

# Elektrozayıf Teori

O.Cakir (AU)

TBAE TPF'24

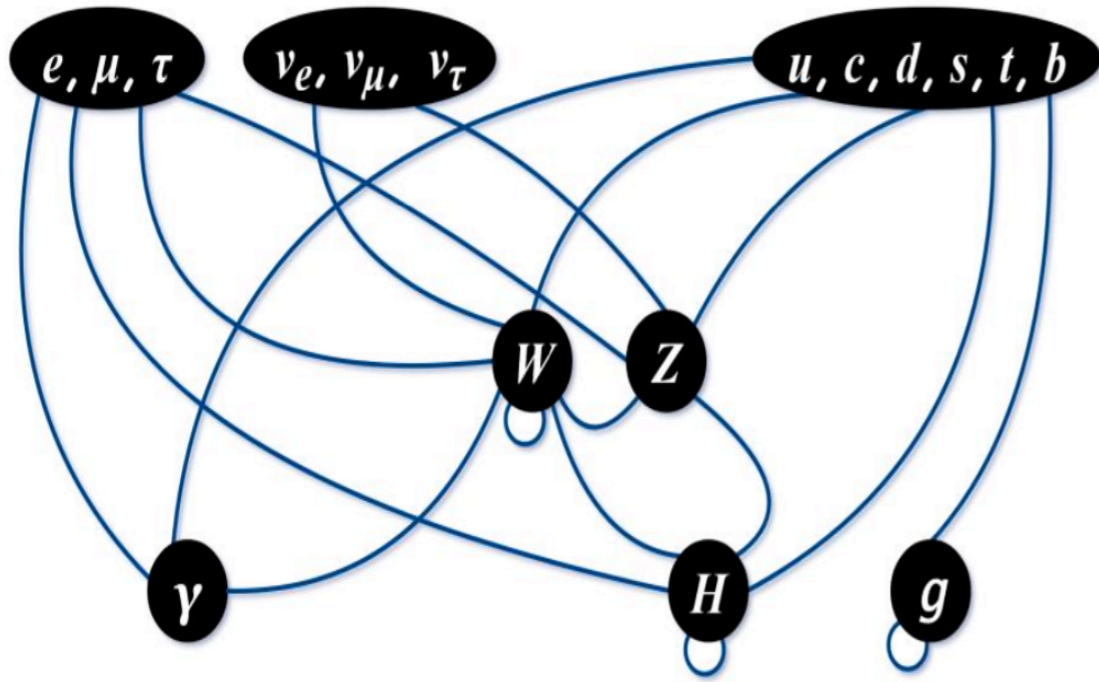
# İçerik

- Temel Parçacık Etkileşmeleri
- Elektrozayıf Etkileşme Örnekleri
- Simetri Grubu  $SU(2) \times U(1)$  ve Ayar Dönüşümü
- Elektrozayıf Karışım
- Yüklü Elektrozayıf Etkileşme
- Yüksüz Elektrozayıf Etkileşme
- Kendiliğinden Simetri Kırılması
- Higgs Bozonu ve Kütlesi
- Fermiyon Kütleleri ve Ayar Bozonu Kütleleri
- 'Elektrozayıf' Durum

*Özet olarak:*

- *Ayar dönüşümleri, etkileşme*
- *Elektrozayıf etkileşme, karışım*
- *Simetri kırılması, kütleler*

# Temel Parçacık Etkileşmeleri

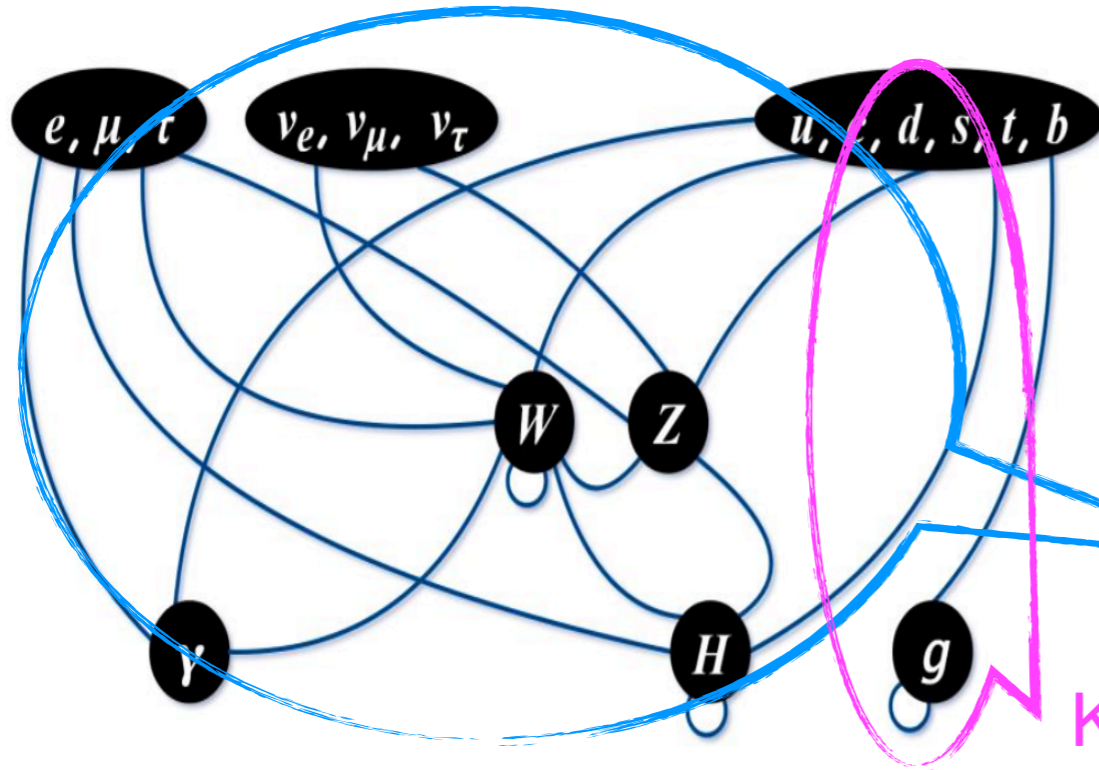


**Fermiyonlar:** leptonlar, kuarklar

**Bozonlar:** foton, gluon,  
W, Z, Higgs

Standart Model parçacıklarının etkileşimleri basit olarak Şekil'de gösterilmiştir. Her bir bozon etkileştiği parçacıklara bağlanmıştır. İlmek şeklinde gösterilen çizgiler ilgili bozonun kendisi ile de etkileşebileceğini göstermektedir. Önemli özellikler: ağaç seviyesinde foton elektrik yükü olan parçacıklarla etkileşir, gluon renk yükü olan kuarklarla etkileşir, W/Z bozonu elektrozayıf yükü olan parçacıklarla etkileşir ve Higgs bozonu parçacıklarla etkileşir, kütle kazandırır.

# Temel Parçacık Etkileşmeleri



**Fermiyonlar:** leptonlar, kuarklar

**Bozonlar:** foton, gluon,  
W, Z, Higgs

**EFT:** Grup  $SU(2) \times U(1)$ ,  
bu ders kapsamında

**KRD:** Grup  $SU(3)$

Standart Model parçacıklarının etkileşimleri basit olarak Şekil'de gösterilmiştir. Her bir bozon etkileştiği parçacıklara bağlanmıştır. İlmek şeklinde gösterilen çizgiler ilgili bozonun kendisi ile de etkileşebileceğini göstermektedir. Önemli özellikler: ağaç seviyesinde foton elektrik yükü olan parçacıklarla etkileşir, gluon renk yükü olan kuarklarla etkileşir, W/Z bozonu elektrozayıf yükü olan parçacıklarla etkileşir ve Higgs bozonu parçacıklarla etkileşir, kütle kazandırır.



# Temel Parçacık Etkileşmeleri

Standart Modelde (SM) Elektrozayıf Etkileşmeler,  $SU(2) \times U(1)$  ayar grubuna dayanır, ayar bozonları sırasıyla  $SU(2)$  ve  $U(1)$  faktörleri için  $W_\mu^i$  ( $i = 1,2,3$ ) ve  $B_\mu$  ye karşılık gelen ayar bağlaşım sabitleri  $g$  ve  $g'$ . Fermiyon ailesinin  $i$ .

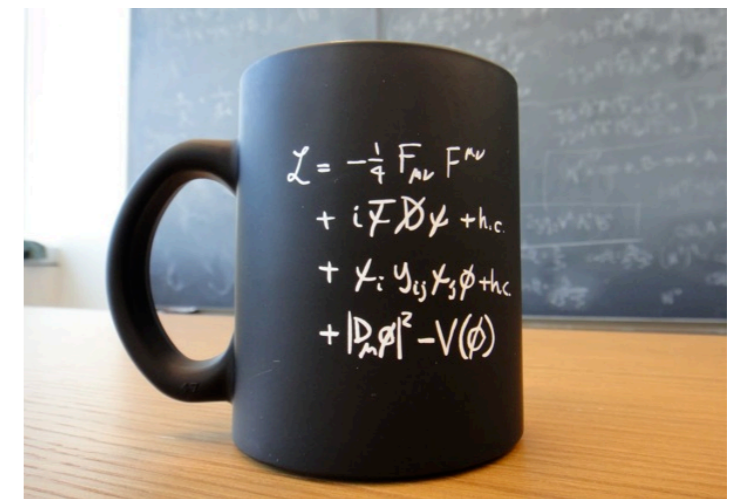
( $i$ 'inci) sol-elli fermiyon alanları  $SU(2)$  altında  $\psi_{iL}^l = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l^- \end{pmatrix}$  ve  $\psi_{iL}^q = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i' \end{pmatrix}$

ikilileri (doublets) olarak dönüşür, sağ-elli fermiyonlar tekliler olarak dönüşür.

burada  $d_i' \equiv \sum_j V_{ij} d_j$  ve  $V_{ij}$  CKM elemanları, kuark sektöründe karışım matrisi:

$$V = V_L^u V_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

→ Kütle özdeğerleri

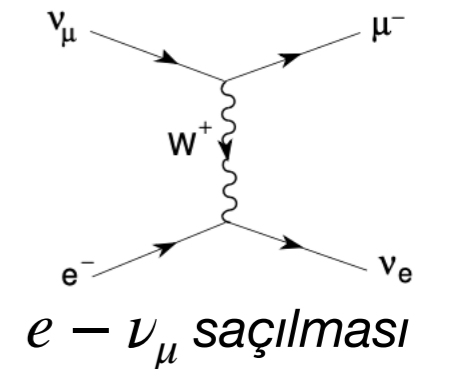
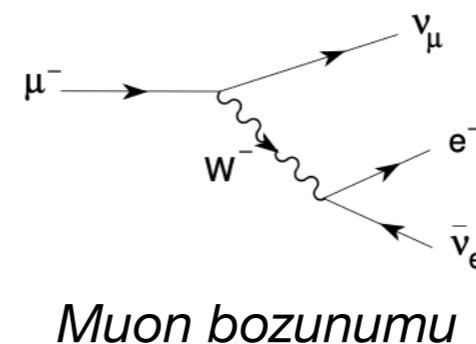


Sağ-elli alanlar  $SU(2)$  teklileridir (singlets). Higgs ve elektrozayıf kesinlik verilerinden tam olarak üç ardışık SM fermiyon ailesi olduğu bilinmektedir.

# Bozunmalar

Düşük enerjili deneyler, çeşni değiştiren süreçlerinin altında yatan dinamikler hakkında önemli ölçüde bilgi sağlamıştır.  $\beta$  bozunumu süreçlerinde enerji ve açısal dağılımların ayrıntılı analizi, örneğin  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  ( $\sim 2.2 \mu s$ ) veya  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$  ( $\sim 14.7$  dk), zayıf etkileşme geçişlerine yalnızca sol-elli (sağ-elli) fermiyon (antifermiyon) kiralitelerinin katıldığını açıkça ortaya koymuştur; bununla birlikte, etkileşimin şiddeti de evrensel görünmektedir. Bu olgu, nötrinoların sol-elli kiraliteye sahip olduğunu, anti-nötrinoların ise sağ-elli olduğunu gösteren  $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$  veya  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  ( $\sim 2.6 \mu s$ ) gibi diğer süreçlerin incelenmesiyle de desteklenmiştir. Leptonları birbirinden ve anti-leptonlardan ayıran ayrı ayrı korunan lepton kuantum sayıları ( $L_e, L_\mu, L_\tau$ ) bulunmaktadır.

**Örnek:** yüklü zayıf etkileşme yoluyla gerçekleşen bir *muon bozunumu* ve bir *elektron-nötrino saçılma* süreci (şekil).



# Saçılma Süreçleri (yüksüz taşıyıcılar)

Elektromanyetik ve zayıf etkileşimlerin yüksüz taşıyıcıları ( $\gamma$ ,  $Z^0$ ), aşağıdaki özelliklerde fermiyonik bağlaşımlara sahiptir:

- Etkileşme köşelerinde çeşni korunur,

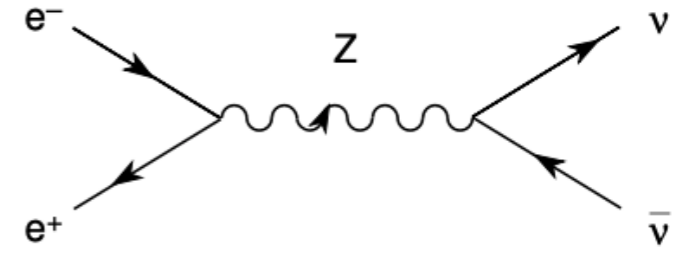
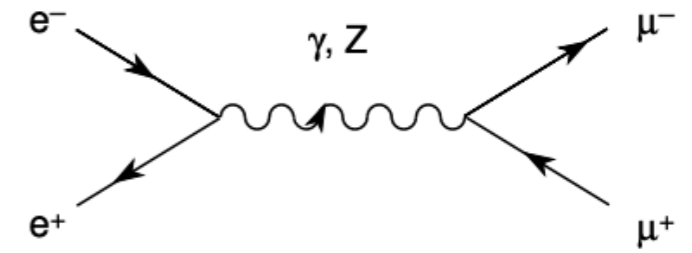
hem  $\gamma$  hem de  $Z$  bozonu, bir fermiyon ve onun anti-fermiyonuna bağlaşım yapar, yani  $\gamma f\bar{f}$  ve  $Z f\bar{f}$  etkileşme köşesi bulunur.

- Etkileşimlerin şiddeti fermiyonun elektrik yüküne ( $Q_f$ ) ve zayıf yüke bağlıdır, aynı  $Q_f$ 'ye ve zayıf yüke sahip fermiyonlar aynı evrensel bağlaşımlara sahiptir.

- Nötrinoların  $Z$  bozonu ile sıfır olmayan bir bağlaşımları vardır.

-  $Z$  bozonu bağlaşımları, sol-elli ve sağ-elli fermiyonlar için farklıdır.

Nötrinonun  $Z$ 'ye bağlanması yalnızca sol-elli kiralite içerir.



# Temel Parçacıklar ve Etkileşmeleri

Temel parçacıkların şu anda bilinen spektrumu, maddenin farklı formlarını oluşturan kuarklar ve leptonlar ile kuvvet taşıyıcıları olan vektör bozonlardan oluşur. Leptonlar üç ailede ( $\nu_e, e$ ), ( $\nu_\mu, \mu$ ), ( $\nu_\tau, \tau$ ) ve ayrıca kuarklar ( $u, d$ ), ( $c, s$ ), ( $t, b$ ) halinde bulunur. Standart Modelde, bu temel fermiyonlar arasındaki kuvvetler, karşılık gelen alan teorisinin  $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$  ayar simetrisinden kaynaklanmaktadır.  $SU(2) \times U(1)$  simetrisi foton,  $W$  ve  $Z$  ayar bozonlarıyla elektrozayıf kuvvetleri üretmektedir. Burada  $c = \hbar = 1$  olarak ayarlanan doğal birimler seçilmiştir ve  $c = 197.3269631(49)$  MeV fm ve  $c = 299,792,458$  m s<sup>-1</sup> bağıntıları enerji ve uzay-zaman birimleri arasında dönüşüm yapmak için kullanılabilir.

## Kuarklar

“İkili”ler:  $\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}$

“Birli”ler:  $u_R, d_R, s_R, c_R, b_R, t_R$

## Leptonlar

“İkili”ler:  $\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$

“Birli”ler:  $e_R, \mu_R, \tau_R$



# Simetri Grubu SU(2)xU(1)

SU(2)xU(1) global ayar dönüşümü ve lokal ayar dönüşümü

## a) Fermiyon alanı ( $\psi$ ) ile başla,

serbest fermiyon parçacıklarımız olduğunu ve bunlara eşlik eden kuantum alanları olduğunu düşünelim, lokal ayar dönüşümü altında değişmezlik bunların vektör alanlarla etkileşimlerini ortaya çıkarır.  $(\psi, \partial_\mu \lambda, A_\mu)$

## b) Skaler alanı ( $\phi$ ) ile başla,

kompleks skaler alan olduğunu düşünelim, Lagrangian'de (kinetik terimi ve potansiyel enerji terimi) lokal ayar dönüşümü yapıldığında değişmezlik (local gauge invariance) koşulu, hem skaler alan ile ayar (vektör) alanların etkileşmesini, hem de bu alanlara karşı gelen parçacıklara (W, Z) kütle kazandırma mekanizmasını ortaya çıkarır.

## c) Vektör alanı ( $A_\mu$ ) ile başla,

$$(\phi, \mathcal{D}_\mu, A_\mu)$$

kinetik terimler yazılır, lokal ayar dönüşümü altında üçlü ve dörtlü ayar bozonu etkileşmeleri ortaya çıkarır.  $(A_\mu, \mathcal{D}_\mu, W_\mu, Z_\mu)$

# Elektrozayıf Etkileşmeler

Ayar değışmezliğini kullanarak zayıf etkileşimleri tanımlamak için, çeşitli fermiyonik çeşniler ve sol ve sağ el alanları için farklı özellikler içeren daha ayrıntılı bir yapıya ihtiyacımız var; dahası, sol-elli fermiyonlar ikili halinde görünmelidir ve fotona ek olarak büyük ayar bozonları  $W^\pm$  ve  $Z^0$ , a sahip olmak isteriz. İkili temsillere sahip en basit grup  $SU(2)$ 'dir. Elektromanyetik etkileşimleri de dahil etmek istiyoruz; dolayısıyla ek bir  $U(1)$  grubuna ihtiyacımız var. O halde dikkate alınması gereken simetri grubu şu şekildedir:  $G \equiv SU(2)_W \times U(1)_Y$

Fermiyon alanı ile başlayalım, bir kuark ( $q$ ) ailesi için alanları yazalım:

$$\psi_1^q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \psi_2^d = d_R, \quad \psi_3^u = u_R$$

Benzer şekilde bir lepton ( $l$ ) ailesi için de alanları aşağıdaki gibi yazabiliriz:

$$\psi_1^l = \begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}, \quad \psi_2^e = e_R$$

Kuarklar için serbest Lagrangian yoğunluğu

$$\mathcal{L}_0 = i\bar{u}(x)\gamma^\mu\partial_\mu u(x) + i\bar{d}(x)\gamma^\mu\partial_\mu d(x) = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu\partial_\mu\psi_j(x)$$

# Global / Lokal Ayar Dönüşümleri

Başarılı kuantum alan teorileri “yerel ayar değişmezliği”ne uyarlar (fizik yasaları lokal ayar dönüşümleri altında değişmezdir).

$U(1)$  ayar dönüşümü:

$$\psi' \rightarrow e^{i\theta} \psi \text{ (global)}$$

$$\psi' \rightarrow e^{i\theta(x)} \psi \text{ (lokal)}$$

$SU(2)$  ayar dönüşümü:

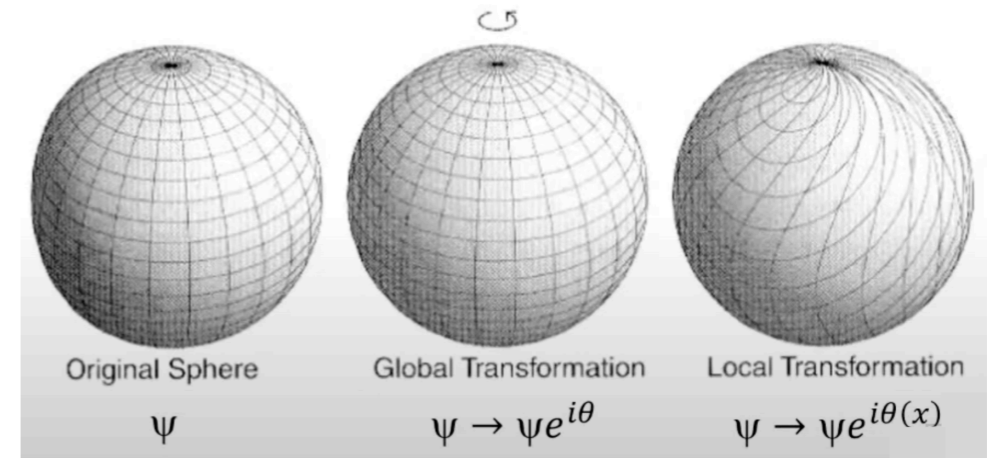
$$\psi' \rightarrow e^{-iq\tau \cdot \lambda} \psi \text{ (global)}$$

$$\psi' \rightarrow e^{-iq\tau \cdot \lambda(x)} \psi \text{ (lokal)}$$

Elektrozayıf teori  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  ayar dönüşümü:

$$\psi' \rightarrow S\psi = e^{-i(q'\theta + q\tau \cdot \lambda)} \psi \text{ (global), } S^{-1}S = 1$$

$$\psi' \rightarrow S\psi = e^{-i(q'\theta(x) + q\tau \cdot \lambda(x))} \psi \text{ (lokal), } S^{-1}S = 1$$



# Global / Lokal Ayar Dönüşümleri

$U(1)$  lokal ayar dönüşümü:

$$\psi' = e^{i\theta(x)}\psi \text{ ve } \bar{\psi}' = e^{-i\theta(x)}\bar{\psi}$$

$$\partial_\mu\psi' = \partial_\mu(e^{i\theta(x)}\psi) = i(\partial_\mu\theta(x))e^{i\theta(x)}\psi + e^{i\theta(x)}\partial_\mu\psi = e^{i\theta(x)}(\partial_\mu\psi + i(\partial_\mu\theta(x))\psi)$$

Serbest Dirac Lagrangian'ı

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi, \mathcal{L}' = \mathcal{L} - (\partial_\mu\theta(x))\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$$

dönüşümünden sonra ek bir terim alır.

**Sorun:** Lokal ayar dönüşümünden sonra Lagrangian değişmez (invariant) kalmadı!

**Çözüm:** başlangıçtaki Lagrangian'ın dönüşümden sonra değişmez kalması için bu gelen terimi telafi edecek şekilde zıt işaretli bir ekleme yapmak.

# Global / Lokal Ayar Dönüşümleri

U(1) 'de düzeltilmiş Lagrangian

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi + (\partial_\mu\theta(x))(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi),$$

fakat bu terimi fiziksel yorumlamak için burada  $\theta(x) = -q\lambda(x)$  tanımlarsak yükü dahil etmiş oluruz, bir etkileşme terimi otomatik olarak ortaya çıkmıştır. Yeni alan  $A_\mu$  dönüşümünden böyle bir terim  $\partial_\mu\lambda(x)$  gelmelidir, o zaman  $A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\lambda$  şeklinde dönüşen bir vektör alanı, ve bunun kinetik terimini dahil ederiz:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{16\pi}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - q(\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu; F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

Bu ifadede her yerde  $\partial_\mu$  yerine kovaryant türev  $\mathcal{D}_\mu$  yazılırsa

$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iqA_\mu$  değişmezlik elde edilir. Minimal bağlaşım kuralı (minimal coupling rule).



# Global / Lokal Ayar Dönüşümleri

$SU(2)$  lokal ayar dönüşümü (LAD) iki bileşenli alana uygulanır:

$$\psi' \rightarrow S\psi = e^{-iq\tau \cdot \lambda(x)}\psi; \partial_\mu \psi' \rightarrow S(\partial_\mu \psi) + (\partial_\mu S)\psi$$

$$\mathcal{D}_\mu \equiv \partial_\mu + iq\tau \cdot A_\mu; \mathcal{D}_\mu \psi' \rightarrow S(\mathcal{D}_\mu \psi)$$

$$\tau \cdot A_{\mu'} = S(\tau \cdot A_\mu)S^{-1} + i(1/q)(\partial_\mu S)S^{-1}$$

$$\psi \equiv \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix} \begin{array}{l} \swarrow \\ \searrow \end{array} \begin{array}{l} \text{4-komponent} \\ \text{Dirac spinör} \end{array}$$

Buradaki terimleri hesaplamak için (küçük dönüşüm yaklaşımı kullanılabilir)

$$S \simeq 1 - iq\tau \cdot \lambda; S^{-1} \simeq 1 + iq\tau \cdot \lambda; \partial_\mu S \simeq -iq\tau \cdot \partial_\mu \lambda$$

Böylece

$$\tau \cdot A_{\mu'} \simeq \tau \cdot A_\mu + iq[\tau \cdot A_\mu, \tau \cdot \lambda] + \tau \cdot \partial_\mu \lambda \text{ ve}$$

$$A_{\mu'} \simeq A_\mu + \partial_\mu \lambda + 2q(\lambda \times A_\mu)$$

yazılabilir. Sonuçta Lagrangian (LAD değişmez) aşağıdaki gibi yazılabilir

$$\mathcal{L} = i(\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi) - q(\bar{\psi}\gamma^\mu \tau \psi) \cdot A_\mu - (1/16\pi)F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu}$$

# Elektrozayıf Etkileşmeler

Bu serbest Lagrangian global  $G$  dönüşümleri altında değişmez kalmalıdır.

$$\psi_1(x) \rightarrow \psi'_1(x) \equiv \exp(iy_1\beta)U_L\psi_1(x)$$

$$\psi_2(x) \rightarrow \psi'_2(x) \equiv \exp(iy_2\beta)\psi_2(x)$$

$$\psi_3(x) \rightarrow \psi'_3(x) \equiv \exp(iy_3\beta)\psi_3(x)$$

Buradaki  $SU(2)$  dönüşümleri  $U_L \equiv \exp(i\sigma^i\alpha^i/2)$ , ( $i = 1,2,3$ ); sadece  $\psi_1$  ikili alanı üzerine etki eder. Burada  $y_i$  parametreleri hiperyüklerdir. Bundan başka, Lagrangian'ın  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  yerel ayar dönüşümleri altında da değişmez kalmasını isteriz.

$$D_\mu\psi_1(x) \equiv [\partial_\mu + ig(\sigma_i/2)W_\mu^i + ig'y_1B_\mu(x)]\psi_1(x)$$

$$D_\mu\psi_2(x) \equiv [\partial_\mu + ig'y_2B_\mu(x)]\psi_2(x)$$

$$D_\mu\psi_3(x) \equiv [\partial_\mu + ig'y_3B_\mu(x)]\psi_3(x)$$

# Elektrozayıf Etkileşmeler

Ayar alanlarının dönüşüm özellikleri:

$$B_\mu(x) \rightarrow B'_\mu(x) \equiv B_\mu(x) - (1/g')\partial_\mu\beta(x)$$

$$\widetilde{W}_\mu(x) \rightarrow \widetilde{W}'_\mu(x) \equiv U_L(x)\widetilde{W}_\mu U_L^\dagger + (i/g)\partial_\mu U_L(x)U_L^\dagger(x)$$

burada  $U_L(x) \equiv \exp(i\sigma_j\alpha^j(x)/2)$  ile verilir.  $B_\mu$  nün dönüşümü QED'de foton için elde edilen dönüşüme özdeştir. Halbuki, SU(2)  $W_\mu^i$  alanları QCD'de gluon alanlarının dönüşümüne benzer şekilde dönüşürler.

**Not:** Burada  $\psi_j$  'lerin  $B_\mu$  alanına bağlaşımı tamamen serbesttir (QED de olduğu gibi), yani hiperyükler  $y_j$  ler serbest / keyfi parametre olabilir.  $SU(2)_L$  komutasyon bağıntısı lineer - olmayan özelliktedir. Bu serbestlik  $W$  bozon için bulunmaz. Sadece bir eşsiz  $SU(2)_L$  bağlaşımı  $g$  bulunur. Böylece Lagrangian

$$\mathcal{L} = i \sum_{j=1}^3 \bar{\psi}_j(x)\gamma^\mu D_\mu\psi_j(x); \text{ yerel ayar G dönüşümü altında değişmez kalır.}$$

# Elektrozayıf Etkileşmeler

Ayar alanlarının ayar değişmez kinetik terimlerini oluşturmak için

$$B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu \widetilde{W}_\nu - \partial_\nu \widetilde{W}_\mu + ig[\widetilde{W}_\mu, \widetilde{W}_\nu]$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \equiv (\sigma_i/2)W_{\mu\nu}^i = (\sigma_i/2)[\partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g\epsilon^{ijk}W_\mu^j W_\nu^k]$$

tanımları yapılabilir. Burada

$$B_{\mu\nu} \rightarrow B_{\mu\nu} \text{ (G dönüşümü altında değişmez kalır)}$$

$$\widetilde{W}_{\mu\nu} \rightarrow U_L \widetilde{W}_{\mu\nu} U_L^\dagger \text{ (kovaryant olarak dönüşür)}$$

Böylece, normalize kinetik terimler aşağıdaki gibi yazılabilir

$$\mathcal{L}_{kin} = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Tr[\widetilde{W}_{\mu\nu}\widetilde{W}^{\mu\nu}] = -\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^i W_i^{\mu\nu}$$

burada  $W_{\mu\nu}^i$  alan tensörü kuadratik kısmı içerir, Lagrangian ise ayar alanlarının üçlü ve dörtlü etkileşmelerini ortaya çıkarır.

# Simetri ve Etkileşim

**Ayar simetrisi**, ayar bozonları için kütle teriminin yazılmasını yasaklar. Fermiyonik kütleler de mümkün değildir, çünkü farklı dönüşüm özelliklerine sahip olan sol-elli ve sağ-elli alanları bulunduracaklar ve bu nedenle ayar simetrisinde açık bir kırılmaya neden olacaklardır. Dolayısıyla başlangıçta  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  Lagrangianı yalnızca kütlesiz alanları içerir.

**Etkileşimlerden köşe faktörleri** belirlenir. Etkileşme Lagrangian'ından alanları çıkardığımızda geriye kalan faktör basitçe köşe faktörüdür. Örneğin,  $\mathcal{L}_{int} = - (q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi)A_\mu$  için köşe faktörü  $-ig_e q\gamma^\mu$  (QED köşe faktörü).

**Serbest Lagrangian'den propagatör** ifadeleri belirlenir. Momentum uzayında ( $p_\mu \leftrightarrow i\hbar\partial_\mu$ ) denklemler

$$[p^2 - m^2]\phi = 0 \quad (\text{spin-0}) \quad \rightarrow \text{propagator} : i/(p^2 - m^2)$$

$$[\not{p} - m]\psi = 0 \quad (\text{spin-1/2}) \quad \rightarrow \text{propagator} : i/(\not{p} - m) = i(\not{p} + m)/(p^2 - m^2)$$

$$[(-p^2 + m^2)g_{\mu\nu} + p_\mu p_\nu]A^\nu = 0 \quad (\text{spin-1}) \quad \rightarrow \text{propagator} : -i(g_{\mu\nu} - p_\mu p_\nu/m^2)/(p^2 - m^2)$$

Propagatör basitçe parantez içindeki faktörlerin tersinin i ile çarpılmışı olacaktır.



# Elektrozayıf Karışım

- GWS modeli, üç zayıf izospin akımının, vektör bozonların zayıf bir izo üçlüsüne ( $W$ )  $g_w$  ( $\equiv g$ ) şiddeti ile bağlaşım yaptığını, zayıf hiper yük akımının ( $j_\mu^Y$ ) ise  $g'/2$  şiddetine sahip bir izosinglet ( $B$ ) ile bağlaşım yaptığını ifade eder:

$$-i \left[ g_w \mathbf{j}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu + (g'/2) j_\mu^Y B^\mu \right]$$

(Buradaki dört alan, nihayetinde zayıf ve elektromanyetik kuvvet taşıyıcılarına karşılık gelir:  $W^\pm, Z^0$  ve  $\gamma$ . Burada, zayıf izospin uzayında bir üç-vektörü belirtmek için kalın yazı kullanılmıştır; nokta çarpımı açıkça yazılabilir:

$$\mathbf{j}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu = j_\mu^1 W^{\mu 1} + j_\mu^2 W^{\mu 2} + j_\mu^3 W^{\mu 3}$$

Yüklü akım ifadeleri  $j_\mu^\pm = j_\mu^1 \pm ij_\mu^2$  ve yüklü bozon alanları:

$$W_\mu^\pm = (1/\sqrt{2})(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \text{ ile tanımlanır.}$$

# Elektrozayıf Karışım

Bu ifade yüklü akım terimleri cinsinden yazılabilir:

$$\mathbf{j}_\mu \cdot \mathbf{W}^\mu = (1/\sqrt{2})j_\mu^+ W^{\mu+} + (1/\sqrt{2})j_\mu^- W^{\mu-} + j_\mu^3 W^{\mu3}$$

Bununla birlikte, teoride iki nötral durum ( $W^3$  ve  $B$ ) karışır, böylece bir kütsesiz, lineer kombinasyon (foton,  $A_\mu$ ); bir de ortogonal, kütsel kombinasyon ( $Z^0$  bozonu,  $Z_\mu$ ) ortaya çıkar:

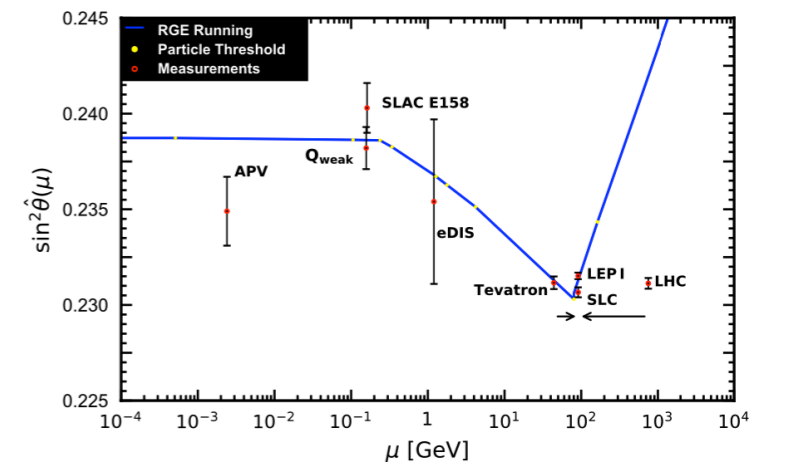
$$A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + W_\mu^3 \sin \theta_W$$

$$Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_W + W_\mu^3 \cos \theta_W$$

İki denklemler matris şeklinde de yazılabilir.

$$\begin{pmatrix} A_\mu \\ Z_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_W & \sin \theta_W \\ -\sin \theta_W & \cos \theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_\mu \\ W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

Burada  $\theta_W$  zayıf karışım açısıdır.  
M: (2x2 matris)



PDG24

# Yüklü Zayıf Etkileşme

Yüklü akım terimleri aşağıdaki gibi yazılabilir:

$$(1/\sqrt{2})j_{\mu}^{+}W^{\mu+} + (1/\sqrt{2})j_{\mu}^{-}W^{\mu-}$$

Örnek olarak, bir elektronun ve bir nötrinonun  $W^{-}$  bozonu ile etkileşme köşesini düşünelim, kiral spinörler cinsinden

$$j_{\mu}^{-} = \bar{\nu}_L \gamma_{\mu} e_L = (1/2)\bar{\nu}(1 + \gamma^5)\gamma_{\mu}(1/2)(1 - \gamma^5)e$$

yazılabilir, burada işlem yapılırsa

$$(1/4)\gamma_{\mu}(1 - \gamma^5)(1 - \gamma^5)$$

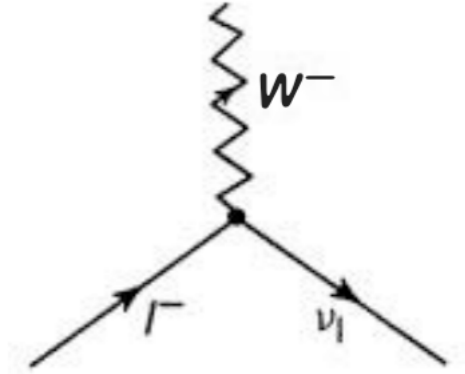
$$= (1/4)\gamma_{\mu}(1 - 2\gamma^5 + (\gamma^5)^2) = (1/2)(1 - \gamma^5)$$

elde edilir. Böylece

$$j_{\mu}^{-} = \bar{\nu}\gamma_{\mu}P_L e$$

yazılmış olur. Projeksiyon operatörleri  $P_L = (1 - \gamma^5)/2$  ve

$P_R = (1 + \gamma^5)/2$  ile verilir.



Yüklü zayıf etkileşme köşesi

$$\text{Faktör: } -i(g_w/2\sqrt{2})\gamma^{\mu}(1 - \gamma^5)$$

# Yüksüz Elektrozayıf Etkileşme

Yüksüz elektrozayıf etkileşme terimi

$$\begin{aligned} & -i \left[ g_w j_\mu^3 W^{\mu 3} + (g'/2) j_\mu^Y B^\mu \right] \\ & = -i \left[ g_w \sin \theta_W j_\mu^3 + (g'/2) \cos \theta_W j_\mu^Y \right] A^\mu - i \left[ g_w \cos \theta_W j_\mu^3 - (g'/2) \sin \theta_W j_\mu^Y \right] Z^\mu \end{aligned}$$

şeklinde yazılabilir. Önce, foton alanı ( $A^\mu$ ) ile etkileşimlere bakalım.

Elektromanyetik bağlaşım  $-ig_e j_\mu^{em} A^\mu$  ile karşılaştırırsak,  $j_\mu^{em} = j_\mu^3 + (1/2)j_\mu^Y$  elde

ederiz. Elektrozayıf teoride bağlaşımlar  $g_w \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = g_e$  bağıntısını

gerektirir (etkileşme sabitleri bağımsız değil!). Z-bozonu ile etkileşmelere

bakıldığında  $-ig_z (j_\mu^3 - \sin^2 \theta j_\mu^{em}) Z^\mu$  elde edilir. Bağlaşım sabiti

$g_z = g_e / (\sin \theta_W \cos \theta_W)$  olur. Burada zayıf hiperyük akımı  $j_\mu^Y = 2j_\mu^{em} - 2j_\mu^3$

şeklinde tanımlanmıştır. Hiperyük ile izospinin üçüncü bileşeni ve elektromanyetik

yük arasında Gell-Mann-Nishijima bağıntısı  $Q = I^3 + Y/2$  ifade edilir.

# Örnek: Yüksüz zayıf akım etkileşmesi

Yüksüz zayıf akım etkileşimi / bağlaşımı

$$-ig_z j_\mu^3 Z^\mu$$

ile verilir. Şekilde fermiyon ( $f$ ) - fermiyon ( $f$ ) -  $Z$  bozonu etkileşme köşesi diyagramı gösterilmiştir.

Sadece leptonik yüksüz zayıf akım alalım

$$j_\mu^3 = \bar{L}_L \gamma_\mu (\tau^3/2) L_L = (1/2) \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L - (1/2) \bar{e}_L \gamma_\mu e_L$$

şeklinde ifade edilir. Sol-el spinör bileşenleri

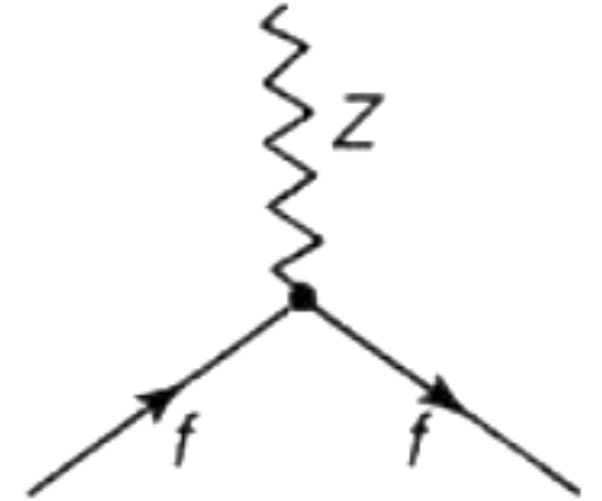
$$e_L = (1/2)(1 - \gamma^5)e,$$

$$\bar{e}_L = e_L^\dagger \gamma^0 = (1/2)\bar{e}(1 + \gamma_5) \text{ yazılabilir.}$$

**Not:** Burada zayıf hiperyük akımı

$$j_\mu^Y = 2j_\mu^{em} - 2j_\mu^3 = -2\bar{e}_R \gamma_\mu e_R - \bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{\nu}_L \gamma_\mu \nu_L$$

ve bağlı olduğu simetri grubu  $SU(2)_W \times U(1)_Y$  dir.



Yüksüz zayıf etkileşme köşesi

$$\text{Faktör: } -i(g_z/2)\gamma^\mu(c_V^f - c_A^f\gamma^5)$$

\* **Yüksüz zayıf etkileşme** hem sol-elli hem de sağ-elli bileşenleri içerir. Sadece sol-elli bileşenleri birbirine bağlayan akım (V-A) yapısındadır ve  $SU(2)_L$  ile temsil edilir.



# Karışım Açısı

Elektrozayıf teoride bağlaşımlar

$$g_W \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = g_e$$

bağıntısını gerektirir. Burada karışım açısını bağlaşım sabitleri cinsinden yazabiliriz:

$$g_e/g' = \cos \theta_W ; g_e/g_W = \sin \theta_W$$

Bu ifadelerin karesini alıp toplarsak

$$g_e^2/g_W^2 + g_e^2/g'^2 = \sin^2 \theta_W + \cos^2 \theta_W = 1$$

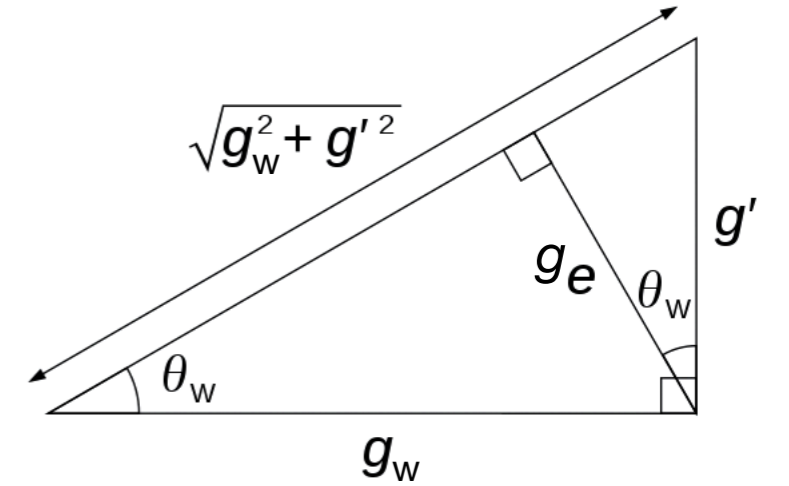
Buradan  $g_e$  çekilirse  $g_e = g_W g' / \sqrt{g_W^2 + g'^2}$  elde edilir (iki bağlaşım sabiti ( $g_W, g'$ )

cinsinden yazılmıştır). Karışım açısının kosinüs ve sinüs ifadeleri

$$\cos \theta_W = g_W / \sqrt{g_W^2 + g'^2} ; \sin \theta_W = g' / \sqrt{g_W^2 + g'^2}$$

Zayıf yüksüz akım bağlaşım sabiti

$$g_z = g_W / \cos \theta_W = g_e / (\sin \theta_W \cos \theta_W) \text{ olur.}$$



*EW karışım geometrik yorum*

*( $\theta_W \approx 29^\circ$ )*

# Higgs Mekanizması

Skaler potansiyel enerji fonksiyonu

$$\mathcal{V} = - (1/2)\mu^2(\phi^*\phi) + (1/4)\lambda^2(\phi^*\phi)^2$$

İki reel skaler alan  $\phi_1$  ve  $\phi_2$  kullanarak bir kompleks skaler alan oluşturulabilir:

$$\phi = \phi_1 + i\phi_2$$

Bunun kompleks eşleniği ile çarpılırsa

$$\phi^*\phi = \phi_1^2 + \phi_2^2$$

elde edilir. Burada skaler alan Lagrangian yoğunluğu, “kinetik terim” eksi “potansiyel terim” şeklinde yazılır:

$$\mathcal{L} = \mathcal{T} - \mathcal{V}$$

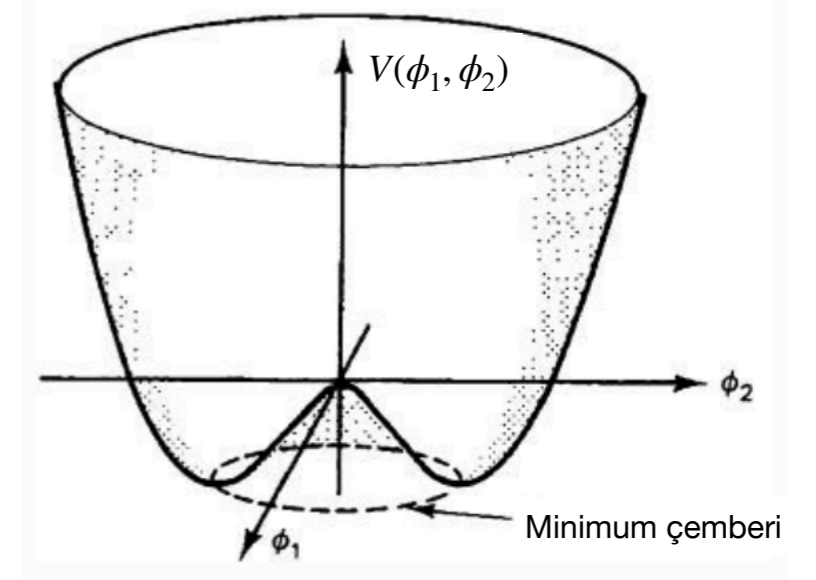
$$\mathcal{L} = (1/2)(\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) + (1/2)\mu^2(\phi^*\phi) - (1/4)\lambda^2(\phi^*\phi)^2$$

Bu ifade  $\phi \rightarrow -\phi$  dönüşümü altında simetriktir.

# Higgs Mekanizması

Böylece Lagrangian

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & (1/2)[\partial_\mu\phi_1][\partial^\mu\phi_1] \\ & + (1/2)[\partial_\mu\phi_2][\partial^\mu\phi_2] \\ & + (1/2)\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - (1/4)\lambda^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2\end{aligned}$$



Bu ifade alan karelerinin toplamlarını içerdiğinden  $\phi_1, \phi_2$  uzayında dönmeler altında değişmezdir. Grup teoriksel olarak  $SO(2)$  altında değişmezdir; herhangi bir  $\theta$  dönmesi için  $\phi_1 \rightarrow \phi_1 \cos \theta + \phi_2 \sin \theta$ ;  $\phi_2 \rightarrow -\phi_1 \sin \theta + \phi_2 \cos \theta$  dönüşümü geçerlidir. Potansiyel enerji fonksiyonu

$$\mathcal{V} = - (1/2)\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) + (1/4)\lambda^2(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2, \text{ bir minimuma sahip olur}$$

$$\partial\mathcal{V}/\partial(\phi_1^2 + \phi_2^2) = - (1/2)\mu^2 + (1/4)\lambda^2 2(\phi_1^2 + \phi_2^2) = 0. \text{ Böylece}$$

$$(\phi_1^2 + \phi_2^2)_{\min} = \mu^2/\lambda^2 \quad (\text{minimum çemberi}) \quad \text{elde edilir. Bir çözüm seti}$$

$$\phi_{1\min} = \mu/\lambda ; \text{ ve } \phi_{2\min} = 0 \text{ elde edilir.}$$

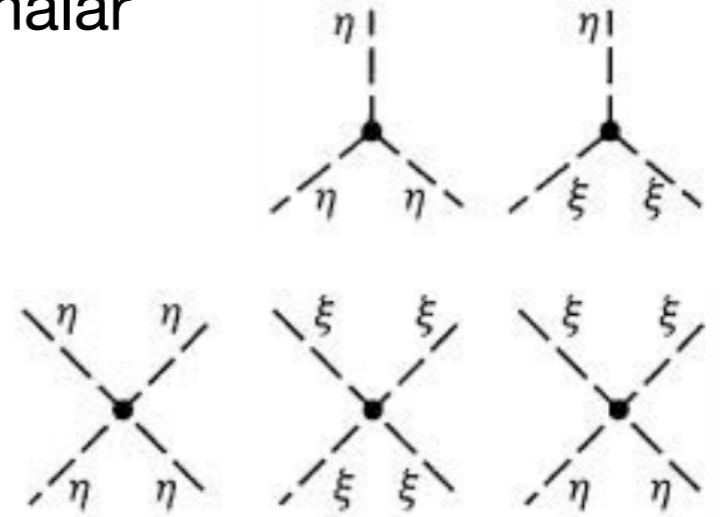
# Higgs Mekanizması

Bir özel taban durumu (vakum durumu) etrafında dalgalanmalar olarak yeni  $\eta$  ve  $\xi$  alanlarını tanımlayalım,

$$\eta \equiv \phi_1 - \mu/\lambda ; \xi \equiv \phi_2$$

ve Lagrangian yoğunluğunu bu alanlar cinsinden yazalım:

$$\mathcal{L} = [(1/2)(\partial_\mu \eta)(\partial^\mu \eta) - \mu^2 \eta^2] + [(1/2)(\partial_\mu \xi)(\partial^\mu \xi)] \\ - [\mu\lambda(\eta^3 + \eta\xi^2) + (\lambda^2/4)(\eta^4 + \xi^4 + 2\eta^2\xi^2)] + \mu^4/(4\lambda^2)$$

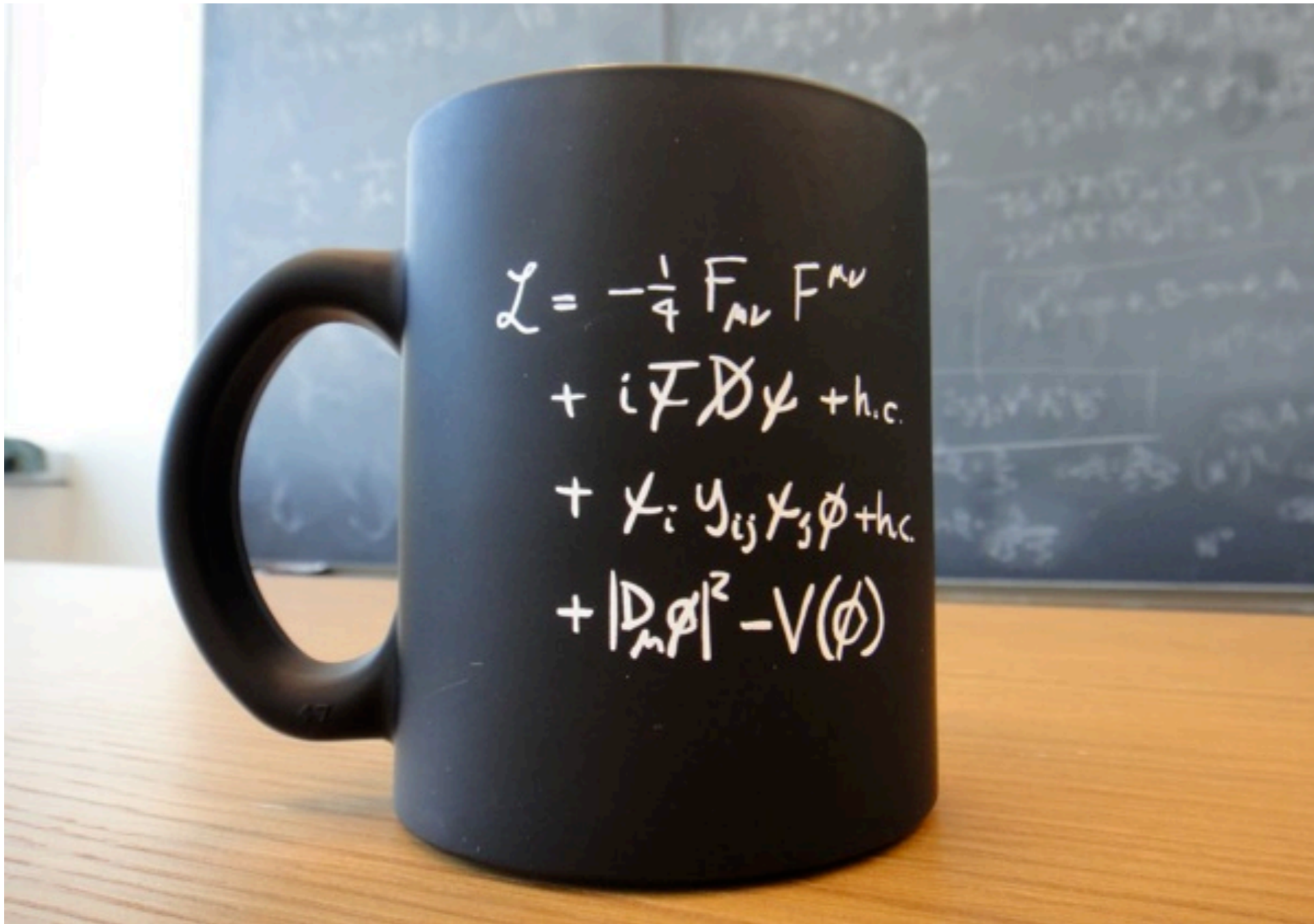


Burada ilk denklem  $\eta$  alanı için serbest Klein-Gordon Lagrangianıdır, açıkça bir kütle sahiptir  $m_\eta = \sqrt{2}\mu\hbar/c$ , fakat bu ifade  $\hbar = c = 1$  doğal birim sisteminde

$m_\eta = \sqrt{2}\mu$  (**Higgs bozonu**) olarak yazılır. İkinci terim  $\xi$  alanı için serbest

Lagrangian'dır, ve bu açıkça kütesizdir  $m_\xi = 0$  (**Goldstone bozonu**). Diğer

terimler  $(\eta, \xi)$  alanlarının etkileşmelerini tanımlar. Bu haliyle Lagrangian simetrik görünmüyor. Bir özel vakum seçimi ile simetri kırılmıştır.



# Fermiyon Kütleleri

Elektrozayıf Lagrangian 3 kısma ayrılabilir.

$$\mathcal{L}_{EW} = \mathcal{L}_G + \mathcal{L}_F + \mathcal{L}_H$$

Ayar bozon alanları

$W_\mu$  ve  $B_\mu$ . Bunlar

fermiyonların zayıf

izospin ve

hiperyüküne

bağlaşım yapar.

Fermiyonların

kuantum sayıları  $T_3$ ,

$Y$  ve  $Q$  tabloda

gösterilmiştir.

Fermion Type			$T_3$	$Y$	$Q$
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	1/2	-1/2	0
$\nu_{e,R}$	$\nu_{\mu,R}$	$\nu_{\tau,R}$	-1/2	-1/2	-1
$e_R$	$\mu_R$	$\tau_R$	0	0	0
			0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	1/2	1/6	2/3
$u_R$	$c_R$	$t_R$	-1/2	1/6	-1/3
$d_R$	$s_R$	$b_R$	0	2/3	2/3
			0	-1/3	-1/3

Fermiyon kütleleri:

$$\mathcal{L}_H = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi - V(\phi) + \sum_f c_f (\bar{\psi}_f^L \phi^\dagger \psi_f^R + \bar{\psi}_f^R \phi \psi_f^L)$$

Burada skaler potansiyel  $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ , bir taban durumuna sahiptir  $\langle \phi^\dagger \phi \rangle_0 = v^2/2$ , vakum beklenen değeri

$$v = \sqrt{-\mu^2/\lambda}. \text{ Higgs alanı döndürüldüğü zaman } \langle \phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

# Bozon Kütleleri

Bozon kütleleri Higgs alanının kinetik teriminde kovaryant türev içindeki vektör alanların etkileşmesinden çıkarabiliriz. Kendiliğinden simetri kırılmasından sonra

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = -\frac{v}{\sqrt{2}} \sum_f c_f \bar{\psi}_f \psi_f + \left(\frac{vg_2}{2}\right)^2 W_\mu^+ W_\mu^- + \frac{v^2}{8} (W_\mu^3, B_\mu) \begin{pmatrix} g_2^2 & -g_1 g_2 \\ -g_1 g_2 & g_1^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W^{3,\mu} \\ B^\mu \end{pmatrix} + v^2 \lambda H^2$$

Burada bozon kütleleri

$$m_H = v\sqrt{2\lambda},$$

$$m_W/m_Z = g_2/\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$$

$$m_W = (v/2)g_2, \quad m_Z = (v/2)\sqrt{g_1^2 + g_2^2}$$



# Hff ve HVV Etkileşimleri

Higgs mekanizmasının fiziksel sonucunda, yüksüz Higgs bozonu H, fermiyonlarla ve ayar bozonlarıyla etkileşir.

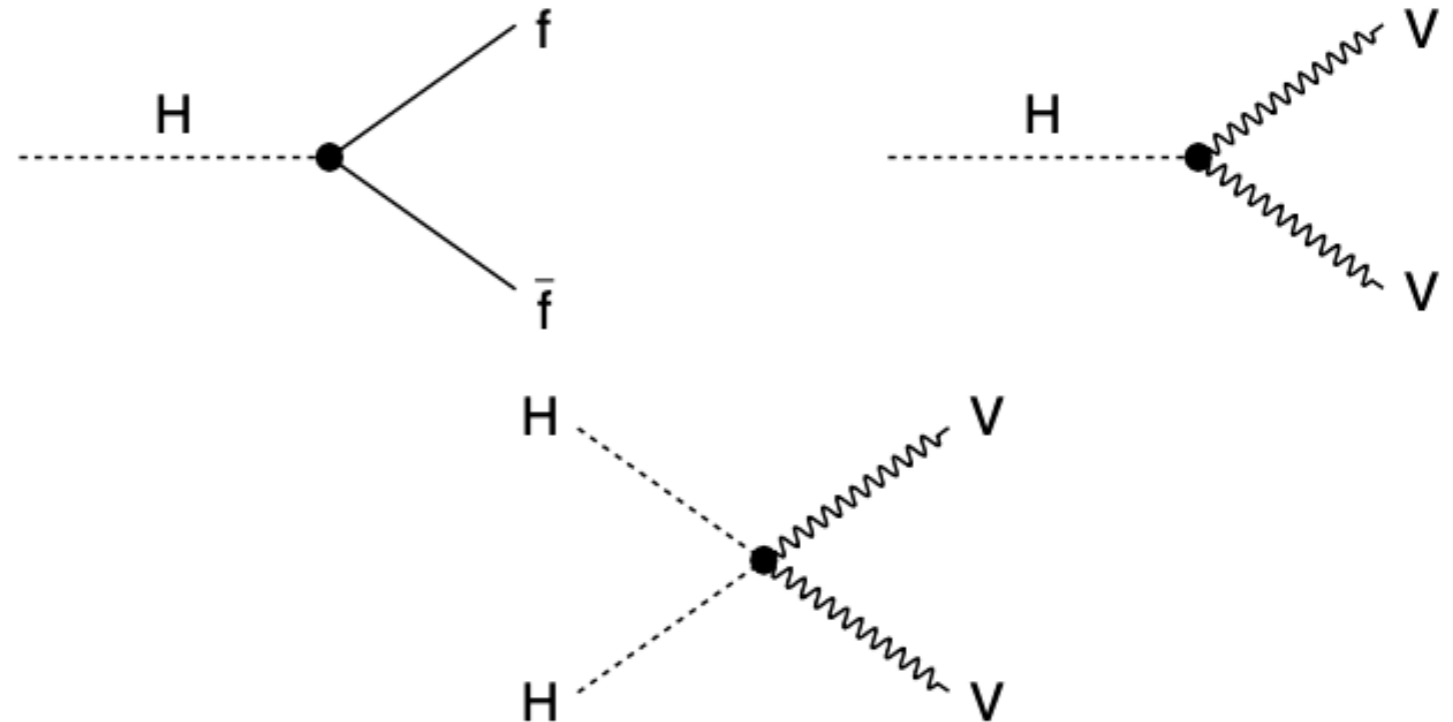
$$\mathcal{L}_{H,int} = -\frac{m_f}{v} H \bar{\psi}_f \psi_f + \frac{M_W^2}{v^2} W_\mu^- W_\mu^+ (H^2 + 2vH) + \frac{M_Z^2}{2v^2} Z_\mu Z^\mu (H^2 + 2vH)$$

Burada bağlaşımlar:

$$g_{Hff} = im_f/v$$

$$g_{HVV} = -2im_V^2/v$$

$$g_{HHVV} = -2im_V^2/v^2$$



doğrudan parçacıkların kütleleri ile ilgilidir.



# “Elektrozayıf” Durum

Bu kısımda elektrozayıf teorinin deneysel durumundan ve “zayıf” yönlerinden bahsedilecektir.

- 1) Nötrino kütleleri için bir mekanizma bulunmaz
- 2) CP ihlali için yeterli kaynak sağlamamaktadır (sadece CKM matrisinde bir faz yeterli olmamaktadır)
- 3) QED deneylerle iyi test edilmesine rağmen, EW teori yüksek enerjilerde test edilmesine ihtiyaç duyulmaktadır
- 4) Hiyerarşi problemi, ince ayar, vb. konular
- 5) Madde ve anti-madde asimetrisi
- 5) Karanlık madde, karanlık enerji

Yüksek enerji deneyleri bu konuların aydınlatılmasında önemli rol oynamaktadır. Daha genel bir teori için adaylar bulunmakta ve öngörülleri araştırılmaktadır.

+