ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΩΝ ΠΑΡΤΟΝΙΩΝ

Παρουσίαση στα πλαίσια του Μεταπτυχιακού Μαθήματος: Στοιχειώδη Σωμάτια

Υπεύθ. Καθηγήτρια: Μ. Σπυροπούλου - Στασινάκη

Σύνοψη Παρουσίασης

- Εισαγωγή
- Ελαστική σκέδαση $e^-\mu^- \to e^-\mu^-$
- Ελαστική σκέδαση $e^-p \to e^-p$
- Ανελαστική σκέδαση $e^-p \to e^-X$
- Βάθμιση Bjorken
- Μοντέλο Παρτονίων
- Quarks – Gluons
- Βιβλιογραφία

Εισαγωγή

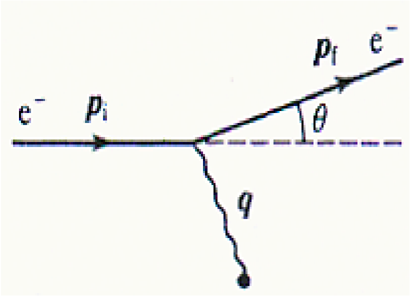
- Feynman & Bjorken (~1970) – ερμηνεία αποτελεσμάτων DIS (Deep Inelastic Scattering) e^- σε N.
  - τα νουκλεόνια αποτελούνται απο “σημειακά” συστατικά, τα **παρτόνια**
  - δημιουργία πλαισίου για υπολογισμούς των ενεργών διατομών των σκεδάσεων
  - συναρτήσεις δομής των νουκλεονίου

- Το μοντέλο επαληθεύει εξαιρετικά τα πειραματικά αποτελέσματα

- Τελικά, τα **παρτόνια** ταυτίζονται με τα **quarks** στην QCD

Εισαγωγή

Σκεδάσεις – αποκάλυψη εσωτερικής δομής σωματιδίου, ανάλογα βέβαια και με τη διαθέσιμη ενέργεια του σωματιδίου-βλήματος



$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\frac{a^2}{4p_i^2\sin^4(\theta/2)}$$

Σκέδαση Rutherford – *p* σημειακό

$$\frac{d\sigma}{dq^2}=\frac{4\pi\alpha^2}{q^4}$$

ακίνητο πρωτόνιο ($p_i = p_f$)

1η διόρθωση : το *p* έχει δομή – σκέδαση από μη σημειακό φορτίο

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\exp}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth.}\left[F(\vec{q})\right]$$

όπου $F(\vec{q})$ παράγοντας δομής του *p*

2η διόρθωση : spin *e 1/2* – σκέδαση από σημειακό *p*

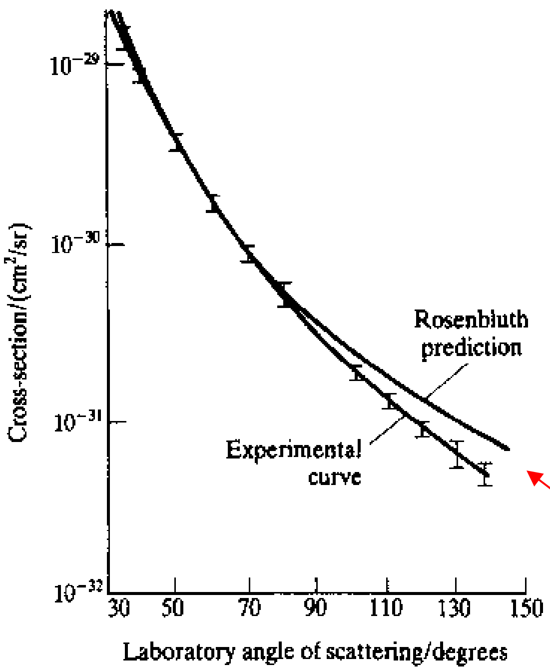
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott}=\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth.}\frac{\cos^2(\theta/2)}{1+(2E/M)\sin^2(\theta/2)}$$

όπου *E* η ενέργεια του εισ. *e* και *M* η μάζα του *p*

Εισαγωγή

3η διόρθωση : spin *p* 1/2 - αλληλεπίδραση και με τη μαγνητική ροπή (2.79 nm)

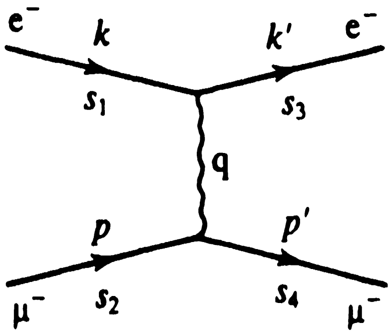
$$\left(\frac{d\sigma}{d\,\Omega}\right)=\left(\frac{d\sigma}{d\,\Omega}\right)_{Mott}\left[A\left(q^2\right)+B\left(q^2\right)\tan^2\left(\theta/2\right)\right]$$



σχέση Rosenbluth, με ***A*** και ***B*** τον ηλεκτρικό και μαγνητικό παράγοντα μορφής αντιστοίχως

Σε μεγάλες γωνίες σκέδασης (μεγάλες ορμές) η σχέση αποκλίνει από τα πειραματικά δεδομένα -> σύνθετη δομή του *p*

Ελαστική Σκέδαση eμ->eμ



Το αναλλοίωτο πλάτος της σκέδασης, είναι:

$$M_{fi} = j_e^{\mu} \frac{1}{q^2} j_{\mu}^{m} = \left[\bar{u}(k') \gamma^{\mu} u(k) \right] \frac{e^2}{q^2} \left[\bar{u}(p') \gamma_{\mu} u(p) \right]$$

υπολογίζουμε τη μέση τιμή του ως προς τις τελικές κατα-στάσεις των spin

$$|\overline{M_{fi}}|^2 = \frac{8e^4}{q^4} \left[(k'p')(kp) + (k'p)(kp') - m_e^2 (p'p) - m_m^2 (k'k) + 2\mathrm{m}_e^2 m_m^2 \right]$$

στο σύστημα ηρεμίας του μ και αγνοώντας την m_e, καταλήγουμε

$$|\overline{M_{fi}}|^2 = \frac{8e^4}{q^4} \left[\frac{-1}{2} q^2 (kp - k'p) + 2(k'p)(kp) + \frac{1}{2} m_m^2 q^2 \right] = \frac{8e^4}{q^4} 2EE'm_m^2 \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{2\mathrm{m}_m^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$

Με χρήση του χρυσού κανόνα Fermi

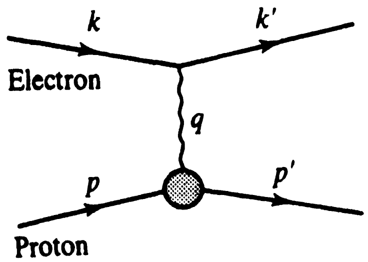
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \frac{1}{1 + (2E/m_m)\sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{2\mathrm{m}_m^2} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \Rightarrow \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[1 - \frac{q^2}{2\mathrm{m}_m} \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (1)$$

με $$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E^2 \sin^4(\theta/2)\left[1 + (2E/M)\sin^2(\theta/2)\right]}$$

λόγω αλλ/σης με τη μαγν. ροπή του μ

Ελαστική Σκέδαση ep->ep

- Στηριζόμαστε στη διαδικασία που ακολουθήσαμε κατά τη σκέδαση εμ->εμ
- **όμως** πρέπει "κάπως" να εισάγουμε τη σύνθετη δομή του *p*



Το αναλλοίωτο πλάτος είναι κατά τα γνωστά

$$M_{fi} = j_e^{\mu} \frac{1}{q^2} J_{\mu}^{p}$$

το ρεύμα του *p* ??

$$J_p^{\mu} = e\,\bar{u}(p')\Gamma^{\mu} u(p)$$

το J_p^{μ} είναι 4-άνυσμα, άρα η πιο γενική έκφραση του Γ^{μ} είναι:

$$\Gamma^{\mu} = \left[F_1(q^2)\gamma^{\mu} + \frac{\kappa}{2\mathrm{m}_p} F_2(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_{\nu} \right]$$

με $\sigma^{\mu\nu} = (i/2)[\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$ και F_1, F_2 παράγοντες δομής

για $q^2 \to 0$ σκέδαση από σωματίδιο φορτίου *e* και *μ = (1+κ)e/2m*$_p$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left\{ \left[F_1^2(q^2) - \frac{\kappa^2 q^2}{4\mathrm{m}_p^2} F_2^2(q^2) \right] - \frac{q^2}{2\mathrm{m}_p} \left[F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2) \right]^2 \tan^2(\theta/2) \right\}$$

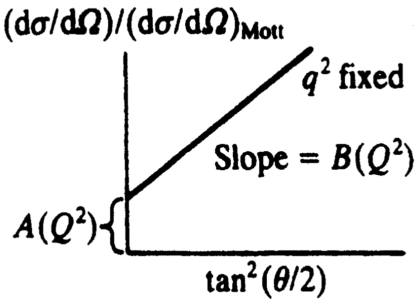
Ελαστική Σκέδαση ep−>ep

ορίζουμε τον ηλεκτρικό (G_E) και μαγνητικό (G_M) παράγοντα δομής για το p

$$G_E = F_1 + \frac{\kappa q^2}{4\mathrm{m}_p^2} F_2 \quad \text{και} \quad G_M = F_1 + \kappa F_2$$

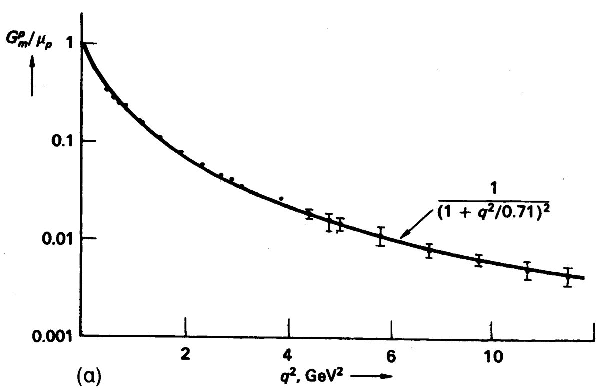
οπότε

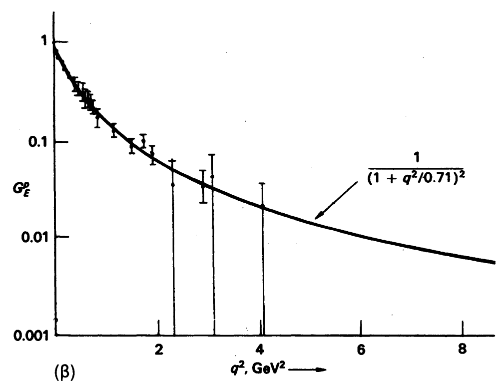
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \left[\frac{G_E^2 - \left(q^2/4\mathrm{m}_p^2\right) G_M^2}{1 - q^2/4\mathrm{m}_p^2} - \frac{q^2}{2\mathrm{m}_p^2} G_M^2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right]$$



$$\frac{(d\sigma/d\Omega)_{\exp}}{(d\sigma/d\Omega)_{Mott}} = A\left(Q^2\right) + B\left(Q^2\right) \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad \left(Q^2 = -q^2\right)$$

<u>βάθμιση *(scaling)*</u>





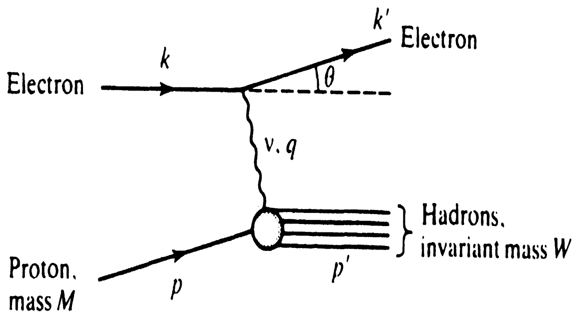
$$G_E^p\left(q^2\right) = \frac{G_M^p\left(q^2\right)}{\mu_p} = \frac{G_M^n\left(q^2\right)}{\mu_n} = G\left(q^2\right)$$

$$G_E^n\left(q^2\right) = 0$$

$$G\left(q^2\right) = \left(1 - \frac{q^2}{m_p^2}\right)^{-2}$$

Ανελαστική Σκέδαση ep->eX

• q^2 – μεγάλο -> μεγάλη πιθανότητα ανελαστικής σκέδασης



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

$W_1(Q^2,\nu),\ \ W_2(Q^2,\nu)$ οι συναρτήσεις δομής του *p*

• Κινηματική ελαστικής και ανελαστικής σκέδασης

ελαστική σκέδαση: $p' = p + q \ \Rightarrow\ p'^2 = p^2 + q^2 + 2p\cdot q \ \Rightarrow\ Q^2 = 2m\nu$

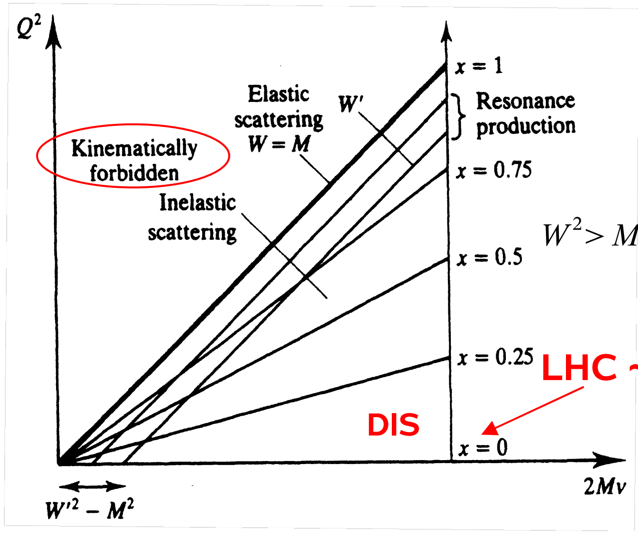
ανελαστική σκέδαση: $p' = p + q \ \Rightarrow\ p'^2 = p^2 + q^2 + 2p\cdot q \ \Rightarrow\ W^2 = m^2 + q^2 + 2m\nu \ \Rightarrow\ Q^2 = m^2 + 2m\nu - W^2$

Στο σημείο αυτό είναι χρήσιμη η εισαγωγή της μεταβλητής *x*

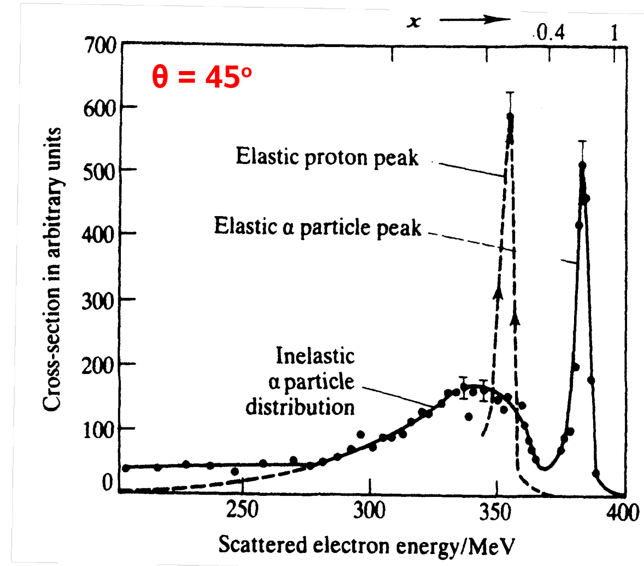
$$\boxed{x = \frac{Q^2}{2m\nu}} \qquad (2)$$

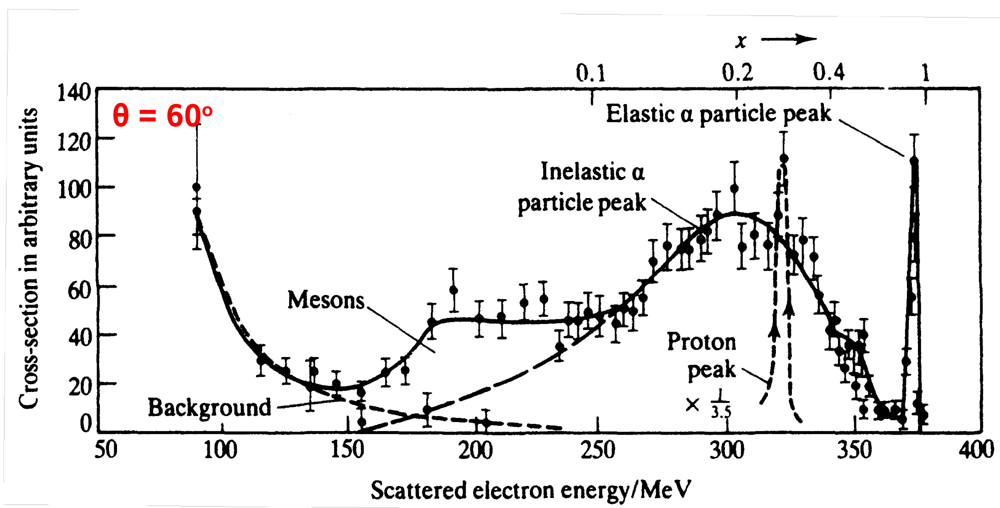
... η οποία στη συνέχεια θα αποκτήσει πολύ σημαντικό ρόλο

Ανελαστική Σκέδαση ep->eX



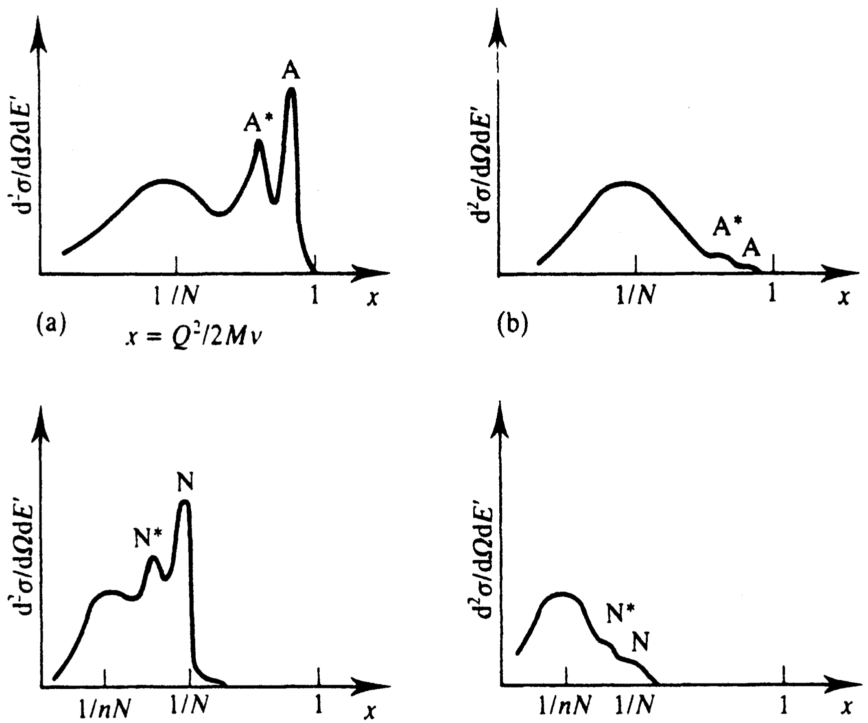
$$W^2 > M^2 \Rightarrow Q^2 < 2M\nu$$





σκέδαση e⁻ ενέργειας 400 *MeV* σε ^{4}He

Ανελαστική Σκέδαση ep->eX



$$G(q^2)=\left(1-\frac{q^2}{m_p^2}\right)^{-2} \Rightarrow G_{\Lambda}(Q^2)=\frac{1}{\left(1+Q^2/\Lambda_i^2\right)^2}$$

η μεταβλητή $\boldsymbol{\Lambda_i}$ εκφράζει τη “κλίμακα” μελέτης του συστήματος -> **βάθμιση**

$\boldsymbol{\Lambda_{nucleus}}$: (a)

↓

$\boldsymbol{\Lambda_{nucleon}}$: (b)

↓

$\boldsymbol{\Lambda_0}$: (c)

Βάθμιση Bjorken

- Τελικά το *p* αποτελείται από σημειακά σωματίδια ?

Αν ισχύει η υπόθεση, πρέπει για μεγάλα Q^2, οι συναρτήσεις δομής του *p* να αποκτήσουν μορφή που θα αντιστοιχεί σε σκέδαση σωματιδίου(ων) χωρίς εσωτερική δομή.
Η σκέδαση θα είναι ουσιαστικά **υπέρθεση** ελαστικών σκεδάσεων από "ελεύθερα" σημειακά φορτία.

ελ. σκέδαση e-p

$$W_1^{el}(Q^2,\nu)=\frac{Q^2}{4\mathrm{m}_p}G_M^2\,\delta\left(\nu-\frac{Q^2}{2\mathrm{m}_p}\right)$$

$$W_2^{el}(Q^2,\nu)=\frac{G_E^2+\left(Q^2/4\mathrm{m}_p^2\right)G_M^2}{1+Q^2/4\mathrm{m}_p^2}\,\delta\left(\nu-\frac{Q^2}{2\mathrm{m}_p}\right)$$

ελ. σκέδαση (partons)

$$2\mathrm{m}_q W_1^q(Q^2,\nu)=\frac{Q^2}{2\mathrm{m}_q\nu}\,\delta\left(1-\frac{Q^2}{2\mathrm{m}_q\nu}\right)$$

$$\nu W_2^q(Q^2,\nu)=\delta\left(1-\frac{Q^2}{2\mathrm{m}_q\nu}\right)$$

Αν η σκέδαση γίνεται από σημειακά σωμάτια – partons με $Q^2,\nu\to\infty$, οι συναρτήσεις δομής (F_1,F_2) πρέπει να παραμένουν πεπερασμένες και εξαρτώμενες μόνο από τη ποσότητα *x*. Η ποσότητα *x* είναι αδιάστατη -> δεν υπάρχει χαρακτηριστική κλίμακα μελέτης -> δεν υπάρχει βαθμίδα.

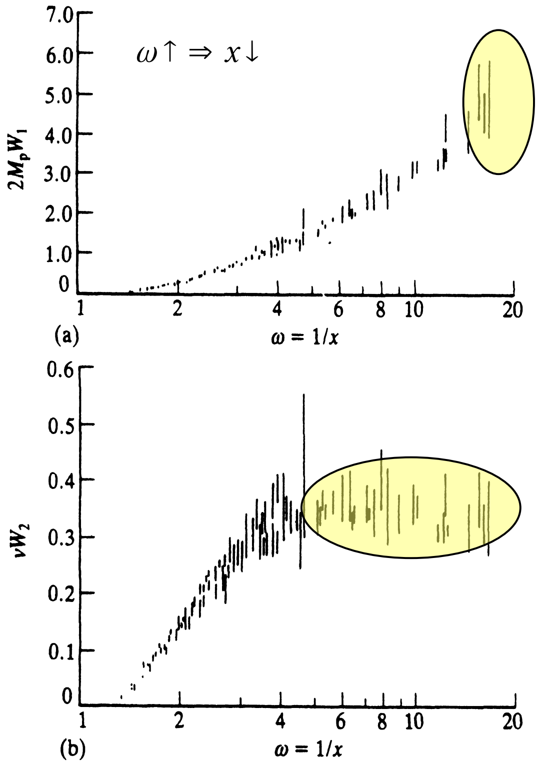
βάθμιση Bjorken

$$m_p W_1(Q^2,\nu)\to F_1\left(2\mathrm{m}_p\nu/Q^2\right)=F_1(1/x)\equiv F_1(\omega)$$

$$\nu W_2(Q^2,\nu)\to F_2\left(2\mathrm{m}_p\nu/Q^2\right)=F_2(1/x)\equiv F_2(\omega)$$

με $\omega=\frac{2\mathrm{q}\cdot p}{Q^2}=\frac{2\mathrm{M}\nu}{Q^2}$

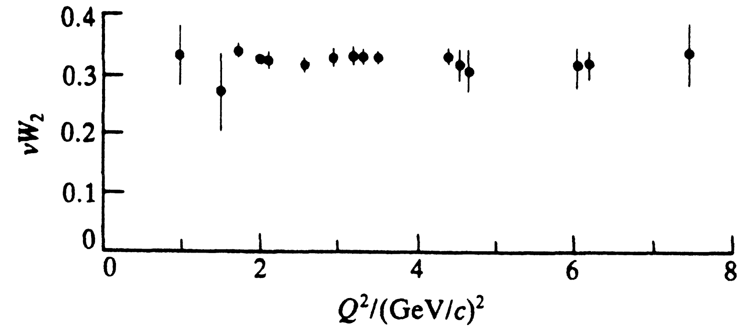
Βάθμιση Bjorken



Πειραματική Επιβεβαίωση ...

<u>ανελαστική *e-p* σκέδαση στο SLAC</u>
σε μεγάλα Q^2 οι συναρτήσεις δομής είναι **ανεξάρτητες** της ορμής

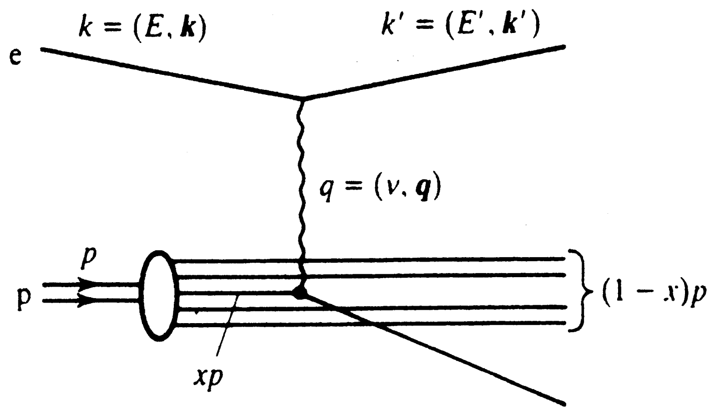
<u>x=0.25</u> (σταθερό)
οι συναρτήσεις δομής **ανεξάρ-τητες** της μεταβολής του Q^2



Μοντέλο Παρτονίων

Φυσική ερμηνεία της βάθμισης Bjorken δόθηκε από τον Feynman (1969)
-> **Μοντέλο Παρτονίων**

*“ Στο εσωτερικό του πρωτονίου υπάρχουν ελέυθερα, φορτισμένα και χωρίς δομή σωματίδια που ονομάζονται **παρτόνια**, με τα οποία αλληλεπιδρά το δυνητικό φωτόνιο στη βαθιά ανελαστική σκέδαση. Σε κάθε παρτόνιο αντιστοιχεί ένα κλάσμα της ολικής ενέργειας και ορμής του πρωτονίου ”*



- x: το κλάσμα της ολικής 4-ορμής του p που έχει ένα παρτόνιο
- διαφορετικά είδη παρτονίων στο p
- *φορτισμένα με κλασματικό φορτίο*
- *spin ½*

Επομένως, η αλληλεπίδραση του δυνητικού φωτονίου με τα παρτόνια ακολουθεί τη e-μ σκέδαση με μόνη διαφοροποίηση το διαφορετικό φορτίο. Για να απορροφηθεί το φωτόνιο, πρέπει να έχει τη συγκεκριμένη τιμή x του παρτονίου, όπως υποδεικνύει η δ-συνάρτηση στις σχέσεις της επόμενης διαφάνειας.

Μοντέλο Παρτονίων

Η συνεισφορά του *ι* παρτονίου στις συναρτήσεις δομής του *p, είναι:*

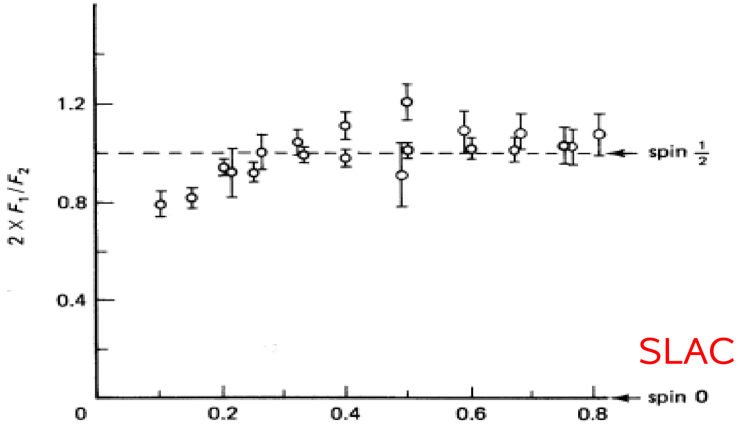
$$W_1^i = e_i^2 \frac{Q^2}{4m_p^2 x^2}\delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p x}\right) \quad \text{και} \quad W_2^i = e_i^2 \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m_p x}\right)$$

το κάθε παρτόνιο λαμβάνει τμήμα του ολικού *x* του *p* με κάποια πιθανότητα. Αν ολοκληρώσουμε ως προς όλες τις δυνατές τιμές του *x* και αθροίσουμε για κάθε παρτόνιο, προκύπτουν οι σχέσεις:

$$m_p W_1(Q^2,\nu) \rightarrow F_1(x) = \sum_i \frac{e_i^2}{2} f_i(x) \quad \text{και} \quad \nu W_2(Q^2,\nu) \rightarrow F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \qquad (3)$$

και καταλήγουμε στη σχέση *Callan – Gross* η οποία επαληθεύεται πειραματικά για παρτόνια με spin ½.

$$\boxed{2xF_1(x) = F_2(x)}$$

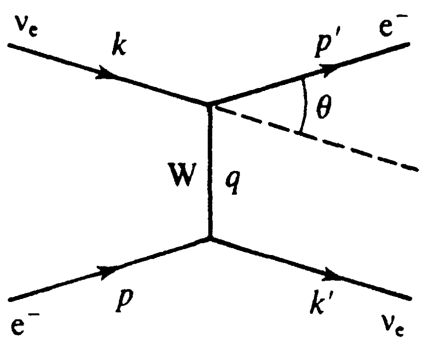


SLAC

Quarks - Gluons

Έχουμε πλέον πεισθεί ότι τα παρτόνια χαρακτηρίζονται από spin 1/2. Απομένει ο προσδιορισμός του φορτίου των παρτονίων -> **σκεδάσεις ν-N**

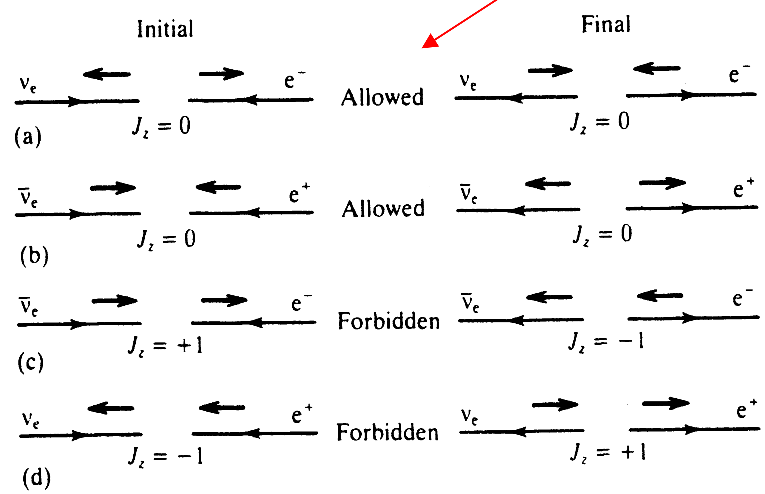
Θα στηριχθούμε στο πλαίσιο της σκέδασης **ν-e**. Είναι CC αλλ/σεις, και σύμφωνα με τη V-A θεωρία το αναλλοίωτο πλάτος και οι ολικές ενεργές διατομές, δίνονται από τις εκφράσεις:



$$M_{fi}=\frac{G}{\sqrt{2}}\left[\bar{u}(k')\gamma^{\mu}(1-\gamma^{5})u(p)\right]\left[\bar{u}(p')\gamma_{\mu}(1-\gamma_{5})u(k)\right]$$

$$\sigma(\nu_e e)=\frac{2G^2 m_e E_\nu}{\pi}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_e e)=\sigma(\nu_e \bar{e})=\frac{2G^2 m_e E_\nu}{3\pi} \Rightarrow \boxed{\frac{\sigma(\bar{\nu}_e e)}{\sigma(\nu_e e)}=\frac{\sigma(\nu_e \bar{e})}{\sigma(\bar{\nu}_e \bar{e})}=\frac{1}{3}}$$



σωμάτιο – σωμάτιο : J_z=0
αντισωμάτιο – αντισωμάτιο : J_z=0
αντισωμάτιο – σωμάτιο : J_z=1
σωμάτιο – αντισωμάτιο : J_z=1

Quarks - Gluons

Στηριζόμενοι στα προηγούμενα αποτελέσματα μελετάμε τη σκέδαση $\nu_\mu N \to \mu^- X$
Η μόνη διαφορά είναι το φορτίο των παρτονίων-quarks.

$$\frac{d\sigma}{dy}\left(\nu_\mu d \to \mu u\right) = \frac{d\sigma}{dy}\left(\bar{\nu}_\mu \bar{d} \to \bar{\mu}\bar{u}\right) = \frac{G^2 s}{\pi}$$

$$\frac{d\sigma}{dy}\left(\nu_\mu \bar{u} \to \mu \bar{d}\right) = \frac{d\sigma}{dy}\left(\bar{\nu}_\mu u \to \bar{\mu}\, d\right) = \frac{G^2 s}{\pi}\left(1-y\right)^2$$

$$y = \frac{\nu}{E_\nu^{Lab}}$$

Αν υποθέσουμε ότι η διαφορική ενεργός διατομή της $\nu_\mu N \to \mu^- X$, μπορεί να υπολογισθεί ως άθροισμα των επιμέρους δ.ε.δ. των quark, τότε:

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy}\left(\nu_\mu N \to \mu X\right) = \sum_i f\left(x_i\right)\left[\frac{d\sigma}{dy}\left(\nu_\mu q_i \to \mu q_f\right)\right]_{s=xs}$$

με $f\left(x_i\right)$ η πιθανότητα του quark τύπου *ι* να έχει κλάσμα ορμής *x*.

Οι νόμοι διατήρησης επιβάλλουν τα ν να αληλεπιδρούν με *u και αντι-d* quark, ενώ τα αντι-ν αλληλεπιδρούν με αντι-*u* και *d* quark.

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy}\left(\nu_\mu N \to \mu X\right) = \frac{G^2 xs}{2\pi}\left[Q\left(x\right) + \left(1-y\right)^2 \bar{Q}\left(x\right)\right]$$

$$\frac{d^2\sigma}{dxdy}\left(\bar{\nu}_\mu N \to \bar{\mu} X\right) = \frac{G^2 xs}{2\pi}\left[\bar{Q}\left(x\right) + \left(1-y\right)^2 Q\left(x\right)\right] \qquad (4)$$

$$Q\left(x\right) = u\left(x\right) + d\left(x\right)$$

$$\bar{Q}\left(x\right) = \bar{u}\left(x\right) + \bar{d}\left(x\right)$$

συναρτήσεις κατανομής των quark

Quarks – Gluons

Οι δ.ε.δ. μπορούν να γραφούν συναρτήσει των συναρτήσεων δομής του N

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dQ^2 d\nu} = \frac{G^2}{2\pi}\frac{E'}{E}[2W_1^{\nu,\bar{\nu}}(Q^2,\nu)\sin^2(\theta/2) + W_2^{\nu,\bar{\nu}}(Q^2,\nu)\cos^2(\theta/2) \mp \frac{E+E'}{m_N}W_3^{\nu,\bar{\nu}}(Q^2,\nu)]$$

όπου η συνάρτηση δομής W_3 εισάγεται λόγω της ανάμειξης ρευμάτων V και V-A
Με χρήση των μεταβλητών *x* και *y* και εφαρμόζοντας τις σχέσεις βάθμισης και Callan-Gross (...και παραλείποντας κάποια βήματα), καταλήγουμε στη σχέση:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N,\bar{\nu}N}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{4\pi}[(F_2 \pm xF_3) + (F_2 \mp xF_3)(1-y)^2]$$

Συγκρίνοντας με τη (4) προκύπτουν:

$$F_2^{\nu N} = 2x[Q(x) + \bar{Q}(x)]$$

$$xF_3^{\nu N} = 2x[Q(x) - \bar{Q}(x)]$$

Συγκρίνοντας τις F_2 για *νN* και *eN* σκέδαση μπορούμε να αποφανθούμε για το φορτίο των quark που εισήχθει στο Quark Model.

Υποθέτοντας ότι στο p υπάρχουν μόνο *u*, *d*, *s* quark και anti-quark και αντικαθιστώντας στη (3) τα φορτία τους, έχουμε για τη σκέδαση *eN*:

$$F_2^{ep}(x)/x = \frac{4}{9}[u^p(x)+\bar{u}^p(x)]+\frac{1}{9}[d^p(x)+\bar{d}^p(x)+s^p(x)+\bar{s}^p(x)] \rightarrow F_2^{eN}(x)/x = \frac{5}{18}[u(x)+\bar{u}(x) + d(x)+\bar{d}(x)]+\frac{1}{9}[s(x)+\bar{s}(x)]$$

Quarks – Gluons

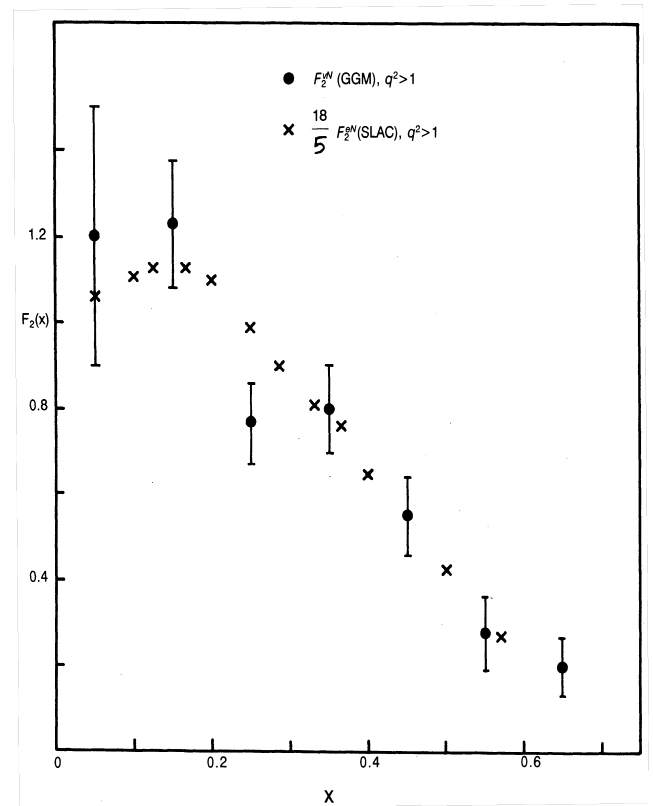
Άρα ο λόγος $F_2^{ep}(x)/x$ δίνει τις πυκνότητες των quark στο *p* με βάρος το φορτίο τους

$$F_2^{\nu N}/x = u(x)+\bar{u}(x)+d(x)+\bar{d}(x)$$

Συγκρίνοντας τις δύο τελευταίες εξισώσεις βρίσκουμε ότι:

$$\boxed{\frac{F_2^{eN}}{F_2^{\nu N}} \geq \frac{5}{18}}$$

...που είναι ίσο με τη μέση τιμή του αθροίσματος των τετραγώνων των φορτίων των quark. Η ισότητα ισχύει αν αγνοήσουμε τη συνεισφορά από τα *s*, *c*, ... quark.



Συμπεραίνουμε,
- *ν* και τα *e* βλέπουν τον ίδιο τύπο δομής του Νουκλεονίου
- τα quarks έχουν κλασματικό φορτίο

Quarks – Gluons

Τα πειράματα με δέσμες *νετρίνων* βοήθησαν και στο προσδιορισμό των συναρτήσεων κατανομής των quark, antiquark και ως εκ τούτου το διαχωρισμό των q του Νουκλεονίου σε quark σθένους (valence) και σε quark της θάλασσας (sea).

Η “ολική” κατανομή των quark είναι:

$$q(x) = q_v(x) + q_s(x)$$

όμως στα *p* και *n* :

- υπάρχουν μόνο *u* και *d* quark σθένους
- στη θάλασσα οι γεύσεις των q και των αντίστοιχων anti-q εμφανίζονται με την ίδια συχνότητα

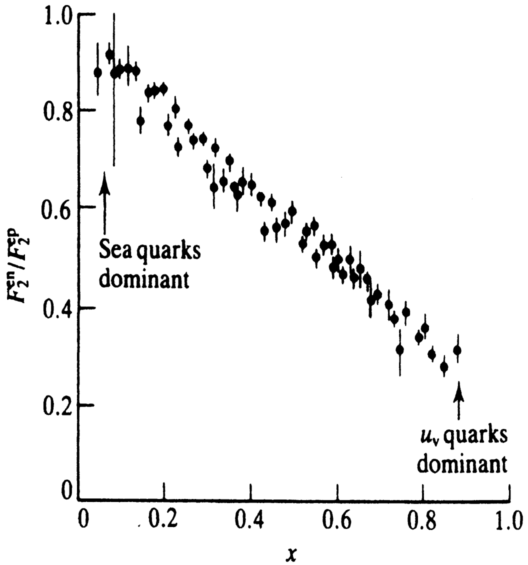
Άρα,

$$F_2^{ep}(x) = \frac{x}{9}\left[4\mathrm{u}_v(x) + d_v(x)\right] + \frac{4}{3}xs(x)$$

$$F_2^{en}(x) = \frac{x}{9}\left[u_v(x) + 4\mathrm{d}_v(x)\right] + \frac{4}{3}xs(x)$$

αν υπερέχουν τα sea quark: $F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x) \rightarrow 1$

αν υπερέχουν τα u_v quark: $F_2^{en}(x)/F_2^{ep}(x) \rightarrow 1/4$



Quarks – Gluons

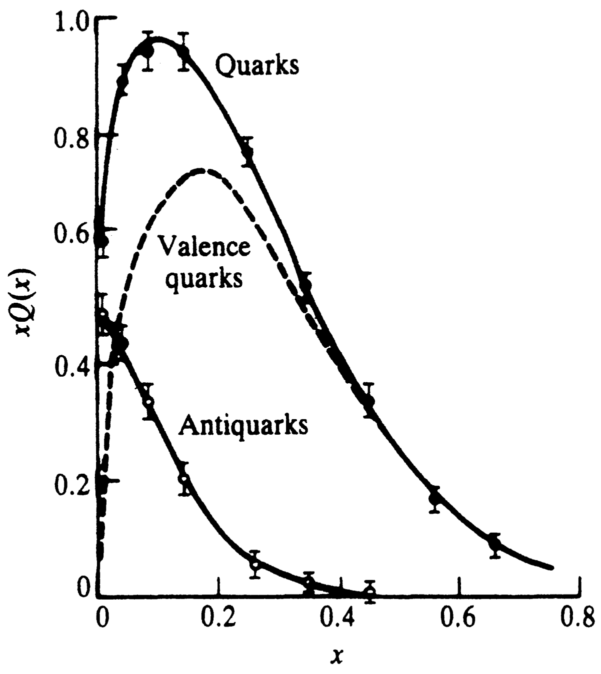
Η αρχική υπόθεση ότι στο Νουκλεόνιο υπάρχουν 3 quark σθένους επιβεβαιώθηκε από τους *Groot et al.* και *Benvenuti et al.*

$$\int_0^1 F_3^{\nu N}(x)\,dx \rightarrow 3.2 \pm 0.5 \text{ ή } 2.8 \pm 0.6$$

Χρησιμοποιώντας τα δεδομένα από τις σκεδάσεις με νετρίνα προσδιορίζονται "έμμεσα" και τα quark της θάλασσας, μέσω της εύρεσης των συναρτήσεων $F_{2,3}$

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dxdy} + \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{2\pi} F_2\left[1+(1-y)^2\right]$$

$$\frac{d^2\sigma^{\nu N}}{dxdy} - \frac{d^2\sigma^{\bar{\nu} N}}{dxdy} = \frac{G^2 s}{2\pi} xF_3\left[1-(1-y)^2\right]$$



Quarks – Gluons

Αν το Νουκλεόνιο αποτελείτο αποκλειστικά από q και αντι-q, θα έπρεπε η ολική ορμή τους να ισούται με την ορμή του Νουκλεονίου.:

$$\frac{18}{5}\int_0^1 F_2^{eN}(x)\,dx = \int_0^1 F_2^{\nu N}(x)\,dx = \int_0^1 x\left[u(x)+\bar{u}(x)+d(x)+\bar{d}(x)\right]dx \approx 1$$

Κάτι τέτοιο δε συμβαίνει...

- Τα quark (antiquark) έχουν μόνο το 0.5 της ολικής ορμής
- Το υπόλοιπο ποσοστό της ορμής θα πρέπει να κατανέμεται σε "συστατικά" αό-ρατα στις Η/Μ και ασθενείς αλληλεπιδράσεις -> **gluons**

Gluons

- φορείς της ισχυρής αλληλεπίδρασης με φορτίο το χρώμα
- υπεύθυνα για το "δέσιμο" των quark στα αδρόνια

Βιβλιογραφία

- W. E. Burcham, M. Jobes, *“Nuclear and Particle Physics”*
- CMS Collaboration, *“Physics - TDR”*
- R. P. Feynman, *“Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415”*
- F. Halzen, A. D. Martin, *“Quarks and Leptons”*
- P. Hansson, *“The Parton Model”*
- D. H. Perkins, *“Introduction to High Energy Physics”*

BACK - UP SLIDES

$$m_p W_1\left(Q^2,\nu\right) \rightarrow F_1(x)=\frac{1}{2\mathrm{x}^2\omega}\delta\left(1-\frac{1}{x\omega}\right)$$

Μοντέλο Παρτονίων

Η περίπτωση παρτονίων με spin 0 αποκλείεται εντελώς. Γιατί ??