Οπότε

$$M_W = \frac{1}{2}gv = \frac{1}{2}\frac{e}{\sin\theta_W} \sim \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin\theta_W}$$
$$M_Z \sim \frac{74.6 \text{ GeV}}{\sin 2\theta_W}$$

Το 1982 παρατηρήθηκαν W και Z σε αντιδράσεις $p\bar{p} \rightarrow ZX \rightarrow (e^+e^-)X$ και $p\bar{p} \rightarrow W^{\pm}X \rightarrow (e^{\pm}\nu)X$, με $M_W \sim 81$ GeV και $M_Z \sim 93$ GeV.

Μάζες φερμιονίων

Ο όρος μάζας για τα φερμιόνια είναι $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$. Τώρα όμως τα αριστερόστροφα πεδία είναι ανήκουν σε διπλέτα της $SU(2)$, αντίθετα με τα δεξιόστροφα που βλέπουν μόνο την $U(1)$. Επομένως, ο όρος της μάζας δεν παραμένει αναλλοίωτος σε μετασχηματισμούς. Στο σημείο αυτό έρχεται πάλι το H. Προσθέτουμε στην Λαγκτραντζιανή τους όρους (ας περιοριστούμε μόνο στη μάζα του ηλεκτρόνιου)

$$\mathcal{L}_h = -G_e \left[(\bar{\nu}_e \, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} e_R + \bar{e}_R (\phi^- \, \phi^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \right]$$

Προσέξτε ότι στην άλγεβρα της $SU(2)$ έχουμε : $\mathbf{2} \times \mathbf{2} = \mathbf{3} + \mathbf{1}$ και επιπλέον βλέπουμε ότι και ως προς $U(1)$ οι όροι παραμένουν αναλλοίωτη μιας και $Y_{\text{διπλέτας}} = -1$, $Y_H = 1$ και $Y_{e_R} = -2$. Γράφοντας, κατά τα γνωστά,

$$\phi = \sqrt{\frac{1}{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

η Λαγκραντζιανή γίνεται

$$\mathcal{L}_h = -\frac{G_e}{\sqrt{2}} v(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) - \frac{G_e}{\sqrt{2}} h(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$$

Τώρα αναγνωρίζουμε την μάζα του ηλεκτρονίου $m_e = G_e v/\sqrt{2}$ και έχουμε και ένα όρο αλληλεπίδρασης του ηλεκτρονίου με το h

$$-\frac{G_e}{\sqrt{2}} h(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L) = -\frac{m_e}{v} h(\bar{e}_L e_R + \bar{e}_R e_L)$$

Με αντίστοιχο τρόπο δημιουργούνται και οι μάζες των κουάρκ. Για το d κουάρκ η διαδικασία είναι ανάλογη με αυτήν του ηλεκτρόνιου. Για το u κουάρκ χρησιμοποιούμε αντί του ϕ το συζυγές του ϕ_C. Ειδικά για την $SU(2)$ η θεμελιώδης αναπαράσταση $\mathbf{2}$ και η συζυγής της $\bar{\mathbf{2}}$ μετασχηματίζονται με τον ίδιο τρόπο. Οπότε, στην Λαγκραντζιανή προσθέτουμε τους όρους

$$-G_d(\bar{u}\,\bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} d_R - G_u(\bar{u}\,\bar{d})_L \begin{pmatrix} -\bar{\phi}^0 \\ \phi^- \end{pmatrix} u_R + \text{h.c}$$

που θα δώσουν τους όρους

$$-m_d\bar{d}d - m_u\bar{u}u - \frac{m_d}{v}\bar{d}dh - \frac{m_d}{v}\bar{u}uh$$

με

$$m_u = \frac{G_u v}{\sqrt{2}}, \qquad m_d = \frac{G_d v}{\sqrt{2}}$$

Τέλος, η μάζα του h φαίνεται από το δυναμικό

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2$$

και είναι

$$m_h^2 = 2\lambda v^2$$