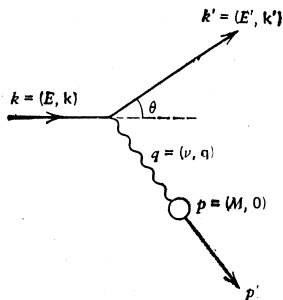


Štruktúra hadrónov

Rozptyl $e\mu \rightarrow e\mu$ dáva:



Pre kvadrát modulu amplitúdy M_{fi} platí:

$$\overline{|M_{fi}|^2} = \frac{8e^4}{q^4} 2M^2 EE' \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (1)$$

Pre účinný prierez dostávame:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{(2\alpha E')^2}{q^4} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \cdot \delta \left(\nu + \frac{q^2}{2M} \right) \quad (2)$$

kde $\alpha = e^2/4\pi$, $\nu = E - E'$.

Alebo keď nás zaujíma iba uhol rozptylu elektrónu :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \cdot \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (3)$$

Vo všeobecnosti pre rozptyl na nebodovom objekte je možné písať:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{point}} \cdot |F(\vec{q})|^2 \quad (4)$$

Kde $F(\vec{q})$ je formfaktor odražajúci nebodovosť rozptylového centra. Platí preň:

- Pri $|\vec{q}| \rightarrow 0 \Rightarrow F(0) = 1$ (vlnová dĺžka skenujúceho virtuálneho fotónu je oveľa väčšia ako rozmer rozptylového centra)
- $F(\vec{q}) = \int d^3 \vec{x} \rho(\vec{x}) \exp(i\vec{q} \cdot \vec{x})$ je Fourierovým obrazom rozdelenia náboja rozptylového centra.

Poznámka. Z Maxwellovej rovnice pre statický potenciál ($A_\mu(x) = (\phi(\vec{x}), 0)$):

$\nabla^2 \phi(\vec{x}) = -Ze\rho(\vec{x})$ vyplýva $\int d^3\vec{x} e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \nabla^2 \phi(\vec{x}) = -Ze \int d^3\vec{x} e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \rho(\vec{x})$ a odtiaľ máme:

$$\int d^3\vec{x} e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \phi(\vec{x}) = \frac{Ze}{|\vec{q}|^2} \int d^3\vec{x} e^{i\vec{q}\cdot\vec{x}} \rho(\vec{x}) = \frac{Ze}{|\vec{q}|^2} F(\vec{q}).$$

Avšak amplitúda pre rozptyl elektrónu na bodovom náboji (viď. 8 Kap.) má štruktúru:

$-iM = ie\bar{u}_f \gamma^0 u_i \cdot Ze/|\vec{q}|^2$, teda Fourierov obraz potenciálu generovaného nebodovým

rozptylovým centrom ($F(\vec{q})Ze/|\vec{q}|^2$) sa líši od prípadu bodového centra faktorom $F(\vec{q})$.

Predpokladajme sférickú symetriu nábojovej hustoty $\rho = \rho(r)$, ($r = |\vec{x}|$) a rozviníme formfaktor do Taylorovho radu, dostaneme:

$$F(\vec{q}) = \int d^3\vec{x} \rho(\vec{x}) \left(1 + i\vec{q} \cdot \vec{x} - \frac{(\vec{q} \cdot \vec{x})^2}{6} + \dots \right) = 1 - \frac{|\vec{q}|^2}{6} \langle r^2 \rangle + \dots \quad (5)$$

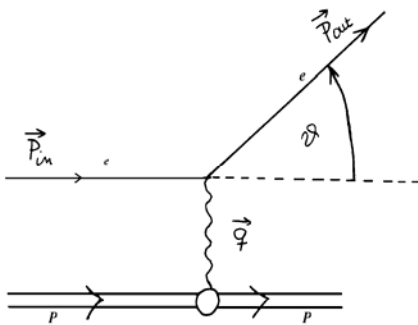
Ak predpokladáme, že $\rho(r) \sim \exp(-\lambda r)$, potom

$$F(\vec{q}) \sim \frac{1}{\left(1 + \frac{|\vec{q}|^2}{\lambda^2} \right)} \quad (6)$$

Teda rozptylové centrum je charakterizované priestorovou rozľahlosťou $1/\lambda$.

Elektrón protónový rozptyl

A) Amplitúda pružného ep-rozptylu



$$T_{fi} = i \int d^4x j_\mu \left(-\frac{1}{q^2} \right) J^\mu \quad (7)$$

kde $q = k' - k$, j^μ a J^μ sú elektrónový a protónový prúd spojený s prechodom týchto častíc s počiatočného do koncového stavu:

$$j^\mu = -e\bar{u}(k')\gamma^\mu u(k) \exp(i(k - k')x) \quad (8)$$

$$J^\mu = -e\bar{u}(p')\Gamma^\mu u(p) \exp(i(p - p')x) \quad (9)$$

Kde vertexovú funkciu Γ vystupujúcu v protónovom prúde si môžeme vyjadriť:

$$\Gamma^\mu = F_1(q^2)\gamma^\mu + F_2(q^2)\frac{\kappa}{2m}\sigma^{\mu\nu}q_\nu \quad (10)$$

kde F_1 a F_2 sú nezávislé formfaktory κ je anomálny magnetický moment protónu.

Prečo má Γ^μ štruktúru (10)?

- Ukázali sme si, že nebudovosť náboja vedie k formfaktoru (4), ktorý znamená, že faktor pri γ^μ sa zmení: $1 \rightarrow F(|\vec{q}|)$.
- Okrem toho pri eZe rozptyle, v 2. ráde poruchovej teórie, obsahuje $ee\gamma$ -vertex slučku, teda javí priestorovú štruktúru. Tejto skutočnosti zodpovedala zámena $\gamma^\mu \rightarrow \gamma^\mu + (\kappa/2m)\sigma^{\mu\nu}q_\nu$.
- Pri dlhovlnom fotóne ($q^2 \rightarrow 0$) vertexová funkcia Γ^μ musí mať štruktúru odpovedajúcu bodovej častici: $F_1(0) = 1$ a $F_2(0) = 0$.

Ak vo výraze pre amplitúdu rozptylu urobíme zámenu $\gamma^\mu \rightarrow \Gamma^\mu$ a opakujeme rovnaký postup ako pri $e\mu$ -rozptyle, tak namiesto vzťahu (1) dostaneme

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{LS} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{\kappa^2 q^2}{4M^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} (F_1 - \kappa F_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (11)$$

Namiesto F_1 a F_2 sa často používajú ich kombinácie

$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2 \quad \text{a} \quad G_M = F_1 + \kappa F_2 \quad (12)$$

zvané magnetický (G_M) a elektrický (G_E) formfaktor. Výhoda takéhoto vyjadrenia je v tom, že v takomprípade niet interferenčného člena $G_E G_M$:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{LS} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left\{ \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} - 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (13)$$

kde $\tau = -q^2/(4M^2)$.

Zmeranie účinného prierezu $ep \rightarrow ep$ rozptylu poskytuje informáciu o G_E a G_M – experiment pritom dáva:

$$G_E(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{0.71} \right)^{-2} \quad \text{a} \quad G_M = \mu G_E \quad (14)$$

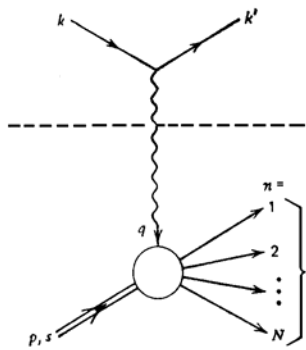
Z priebehu $G_E(q^2)$ pre rozmer protónu dostávame:

$$\langle r^2 \rangle = 6 \frac{dG_E(q^2)}{dq^2} \Big|_{q^2=0} = (0.81 \text{ fm})^2 \quad (15)$$

Analogický polomer ($\sim 0.8 \text{ fm}$) bol nájdený pre rozdelenie magnetického momentu.

Nepružný ep-rozptyl

Pri veľkých $Q^2 (= -q^2)$ je veľmi pravdepodobná fragmentácia protónu $\rightarrow$ môže sa vzbudiť v Δ -rezonanciu: $ep \rightarrow e\Delta^+ \rightarrow e p \pi^0$.



Obr. 1: Nepružný ep-rozptyl

Takéto eventy je možné charakterizovať invariantnou hmotnosťou $W^2 = M_\Delta^2$.

Invariantná hmotnosť sa určuje metódou „missing mass“:

$$W^2 = (p_1 + \dots + p_N)^2 = (k + p - k')^2 \quad (16)$$

Účinný prierez. V analógii s $e\mu$ -rozptylom pre diferenciálny účinný prierez môžeme písať:

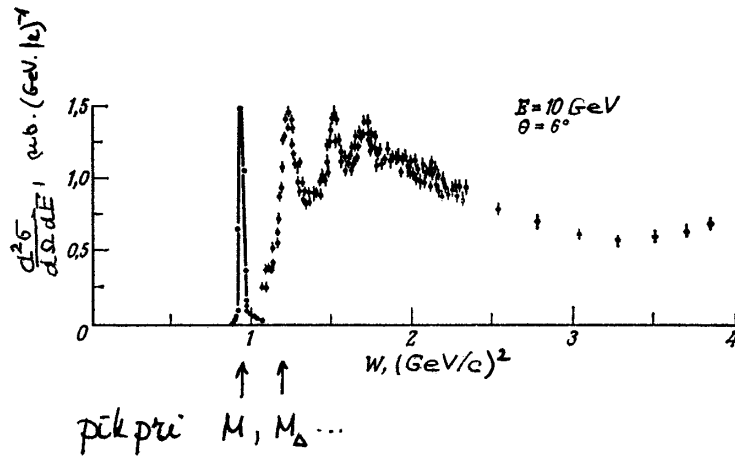
$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} |M|^2 = \frac{\alpha^2}{Q^4} \frac{E'}{E} L_{\mu\nu}^{(e)} W^{\mu\nu} \quad (17)$$

Kedže nepoznáme hadrónový tok, pre nájdenie $W^{\mu\nu}$ použijeme fenomenológiu – zákony zachovania a nezávislé hybnosti p a q . Ak je výmennou časticou fotón (nieť narušenia C,P) potom najobecnější forma $W^{\mu\nu}$ je:

$$W^{\mu\nu} = W_1 g^{\mu\nu} + W_2 \frac{p^\mu p^\nu}{M^2} + W_3 \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} + W_4 \frac{p^\mu q^\nu + q^\mu p^\nu}{M^2} \quad (18)$$

Comment [ST1]: V prípade ak výmennou časticou je W/Z-bozón (prípade interakcii neutrína) bude prítomný aj člen W_3 narušajúci C,P.

Kedže $L_{\mu\nu}$ je symetrický vklad z $W^{\mu\nu}$ dá len symetrická časť. Zákon zachovania prúdu ($\partial_\mu J^\mu = 0$) vedie k 2 podmienkam pre $W^{\mu\nu}$:



Obr. 2: Účinný prierez ep-rozptylu vs. invariantná hmotnosť fragmentov protónu.

$$q_\mu W^{\mu\nu} = 0 \quad \text{a} \quad q_\nu W^{\mu\nu} = 0 \quad (19)$$

Čo znamená, že len 2 zo 4 W_i parametrov sú nezávislé $W^{\mu\nu}$ možno parametrizovať:

$$W^{\mu\nu} = W_1 \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{M^2} \right) + \frac{W_2}{M^2} \left(p^\mu - \frac{pq}{q^2} q^\mu \right) \left(p^\nu - \frac{pq}{q^2} q^\nu \right) \quad (20)$$

Kde W_1 a W_2 sú funkcie skalárnych premenných vytvorených zo 4-vektorov v hadrónovom

vertexe. Existujú 2 nezávislé premenné: q^2 a $\nu = \frac{pq}{M}$. Cez tieto premenné si môžeme vyjadriť

invariantnú hmotnosť systému finálnych hadrónov:

$$W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2 \quad (21)$$

Poznámka. Ďalšie kinematické premenné, ktoré sa používajú sú:

$$x = -\frac{q^2}{2pq} \quad \text{a} \quad y = \frac{pq}{pk} \quad (22)$$

Účinný prierez pre inelastický ep-rozptyl dostaneme z $e\mu$ -rozptylu zámenou $L_{\mu\nu}^{(m)} \rightarrow W_{\mu\nu}$:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \left\{ W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (23)$$

Rozptyl virtuálneho fotónu na partóne.

V konečnom dôsledku úloha elektrónového zväzku je v tom, že slúži ako zdroj virtuálnych fotónov. Formula pre úplny účinný prierez procesu rozptylu reálneho fotónu na protóne $\gamma p \rightarrow X$ je analogická formule (17):

$$\sigma^\lambda(\gamma p \rightarrow X) = \frac{4\pi^2\alpha^2}{K} \varepsilon_\mu^{\lambda*} \varepsilon_\nu^\lambda W^{\mu\nu} \quad (24)$$

kde v prípade reálneho fotónu $K = \nu = q_0$ a je treba sumovať cez 2 priečne polarizácie fotónu (λ) v počiatočnom stave a prudový faktor je $4MK$ (kde $K=\nu$). V prípade virtuálneho fotónu ($q^2 \neq 0$) - jeho stav sa neohraničuje 2 priečnymi polarizáciami a prúd je ľubovoľný (prúd je dobre definovaný len pre prípad, keď uvažovaná častica je na hmotnostnej hyperploche, teda spĺňa príslušnú pohybovú rovnicu). Pritom K je možné vybrať tak, aby platilo

$$W^2 = (p+q)^2 = M^2 + 2MK \Rightarrow K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = \nu + \frac{q^2}{2M} \quad (25)$$

Ak vyberieme hybnosť fotónu $\vec{q}$ v smere osi z, potom pre vektory polarizácie virtuálneho fotónu dostávame:

$$\lambda = \pm 1: \quad \varepsilon_\pm = \mp(\theta, 1, \pm i, 0) \quad (26)$$

$$\lambda = 0: \quad \varepsilon_0 = \frac{1}{\sqrt{-q^2}}(\sqrt{\nu^2 - q^2}, 0, 0, \nu) \quad (27)$$

Pre úplné účinné prierezy pohltienia priečných (σ_T) a pozdĺžnych (σ_L) virtuálnych fotónov dostávame:

$$\sigma_T = \frac{1}{2}(\sigma_+^{tot} + \sigma_-^{tot}) = \sigma_0 W_1(\nu, q^2) \quad (28)$$

$$\sigma_L = \sigma_0^{tot} = \sigma_0 \left[\left(1 - \frac{\nu^2}{q^2}\right) W_2(\nu, q^2) - W_1(\nu, q^2) \right] \quad (29)$$

kde $\sigma_0 = \frac{4\pi^2}{K}$. Teda vidíme, že:

štruktúrne funkcie W_1 a W_2 jednoznačne súvisia s účinnými prierezmi pohltienia virtuálnych priečných a pozdĺžnych fotónov.

Zhrnutie eX-rozptylu

Diferenciálny účinný prierez eX-rozptylu ako funkcia energie (E') a uhla (θ) rozptyleného elektrónu:

$$\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^4} \{R\}_{eX} \quad (30)$$

kde

$$\begin{aligned} \{R\}_{e\mu \rightarrow e\mu} &= \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ \{R\}_{eP \rightarrow eP} &= \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \\ \{R\}_{eP \rightarrow eX} &= W_2(\nu, q^2) \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2} \end{aligned} \quad (31)$$

Bjorkenov scaling

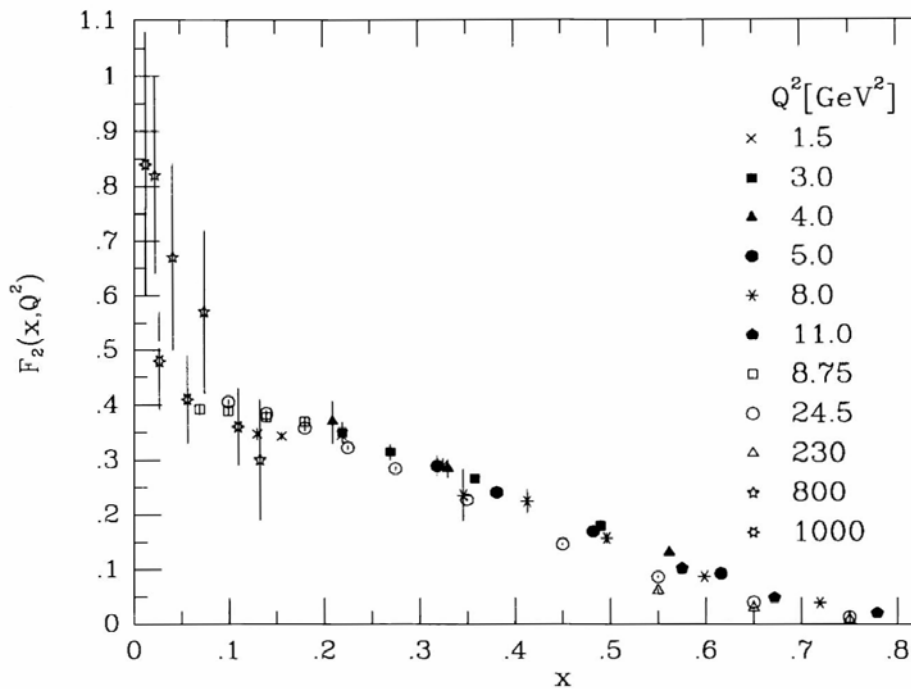
Pre rozptyl bodových častíc platí:

$$\begin{aligned} m W_1^{po \text{ int}} &= \frac{1}{2} \frac{Q^2}{2m\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = F_1(\omega) \\ \nu W_2^{po \text{ int}} &= \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) = F_2(\omega) \end{aligned} \quad (32)$$

kde $\omega = \frac{2m\nu}{Q^2}$ a $Q^2 = -q^2$.

Štruktúrne funkcie pre rozptyl elektrónu na bodovej častici závisia sú iba funkciami pomeru ω .

Bjorkenov scaling je demonštrovaný na obr.3, kde sú predstavené dáta rôznych kolaborácií (SLAC-MIT, BCDMS, H1 a ZEUS) pre štruktúrnú funkciu protónu F_2 . Z obr. 3 je vidieť, že tvar F_2 sa v dobrom priblížení prakticky nemení ani keď sa Q^2 mení v rámci 3 rádov.

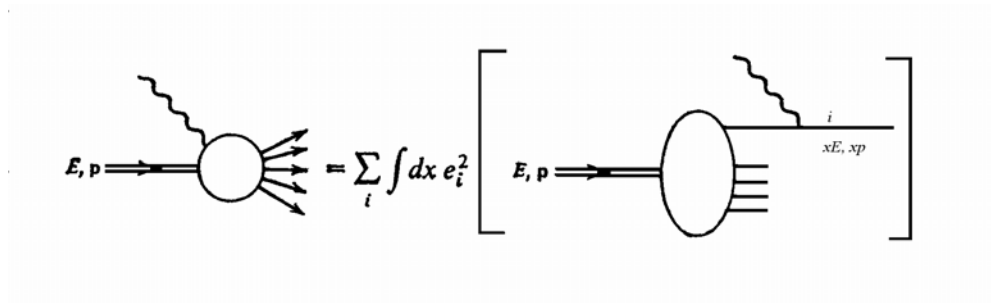


Obr. 3: Štruktúrna funkcia F_2 ako funkcia x pre rôzne Q^2 .

Bjorkenov scaling znamená, že **virtuálny fotón sa rozptyľuje na bodových konštituentoch protónu**. Inák by štruktúrna funkcia závisela od pomeru Q/Q_0 , kde $1/Q_0$ by predstavovalo charakteristický rozmer konštituentu.

Partónový model

Uvažujme ***ep***-rozptyl a predpokladajme, že protón pozostáva z bodových partónov (obr. 4):



Obr. 4: *Ep*-rozptyl vyjadrený cez interakciu virtuálneho fotónu s jednotlivými partónmi protónu

Interakcie elektrónu s protónom je vyjadrená prostredníctvom interakcie virtuálneho fotónu s jednotlivými partónmi protónu, ktoré majú náboj e_i a relatívnu hybnosť x . Rozdelenie partónov po hybnosti je dané štruktúrnymi funkciami:

$$f_i(x) = \frac{dP_i}{dx} =$$

Štruktúrna funkcia udáva pravdepodobnosť toho, že partón „ i “ (s ktorým interaguje fotón) má relatívnu hybnosť x .

Normovanie štruktúrnych funkcií:

$$\sum_i \int dx f_i(x) = 1 \quad (33)$$

Kinematika rozptylu na protóne vs na partóne			
	energia	hybnosť	Hmotnosť
protón	E	P_L	M
partón	xE	xP_L	xM

Keď uvažujeme interakciu elektrónu s jedným partónom s relatívnou hybnosťou x , potom v účinnom priereze pre rozptyl budú vystupovať štruktúrne funkcie partónu vykazujúce scaling (partón je bodová častica):

$$\begin{aligned} F_1^{part}(\omega) &= \frac{Q^2}{4M\nu x^2} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2xM\nu}\right) = \frac{1}{2\omega x} \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) \\ F_2^{part}(\omega) &= \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2xM\nu}\right) = x \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) \end{aligned} \quad (34)$$

Kde $\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}$ nám charakterizuje virtuálny fotón.

Keďže štruktúrne funkcie protónu sú úmerné účinnému prierezu pohltienia virtuálneho fotónu, dostaneme ich tak, že presumujeme príspevky všetkých partónov:

$$\begin{aligned} F_2(\omega) &= \sum_i \int dx e_i^2 f_i(x) x \delta\left(x - \frac{1}{\omega}\right) \\ F_1(\omega) &= \frac{\omega}{2} F_2(\omega) \end{aligned} \quad (35)$$

Prítomnosť $\delta(x - 1/\omega)$ vedie k tomu, že platí $x = 1/\omega$ a pre nepružné formfaktory protónu dostávame:

$$\begin{aligned} \nu W_2(\nu, Q^2) &\rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \\ MW_1(\nu, Q^2) &\rightarrow F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \end{aligned} \quad (36)$$

Je treba si uvedomiť, že relatívna hybnosť x charakterizuje partón, zatiaľčo $1/\omega$ charakterizuje virtuálny fotón. Rovnosť $x = 1/\omega$ znamená, že virtuálny fotón bude pohltený partónom len pri „správnej“ hodnote $1/\omega$ ($= x$).

Je dôležité si uvedomiť, že z fyzikálneho hľadiska doteraz obraz interakcie bol nasledovný: partón pohltí (virtuálny) fotón a v dôsledku toho zmení svoj pohybový stav. Pritom akt pohltienia fotónu bol aktom elektromagnetickej interakcie. Silná interakcia sa v procese objavila až v „druhej“ fáze ako dôsledok toho, že zasiahnutý partón mal farebný náboj.

Poznámka. Platnosť Callanovej – Grossovej relácie, $F_2(x) = 2xF_1(x)$, je dôsledkom toho, že spin kvarkov je $\frac{1}{2}$. Predpokladajúc spin partónu $\frac{1}{2}$ sme odvodili vzťah (29) pre pohltienie fotónu partónom. V Bjökenovej limite ($\nu, Q^2 \rightarrow \infty$) pre účinný prierez takéhoto pohltienia platí:

$$\sigma_L = \sigma_0 \left(\left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2} \right) \frac{F_2(x)}{\nu} - \frac{F_1(x)}{M} \right) \approx \frac{\sigma_0}{M} \left(\frac{F_2(x)}{2x} - F_1(x) \right) = 0 \quad (37)$$

kde $x = Q^2/(2M\nu)$. Teda partón so spinom $\frac{1}{2}$ nemôže pohltiť pozdĺžny fotón (len priečny). V prípade sklárneho kvarku by to bolo opačne.

Kvarky v protóne a neutróne

Štruktúrna funkcia protónu vyjadrená cez rozdeľovacie funkcie partónov (predpokladáme, že v štruktúre protónu sa nachádzajú u, d, s - kvarky a im zodpovedajúce antikvarky):

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x) = \left(\frac{2}{3} \right)^2 [u^p(x) + \bar{u}^p(x)] + \left(\frac{1}{3} \right)^2 [d^p(x) + \bar{d}^p(x)] + \left(\frac{1}{3} \right)^2 [s^p(x) + \bar{s}^p(x)] \quad (38)$$

kde $u^p(x)$ a $\bar{u}^p(x)$ sú pravdepodobnostné rozdelenia kvarkov a antikvarkov v protóne.

Štruktúrna funkcia neutrónu vyjadrená cez rozdeľovacie funkcie partónov:

$$\frac{1}{x} F_2^{en}(x) = \left(\frac{2}{3} \right)^2 [u^n(x) + \bar{u}^n(x)] + \left(\frac{1}{3} \right)^2 [d^n(x) + \bar{d}^n(x)] + \left(\frac{1}{3} \right)^2 [s^n(x) + \bar{s}^n(x)] \quad (39)$$

kde $u^n(x)$ a $\bar{u}^n(x)$ sú pravdepodobnostné rozdelenia kvarkov a antikvarkov v neutróne.

Protón a neutrón sú členmi toho istého izospinového doubletu preto ich kvarkové rozdelenia sú vzájomne späté:

$$\begin{aligned} u^p(x) &= d^n(x) \equiv u(x) \\ d^p(x) &= u^n(x) \equiv d(x) \\ s^p(x) &= s^n(x) \equiv s(x) \end{aligned} \quad (40)$$

Dalšie ohraničenia na kvarkové štruktúrne funkcie vyplývajú z faktu, že kvantové čísla protónu musia byť zhodné s kvantovými číslami kvarkovej kombinácie uud . Predstava

o protóne je nasledovná: protón pozostáva z 3 valentných kvarkov okružených veľkým množstvom kvark-antikvarkových párov $u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s, s_s \bar{s}_s$, etc. (tzv. kvarkové more). Pritom predpokladáme, že kvarky u, d a s sú prítomné v mori kvarkov s rovnakými váhami aj rozdeleniami, zatiaľčo váhy ťažkých kvarkov sú rovné nule. To vedie k nasledovnému:

$$\begin{aligned} u_s(x) &= \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = S(x) \\ u(x) &= u_v(x) + u_s(x) \\ d(x) &= d_v(x) + d_s(x) \end{aligned} \quad (41)$$

Vzhľadom na to, že protón má náboj 1, baryónové číslo 1 a podivnosť 0 dostávame:

$$\begin{aligned} \int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx &= 2 \\ \int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx &= 1 \\ \int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx &= 0 \end{aligned} \quad (42)$$

Kombinujúc predchádzajúce dostávame:

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} F_2^{ep} &= \frac{1}{9} [4u_v + d_v] + \frac{4}{3} S \\ \frac{1}{x} F_2^{en} &= \frac{1}{9} [u_v + 4d_v] + \frac{4}{3} S \end{aligned} \quad (43)$$

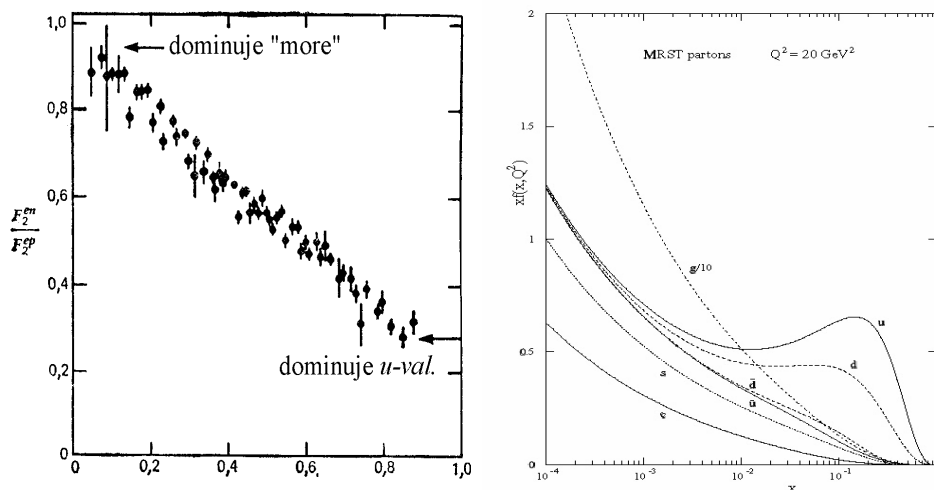
Predpokladajme, že skenujeme protón vysokofrekvenčným fotónom ($\nu \rightarrow \infty$). V prípade nízkoenergetických komponentov ($x \approx 0$) nukleónu budú prevládať nízkoenergetické $q\bar{q}$ - páry z „mora“ $S(x)$. Preto je možné očakávať:

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 0} 1 \quad (44)$$

V prípade vysoko energetických komponentov budú dominovať valenčné kvarky, teda:

$$\frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{u_v + 4d_v}{4u_v + d_v} \quad (45)$$

Keďže pri veľkých x sú experimentálne dôvody predpokladať, že $u_v \gg d_v$, uvedený pomer ide k $1/4$. Ako je vidieť z Obr.5a obe tendencie (44,45) sa experimentálne pozorujú.



Obr. 5: (a) Pomer F_2^{en}/F_2^{ep} meraný v hlboko nepružnom *en*- a *ep*- rozptyle ako funkcia x (data SLAC), (b) kvarky a gluóny v protóne.

Na obr.5b je ukázaný experimentálny status protónovej štruktúry získaný z dát hlboko-nepružného rozptylu v experimentoch s pevným terčom pri $Q^2 = 20 \text{ GeV}^2$. Výsledky experimentu možno zhrnúť nasledovne:

- Prítomnosť morských s -kvarkov je potlačená oproti morským u - a d -kvarkom, čo je vidieť z porovnania rozdelení s na jednej strane a $\bar{u}$ a $\bar{d}$ na strane druhej. To znamená, že „flavorová“ $SU(3)$ -symetria je narušená.
- V oblasti $x > 0.01$ sa pozoruje asymetria medzi $\bar{u}$ a $\bar{d}$ -kvarkami.
- Morské c -kvarky sú síce potlačené ale prítomné.
- Kvarku unášajú asi 50% hybnosti protónu - zvyšok unášajú gluóny.