  $x$  viene a través de  $y = \frac{Q^2}{(s - m_p^2)x}$

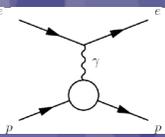


## Funciones de distribución partónicas

- Los quarks en el interior del protón interactúan unos con otros a través del intercambio de gluones.
- La dinámica de este sistema interactuante resultará en una distribución del momento del quark en el interior del protón.
- Estas distribuciones se expresan en términos de las funciones de distribución partónicas PDFs
- Por ejemplo la PDF del quark up del protón se define tal que:

$$u^p(x)\delta x,$$

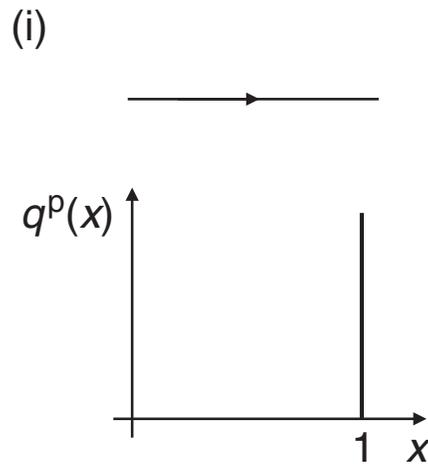
representa el número de quarks up dentro del protón con fracción de momento entre  $x$  y  $x + \delta x$



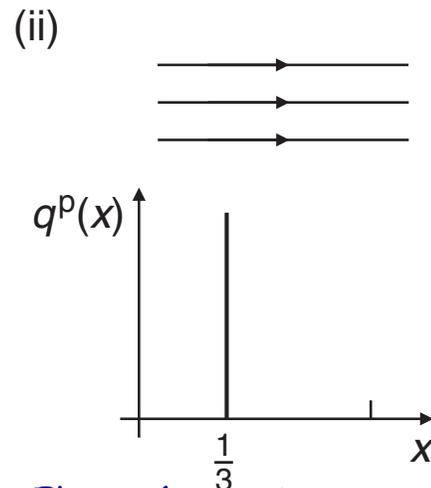
## Funciones de distribución partónicas

- En la práctica la forma funcional de las PDFs depende del detalle de la dinámica del protón.
- Las PDFs no son conocidas a priori y deben ser obtenidas de los experimentos.

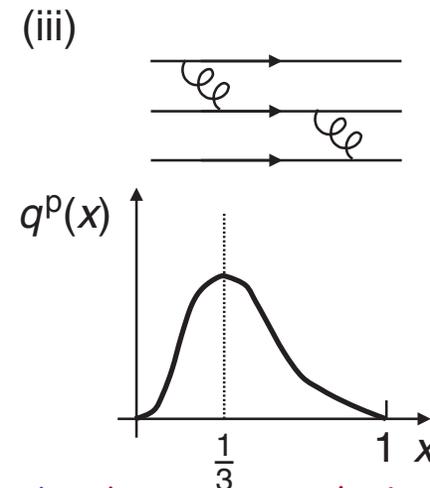
### • Posibles formas de las PDFs:



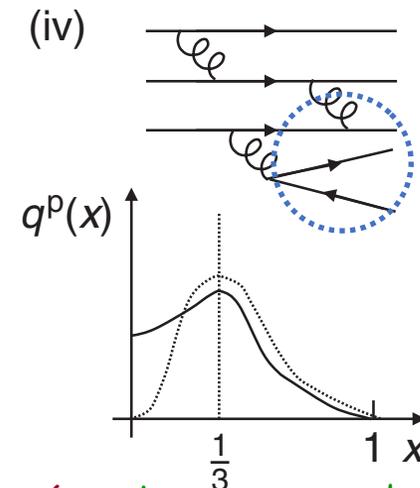
El protón contiene una sola partícula puntual que lleva todo el momento del protón  
PDF  $\rightarrow$  Delta de Dirac en  $x=1$



El protón contiene tres quarks estáticos, c/u lleva 1/3 del momento del protón.  
PDF  $\rightarrow$  Delta de Dirac en  $x=1/3$



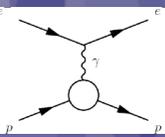
Los tres quarks interactúan entre ellos y la Delta de Dirac alrededor  $x=1/3$  se difumina ya que los qs intercambian momentum



Los procesos de mayor orden tienden a aumentar las PDFs a bajo  $x \rightarrow$  reflejo de la naturaleza  $1/q^2$  del propagador del gluón.

Creación de quarks virtuales, producidos de Gluones





## Funciones de distribución partónicas

- La sección eficaz de la dispersión inelástica profunda de ep se puede obtener de las PDFs y de la expresión de la sección eficaz de la dispersión elástica eq subyacente.
- La sección eficaz de la dispersión elástica para un sabor particular de quark  $i$  y fracción de momento ente  $x$  y  $x + \delta x$  es:

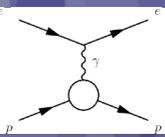
$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1 - y) + \frac{y^2}{2} \right] e_i^2 q_i^p(x) \delta x$$

PDF del quark de sabor  $i$

- La sección eficaz doble diferencial se obtiene sumando sobre todos los sabores de quarks:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1 - y) + \frac{y^2}{2} \right] \sum_i e_i^2 q_i^p(x) \delta x$$

Predicción del modelo partónico  
Para la sección eficaz DIS

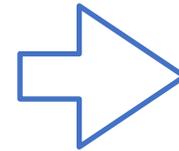


## Funciones de distribución partónicas

- Podemos comparar la predicción para la sección eficaz del modelo partónico con su expresión general en términos de las funciones de estructura:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1-y) + \frac{y^2}{2} \right] \sum_i e_i^2 q_i^p(x) \delta x$$

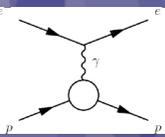
$$\frac{d\sigma^2}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \left[ (1-y) \frac{F_2^{ep}(x, Q^2)}{x} + y^2 F_1^{ep}(x, Q^2) \right]$$



Predicción del modelo partónico para las funciones de estructura:

$$F_2^{ep}(x) = 2xF_1^{ep}(x) = x \sum_i e_i^2 q_i^p(x)$$

- Se puede relacionar las funciones de estructura medidas con las distribuciones de quarks subyacentes.

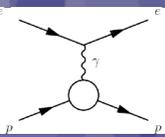


## Funciones de distribución partónicas

• El modelo partónico predice:

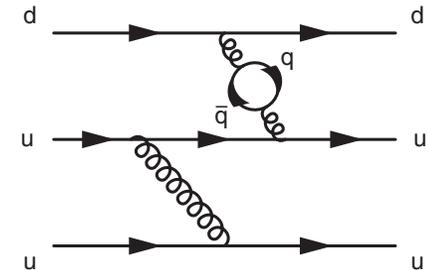
- ▶ **Bjorken scaling:**  $F_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x)$ ,  $F_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x)$ , debido a la dispersión con partículas puntuales dentro del protón
- ▶ **La relación de Callan-Gross:**  $F_2(x) = 2xF_1(x)$ , debido a la dispersión con partículas de Dirac de espín 1/2, donde el momento magnético esta directamente relacionado con la carga, por lo tanto los términos "electro-magnético" y "puramente magnético" están fijos uno respecto del otro.
- ▶ **No podemos calcular las PDFs con la QCD**, no podemos usar la teoría de perturbaciones debido a la magnitud de la constante de acoplamiento.

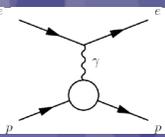
▶ Para el caso de la dispersión electrón-protón:  $F_2^{ep}(x) = x \sum_i Q_i^2 q_i^p(x)$



## Funciones de distribución partónicas

- Las funciones de distribución partónica reflejan la estructura subyacente del protón.
- Las PDFs deben ser extraídas de las mediciones de experimentos de dispersión inelástica profunda.
- El protón es un sistema dinámico donde los quarks que interactúan fuertemente están intercambiando gluones constantemente que pueden fluctuar en pares  $q\bar{q}$ .
- Este "mar" de quarks y anti-quarks virtuales se produce a valores bajos de  $x$ .
- La dispersión inelástica de electrón-protón involucra todos estos quarks, hasta los quarks  $s$  y los más pesados en pequeñas contribuciones. Estas contribuciones las despreciaremos.





## Funciones de distribución partónicas

- Para la dispersión electrón-protón y la dispersión electrón-neutrón:

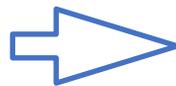
$$F_2^{ep}(x) = x \sum_i Q_i^2 q_i^p(x) = x \left( \frac{4}{9} u^p(x) + \frac{1}{9} d^p(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^p(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^p(x) \right)$$

$$F_2^{en}(x) = x \sum_i Q_i^2 q_i^n(x) = x \left( \frac{4}{9} u^n(x) + \frac{1}{9} d^n(x) + \frac{4}{9} \bar{u}^n(x) + \frac{1}{9} \bar{d}^n(x) \right)$$

- Asumiendo simetría de isospín, el neutrón (diu) es igual al protón (uud) con los quarks u y d intercambiados:  $d^n(x) = u^p(x)$ ,  $u^n(x) = d^p(x)$  -> definimos las distribuciones en función de las del protón:

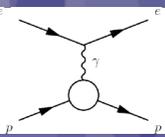
$$u(x) \equiv u^p(x) = d^n(x) \quad d(x) \equiv d^p(x) = u^n(x)$$

$$\bar{u}(x) \equiv \bar{u}^p(x) = \bar{d}^n(x) \quad \bar{d}(x) \equiv \bar{d}^p(x) = \bar{u}^n(x)$$



$$F_2^{ep}(x) = 2xF_1^{ep} = x \left( \frac{4}{9} u(x) + \frac{1}{9} d(x) + \frac{4}{9} \bar{u}(x) + \frac{1}{9} \bar{d}(x) \right)$$

$$F_2^{en}(x) = 2xF_1^{en} = x \left( \frac{4}{9} d(x) + \frac{1}{9} u(x) + \frac{4}{9} \bar{d}(x) + \frac{1}{9} \bar{u}(x) \right)$$



## Funciones de distribución partónicas

- Integrando:

$$\int_0^1 F_2^{ep}(x) dx = \int_0^1 x \left( \frac{4}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_u + \frac{1}{9} f_d$$

$$\int_0^1 F_2^{en}(x) dx = \int_0^1 x \left( \frac{4}{9} [d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9} [u(x) + \bar{u}(x)] \right) dx = \frac{4}{9} f_d + \frac{1}{9} f_u$$

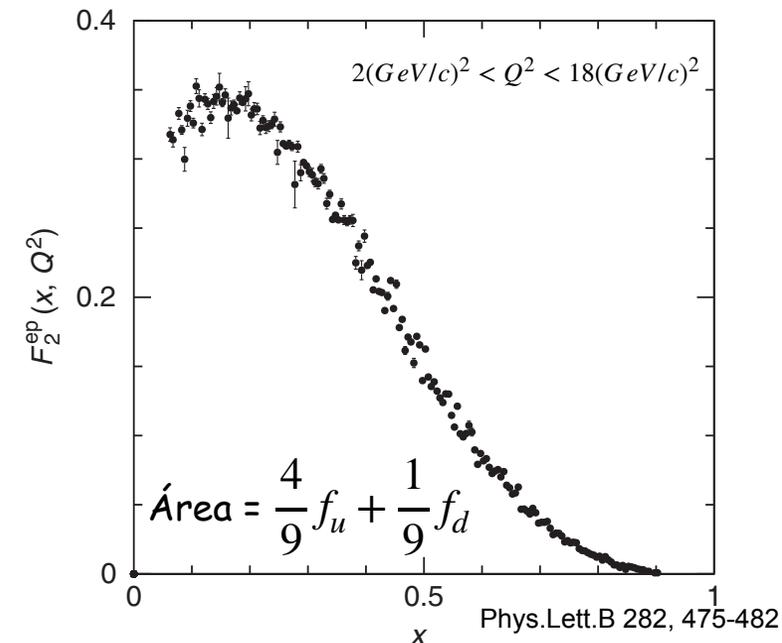
- Experimentalmente:

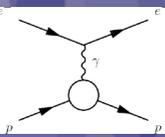
$$\int F_2^{ep}(x) dx \approx 0.18 \quad \int F_2^{en}(x) dx \approx 0.12 \quad \Rightarrow \quad f_u \approx 0.36 \quad \text{y} \quad f_d \approx 0.18$$

- En el protón, como se espera, los quarks up llevan el doble de momento que los down.
- Los quarks llevan el 50% del momento total del protón. El resto lo llevan los gluones (que al ser neutros no contribuyen a la dispersión)

$$f_u = \int_0^1 [xu(x) + x\bar{u}(x)]$$

Fracción del momento del protón llevado por los quarks up y anti-up

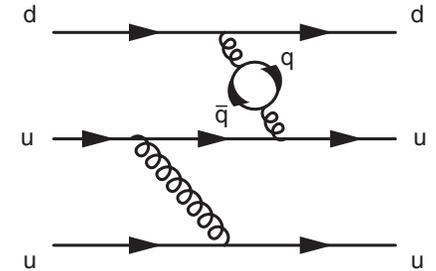




## Quarks de valencia y de mar

- La visión del protón como un estado ligado que consiste de 3 quarks de valencia es bastante simplista.

- El protón no sólo contiene quarks, sino que también contiene el mar de gluones virtuales que dan lugar a la producción de anti-quarks via  $g \rightarrow q\bar{q}$ .



- Para reflejar estas dos componentes distintas, la PDF del quark up se puede dividir en la contribución de los dos quarks de **valencia**  $u_v(x)$  y la contribución del mar de quarks up

$u_s(x)$  :

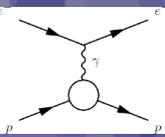
$$u(x) = u_v(x) + u_s(x)$$

$$d(x) = d_v(x) + d_s(x)$$

- En el caso de las PDFs de los anti-quarks, solo hay contribución del mar de quarks:

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_s(x)$$

$$\bar{d}(x) = \bar{d}_s(x)$$



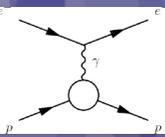
## Quarks de valencia y de mar

- Como el protón consiste de dos quarks up y un quark d de valencia:

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

- Aunque no tenemos una estimación a priori del mar de quarks, podemos hacer algunas suposiciones razonables:
  - Como el mar de quarks y anti-quarks se producen en pares -> las PDFs del mar de quarks será la misma que la de anti-quarks.
  - Como las masas de los quarks up y down son similares, es razonable esperar que las PDFs de quarks up y down sean aproximadamente las mismas.

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) \approx d_s(x) \approx \bar{d}_s(x) \approx S(x)$$



## Quarks de valencia y de mar

- Con estas relaciones:

$$u_s(x) = \bar{u}_s(x) \approx d_s(x) \approx \bar{d}_s(x) \approx S(x)$$

$$F_2^{ep}(x) = x \left( \frac{4}{9} u_v(x) + \frac{1}{9} d_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right) \quad F_2^{en}(x) = x \left( \frac{4}{9} d_v(x) + \frac{1}{9} u_v(x) + \frac{10}{9} S(x) \right)$$

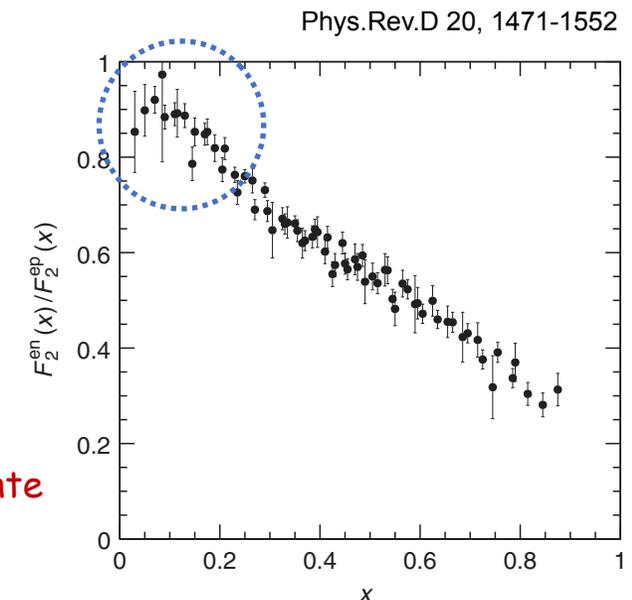
- Y su cociente:

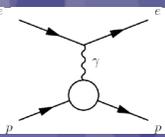
$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} = \frac{4d_v(x) + u_v(x) + 10S(x)}{4u_v(x) + d_v(x) + 10S(x)}$$

- Aunque las PDFs deben ser determinadas experimentalmente, se pueden hacer algunas predicciones cualitativas.

- El mar de quarks se espera que se produzca principalmente a bajo  $x$  -> el mar de quarks dará una contribución dominante a las PDFs del protón a bajo  $x$ :

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \Rightarrow \rightarrow 1 \quad x \rightarrow 0 \quad \text{Observado experimentalmente (DIS e-p y e-d) en SLAC}$$





## Quarks de valencia y de mar

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} = \frac{4d_v(x) + u_v(x) + 10S(x)}{4u_v(x) + d_v(x) + 10S(x)}$$

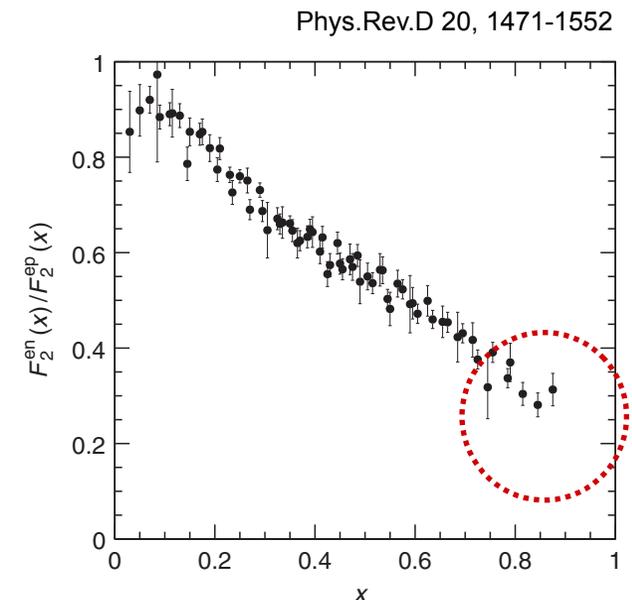
- Debido a la dependencia  $1/q^2$  del propagador del gluón, que suprime la producción del mar de quarks a alto  $x \rightarrow$

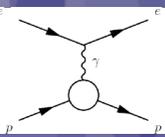
$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow \frac{4d_v(x) + u_v(x)}{4u_v(x) + d_v(x)} \quad x \rightarrow 1$$

- Si asumimos  $u_v(x) = 2d_v(x) \rightarrow \frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow 2/3$  cuando  $x \rightarrow 1$
- Esto está en desacuerdo con los datos experimentales:

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \rightarrow \frac{1}{4}$$

Esto implica que  $d_v(x)/u_v(x) \rightarrow 0$  cuando  $x \rightarrow 1$   
Este comportamiento no se entiende completamente



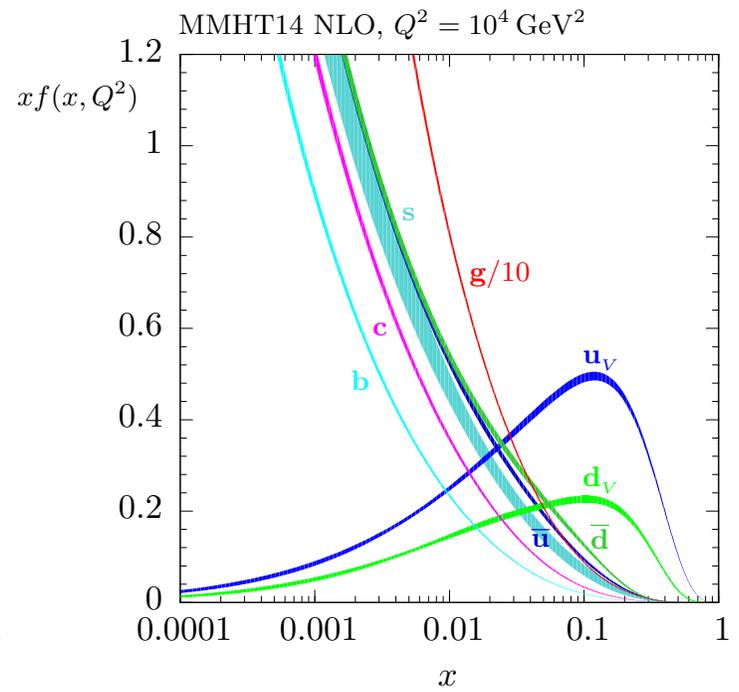
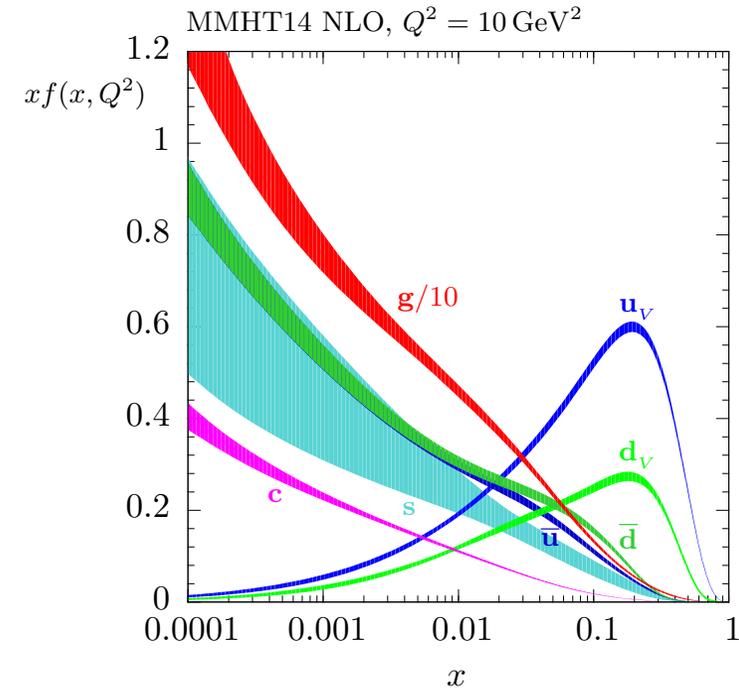


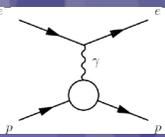
## Medición de las PDFs

- Las PDFs se extraen de ajustes globales un gran número de datos provenientes de diferentes experimentos que miden distintos observables.

Data set	LO	NLO	NNLO
BCDMS $\mu p F_2$ [125]	162 / 153	176 / 163	173 / 163
BCDMS $\mu d F_2$ [19]	140 / 142	143 / 151	143 / 151
NMC $\mu p F_2$ [20]	141 / 115	132 / 123	123 / 123
NMC $\mu d F_2$ [20]	134 / 115	115 / 123	108 / 123
NMC $\mu n / \mu p$ [21]	122 / 137	131 / 148	127 / 148
E665 $\mu p F_2$ [22]	59 / 53	60 / 53	65 / 53
E665 $\mu d F_2$ [22]	52 / 53	52 / 53	60 / 53
SLAC $ep F_2$ [23, 24]	21 / 18	31 / 37	31 / 37
SLAC $ed F_2$ [23, 24]	13 / 18	30 / 38	26 / 38
NMC/BCDMS/SLAC/HERA $F_L$ [20, 125, 24, 63, 64, 65]	113 / 53	68 / 57	63 / 57
E866/NuSea $pp$ DY [88]	229 / 184	221 / 184	227 / 184
E866/NuSea $pd/pp$ DY [89]	29 / 15	11 / 15	11 / 15
NuTeV $\nu N F_2$ [29]	35 / 49	39 / 53	38 / 53
CHORUS $\nu N F_2$ [30]	25 / 37	26 / 42	28 / 42
NuTeV $\nu N xF_3$ [29]	49 / 42	37 / 42	31 / 42
CHORUS $\nu N xF_3$ [30]	35 / 28	22 / 28	19 / 28
CCFR $\nu N \rightarrow \mu\mu X$ [31]	65 / 86	71 / 86	76 / 86
NuTeV $\nu N \rightarrow \mu\mu X$ [31]	53 / 40	38 / 40	43 / 40
HERA $e^+p$ NC 820 GeV [61]	125 / 78	93 / 78	89 / 78
HERA $e^+p$ NC 920 GeV [61]	479 / 330	402 / 330	373 / 330
HERA $e^-p$ NC 920 GeV [61]	158 / 145	129 / 145	125 / 145
HERA $e^+p$ CC [61]	41 / 34	34 / 34	32 / 34
HERA $e^-p$ CC [61]	29 / 34	23 / 34	21 / 34
HERA $ep F_2^{\text{charm}}$ [62]	105 / 52	72 / 52	82 / 52
H1 99-00 $e^+p$ incl. jets [126]	77 / 24	14 / 24	—
ZEUS incl. jets [127, 128]	140 / 60	45 / 60	—
DØ II $p\bar{p}$ incl. jets [119]	125 / 110	116 / 110	119 / 110
CDF II $p\bar{p}$ incl. jets [118]	78 / 76	63 / 76	59 / 76
CDF II $W$ asym. [66]	55 / 13	32 / 13	30 / 13
DØ II $W \rightarrow \nu e$ asym. [67]	47 / 12	28 / 12	27 / 12
DØ II $W \rightarrow \nu \mu$ asym. [68]	16 / 10	19 / 10	21 / 10
DØ II $Z$ rap. [90]	34 / 28	16 / 28	16 / 28
CDF II $Z$ rap. [70]	95 / 28	36 / 28	40 / 28
ATLAS $W^+, W^-, Z$ [10]	94 / 30	38 / 30	39 / 30
CMS $W$ asymm $p_T > 35$ GeV [9]	10 / 11	7 / 11	9 / 11
CMS asymm $p_T > 25$ GeV, 30 GeV [77]	7 / 24	8 / 24	10 / 24
LHCb $Z \rightarrow e^+e^-$ [79]	76 / 9	13 / 9	20 / 9
LHCb $W$ asymm $p_T > 20$ GeV [78]	27 / 10	12 / 10	16 / 10
CMS $Z \rightarrow e^+e^-$ [84]	46 / 35	19 / 35	22 / 35
ATLAS high-mass Drell-Yan [83]	42 / 13	21 / 13	17 / 13
CMS double diff. Drell-Yan [86]	—	372 / 132	149 / 132
Tevatron, ATLAS, CMS $\sigma_{ii}$ [91]–[97]	53 / 13	7 / 13	8 / 13
ATLAS jets (2.76 TeV+7 TeV) [108, 107]	162 / 116	106 / 116	—
CMS jets (7 TeV) [106]	150 / 133	138 / 133	—
All data sets	<b>3706 / 2763</b>	<b>3267 / 2996</b>	<b>2717 / 2663</b>

PDFs MMHT14 a NLO con sus bandas del 68% de C.L.



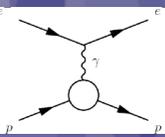


## Dispersión Electrón-protón en el colisionados HERA

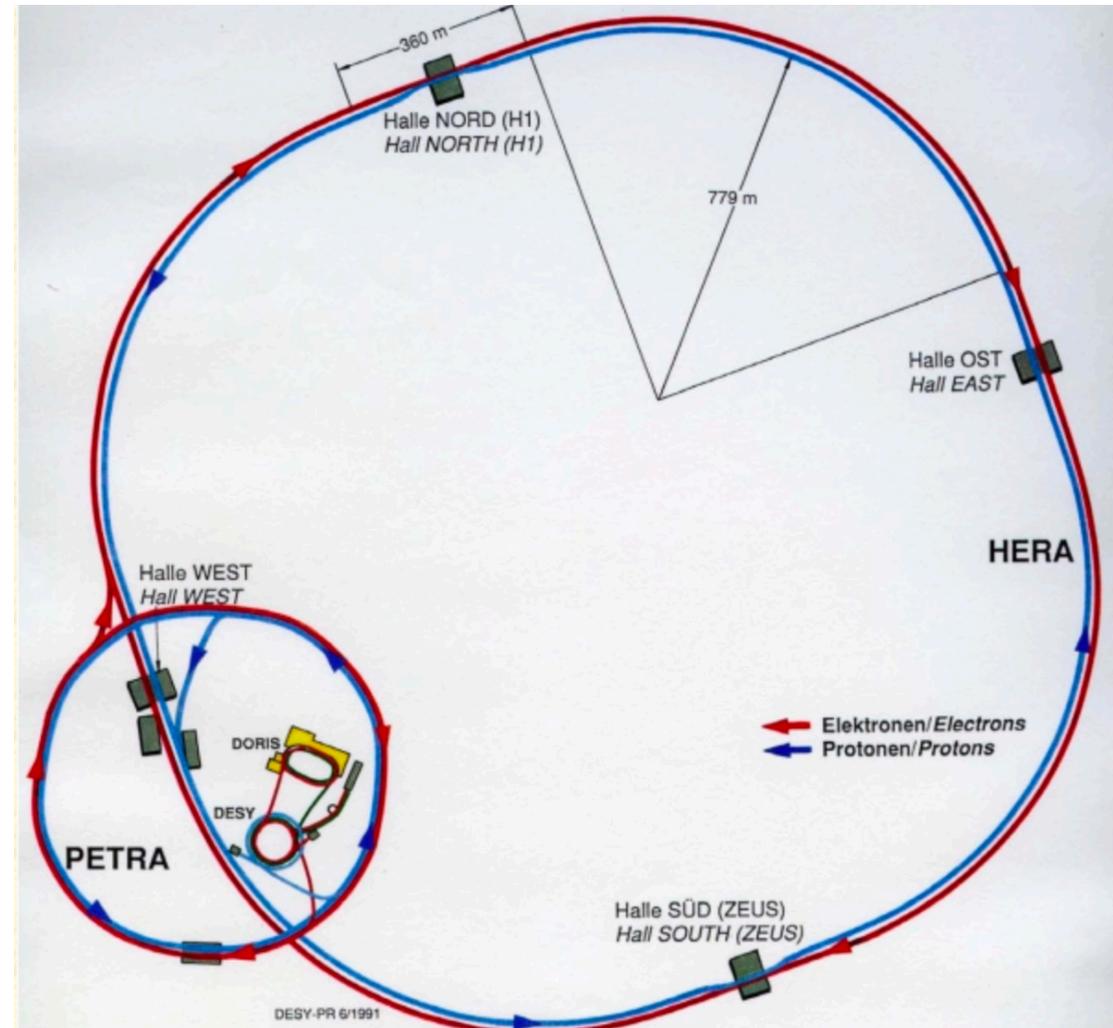
- El estudio de DIS a muy alto  $Q^2$  y muy bajo  $x$  fue el objetivo principal del colisionados HERA que operó de 1991 a 2007 en DESY, Hamburgo, Alemania.
- Anillo de tres kilómetros de circunferencia donde se hacían colisionar electrones de 27.5 GeV con protones de 820 GeV o 920 GeV
- Se colocaron dos experimentos grandes en extremos opuestos del anillo: H1 y ZEUS.
- Cada experimento recogido más de 1 millón de colisiones inelásticas profundas  $e^\pm p$  a  $Q^2 > 200 \text{ GeV}^2$ .
- Esta gran cantidad de datos permitió estudiar la estructura del protón con gran precisión, tanto en valores de  $Q^2$  como a  $x$  por debajo de  $10^{-4}$

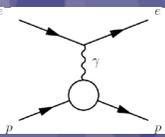


# Modelo de quarks-partones



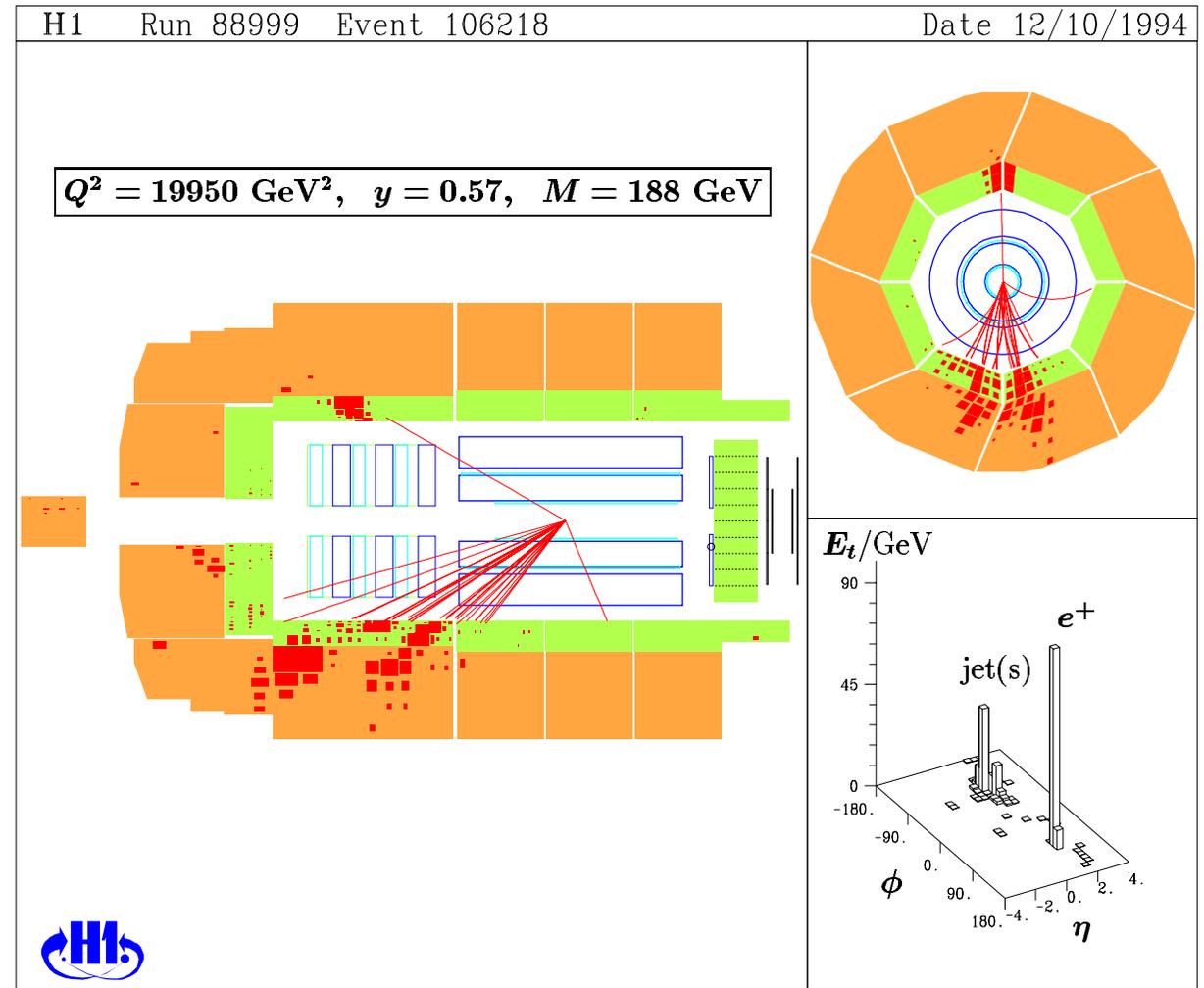
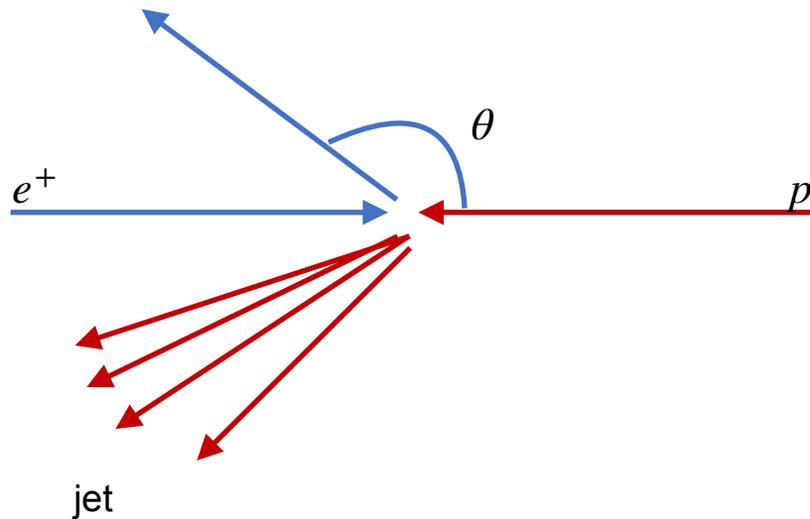
## Dispersión Electrón-protón en el colisionados HERA

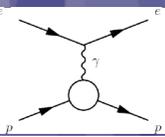




## Dispersión Electrón-protón en el colisionados HERA

- Evento correspondiente a una colisión e-p en el detector H1





## Dispersión Electrón-protón en el colisionados HERA

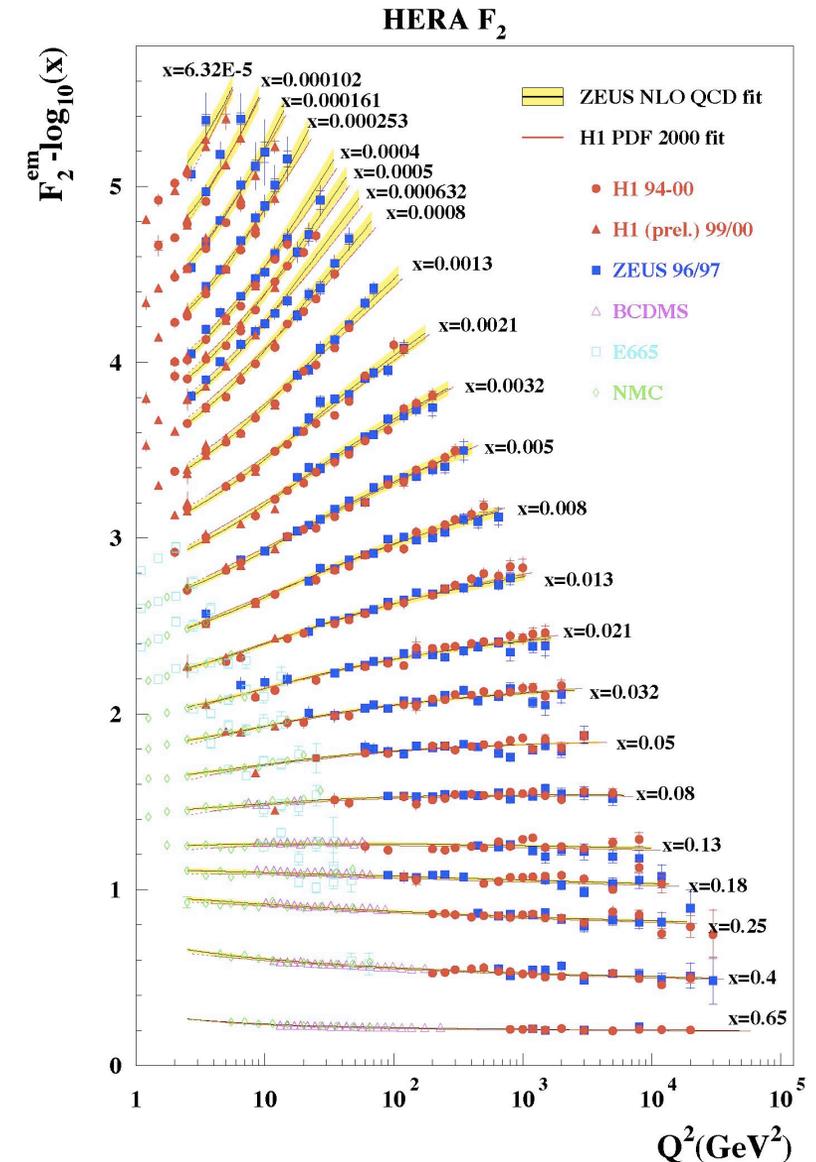
### Resultados para la función de estructura del protón

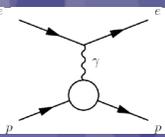
- ▶ No hay evidencia de un decrecimiento rápido de la sección eficaz a  $Q^2$  muy alto

$$R_{quark} < 10^{-18} m$$

- ▶ Para  $x > 0.05$ , hay una dependencia de  $F_2$  con  $Q^2$  es débil: es consistente con lo esperado del modelo de quark-partón
- ▶ Se observan violaciones de escala claras, particularmente a bajos  $x$

$$F_2(x, Q^2) \neq F_2(x)$$





## Violación de escala

- A pesar que el Bjorken scaling se observa para un amplio rango de valores de  $x$   $\rightarrow$  existen pequeñas desviaciones a muy bajos y muy altos valores de  $x$ .
- Por ejemplo, la función de estructura para valores altos (bajos) de  $x$  se observan que decrecen (crecen) con el aumento de  $Q^2$ .
- Este comportamiento se conoce como **violación de escala**.
- A  $Q^2$  alto se observa mayor cantidad de quarks con valores de  $x$ .
  - Explicación: a  $Q^2$  alto (longitud de onda corta del fotón)  $\rightarrow$  resolución más fina de la estructura  $\rightarrow$  el quark comparte momento con los gluones
- La dependencia con  $Q^2$  ase puede calcular en la teoría de la interacción fuerte: QCD.
- La dependencia con  $x$  de la función de estructura no se puede predecir.

