

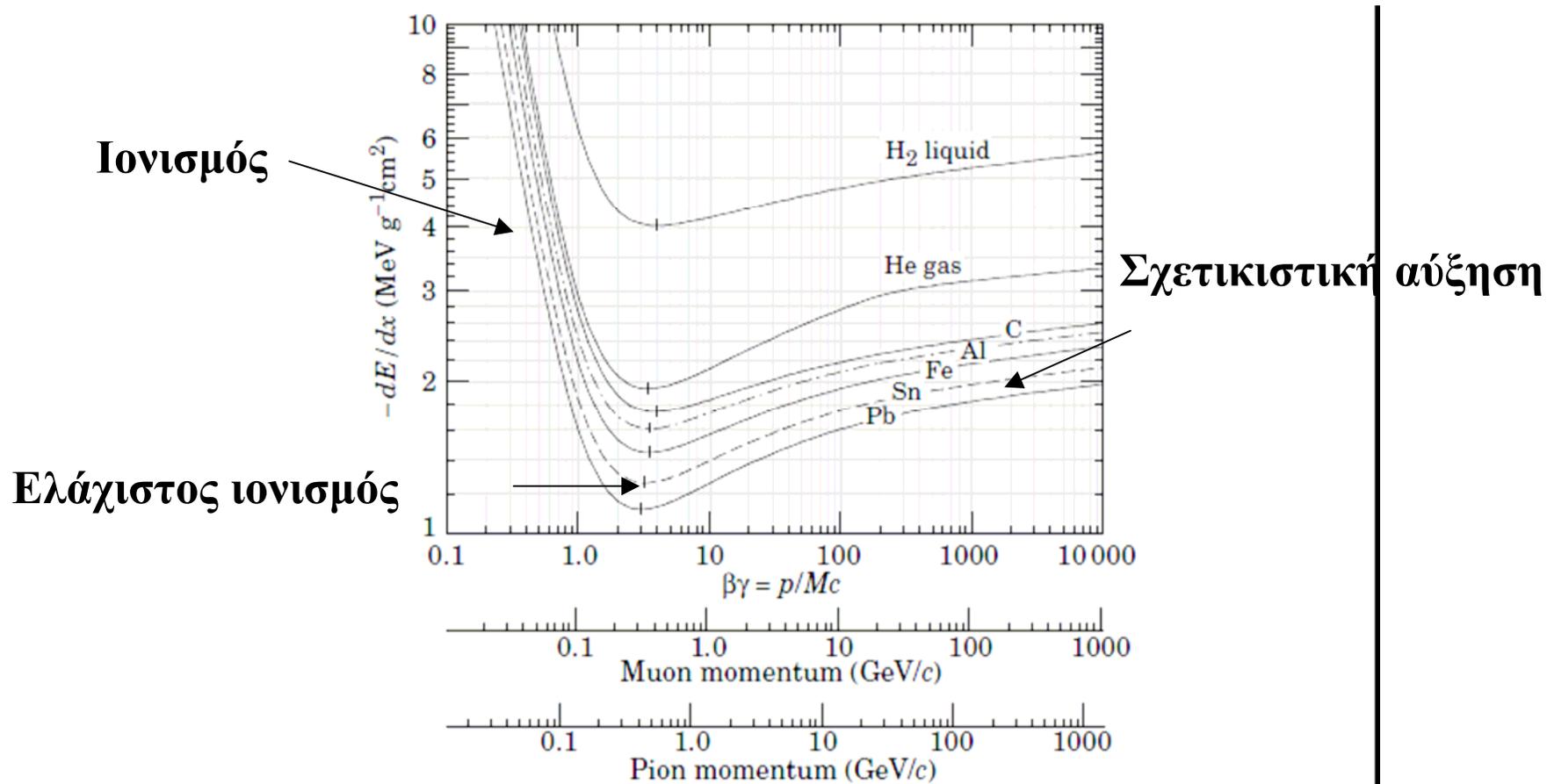
Απώλεια Ενέργειας λόγω Ιονισμού

Τύπος Bethe-Bloch

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right]$$

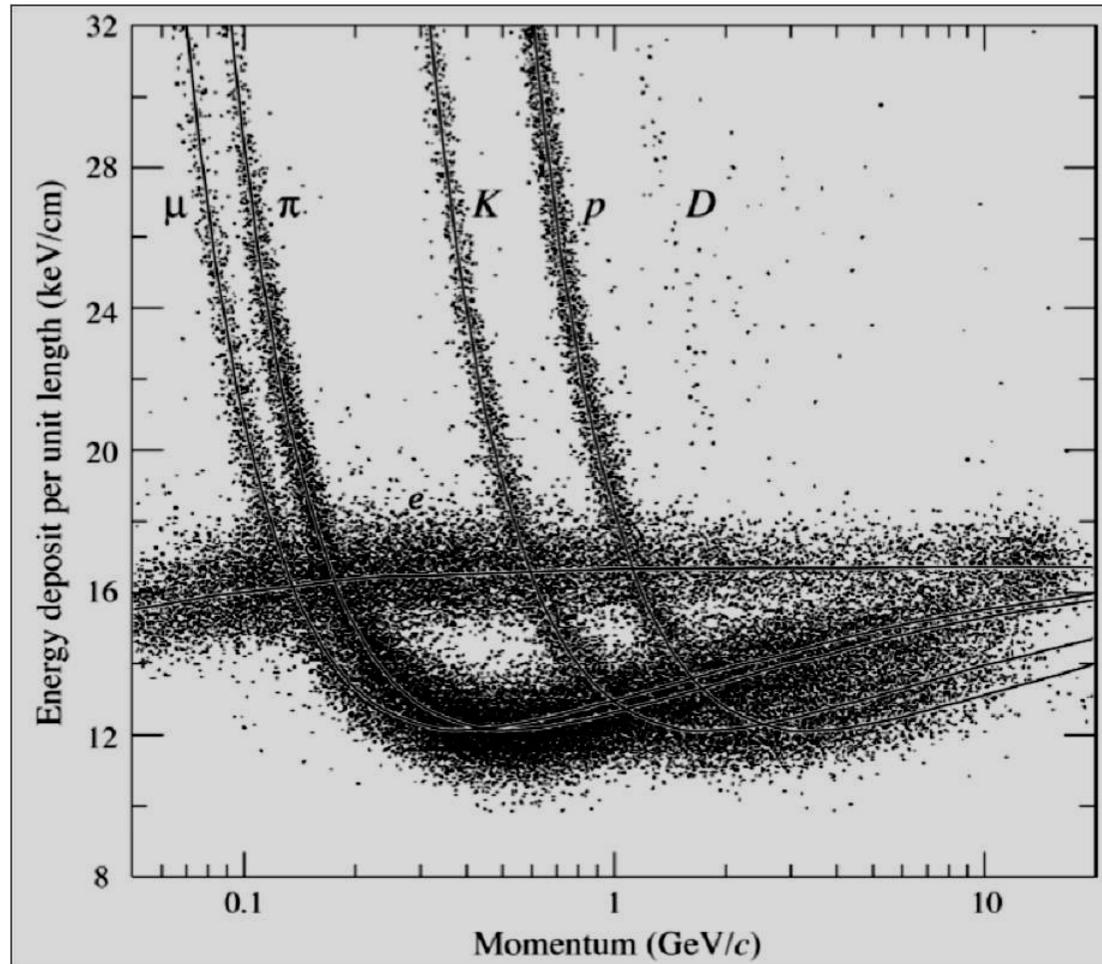
$\beta = v/c$, z ο ατομικός αριθμός του υλικού, ενώ το I εξαρτάται απ' την ενέργεια ιονισμού του ατόμου.

Απώλειες ενέργειας φορτισμένων



Στις χαμηλές ταχύτητες $\gamma < 2$, ο ιονισμός εξαρτάται από τον χρόνο περάσματος του σωματιδίου από το άτομο. Στις σχετικιστικές ταχύτητες αυξάνονται οι συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου οι κάθετες προς την κίνηση και αντίστοιχα ο όγκος που ιονίζεται. Στη συνέχεια λόγω πόλωσης σταθεροποιείται η απώλεια ενέργειας περίπου στα 2 MeV/g cm^2

Πειραματική μέτρηση dE/dX σε αναλογικό θάλαμο αερίου



Πολλαπλή σκέδαση (multiple scattering)

$$\varphi_{\text{rms}} = \left(\frac{zE_s}{pv} \right) \sqrt{\frac{t}{X_0}} \quad \left| \quad E_s = (4\pi/\alpha)^{1/2} mc^2 = 21 \text{ MeV} \right.$$

Here r_e is the classical radius of the electron and $\alpha = 1/137$. Thus a singly charged particle with a value of $pv = p\beta c$ measured in MeV will suffer an rms deflection of $21/(pv)$ radians in traversing one radiation length.

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha \left(\frac{Z}{A} \right) (Z + 1) r_e^2 N_0 \ln \left(\frac{183}{Z^{1/3}} \right)$$

Μήκος ακτινοβολίας X_0

Ακτινοβολία πέδησης (bremstrahlung)

Η ακτινοβολία πέδησης εκπέμπεται κατά την επιτάχυνση του ηλεκτρονίου από το ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα. Το φάσμα εκπομπής είναι συνεχές.

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{N}{A} \int_0^{E-mc^2} \sigma_{br}(E, k) k dk$$

Το ολοκλήρωμα για όλα τα μήκη κύματος, δίνεται από :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4NZ}{A} \alpha r_e^2 E \left[\ln 191 Z^{-1/3} + 1/18 \right]$$

Χρησιμοποιώντας το μήκος ακτινοβολίας η σχέση απλοποιείται σε:

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{rad}} = -\frac{E}{X_0} \quad \langle E \rangle = E_0 \exp\left(-\frac{x}{X_0}\right)$$

Μήκος ακτινοβολίας

$$X_0 \equiv \left[\frac{4NZ(Z+1)}{A} \alpha r_e^2 \ln(191Z^{-1/3}) \right]^{-1}$$

Σε προσέγγιση:

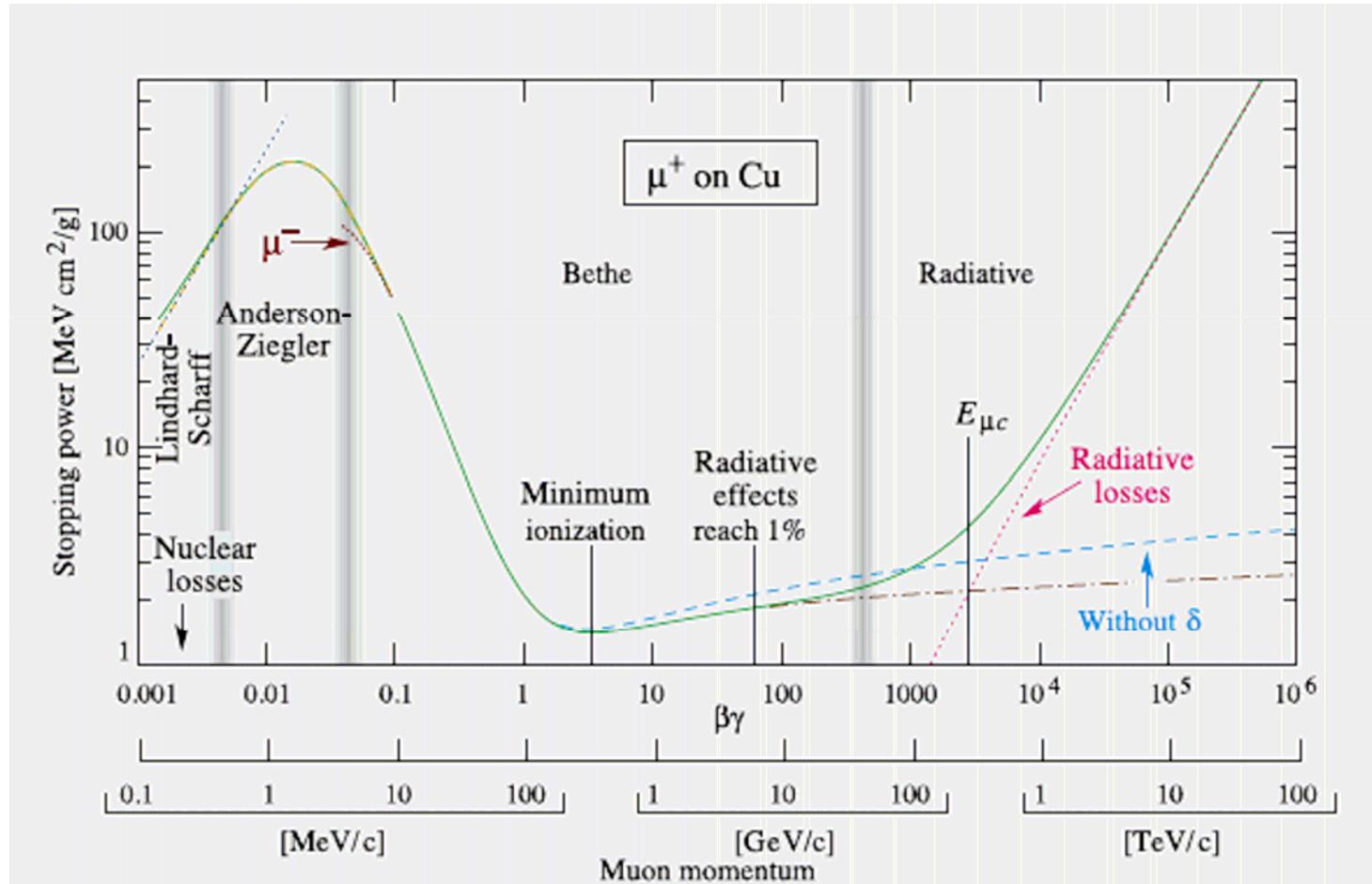
$$X_0 \simeq 10^3 \times \frac{A}{6Z(Z+1)} \text{ g.cm}^{-2}$$

Για ένωση ή μίγμα:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{w_i}{X_0^i},$$

$$X_0(\text{air}) = 36.9 \text{ g/cm}^2$$

Ακτινοβολία Πέδησης για μίονια

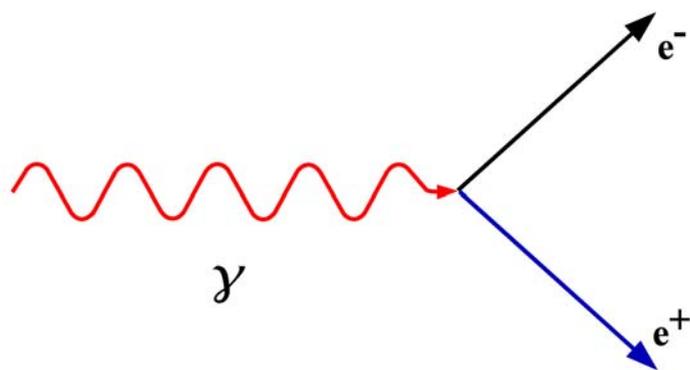


Δίδυμη Γένεση.

Μια ακτίνα γ με ενέργεια μεγαλύτερη από 2 μάζες ηλεκτρονίου, δημιουργεί ένα ζευγάρι $e^+ e^-$. Η διαδικασία γίνεται στο ηλεκτρικό πεδίο ενός πυρήνα για διατήρηση της ορμής.

Η διαδικασία συνδέεται με την ακτινοβολία πέδησης αν μεταφέρουμε το ηλεκτρόνιο στο δεξί μέρος της αντίδρασης. (γίνεται ποζιτρόνιο και εξέρχεται από την κορυφή της αντίδρασης.)

Η μέση απόσταση που διανύει το φωτόνιο μέχρι τη δημιουργία, ονομάζεται μήκος μετατροπής. Το μήκος εξαρτάται από την ενέργεια αλλά για υψηλές ενέργειες γίνεται ίσο με $9/7 X_0$.



Διατομή για δίδυμη γένεση

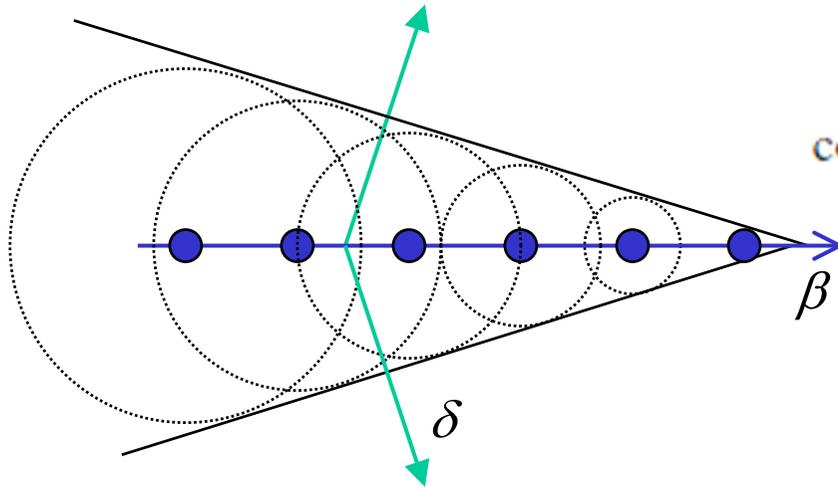
Διαφορική διατομή για δίδυμη γένεση. $x=E/k$. E η μεταφορά ορμής στο ζεύγος, k η ενέργεια του φωτονίου.

$$\frac{d\sigma}{dx} = \frac{A}{X_0 N_A} \left[1 - \frac{4}{3}x(1-x) \right]$$

Μετά την ολοκλήρωση, η ενεργός διατομή στο όριο υψηλής ενέργειας.

$$\sigma = \frac{7}{9} (A/X_0 N_A)$$

Ακτινοβολία Cerenkov

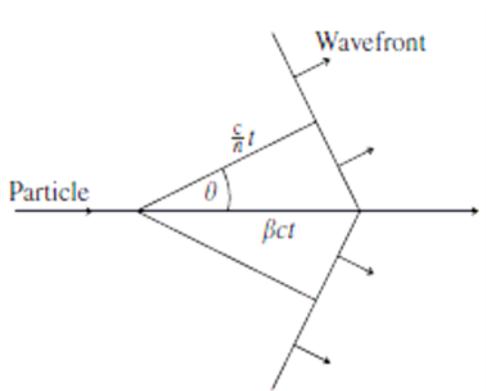


$$\cos \theta = \frac{(ct/n)}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n}, \quad \beta > \frac{1}{n}$$

$$n = 1.0003$$

$$\beta = 1/n$$

$$E_{Thr} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$$



Υπολογισμός ενέργειας κατωφλίου

$$e^- \quad mc^2 = 0,51 \text{ MeV} \quad E_T = 21 \text{ MeV}$$

$$\mu^- \quad mc^2 = 106 \text{ MeV} \quad E_T = 4.3 \text{ GeV}$$

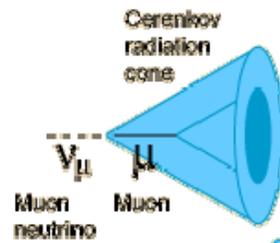
Ακτινοβολία Cerenkov



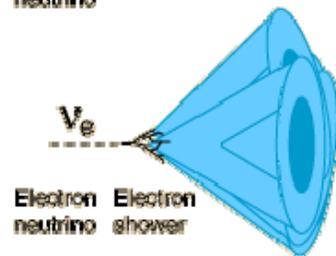
$$\frac{\partial^2 N}{\partial x \partial \lambda} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \frac{1}{\lambda^2}$$

Ο αριθμός των φωτονίων που εκπέμπονται είναι αντιστρόφως ανάλογος του μήκους κύματος. Δηλαδή έχουμε περισσότερα στο υπεριώδες ιώδες και μπλε. Συνήθως το υπεριώδες απορροφάται από το υλικό και ανιχνεύουμε κυρίως το μπλε

$$\frac{\partial N}{\partial x} = 2\pi\alpha \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2} \right) \left(\frac{1}{\lambda_L} - \frac{1}{\lambda_H} \right)$$



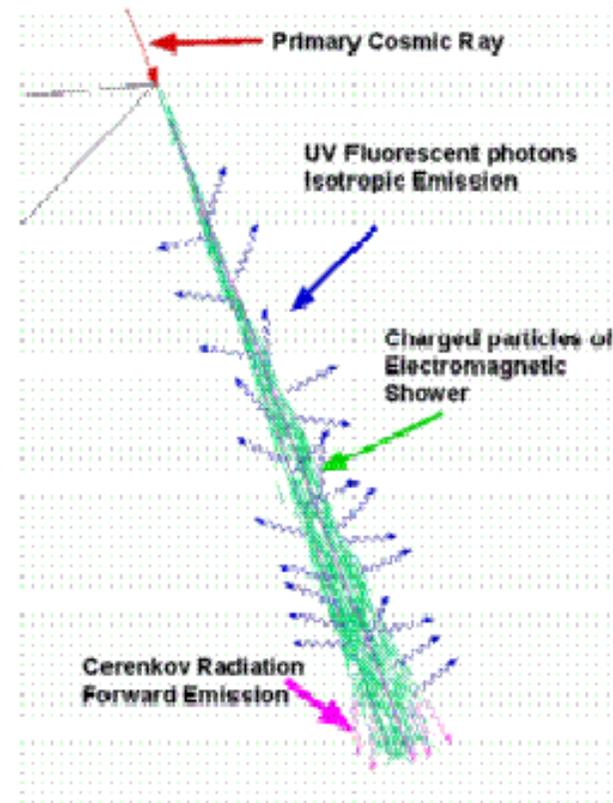
The Cerenkov radiation from a muon produced by a muon neutrino event yields a well defined circular ring in the photomultiplier detector bank.



The Cerenkov radiation from the electron shower produced by an electron neutrino event produces multiple cones and therefore a diffuse ring in the detector array.

Ατμοσφαιρική φωταύγεια

Ένα μέρος της ενέργειας που χάνεται λόγω ιονισμού, μετατρέπεται σε φωτόνια του ορατού φάσματος. Προέρχονται από την αποδιέγερση των ατόμων του αζώτου και τα μήκη κύματος εκπέμπονται στην περιοχή 300-450 nm. Η εκπομπή των φωτονίων είναι ισότροπη προς όλες τις κατευθύνσεις. Εκπέμπονται περίπου 4,5 φωτόνια ανά μέτρο. Ο αριθμός των τροχιών σε ένα καταιονισμό υψηλής ενέργειας είναι μεγαλύτερος από 10^6 είναι δυνατή η ανίχνευση των καταιονισμών.



Φορτισμένο σωματίδιο κινείται στην ύλη με σχετικιστική ταχύτητα.

Η απόδειξη των μετασχηματισμών του H.M. πεδίου είναι αρκετά προχωρημένη και αντιστοιχεί στην ύλη του H.M. II.
Θα δώσουμε μια «γεωμετρική» ερμηνεία που γίνεται εύκολα κατανοητή.

Στην κλασική περιγραφή του Ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιούμε για την αναπαράσταση, τις δυναμικές γραμμές.

Η ένταση του πεδίου αντιστοιχεί στην πυκνότητα των δυναμικών γραμμών.

Παρατηρητής που κινείται μαζί με το φορτίο

- Ο αδρανειακός παρατηρητής που κινείται μαζί με το φορτίο, «βλέπει» τις δυναμικές γραμμές να είναι ακτινικές και με σταθερή πυκνότητα σε κάθε κατεύθυνση.
- Αν θεωρήσει μια επιφάνεια dS' η πυκνότητα των δυναμικών γραμμών θα είναι $n=dN/dS'$.
- Προφανώς αν η επιφάνεια dS_x' είναι κάθετη στον άξονα x , $dS_x=dS_x'$
- Όταν η dS_y' είναι κάθετη στον άξονα y , $dS_y=dS_y'/\gamma$

Ακίνητος παρατηρητής

Ο ακίνητος παρατηρητής βλέπει την επιφάνεια $d\mathbf{S}_x = d\mathbf{S}_x'$ γιατί οι πλευρές της είναι κάθετες στην κίνηση, ενώ την $d\mathbf{S}_y = d\mathbf{S}_y'/\gamma$.

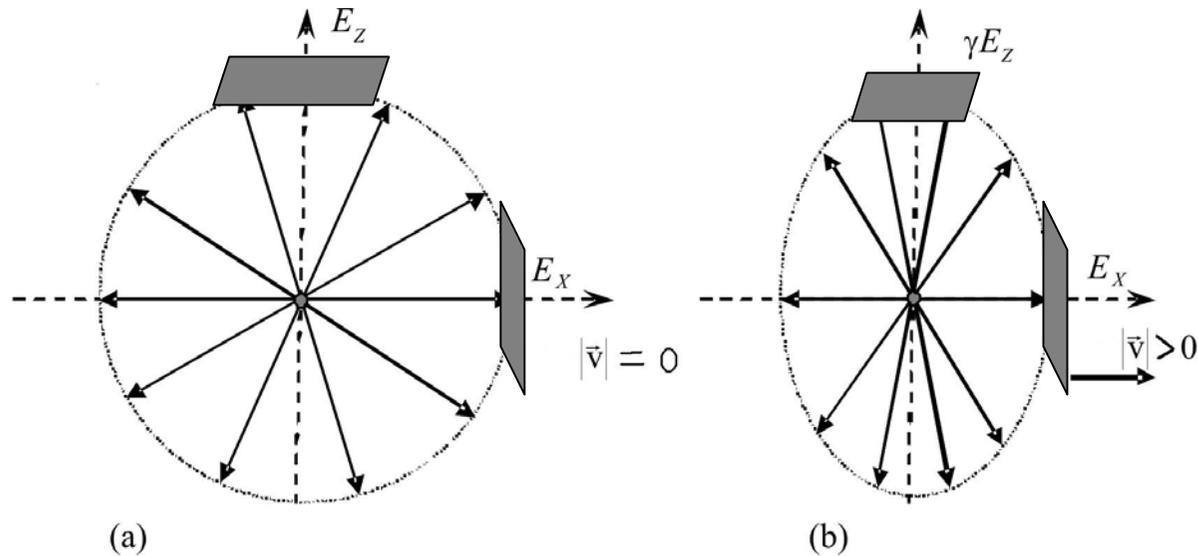
Ο αριθμός των δυναμικών γραμμών είναι ο ίδιος και στα δύο συστήματα.

Άρα η ένταση E_x' θα είναι ίση με την E_x , ενώ η $E_y = \gamma E_y'$.

$$E_x = E_x'$$

$$E_y = \gamma E_y'$$

Γεωμετρία



Αν τα βέλη αντιστοιχούν στις δυναμικές γραμμές, η πυκνότητα τους αυξάνει γύρω από τον άξονα y και ελαττώνεται γύρω από τον άξονα x .

Ο προηγούμενος συλλογισμός, δεν είναι απόδειξη για τον μετασχηματισμό των Η.Μ. πεδίων, αλλά περιγραφή του Ηλ. πεδίου, όπως το βλέπει ο παρατηρητής στο σύστημα εργαστηρίου.

Το παραπάνω ισχύει όταν στο κινούμενο σύστημα, το μαγνητικό πεδίο είναι μηδέν.

Το πεδίο που βλέπει το ακίνητο ηλεκτρόνιο

Στον υπολογισμό του ιονισμού και της σκέδασης, το ακίνητο ατομικό ηλεκτρόνιο, βλέπει το φορτισμένο σωματίδιο να κινείται με ταχύτητα v πάνω στο άξονα x σε απόσταση r .

Το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} έχει συνιστώσες :

$$E_{\perp} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\sqrt{1-v^2/c^2}} \frac{1}{\sqrt{y^2+z^2}} = \gamma E'_{\perp}(t)$$

$$E_x = \frac{q(1-v^2/c^2)}{4\pi\epsilon_0(x-vt)^2}$$

Η απόσταση x στο σύστημα εργαστηρίου, αντιστοιχεί σε απόσταση $x'=yx$ στο σύστημα του κινούμενου φορτίου.

Το ηλεκτρικό πεδίο για να φθάσει στη θέση x , χρειάζεται χρόνο t .

Σχετικιστικός Μετασχηματισμός Ηλεκτρικού και Μαγνητικού Πεδίου

$$E'_x = E_x$$

$$B'_x = B_x$$

$$E'_y = \frac{E_y - \frac{v}{c} B_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$B'_y = \frac{B_y + \frac{v}{c^2} E_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$E'_z = \frac{E_z + \frac{v}{c} B_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$B'_z = \frac{B_z - \frac{v}{c^2} E_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

Κινούμενο φορτίο

Στο σύστημα του φορτίου, το μαγνητικό πεδίο είναι μηδέν.

Άρα στο σύστημα εργαστηρίου, η διαμήκης συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου διατηρεί την τιμή της, ενώ η εγκάρσιες πολλαπλασιάζονται με γ

$$B_x = B_y = B_z = 0 \Rightarrow$$

$$E'_x = E_x$$

$$E'_y = \frac{E_y}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$E'_z = \frac{E_z}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

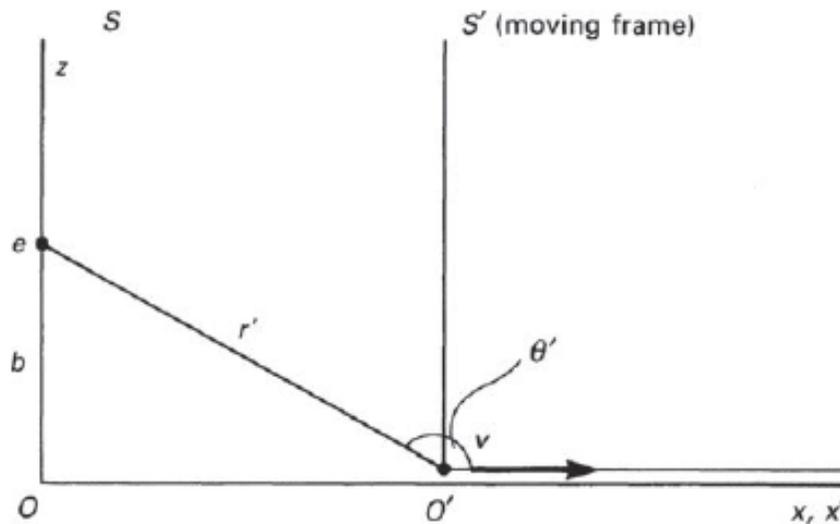
Υπολογισμός με μετασχηματισμό Lorentz

έστω S το σύστημα εργαστηρίου και S' το σύστημα του σωματιδίου.

Θεωρούμε ότι τη στιγμή $t=t'=0$, $x=x'=0$.

Στο S' το διάνυσμα θέσης του ακίνητου ηλεκτρονίου είναι $r' = (-vt', 0, b)$.

Στο σύστημα S' , το ηλεκτρικό πεδίο είναι ακτινικά συμμετρικό.



$$E'_x = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r'^2} \cos \theta' = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{x'}{r'^3}$$

$$E'_z = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{r'^2} \sin \theta' = \frac{ze}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{r'^3}$$

$$r'^2 = vt'^2 + b^2$$

$$t' = \gamma(t - vx/t^2)$$

$$E'_x = -\frac{ze(\gamma vt)}{4\pi\epsilon_0 (b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$E'_z = \frac{zeb}{4\pi\epsilon_0 (b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Χρησιμοποιώντας τον αντίστροφο μετασχηματισμό Lorentz:

$$\mathbf{E}_x = \mathbf{E}'_x$$

$$\mathbf{E}_y = \gamma(\mathbf{E}'_y - \mathbf{B}'_z)$$

$$\mathbf{B}'_x = \mathbf{B}'_y = \mathbf{B}'_z = 0$$

$$\mathbf{E}_x = -\frac{ze(\gamma vt)}{4\pi\epsilon_0(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$\mathbf{E}_z = \frac{ze\gamma b}{4\pi\epsilon_0(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

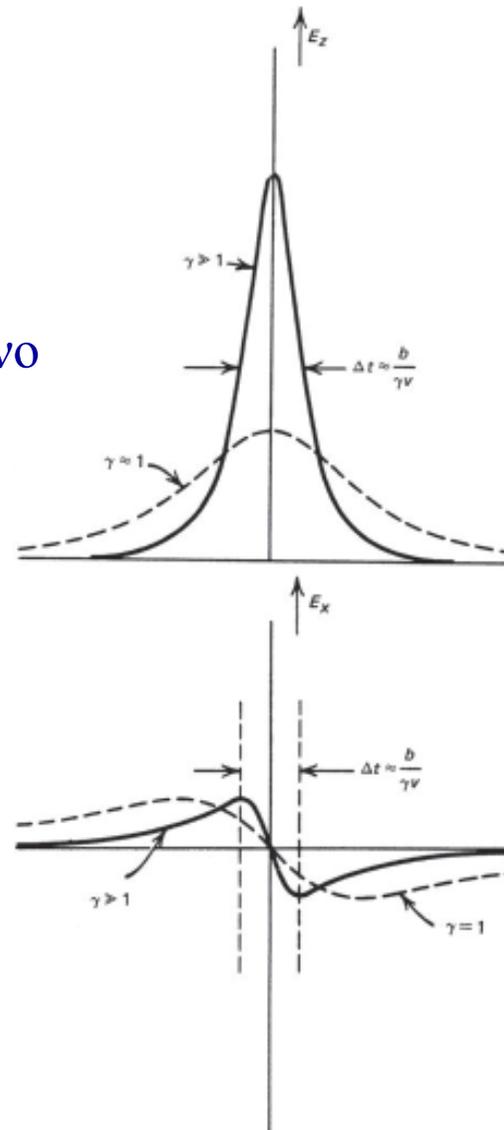
$$\mathbf{B}_y = -\frac{ze\gamma vb}{4\pi\epsilon_0 c^2(b^2 + (\gamma vt)^2)^{\frac{3}{2}}}$$

Μορφή Ηλεκτρικού πεδίου

Το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργεί κινούμενο φορτίο. b είναι η παράμετρος κρούσης.

Από M. S. Longair

Η αύξηση της εγκάρσιας συνιστώσας του Ηλεκτρικού Πεδίου, αυξάνει τον ιονισμό στην σχετικιστικές ταχύτητες.



Αλλαγές όταν το σωματίδιο κινείται σχετικιστικά.

- Το ηλεκτρικό πεδίο E_{\perp} που είναι κάθετο στην ταχύτητα, αυξάνεται κατά παράγοντα γ .
- Ο χρόνος «κρούσης» ελαττώνεται κατά παράγοντα $1/\gamma$.
- Το ηλεκτρικό πεδίο E_x είναι μικρότερο από το E_z κατά παράγοντα $1/\gamma$.
- Για πολύ μεγάλες ταχύτητες, $u \rightarrow c$, $E_z = cB_y$ και συμπεριφέρεται σαν Ημ. κύμα.

Σκέδαση Compton

Σχετικιστική

Ηλεκτρόνιο $\mathbf{P} = [\gamma m_e \vec{v}, \gamma m_e c^2]$ $\mathbf{P}' = [\gamma' m_e \vec{v}', \gamma' m_e c^2]$

Φωτόνιο $\mathbf{K} = \left[\frac{\hbar\omega}{c} \hat{i}_k, \frac{\hbar\omega}{c^2} \right]$ $\mathbf{K}' = \left[\frac{\hbar\omega'}{c} \hat{i}_{k'}, \frac{\hbar\omega'}{c^2} \right]$

Διατήρηση 4-Ορμής

$$\mathbf{P} + \mathbf{K} = \mathbf{P}' + \mathbf{K}' \rightarrow (\mathbf{P} + \mathbf{K})^2 = (\mathbf{P}' + \mathbf{K}')^2$$

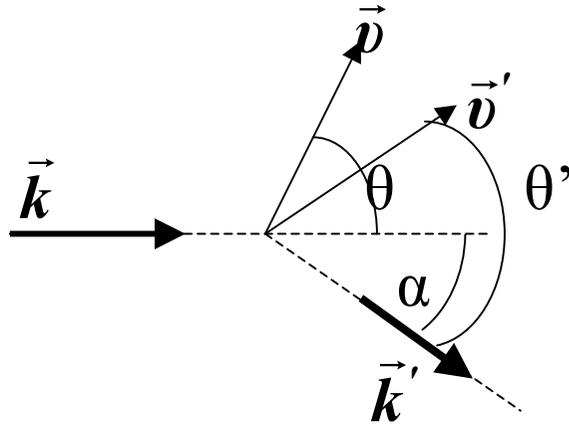
$$\mathbf{P}^2 + 2\mathbf{P}\mathbf{K} + \mathbf{K}^2 = \mathbf{P}'^2 + 2\mathbf{P}'\mathbf{K}' + \mathbf{K}'^2$$

$$\mathbf{P}^2 = \mathbf{P}'^2 = m_e^2 c^4 \quad \rightarrow \quad \mathbf{K}^2 = \mathbf{K}'^2 = 0$$

$$\rightarrow \mathbf{P}\mathbf{K} = \mathbf{P}'\mathbf{K}'$$

$$(\mathbf{P} + \mathbf{K})\mathbf{K}' = (\mathbf{P}' + \mathbf{K}')\mathbf{K}' \quad \mathbf{P}\mathbf{K}' + \mathbf{K}\mathbf{K}' = \mathbf{P}'\mathbf{K}' + \mathbf{K}'\mathbf{K}'$$

(i) $\mathbf{P}\mathbf{K}' + \mathbf{K}\mathbf{K}' = \mathbf{P}'\mathbf{K}'$ 



$$\cos \alpha = \hat{i}_k \cdot \hat{i}_{k'}$$

$$\cos \theta = \hat{i}_k \cdot \hat{v}$$

$$\cos \theta' = \hat{i} \cdot \hat{v}'$$

$$KK' = \left(\frac{\hbar}{c}\right)^2 \omega \omega' \cos \alpha - \left(\frac{\hbar}{c^2}\right)^2 \omega \omega'$$

$$PK' = \gamma m_e \frac{\hbar}{c} \omega' v \cos \theta' - \gamma m_e \frac{\hbar}{c^2} \omega'$$

$$PK = \gamma m_e \frac{\hbar}{c} \omega v \cos \theta - \gamma m_e \frac{\hbar}{c^2} \omega$$

Αντικαθιστώντας στην (i) υπολογίζουμε:

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{\frac{v}{c} \cos \theta - 1}{\left(\frac{v}{c} \cos \theta - 1 \right) + \frac{\hbar \omega}{\gamma m_e c^2} (\cos a - 1)}$$

Σε πρώτη προσέγγιση αν $v=0$, $\gamma=1$

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1}{1 + \frac{\hbar\omega}{\gamma m_e c^2} (1 - \cos a)}$$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda' - \lambda}{\lambda} = \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} (1 - \cos a)$$

$$\hbar\omega \ll \gamma m_e c^2$$

$$\frac{\omega'}{\omega} = \frac{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta'}$$

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\cos \theta - \cos \theta'}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta'}$$

Αντίστροφη Σκέδαση Compton

Είναι γνωστό το φαινόμενο Compton κατά το οποίο ένα φωτόνιο σκεδάζεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, μεταφέροντας ένα μέρος της ενέργειας του στο ηλεκτρόνιο.

Εάν το ηλεκτρόνιο έχει μεγάλη κινητική ενέργεια συμβαίνει τον αντίστροφο φαινόμενο δηλαδή το φωτόνιο να κερδίσει ενέργεια.

Για μία μετωπική κρούση, υπολογίζεται :

$$\hbar\omega = \frac{4}{3} \gamma^2 \hbar\omega_0$$

Αν ηλεκτρόνιο με $\gamma=1000$ (510 MeV)

σκεδαστεί με φωτόνιο

R.F. $\nu=10^9$ Hz $\rightarrow 10^{15}$ Hz (UV)

I.F $\nu=3 \times 10^{12}$ Hz $\rightarrow 3 \times 10^{18}$ (x-ray)

visual $\nu=4 \times 10^{14}$ Hz $\rightarrow 4 \times 10^{20}$ (γ 1,6 MeV)

Αντίστροφη Σκέδαση Compton

Είναι γνωστό το φαινόμενο Compton κατά το οποίο ένα φωτόνιο σκεδάζεται σε ένα ατομικό ηλεκτρόνιο, μεταφέροντας ένα μέρος της ενέργειας του στο ηλεκτρόνιο.

Εάν το ηλεκτρόνιο έχει μεγάλη κινητική ενέργεια συμβαίνει τον αντίστροφο φαινόμενο δηλαδή το φωτόνιο να κερδίσει ενέργεια.

Για μία μετωπική κρούση, υπολογίζεται :

$$\hbar\omega = \frac{4}{3} \gamma^2 \hbar\omega_0$$

Αν ηλεκτρόνιο με $\gamma=1000$ (510 MeV)

σκεδαστεί με φωτόνιο

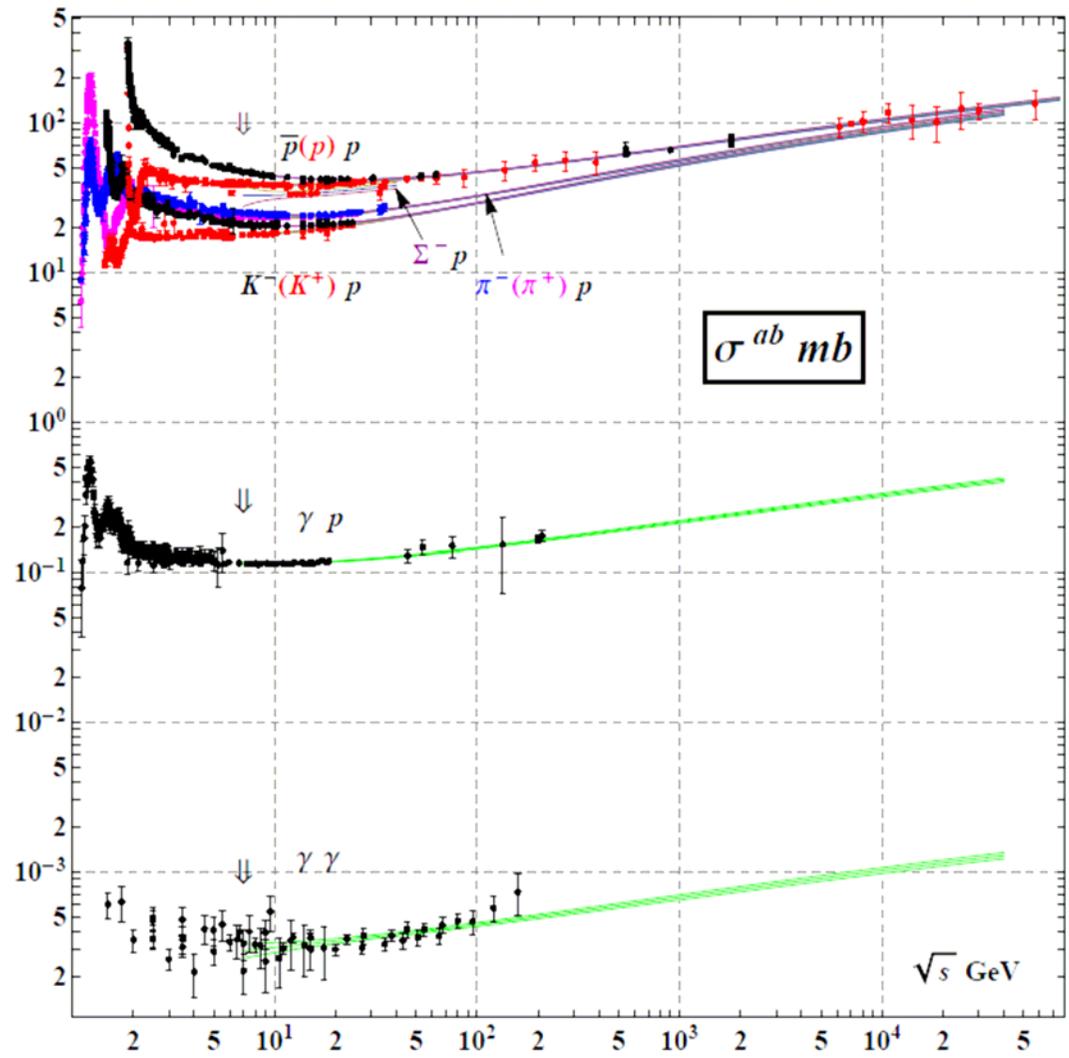
R.F. $\nu=10^9$ Hz $\rightarrow 10^{15}$ Hz (UV)

I.F $\nu=3 \times 10^{12}$ Hz $\rightarrow 3 \times 10^{18}$ (x-ray)

visual $\nu=4 \times 10^{14}$ Hz $\rightarrow 4 \times 10^{20}$ (γ 1,6 MeV)

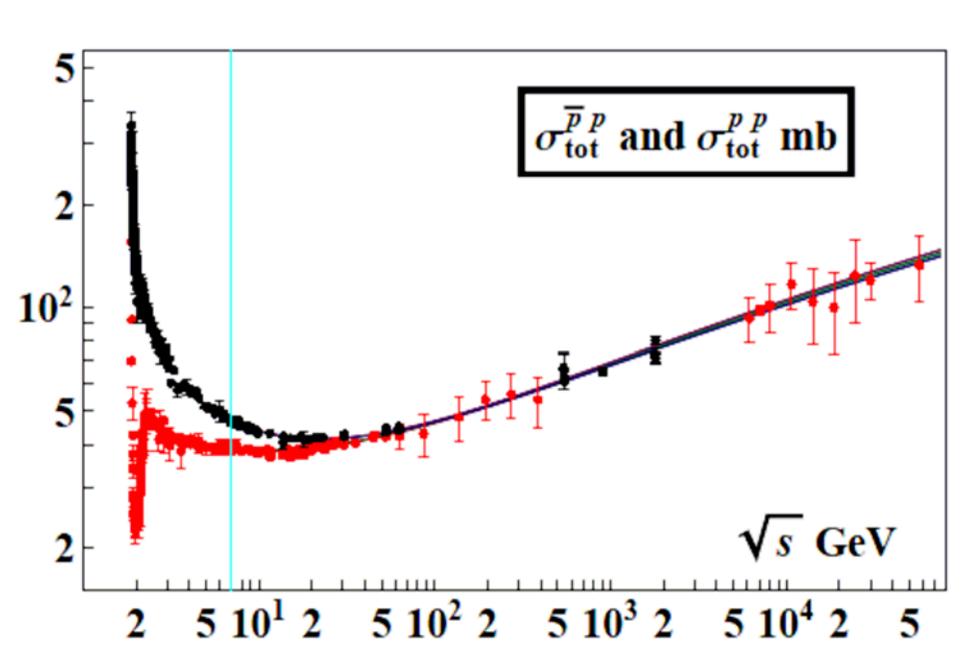
Αδρόνια

Διατομές σαν συνάρτηση της ενέργειας Κ.Μ.

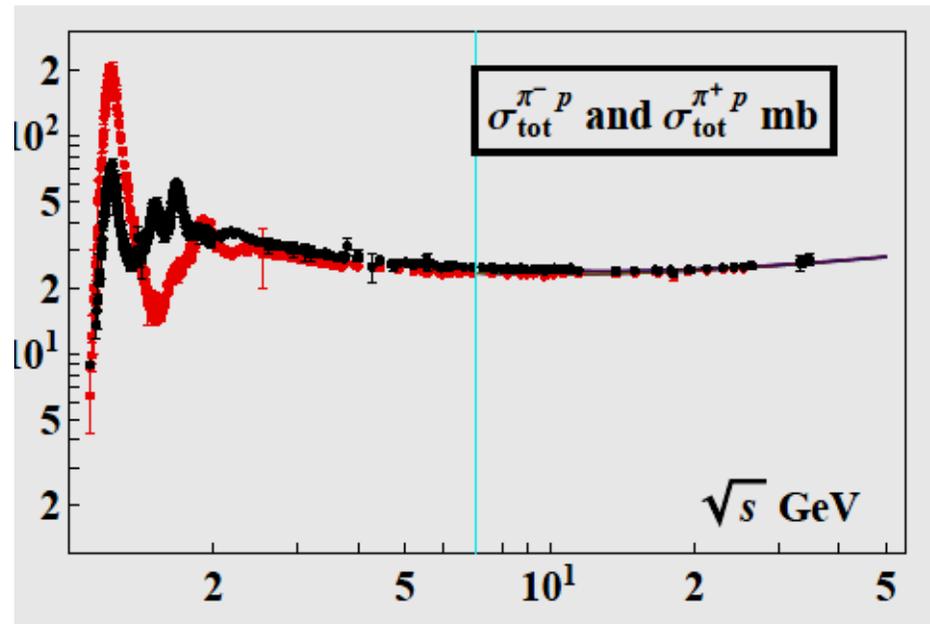


$\log^2(s/s_0)$

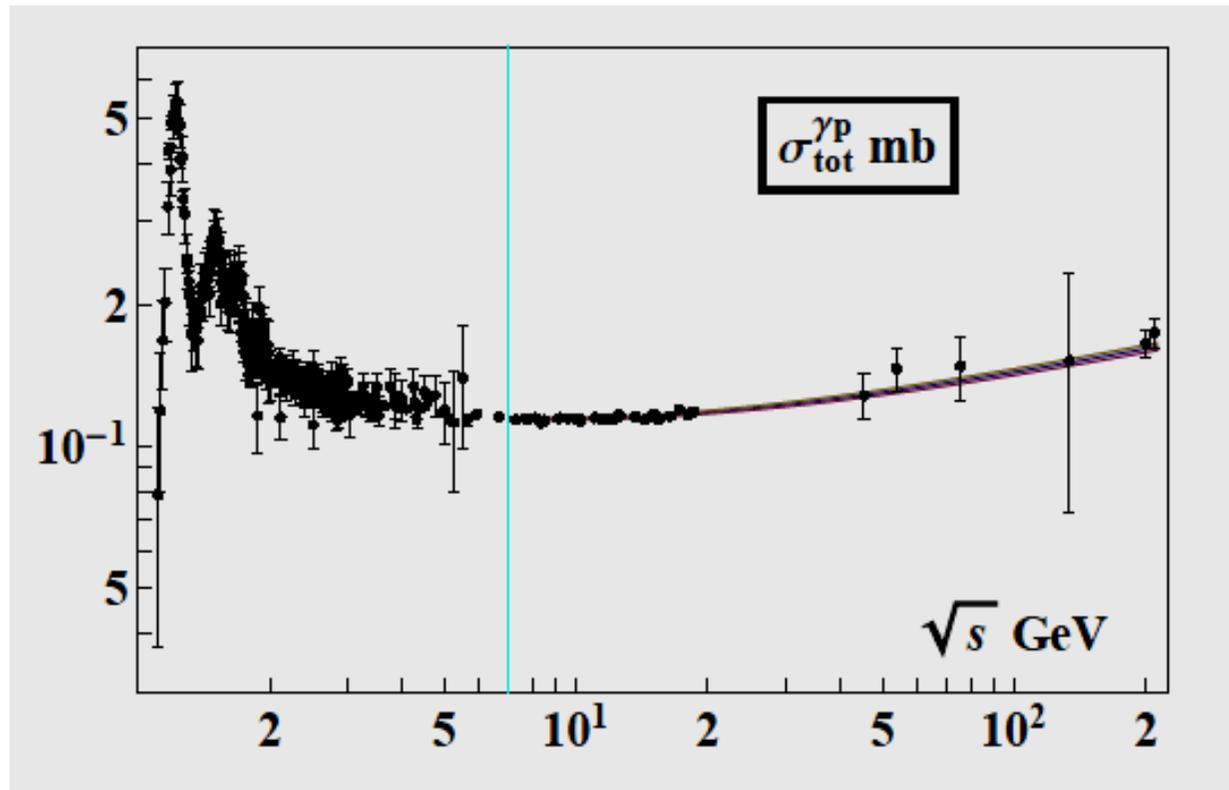
Διατομή πρωτονίων αντιπρωτονίων



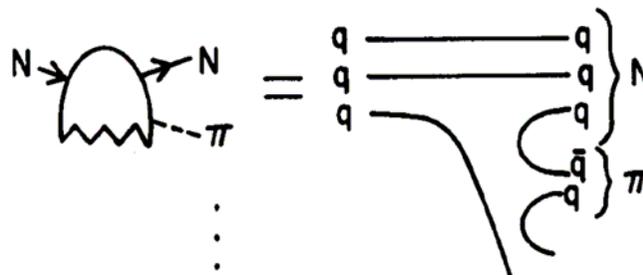
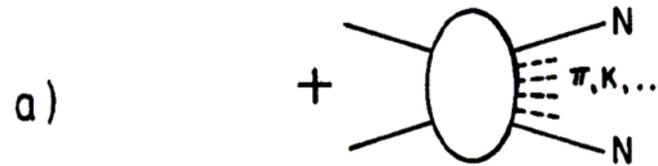
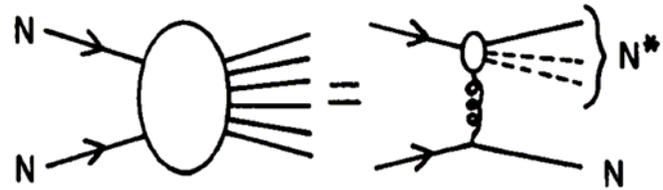
Διατομή $\pi^+ \pi^-$



Διατομή φωτονίων



Μοντέλο



b)

Figure 5.1: (a) Isobar-pionization picture of a nucleon–nucleon collision. (b) Fragmentation of a projectile nucleon.

Μεταβλητές.

Μεταβλητή	Ορισμός	Περιγραφή
X^*	$\frac{p_{\parallel}^*}{p_{\parallel}^*} \cong \frac{2p_{\parallel}^*}{\sqrt{s}}$	Feynman x
X_R	$\frac{E^*}{E_{\max}^*} \cong 2\frac{E^*}{\sqrt{s}}$	radial x
μ_T	$\sqrt{p_T^2 + m_c^2}$	transverse mass
$X_{\text{lab}} = X_L$	$E_{\text{lab}}/E_{\text{lab}(\max)}$	$= E_{\text{lab}}/E_{\text{beam}}$
y	$E^* \mu_T \cosh y$	rapidity
η	$-\ln \tan^{1/2}\theta$	pseudorapidity

λίγα για την πολλαπλότητα των δευτερογενών

2.1. Feynman Scaling

Feynman concluded that for asymptotically large energies the mean total number of any kind of particle rises logarithmically with \sqrt{s} [20]:

$$\langle N \rangle \propto \ln W \propto \ln \sqrt{s} \quad \text{with} \quad W = \sqrt{s}/2. \quad (1)$$

His conclusions are based on phenomenological arguments about the exchange of quantum numbers between the colliding particles. He argued that the number of particles with a given mass and transverse momentum per longitudinal momentum interval p_z depends on the energy $E = E(p_z)$ as

$$\frac{dN}{dp_z} \sim \frac{1}{E}. \quad (2)$$

This was extended to the probability of finding a particle of kind i with mass m and transverse and longitudinal momentum p_T and p_z :

$$f_i(p_T, x_F = p_z/W) \frac{dp_z}{E} d^2p_T \quad (3)$$

with the energy of the particle

$$E = \sqrt{m^2 + p_T^2 + p_z^2}. \quad (4)$$

The function $f_i(p_T, x_F)$ denotes the particle distribution. Feynman's hypothesis is that f_i becomes independent of W at high energies. This assumption is known as *Feynman scaling* and f_i is called the scaling function or Feynman function. The variable $x_F = p_z/W$, called *Feynman-x*, is the ratio of the longitudinal momentum of the particle p_z to the total energy of an incident particle W . Integration of expression (3) results in $\langle N \rangle \propto \ln W$. A derivation is given in Appendix A.

Considering that the maximum rapidity in a collisions increases also with $\ln \sqrt{s}$, it follows that:

$$\frac{dN}{dy} = \text{constant}, \quad (5)$$

i.e., the height of the rapidity distribution around mid-rapidity, the so-called plateau, is independent of \sqrt{s} . Equivalently, the pseudorapidity at mid-rapidity $dN/d\eta|_{\eta=0}$ is approximately constant if Feynman scaling holds (the pseudorapidity is defined as $\eta = (1/2) \ln[(p + p_L)/(p - p_L)] = -\ln \tan \vartheta/2$ where p (p_L) is the total (longitudinal)

momentum of the particle and ϑ the angle between the particle and the beam axis). Here the transformation from y to η has to be taken into account. It depends on the average $m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2}$ of the considered particles which, however, is only weakly energy-dependent. An estimate based on the Pythia event generator shows that the ratio $(dN_{\text{ch}}/dy)/(dN_{\text{ch}}/d\eta)$ changes by only 1 – 2% from $\sqrt{s} = 100$ GeV to 1 TeV. Furthermore, this transformation causes a dip in the distribution around $\eta \approx 0$ which is not present in the rapidity distribution itself (see Section 3.4 where measured $dN_{\text{ch}}/d\eta$ distributions are shown).

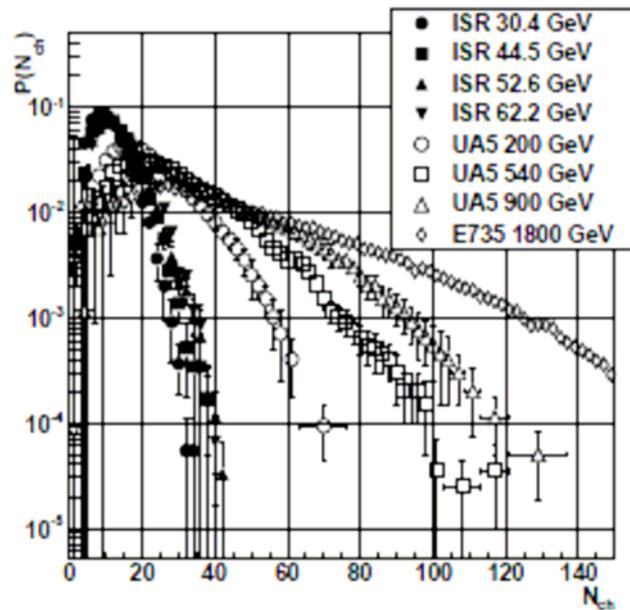
Από το άρθρο:

Charged-Particle Multiplicity in Proton–Proton Collisions

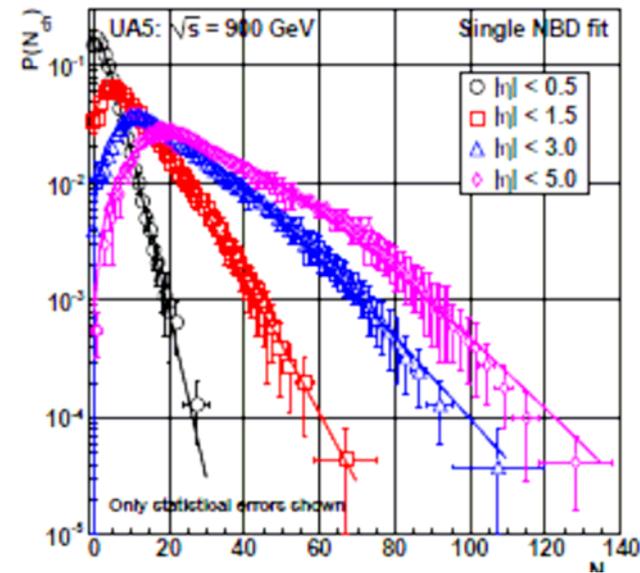
Jan Fiete Grosse-Oetringhaus¹, Klaus Reygers²

<http://arxiv.org/abs/0912.0023v2>

Κατανομές δευτερογενών

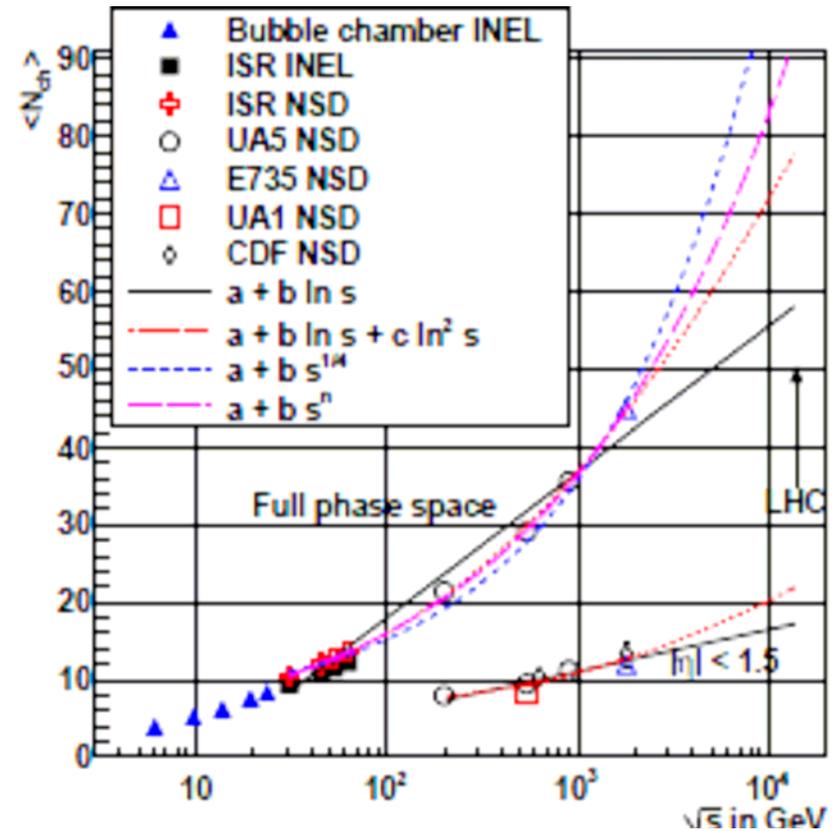
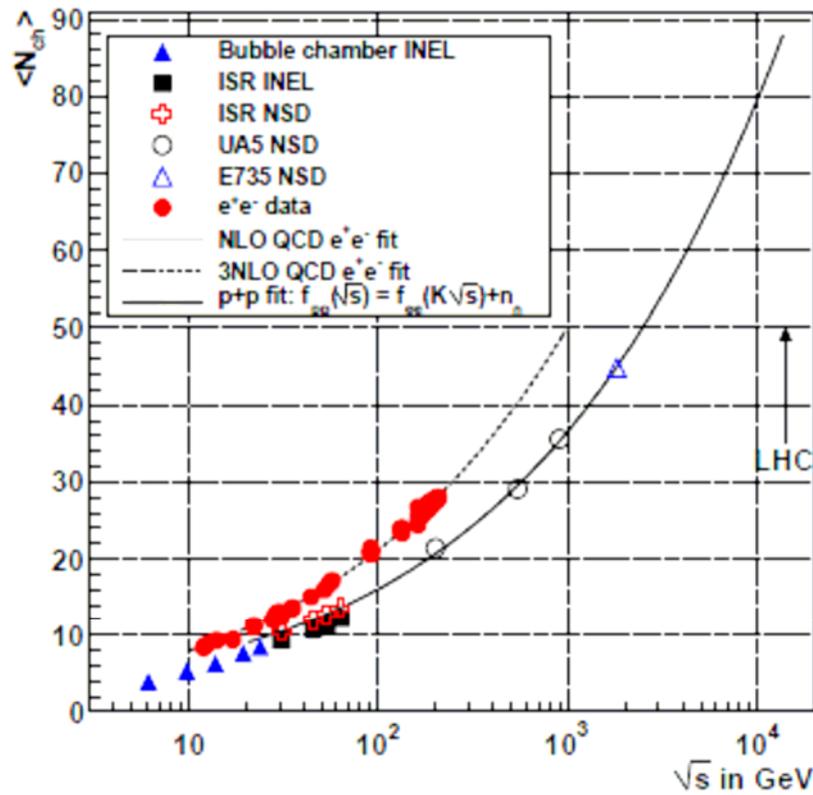


Αριθμός φορτισμένων για
διαφορετικές ενέργειες CM

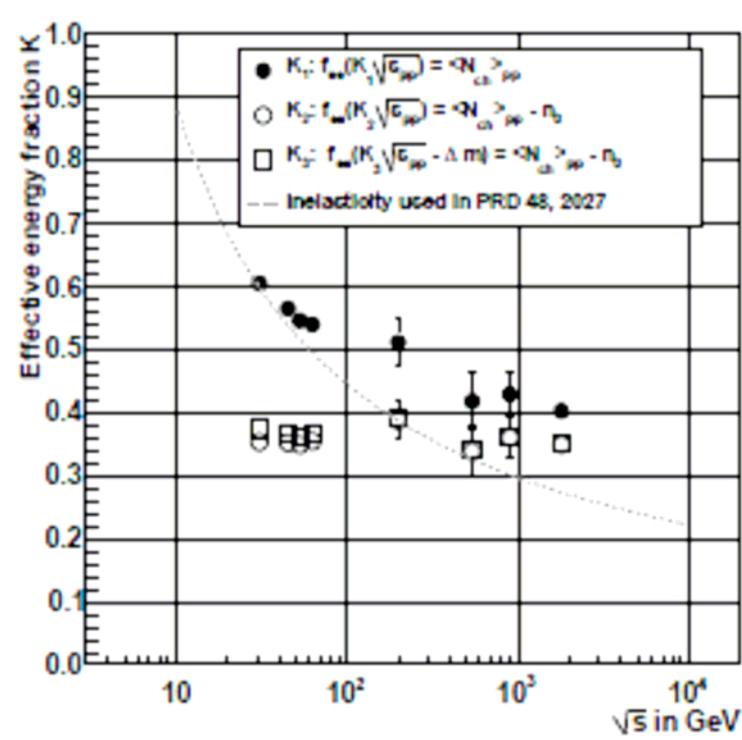


Η πολλαπλότητα ελαττώνεται
σημαντικά για μικρές τιμές του η
Μικρή τιμή του η έχουν τα
σωματίδια κοντά στη δέσμη.

Μέση πολλαπλότητα σαν συνάρτηση της Εν. CM



Ανελαστικότητα K (inelasticity)



Το ποσοστό ενέργειας της δέσμης που πηγαίνει στα «θραύσματα» (fragmentation). Η υπόλοιπη πηγαίνει στο leading particle.