

## Interações de neutrinos

Interação fraca mediada pela troca de um bóson  $W$  (corrente carregada), tal como a e.m. o era pela troca dum  $\gamma$ .

Tem-se, por analogia:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G^2}{(2\pi)^2} \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{(\nu)} W_{(\mu\nu)}$$

- A corrente leptónica tem uma estrutura mais complicada:

$$\bar{u} \gamma_\mu u$$

corrente vectorial (V)

$$\bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u$$

corrente vector-vector axial (V-A)  
(V+A)

em que  $\bar{u} \gamma_5 u$  é um pseudoscalar; não conserva a paridade.

- A corrente partónica, de modo a poder absorver  $W$  já não pode ter apenas os termos simétricos em  $\underline{k}$  e  $\underline{k}'$  que possuía nas interações e.m.. Torva-se da mesma forma que a do neutrino. Então a corrente do antipartão também terá de ser idêntica à do  $\bar{\nu}$ .

Consequência: Aparece mais um termo na secção eficaz, que viola a paridade:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{G^2}{2\pi^2} E'^2 \left( \frac{m_W^2}{m_W^2 + Q^2} \right)^2 \left[ 2W_1 \frac{\sin^2 \theta}{2} + W_2 \frac{\cos^2 \theta}{2} \mp \frac{(E+E')}{M} W_3 \frac{\sin^2 \theta}{2} \right]$$

De igual modo se tem, para  $\left\{ \begin{array}{l} \nu, Q^2 \rightarrow \infty \\ x = Q^2/2M\nu = c^{\frac{1}{2}} \end{array} \right. :$

$$M W_1 \longrightarrow F_1(x)$$

$$\nu W_2 \longrightarrow F_2(x), \text{ i.e., invariância de escala}$$

$$\nu W_3 \longrightarrow F_3(x)$$

$$\text{e } 2x F_1(x) = F_2(x) \quad (\text{Relação de Callan-Gross})$$

Mas, como o processo não é e.m., não aparecem agora os factores  $e_i^2$  relativos à carga dos partões, quando se somam os  $\hat{\sigma}$  para obter  $\sigma(\nu(\bar{\nu}) - N)$ :

$$F_2(x) = \sum_i x f_i(x) .$$

Fazendo  $\left\{ \begin{array}{l} Q(x) = u(x) + d(x) + \dots \\ \bar{Q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \dots \end{array} \right.$  podemos escrever:

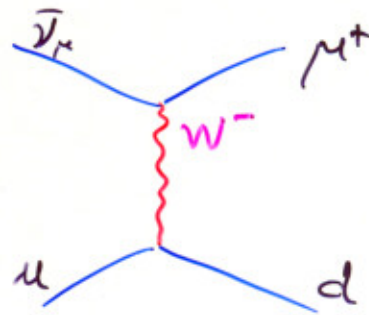
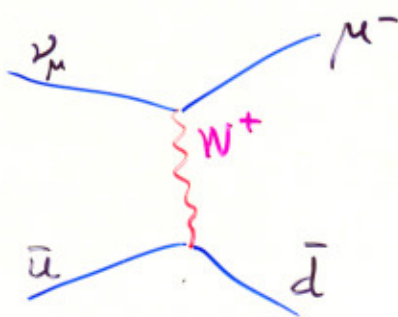
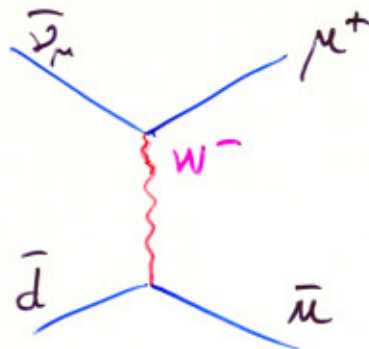
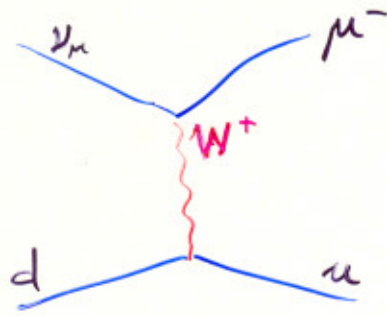
$$\frac{1}{x} F_2(x) = Q(x) + \bar{Q}(x)$$

A nova função de estrutura,  $F_3(x)$ , é:

$$F_3(x) = Q(x) - \bar{Q}(x)$$

Ela não existia no caso e.m. pois aí não há diferença de comportamento na absorção do  $\gamma^*$  entre partões e antipartões. No caso das interações fracas, devido à violação de paridade, há um acoplamento preferencial neutrino - quark (ou  $\bar{\nu} - \bar{q}$ ) em relação a antineutrino - quark ( $\nu - q$ ).

Ora, os processos básicos possíveis são, com uma partícula carregada no estado final ( $\mu^\pm$ )  $\Rightarrow$  troca de bóson carregado ( $W^\pm$ ):



É a teoria, ao propor uma corrente **partônica** em  $\bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u$  (e não da forma mais geral  $\alpha(V-A) + \beta(V+A)$ ), sugere que a **violação da paridade** é a máxima possível, pois tal implica que os processos  $\nu - \bar{q}$  ( $\bar{\nu} - q$ ) são suprimidos face a  $\nu - q$  ( $\bar{\nu} - \bar{q}$ ).

Escrevendo a seção eficaz em termos de  $y$  vem:

$$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)^{\nu q, \bar{\nu} \bar{q}} = \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} g(y)$$

$$g(y) \sim \text{cte}$$

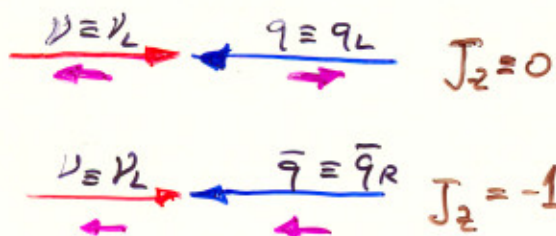
$$\left(\frac{d\sigma}{dy}\right)^{\bar{\nu} q, \nu \bar{q}} = \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} g'(y)$$

com

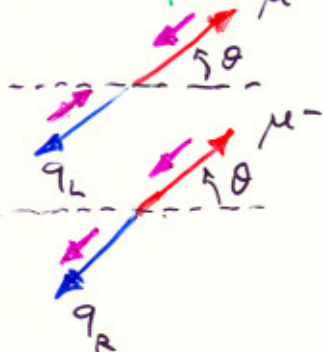
$$g'(y) \sim (1-y)^2 \propto (1 + \cos \theta)^2$$

Este resultado torna-se intuitivo, analisando as colisões do ponto de vista da **conservação da helicidade**:

Antes



Depois

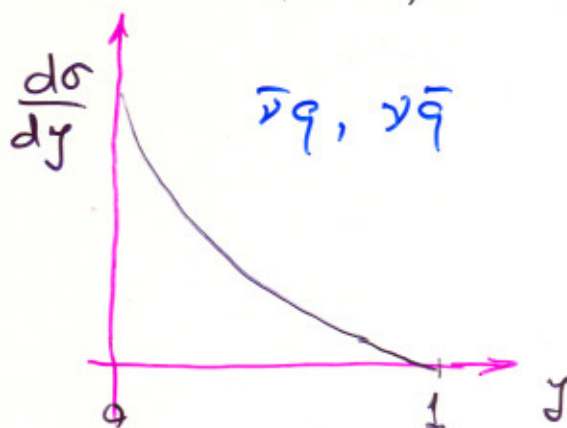
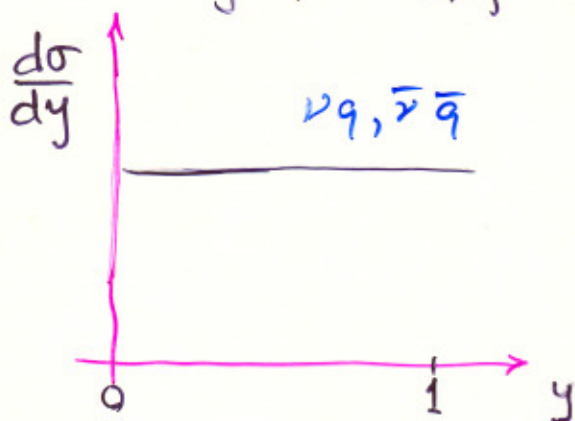


Distr.º angular

$J_z = 0 \Rightarrow \theta$  qualquer onda S

A onda é  $\mathbb{R} \sim \cos \theta$

Ou seja, a difusão "para trás" ( $\sim 180^\circ$ ) é suprimida



## Outras previsões do modelo dos partões

- Para um alvo isoscalar  $I$ , fazendo  $Q(x) = u(x) + d(x)$  e  $\bar{Q}(x) = \bar{u}(x) + \bar{d}(x)$ , a secção eficaz, em termos das variáveis adimensionais  $x$  e  $y$ , vale:

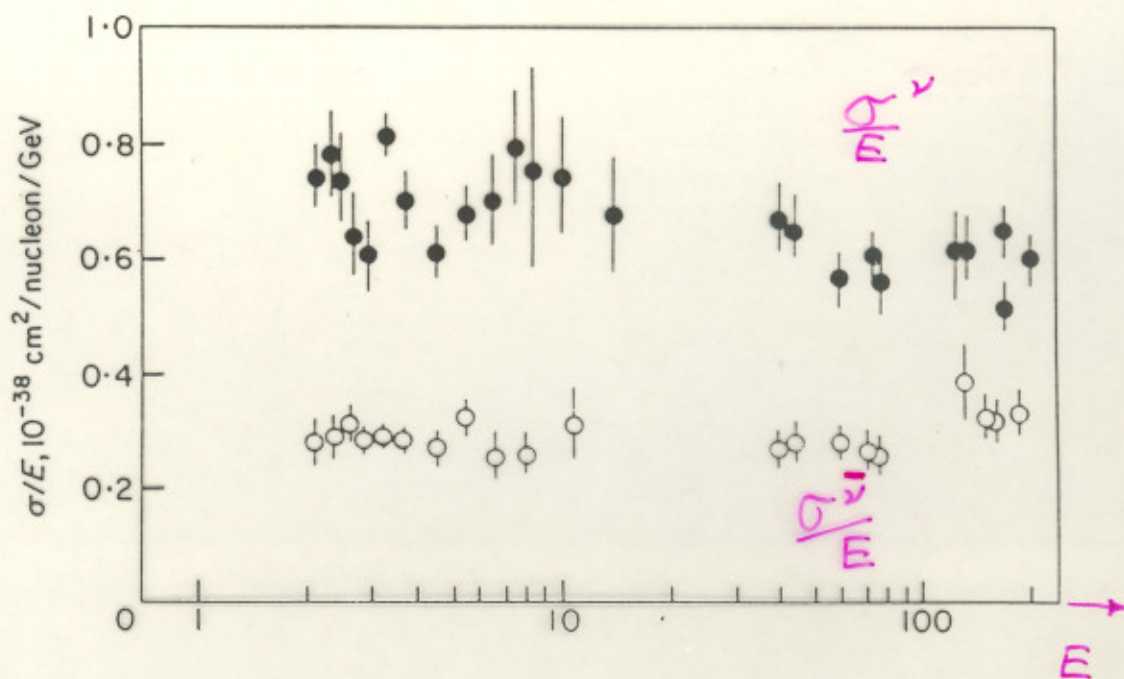
$$\frac{d^2 \sigma^{\nu I}}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} x y [Q(x) + (1-y)^2 \bar{Q}(x)]$$

$$\frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} I}}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} x y [\bar{Q}(x) + (1-y)^2 Q(x)]$$

Admitindo o modelo simplista em que só existem 3 partões de valência,  $\bar{Q}(x) = 0$ , donde:

$$\begin{cases} \frac{d\sigma^{\nu I}}{dy} = c & \Rightarrow \sigma^{\nu I} = c \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu} I}}{dy} = c(1-y)^2 & \Rightarrow \sigma^{\bar{\nu} I} = c \int_0^1 (1-y)^2 dy = \frac{1}{3} c \end{cases} \Rightarrow \frac{\sigma^{\bar{\nu} I}}{\sigma^{\nu I}} = \frac{1}{3}$$

Experimentalmente obtém-se:



Ou seja:

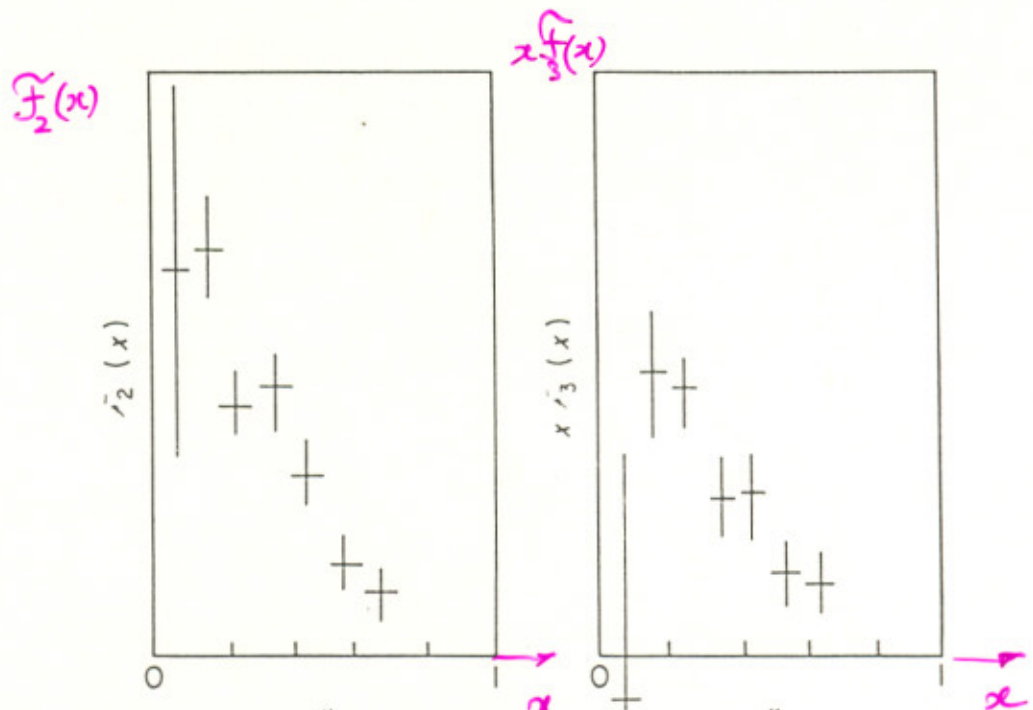
$$\frac{\sigma^{\bar{\nu} I}}{\sigma^{\nu I}} \approx 0,40$$

$$0,37 \longleftrightarrow 0,43$$

( todos  $Q^2, W^2$  ) (  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$  )  
 (  $W^2 > 4 \text{ GeV}^2$  )

- Confrontando com a experiência a hipótese de estrutura em  $V_{(+)}A$  da corrente partónica (antipartónica), através da relação

$$\frac{x \tilde{F}_3(x)}{\tilde{F}_2(x)} = \frac{Q(x) - \bar{Q}(x)}{Q(x) + \bar{Q}(x)}$$



vê-se que, para  $x \gtrsim 0,4$ ,  $\tilde{F}_2(x) \approx x \tilde{F}_3(x)$ , donde:

$$\frac{\bar{Q}(x)}{Q(x)} \begin{cases} \xrightarrow{x \gtrsim 0,4} 0 \\ \xrightarrow{x \rightarrow 0} 1 \end{cases}$$

Este resultado confirma o que se sabe da electroprodução,  $e p \rightarrow e' X$ :

- Quarks de valência  $q_v \equiv q(x) - \bar{q}(x)$  ( $= Q(x) - \bar{Q}(x)$ ) dominam para valores de  $x$  elevados.
- Quarks e antiquarks, em idênticas proporções, constituem o mar, a pequenos  $x$ .

- Os dados experimentais indicam ainda que

$$B = \frac{\langle x F_3 \rangle}{\langle F_2 \rangle} \approx 0,80$$

donde:

$$\int x [Q(x) - \bar{Q}(x)] dx \approx 0,8 \int x [Q(x) + \bar{Q}(x)] dx$$

$$\Rightarrow \int x Q(x) dx \approx \frac{1+0,8}{1-0,8} \int x \bar{Q}(x) dx$$

- Experimentalmente, sabe-se ainda que o integral

$$\int_0^1 F_2(x) dx \equiv \int x [Q(x) + \bar{Q}(x)] dx,$$

que representa a fracção do momento total transportada pelos partões com interacção fraca, vale  $\approx 0,52 \pm 0,03$ .

Este resultado também pode ser obtido pela combinação de dados em electro- e  $\nu$ -produção:

$$\int_0^1 \left[ g_v F_2^{eI}(x) - \frac{3}{2} F_2^{\nu I}(x) \right] dx \equiv \int_0^1 x (u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}) dx$$

$\Rightarrow$  Dos resultados anteriores conclui-se que metade do momento do nucleão é transportado por partículas sem interacções fraca nem e.m.  $\Rightarrow$  os glúões!

Ou seja:

- os quarks e os glúões transportam  $\sim 48\%$
- os antiquarks transportam  $\sim 5\%$

- Uma outra regra de soma, que representa o excesso de quarks sobre antiquarks é, segundo o modelo dos partões:

$$\int F_3(x) dx = \int [(u + d + s) - (\bar{u} + \bar{d} + \bar{s})] dx = 3$$

O resultado experimental é  $3,0 \pm 0,6$ .

## Correntes neutras

○ modelo dos quarks-partões supõe que a corrente partônica é agora uma **combinação linear** de **vector** e **vector-axial**, com proporções arbitrárias das componentes **esquerda (L)** e **direita (R)**. Ora, em princípio, a corrente **neutra** poderia ser escalar, ou mesmo tensorial.

Então:

$$\begin{aligned} J_{\mu}^{N.C.} &= \sum_i \left( C_V^i \bar{q}_i \gamma_{\mu} q_i + C_A^i \bar{q}_i \gamma_{\mu} \gamma_5 q_i \right) \\ &= \sum_i \bar{q}_i \left[ \frac{C_V^i + C_A^i}{2} \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) + \frac{C_V^i - C_A^i}{2} \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \right] q_i \\ &= \sum_i \bar{q}_i \left[ C_R^i \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) + C_L^i \gamma_{\mu} (1 - \gamma_5) \right] q_i \end{aligned}$$

Ora, já sabemos que, no caso das cor.<sup>tes</sup> carregadas:

$$\begin{cases} \frac{d^2 \sigma^{\nu \rightarrow \mu^-}}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} q(x) & (L \leftrightarrow L) \\ \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} \rightarrow \mu^+}}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} q(x) (1-y)^2 & (R \leftrightarrow L) \end{cases}$$

Considerando então o nucleão formado essencialmente por quarks  $u, d$  vem, usando a combinação destas expressões sugerida pela **corrente neutra**  $J_{\mu}^{N.C.}$ :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma^{\nu \rightarrow \nu}}{dx dy} &= \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} q(x) \sum_{i=u,d} \left[ (C_L^i)^2 + (C_R^i)^2 (1-y)^2 \right] \\ \frac{d^2 \sigma^{\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu}}}{dx dy} &= \frac{G^2}{2\pi} \hat{s} q(x) \sum_{i=u,d} \left[ (C_L^i)^2 (1-y)^2 + (C_R^i)^2 \right] \end{aligned}$$

Como as funções de  $x$  e  $y$  estão factorizadas, integrando, obtemos imediatamente as relações:



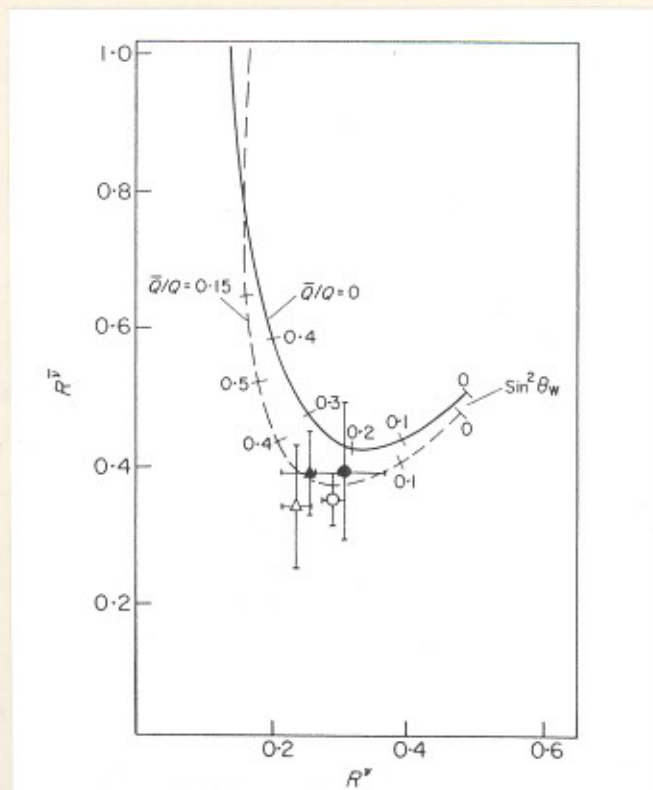
$$R^\nu \equiv \frac{\sigma^{\nu \rightarrow \nu}}{\sigma^{\nu \rightarrow \mu^-}} = \sum_i \left[ (C_L^i)^2 + \frac{1}{3} (C_R^i)^2 \right]$$

$$R^{\bar{\nu}} \equiv \frac{\sigma^{\bar{\nu} \rightarrow \bar{\nu}}}{\sigma^{\nu \rightarrow \mu^-}} = \sum_i \left[ \frac{1}{3} (C_L^i)^2 + (C_R^i)^2 \right]$$

Os coeficientes  $C_L^i, C_R^i$ , são calculados em modelos explícitos. O modelo de Weinberg-Salam, que unifica as interações e.m. e fracas, e que define como estados próprios as correntes carregadas  $W_1$  e  $W_2$  e neutras  $W_3$  e  $B$ , de que  $W^+, W^-$  e  $Z^0, \gamma$  são combinações lineares através do ângulo de mistura  $\theta_w$ :

$$\begin{cases} W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1 \mp i W_2) \\ Z^0 = W_3 \cos \theta_w - B \sin \theta_w \\ \gamma = W_3 \sin \theta_w + B \cos \theta_w \end{cases}$$

pode ser testado no plano  $(R^\nu, R^{\bar{\nu}})$  em função de valores do ângulo de mistura  $\theta_w$ .



# Universalidade das funções de distribuição

Serão as funções de distribuição de quarks  $u(x)$ ,  $d(x)$ , ... independentes das interações ?

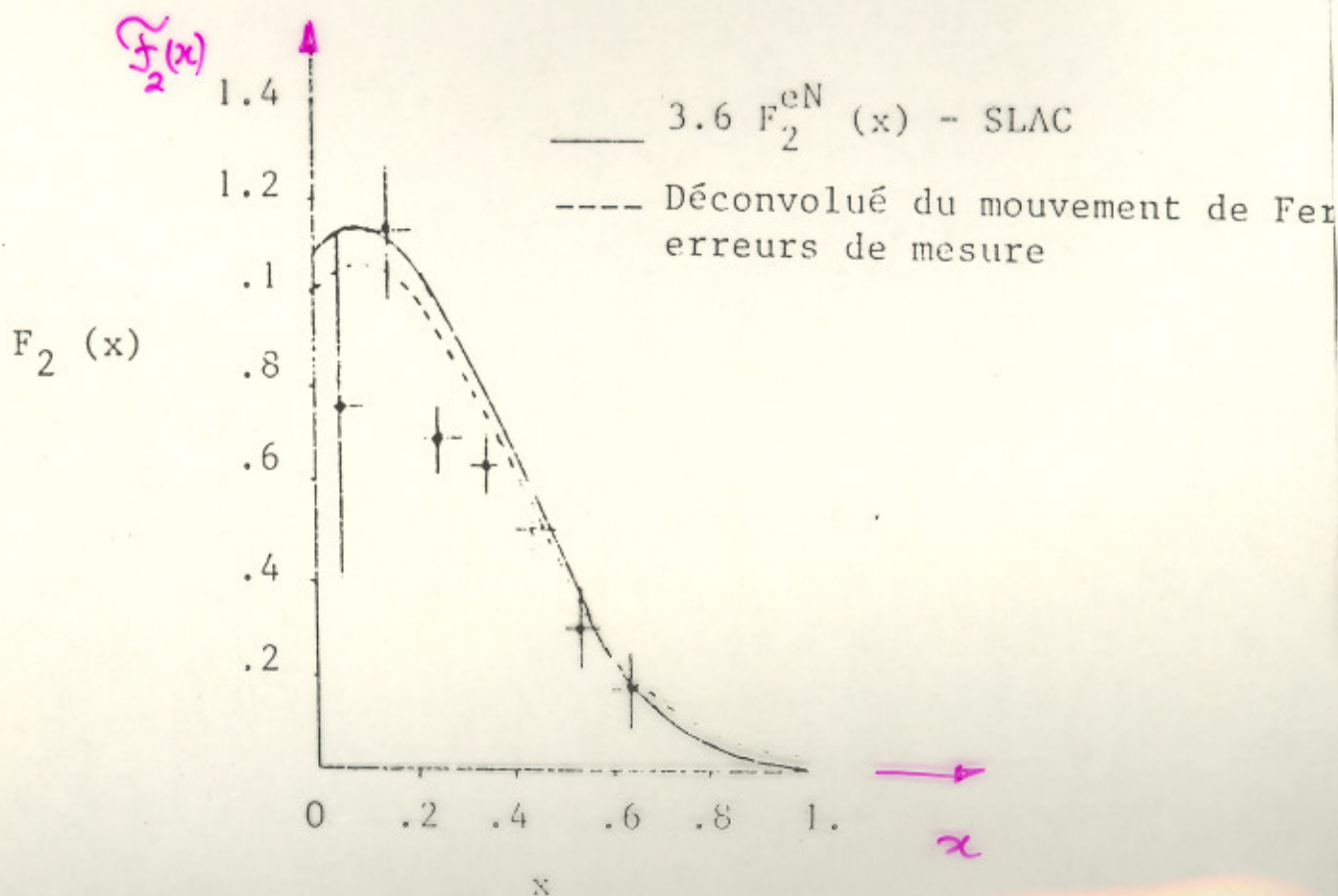
Em alvos isoscalares temos :

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{\text{ep}} &= \frac{4}{9} (u + \bar{u}) + \frac{1}{9} (d + \bar{d} + s + \bar{s}) \\ \frac{1}{x} F_2^{\text{en}} &= \frac{4}{9} (d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (u + \bar{u} + s + \bar{s}) \end{aligned} \right\} \frac{1}{x} F_2^{\text{eI}} = \frac{5}{18} (u + \bar{u} + d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s})$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{\nu p} &= 2(d + \bar{u}) \\ \frac{1}{x} F_2^{\nu n} &= 2(u + \bar{d}) \end{aligned} \right\} \frac{1}{x} F_2^{\nu I} = u + \bar{u} + d + \bar{d}$$

Donde :

$$\frac{F_2^{\nu I}}{F_2^{\text{eI}}} = \frac{u + \bar{u} + d + \bar{d}}{\frac{5}{18} (u + \bar{u} + d + \bar{d}) + \frac{1}{9} (s + \bar{s})} \leq \frac{18}{5} = 3,6$$



## Funções de distribuição dos quarks

Em função de  $x$  e  $y$  tínhamos:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{G^2}{2\pi} \Delta F_2(x) \left[ \frac{1+(1-y)^2}{2} + \frac{1-(1-y)^2}{2} \frac{x F_3(x)}{F_2(x)} \right]$$

• Então, para  $y=0$ :

$$\left. \frac{d\sigma^{\bar{\nu}(y)}}{dx} \right|_{y=0} = \frac{G^2}{2\pi} \Delta F_2^{\bar{\nu}(y)}(x) \Rightarrow \sigma_{y=0}^{\bar{\nu}(y)} = \frac{G^2}{2\pi} \Delta \int F_2^{\bar{\nu}(y)} dx,$$

pelo que, para alvos isoscolares (mesmo conteúdo em  $u, d$ )

$$\left. \frac{\sigma^{\bar{\nu}I}}{\sigma^{\nu I}} \right|_{y=0} = 1.$$

• Mas, para alvos de hidrogénio:

$$\frac{\sigma^{\bar{\nu}p}}{\sigma^{\nu p}} = \frac{\int_0^1 x(u+\bar{d}) dx}{\int_0^1 x(d+\bar{u}) dx},$$

pelo que, para  $x > 0,2$ , em que os antiquarks são desprezáveis

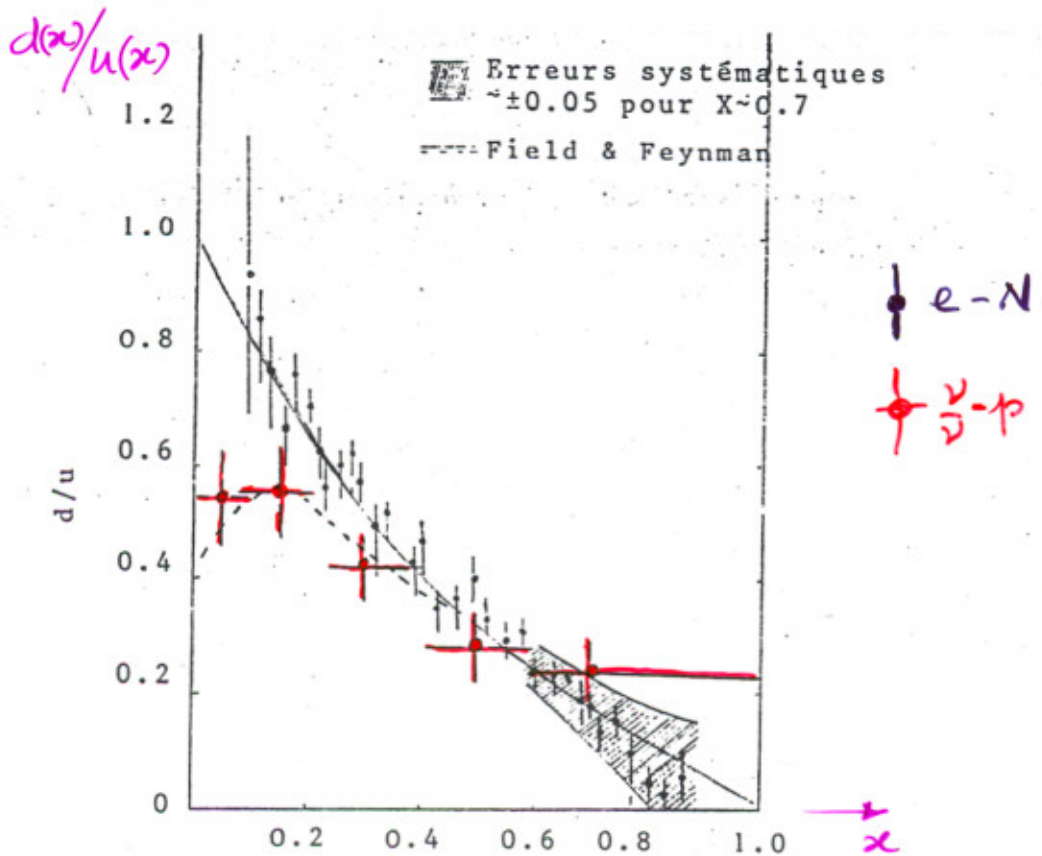
$$\frac{\left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{y=0}^{\bar{\nu}p}}{\left. \frac{d\sigma}{dx} \right|_{y=0}^{\nu p}} = \frac{u(x)}{d(x)}$$

• Em electrodução, invertendo as funções  $F_2^{ep}$ ,  $F_2^{en}$ , directamente mensuráveis, obtém-se:

$$u(x) = \frac{1}{x} \frac{9}{15} [4 F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x)]$$

$$d(x) = \frac{1}{x} \frac{9}{15} [4 F_2^{en}(x) - F_2^{ep}(x)]$$

Experimentalmente obtém-se:



em acordo com  $\frac{d(x)}{u(x)} = 1-x$ .

Uma vez extraídas das funções de estrutura, temos para as funções de distribuição de quarks:

