

Συμμετρία φορτίου C

Το χαρακτηριστικό του μετασχηματισμού C είναι ότι μετρέπει ένα ωματίδιο στο αντιωματίδιό του (που έχει αντίθετους όρους τους προδεδειγμένους υφαντικούς αριθμούς: ηγμένο φορτίο Q, βαρυτικό αριθμό B, λεπτονικό L, παραδοξότητα S κλπ).

Το spin και η κατάσταση χρώματος δεν μεταβάλλονται.

$$\psi^c(-Q, -B, -L, -S, \dots)$$

$$= U(C) \psi(Q, B, L, S, \dots) U^{-1}(C)$$

όπου $U(C)$ μοναδιαίος και $U(C) = U^\dagger(C)$

Ας δούμε τη μορφή που παίρνει ο
μετ/μός συζυγίας φορτίου για ένα πεδίο
Dirac $\psi(x)$.

Η εξ. Dirac μέσα σε η/μύ πεδίο είναι
 $(i\gamma^\mu \partial_\mu - q\gamma^\mu A_\mu(x) - m)\psi(x) = 0$ (βλ. 100
όχι 101)

Ένα ηρεντρόνιο (με $q = -e$) μετ/ται σε
ποσιτρόνιο κάτω από το μετ/μό συζυγίας

$$\psi^c(x) = U(c)\psi(x)U(c)$$

που επίσης θα πρέπει να ικανοποιεί

την εξ. Dirac. Δηλ πρέπει να ισχύει ότι

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu + e\gamma^\mu A_\mu(x) - m)\psi(x) = 0$$

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - e\gamma^\mu A_\mu(x) - m)\psi^c(x) = 0$$

που πράγματι συμβαίνει αν (άμεση)

$$\psi^c(x) = i\gamma^2 \gamma^0 \overline{\psi}^T(x) = i\gamma^2 (\psi(x)^\dagger)^T = i\gamma^2 \psi^*(x)$$

Μάζες νευτρίνων

Η απουσία ν_R στο Κ.Π. μας επιτρέπει να γράφουμε ένα όρο μάζας Dirac, όπως για τα υπόλοιπα φερμιόνια. Είναι όμως δυνατό να γράφουμε ένα όρο μάζας χρησιμοποιώντας μόνο το αριστερότροφο πεδίο ψ_L και έτσι να πάρουμε μη μηδενική μάζα για τα νευτρίνα.

Διαπιστώνουμε ότι

$$\begin{aligned} (\psi^c)_R &= \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) \psi^c = \frac{1}{2} (1 + \gamma_5) i \gamma^2 \psi^* \\ &= i \gamma^2 \frac{1}{2} (1 - \gamma_5) \psi^* = i \gamma^2 \psi_L^* \\ &= (\psi_L)^c = \psi_L^c \end{aligned}$$

δηλ το $(\psi^c)_R$ συμπεριφέρεται κάτω από μετασχηματισμούς Lorentz ως αριστερότροφο

Ετσι μπορούμε να κατασκευάσουμε
ένα πεδίο Majorana μόνο από το ψ_L

$$\chi = \psi_L + \psi_L^c$$

Το φερμιονικό πεδίο Majorana ορί-
ζεται από την ιδιοτητά του να ταυτι-
ζεται με το συζυγές του ως προς τη
συμμετρία φορτίου Q ,

$$\chi = \chi^c$$

το οποίο προφανώς ισχύει.

Ετσι το βωματίδιο και το αντιβωματίδιο
ταυτίζονται ε' αυτή την περίπτωση.

Είναι σαφές ότι αυτή η δυνατότητα υπάρ-
χει μόνο για ένα σνδέτερο, χωρίς χρώμα
φερμιόνιο, όπως το νετρίνο.

Ο όρος μάζας για ένα Majorana πεδίο γράφεται ε' αυτή την περίπτωση

$$m_L \bar{\chi} \chi = m_L (\bar{\psi}_L^c \psi_L + \bar{\psi}_L \psi_L^c)$$

Ενας τέτοιος όρος αγγίζει το γεπτονικό αριθμό κατά δύο $\Delta L = 2$ (και δεν επιτρέπεται στο Κ.Π. - άβυθος)

Σε αναλογία με τα παραπάνω μπορούμε να χρειόμαστε ένα όρο μάζας για ένα Majorana πεδίο που κατασκευάζεται μόνο από το ψ_R

$$\omega = \psi_R + \psi_R^c = \omega^c$$

$$m_R \bar{\omega} \omega = m_R (\bar{\psi}_R^c \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_R^c)$$

Σε επεκτάσεις του ΚΠ υπάρχουν πολύ περισσότερες δυνατότητες.

Το απλούστερο είναι να προσθέσουμε
δεξιόστροφα νετρίνα ν_R , οπότε καταρχήν
μπορούμε να έχουμε όρο μάζας Dirac

$$m_D (\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R)$$

όπως και γι' τα άλλα ψευδινόια και
να περιμένουμε ότι είναι της ίδιας τάξης
μεχέδους. Επίσης θα μπορούσαμε να έχουμε
και όρους μάζας Majorana

$$m_L (\bar{\nu}_L^c \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_L^c) + m_R (\bar{\nu}_R^c \nu_R + \bar{\nu}_R \nu_R^c)$$

Συνοψισά οι όροι μάζας Dirac και
Majorana μπορούν να γραφτούν στη μορφή

$$(\bar{\nu}_L, \bar{\nu}_L^c) \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_R^c \\ \nu_R \end{pmatrix} + h.c.$$

(αδυναμία)

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον έχει ο μηχανισμός "τραμπάγας" (seesaw), που πραγματοποιείται όταν $m_L = 0$, $m_R \gg m_D$ (άσκηση: Βρείτε σε αυτή την περίπτωση τις ιδιοτιμές του πίνακα μάζας των νετρίνων. Πόσο πρέπει να είναι το m_R ώστε να πάρουμε μάζες νετρίνου $\sim 1\text{eV}$ για m_D αντίστοιχη των φορτισμένων λεπτονίων;)

Η ύπαρξη μη μηδενικών Majorana μαζών έχει παρατηρήσιμες συνέπειες, π.χ. στη χωρίς νετρίνα διπλή ασυννομογένεια των πετρίνων (που δεν έχει παρατηρηθεί μέχρι τώρα). Απογορεύσεις π.χ. Cheng-Li

Μεγαλύτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα
 φαινόμενα που έχουν σχέση με τις ταλαντώ-
 σεις των νετρίνων. Αν τα νετρίνα έχουν
 μάζα, τότε πρέπει να διακρίνουμε μετα-
 ξύ ιδιοματαστάσεων της μάζας και εκείνων
 των αδελφών αλληλεπιδράσεων. Έτσι αντίστοι-
 χα με όσα είπαμε για την μίξη των
 quarks θα έχουμε

$$J_{\text{φερτ.}}^{\mu} = (\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau})_L \gamma^{\mu} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_{\mu} \\ \nu_{\tau} \end{pmatrix}_L = (\bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau})_L \gamma^{\mu} U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_L$$

όπου ν_i είναι οι ιδιοματαστάσεις της μάζας
 και $\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ οι αδελφές ιδιοματαστάσεις.

Ο μηχανισμός της ταλάντωσης νετρίνων
 γίνεται βαρύτερος αν περιοριστούμε στις δύο

γενείς. Τότε θα έχουμε

$$\begin{pmatrix} | \nu_e \rangle \\ | \nu_\mu \rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} | \nu_1 \rangle \\ | \nu_2 \rangle \end{pmatrix}$$

Οι ιδιοκαταστάσεις της μάζας $| \nu_i \rangle$ εξελίσσονται με το χρόνο κατά τα γνωστά

$$| \nu_i(t) \rangle = | \nu_i(0) \rangle e^{-i E_i t}$$

όπου οι ενέργειες E_i είναι

$$E_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2} \simeq p + \frac{m_i^2}{2p} \text{ για } p \gg m_i$$

Μετά από χρόνο t , μια κατάσταση κατάσταση ν_e γίνεται

$$\begin{aligned} | \nu(t) \rangle &= | \nu_1(0) \rangle \cos \theta e^{-i E_1 t} + | \nu_2(0) \rangle \sin \theta e^{-i E_2 t} \\ &= | \nu_e \rangle (\cos^2 \theta e^{-i E_1 t} + \sin^2 \theta e^{-i E_2 t}) \\ &\quad + | \nu_\mu \rangle \sin \theta \cos \theta (-e^{-i E_1 t} + e^{-i E_2 t}) \end{aligned}$$

δηλ ένα μίγμα των ν_e και ν_μ .

Μπορούμε να υπολογίσουμε τις πιθανότητες να παρατηρήσουμε ένα ν_e ή ν_μ

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e, t) = |\langle \nu_e | \nu(t) \rangle|^2$$
$$= 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{(E_1 - E_2)t}{2}$$

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu, t) = |\langle \nu_\mu | \nu(t) \rangle|^2$$
$$= \sin^2(2\theta) \sin^2 \frac{(E_1 - E_2)t}{2}$$

με άθροισμα προφανώς μονάδα. αβυσσ

Higgs μποσόνιο

- Οι σταθερές σύνδεσης του H είναι πλήρως προσδιορισμένες στο μοντέλο W - Φ

$$g_{\bar{f}fH} = m_f/v = (2^{1/4} G_F^{1/2}) m_f$$

$$g_{VVH} = 2 (2^{1/4} G_F^{1/2}) M_V, \quad V = W, Z$$

- Αντίθετα η μάζα του H είναι ουσιαστικά ανεξάρτητη

$$m_H = \sqrt{2} \mu, \quad \mu^2 = \lambda (2\sqrt{2} G_F)^{-1}$$

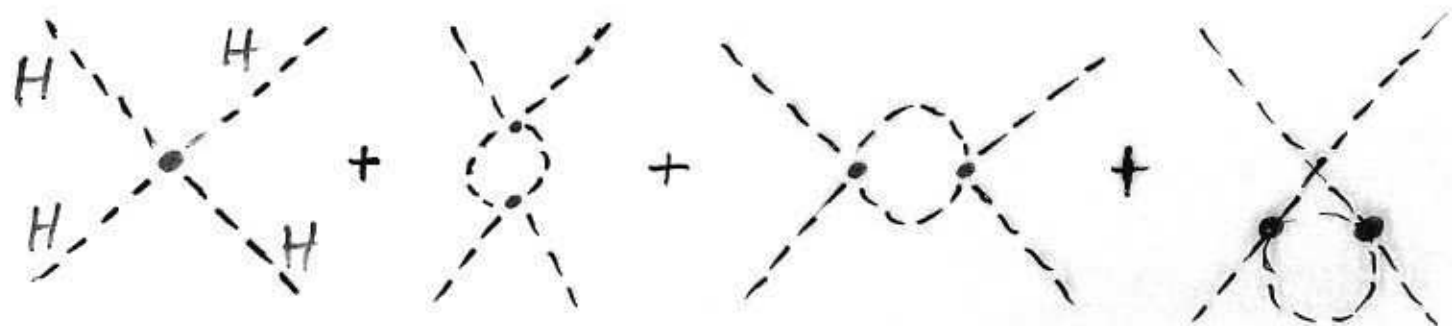
- Το προφίλ των σωματιδίων Higgs προσδιορίζεται πλήρως για δεδομένη μάζα του Higgs, δηλ. το σχήμό πρώτος διάσπασης, ο χρόνος ημιζωής και οι ρυθμοί διάσπασης στα διάφορα κανάλια υπορχήλωση

Όρια μάζας του Higgs

- Έχει ενδιαφέρον να δούμε σε ποιά όρια μπορεί να βρεθεί η μάζα του Higgs.
- Όριο από την απαίτηση η θεωρία να μην είναι τετριμμένη.

Ας εξετάσουμε πρώτα τις διαρρήσεις αυτισθορίας ενός-τρόχου ζαμβούστας υπόγυ μόνο τις ευρεισθορές του Higgs.

Τα διαγράμματα Feynman δείχνου καί διαρρήσεις ενός-τρόχου στον ουτε-ζεστή αυτοδύνδεσης του H , λ είναι



Η μεταβολή του λ με τη ενεργειακή
υπόταση Q που προκύπτει περιγράφε-
ται από την εξίσωση της ομάδας
επανακανονισμού (ΕΟΕ), $(\hbar \epsilon_{ng} + L_1)$

$$\frac{d}{d \log Q^2} \lambda(Q^2) = \frac{3}{4\pi^2} \lambda^2(Q^2) + \text{όροι ανώτερης τάξης}$$

Διαλέχοντας ως φυσική υπόταση
αναφοράς την $Q_0 = v$, η λύση είναι

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) \left[1 - \frac{3}{4\pi^2} \lambda(v^2) \log \frac{Q^2}{v^2} \right]^{-1}$$

Αν $Q^2 \ll v^2 \rightarrow \lambda(Q^2) \sim \lambda(v^2) / \log(\infty) \rightarrow 0$

Τότε η θεωρία θεωρείται τετριμ-
μένη γιατί ο συντελεστής συνδεδεμένης της
μυδενίζεται.

Τονίζουμε ότι προκειμένου να εξασφα-
λιστεί η σταθερότητα του μασού
(να μην πηγαίνει στο $-\infty$) πρέπει

$$\lambda > 0 \Rightarrow \lambda(v^2) \leq \frac{4\pi^2}{3} \log \frac{Q^2}{v^2}$$

Εξάλλου για $Q^2 \gg v^2 \Rightarrow \lambda(Q^2) \rightarrow \infty$

Η ενεργειακή κλίμακα όπου ο συντελε-
στής σύνδεσης απειρίζεται λέγεται πίνακας
Λαυρεντ και είναι

$$\Lambda^* = v \exp\left(\frac{4\pi^2}{3\lambda}\right) = v \exp\left(\frac{8\pi^2 v^2}{3m_H^2}\right)$$

Το χειριρό επιχείρημα είναι ότι
για να μπορεί να αντιμετωπιστεί το
βόθρωτό τμήμα του $W-S$ διαχωρι-
σμού σε όρες τις ενεργειακές κλί-
μακες πρέπει
να είναι απο $\lambda = 0$ (στο $W-S$ σημαίνει $m_H = 0$)

Συμπώς η Δευρία, επειδή δεν
έχει αλληλεπιδράσεις, είναι τετριμμένη.

Είναι όμως δυνατόν να χρησιμοποιη-
θεί το επιχείρημα και με διαφορετικό
(και πιο χρήσιμο) τρόπο: να χρησιμο-
ποιήσουμε τη γύση της ΕΟΕ για το λ
ώστε να προσδιορίσουμε το εύρος της
ενεργειακής περιοχής για την οποία
αρκούει το $W-S$, δηλ. το αντίστροφο
επιμέγεθος Λ^* κάτω από το οποίο
το λ παραμένει πεπερασμένο

$$\Rightarrow Q^2 \leq \Lambda^*$$

Ετσι για κάθε δεδομένη m_H μπο-
ρούμε να προσδιορίσουμε μία ανώτατη

ενεργειακή κλίμακα Λ^* (πόσο Landau)

όπου η θεωρία είναι τεκμηριωμένη.

Αντίστροφα αν δέσουμε το W - Z να έχει
κόνημα μέχρι κάποια ενεργειακή κλί-
μακα Λ^* , τότε

$$m_H^2 \leq \frac{8\pi^2 v^2}{3 \log \frac{\Lambda^{*2}}{v^2}} \quad \text{άσκηση}$$

π.χ. 1 για την κλίμακα εκπομπής, $\Lambda^* \sim 10^{16} \text{ GeV}$

$$\Rightarrow m_H \leq 200 \text{ GeV}$$

π.χ. 2 για $\Lambda^* \sim 1 \text{ TeV} \Rightarrow m_H \leq 750 \text{ GeV}$

που είναι κοντά στην επιτήρηση των
μη διαταρακτικών υπολογισμών σε "πρόγραμμα".

- Οριο σταθερότητας

Στη προηγούμενη συζήτηση μόνο οι
διεργασίες του H είχαν ληφθεί υπό-

ψη στον υπολογισμό της μεταβολής του γ .

Αυτό είναι καλή προσέγγιση για σχε-
τιικά μεγάλο λ .

Η ΕΟΕ για το λ συμπεριλαμβάνονται
συεισφορές φερμιονίων και διανυσματικών
μυονίων είναι

$$\frac{d}{d \log a^2} \lambda \simeq \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda^2 + 6\lambda\lambda_t^2 - 3\lambda_t^4 \right. \\ \left. - \frac{3}{2}\lambda(3g_2^2 + g_1^2) + \frac{3}{16}(2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right]$$

όπου $\lambda_t = \sqrt{2} m_t / v$

Για σχετικά όχι πολύ μεγάλες τιμές του
 λ οι επιπλέον συεισφορές θα αγνοήσουν
μόνο λίγο τα προηγούμενα αποτελέσματα.

Αλλά για $\lambda \ll \lambda_t, g_1, g_2$ έχουμε προσ-
εγγιστικά

$$\frac{d}{d \log Q^2} \lambda \approx \frac{1}{16\pi^2} \left[12\lambda^2 - 12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right]$$

και η γύνη της θεωρόντας πάλι την
η/ν ή πείραμα ως σημείο αναφοράς
(και τα λ_t, g_1, g_2 σταθερά)

$$\lambda(Q^2) = \lambda(v^2) + \frac{1}{16\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \log \frac{Q^2}{v^2}$$

Αν το λ είναι πολύ μικρό, η συνεισ-
φορά του top quark μπορεί να επι-
κρατήσει και να οδηγήσει σε $\lambda(Q^2) < 0$.
Τότε το μετό δεν είναι πιά σταθερό
γιατί δεν έχει ελάχιστο. Έτσι για να
έχουμε βαθμωτό δυναμικό με πεπερα-

ο μέντο ερράχιστο, δηλ. $\lambda(Q^2) > 0$ πρέπει

$$m_H^2 > \frac{v^2}{8\pi^2} \left[-12 \frac{m_t^4}{v^4} + \frac{3}{16} (2g_2^4 + (g_2^2 + g_1^2)^2) \right] \cdot \log \frac{Q^2}{v^2} \quad \text{αυτίον}$$

Έτσι παίρνουμε σοβαρό περιορισμό
στη μάζα του Higgs μποζόνιου, η
οποία εξαρτάται από το ανώτερο
όριο της θεωρίας Λ^* .

π.χ. για $\Lambda^* \sim 10^{16} \text{ GeV} \Rightarrow m_H \geq 130 \text{ GeV}$

για $\Lambda^* \sim 10^3 \text{ GeV} \Rightarrow m_H \geq 70 \text{ GeV}$

Το όριο αυτό μπορεί να αλλάξει αν
το κενό είναι μεταβλητό.

Άρα οι απαιτήσεις το λ να είναι
θετικό και πεπεσμένο δέτουν ορία στο

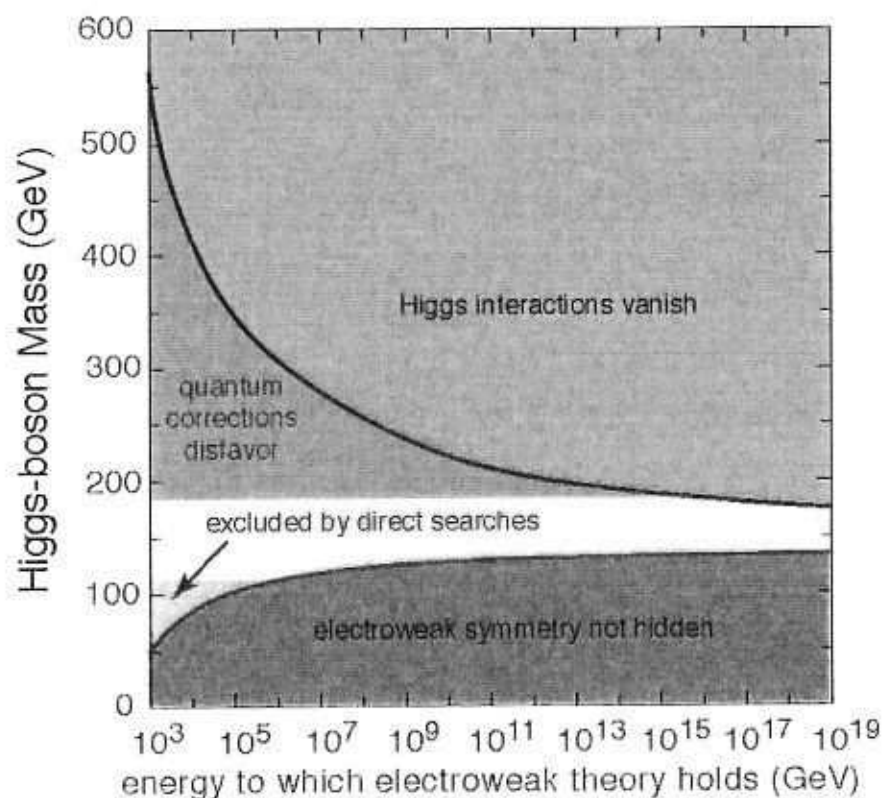
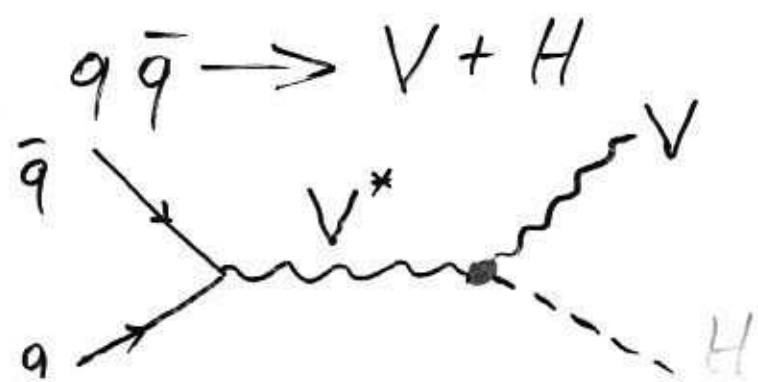


Figure 12. Bounds on the standard-model Higgs-boson mass that follow from requirements that the electroweak theory be consistent up to the energy Λ . The upper bound follows from triviality conditions; the lower bound follows from the requirement that $V(v) < V(0)$. Also shown is the range of masses permitted at the 95% confidence level by precision measurements and direct searches.

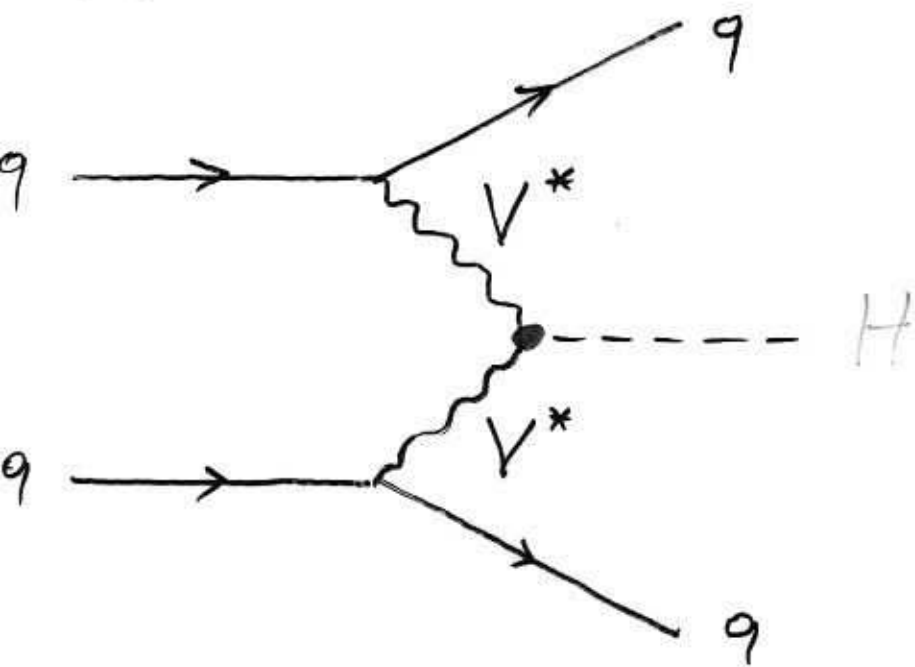
Παραγωγή Higgs σε μηχανές εύρους αδρόνιων

Στο $W-5$ οι κύριοι μηχανισμοί
παραγωγής σωματιδίων Higgs σε εύρω-
γές αδρόνιων χρησιμοποιούν το γεγονός
ότι το μποζόνιο Higgs συνδέεται προ-
πομακά με τα βαριά σωματίδια δηλ
 W, Z , t και ριζότερο με το b .
Έτσι οι 4 κύριες διαδικασίες παρα-
γωγής Higgs είναι
η συσχετισμένη με W/Z παραγωγή



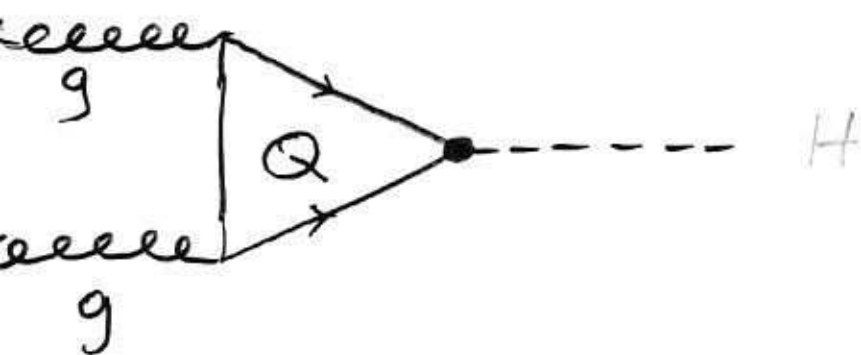
η σύντηξη διανυσματικών ποσοτήτων

$$q\bar{q} \rightarrow V^* V^* \rightarrow q\bar{q} + H$$



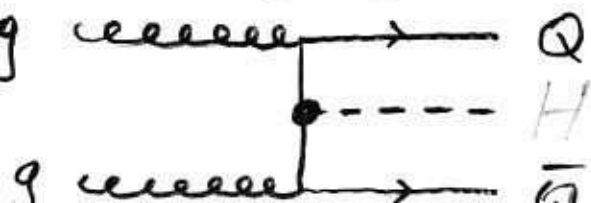
η σύντηξη χροονίων

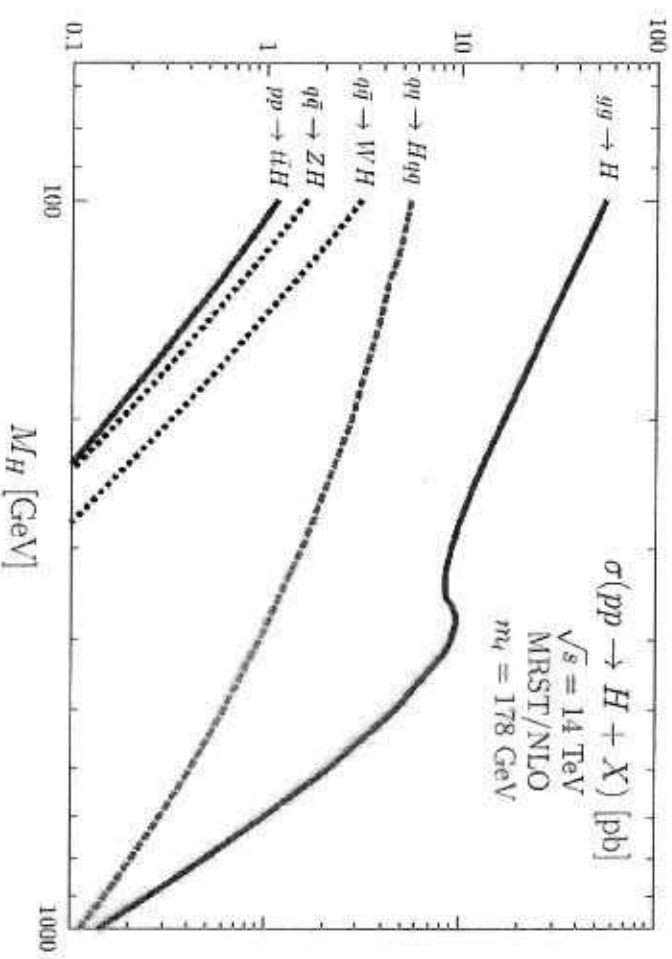
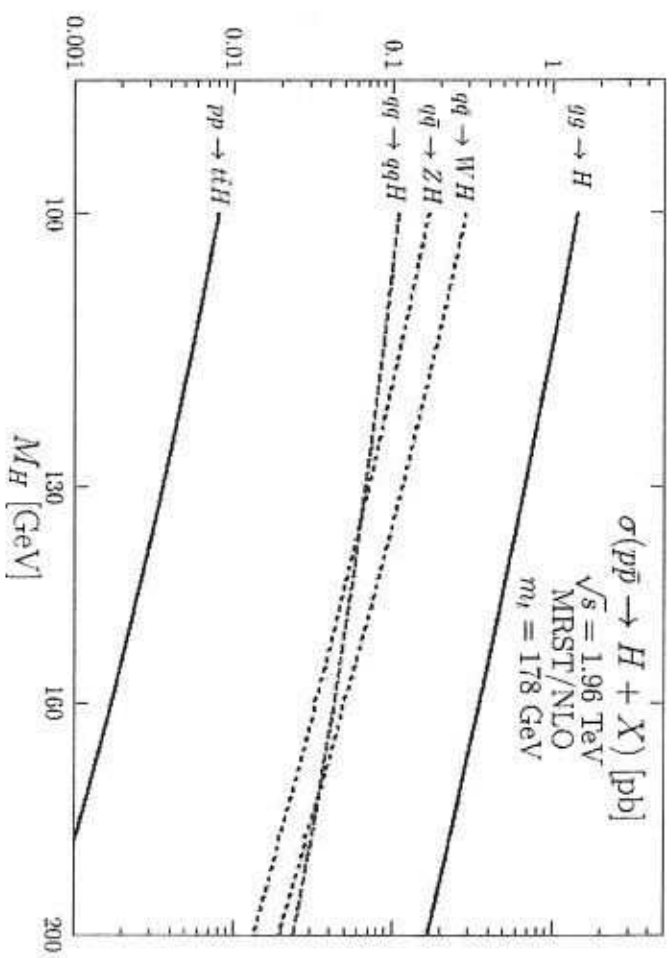
$$g\bar{g} \rightarrow H$$



η συσχετισμένη με βαριά quarks

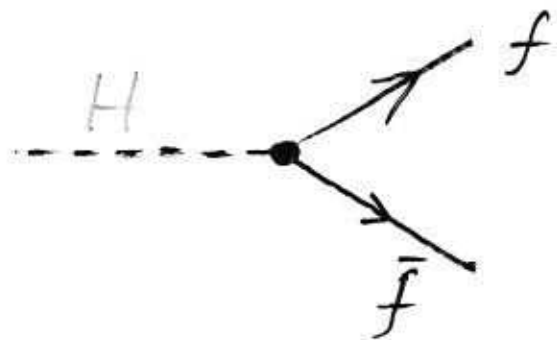
παραγωγή $g\bar{g}, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q} + H$





Διασπάσεις του W-5 Higgs μποφόρια

Διάσπαση σε quarks και λεπτόνια



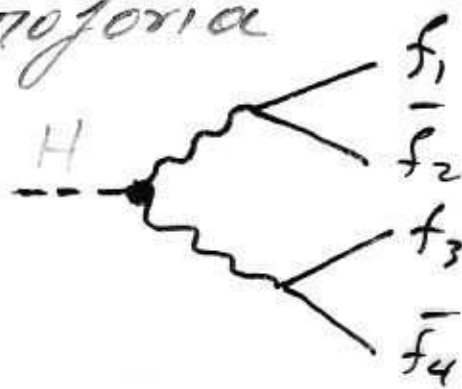
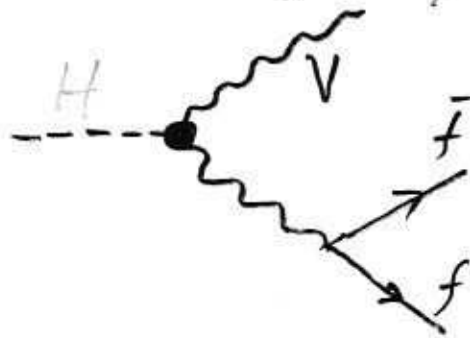
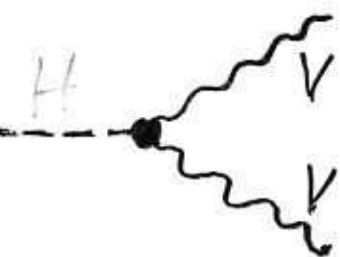
$$\Gamma(H \rightarrow f \bar{f}) = \frac{G_F N_c}{4\sqrt{2}\pi} m_H m_f^2 \mathcal{O}_f^3$$

όπου $\mathcal{O} = (1 - 4m_f^2/m_H^2)^{1/2}$ η ταχύτητα

των φερμιονίων στην τελική κατάσταση

και $N_c = 3(1)$ για quarks (λεπτόνια)

• Διάσπαση σε W, Z μποφόρια



$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \delta_V \sqrt{1-4x} (1-4x+12x^2)$$

όπου $x = M_V^2/m_H^2$, $\delta_W = 2$, $\delta_Z = 1$

