



Standard Modele Giriş

Orhan ÇAKIR
AU & IAU

HPFBUIV, 1-8 Şubat 2015, Anadolu Univ., Eskişehir

Konu Başlıkları

- Parçacık Fiziği
- Simetriler
- Standart Model
- Süreçler
 - Çarpışma tesir kesitleri
 - Parçacık bozunumları

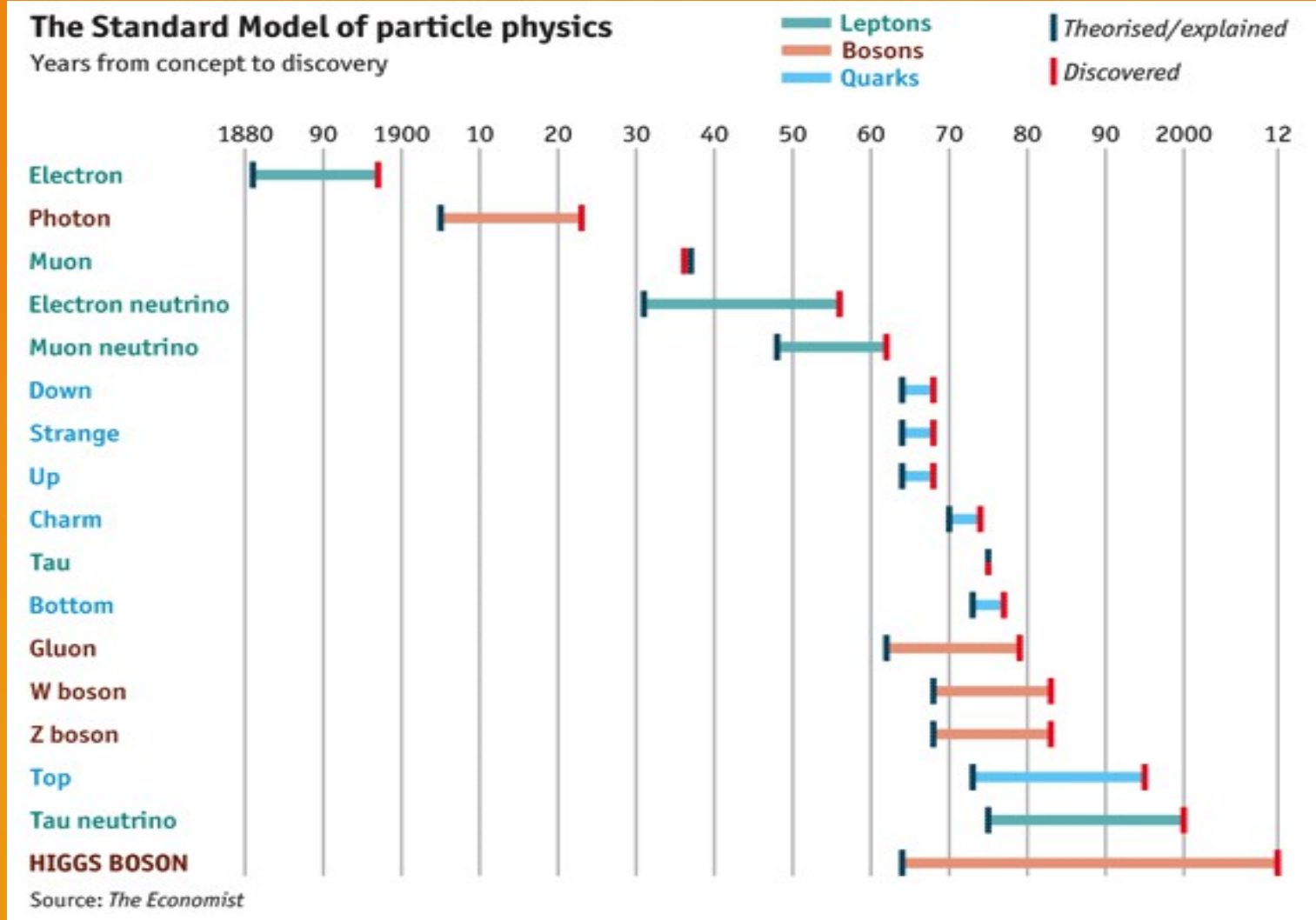
Parçacık Fiziği

Parçacık fiziği, **erken evren** hakkında bilgi sahibimiz olmamıza yardım eder, çünkü erken ($\sim 10^{-10}$ s) evrene (o zaman daha fazla enerjetik $\sim 10^{15}$ °K, şimdi ise ~ 3 °K CMB) benzer koşullar **parçacıkların çarpışması** kullanarak küçük bir hacimde oluşturulabilir. Dünyada en büyük **parçacık hızlandırıcısı ve çarpıştırıcısı** CERN/İsviçre de büyük hadron çarpıştırıcısıdır.

Temel fermiyonlar, **leptonlar ve kuarklar**, şimdiki bilgilerimize göre başka parçacıklardan yapılmamış olan en temel parçacıklardır. Fermiyonların spin kuantum değerleri kesirlidir ($\frac{1}{2}$ gibi). Bu parçacıklar, spin değerleri kesirsiz (1 gibi) olan **bozonlar** sayesinde birbirleri ile etkileşirler.

Kuarklar, leptonlar ve kütleli bozonlar **Higgs alanı** ile etkileşerek kütle kazanır. Evrende **gözlenen/bilinen maddenin** kütlelerinin sadece küçük bir kısmı ($\sim 1\%$) Higgs mekanizmasından gelmektedir, fakat maddenin oluşabilmesi için de bunun çok önemli olduğu bilinmektedir.

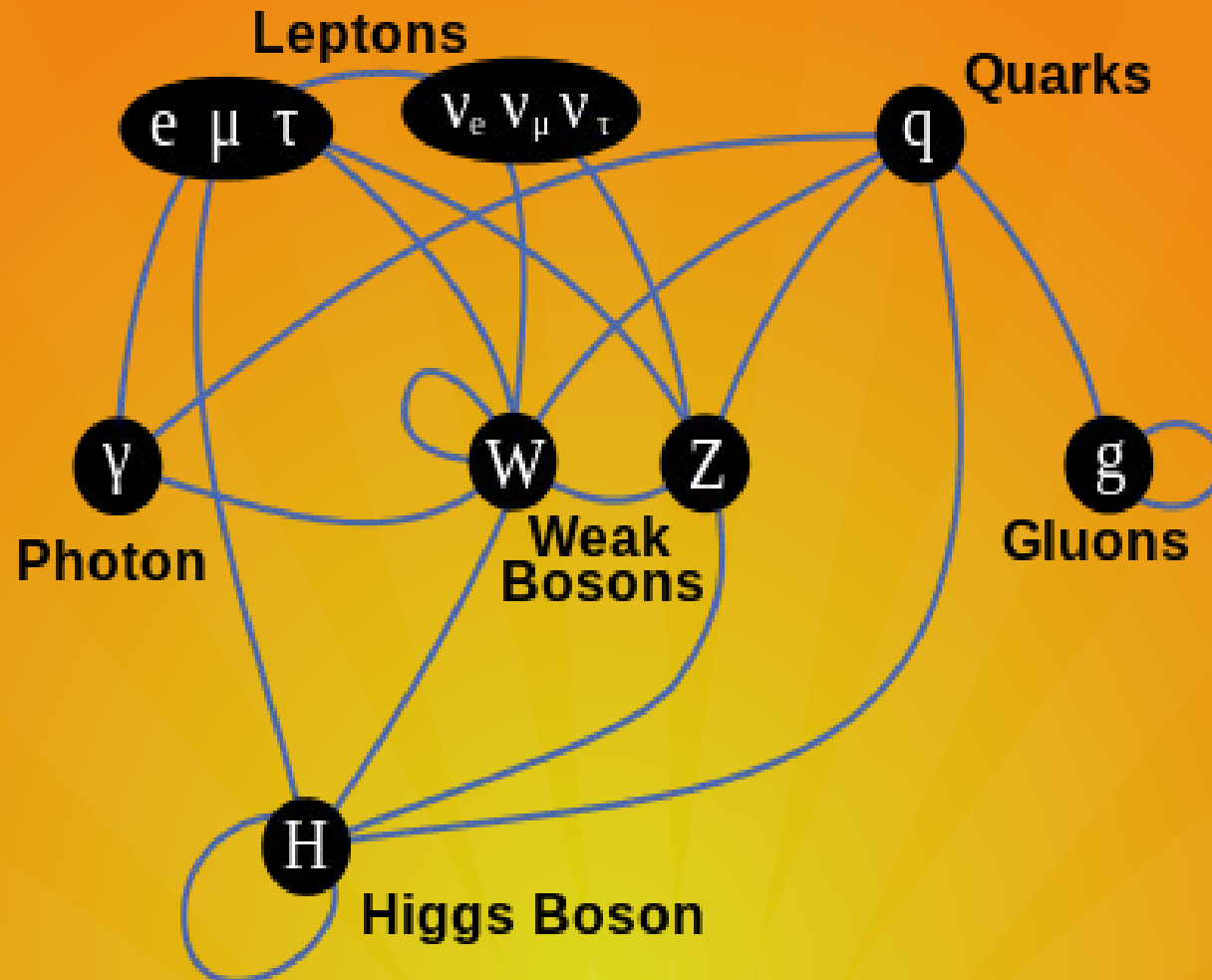
Parçacık Keşifleri



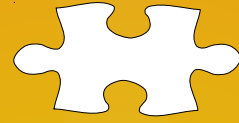
Parçacıklar



Etkileşmeler



“Görünmeyen“ Etki



Simetriler/Korunum Yasaları

Fizik yasaları zamanda ötelemeye göre simetriktir (dün olduğu gibi bu gün de aynı biçimdedir): **Noether (1917) teoremi** bu değişmezliği enerji korunumu ile ilişkilendirir. Genel anlamda simetrilere korunum yasaları eşlik eder.

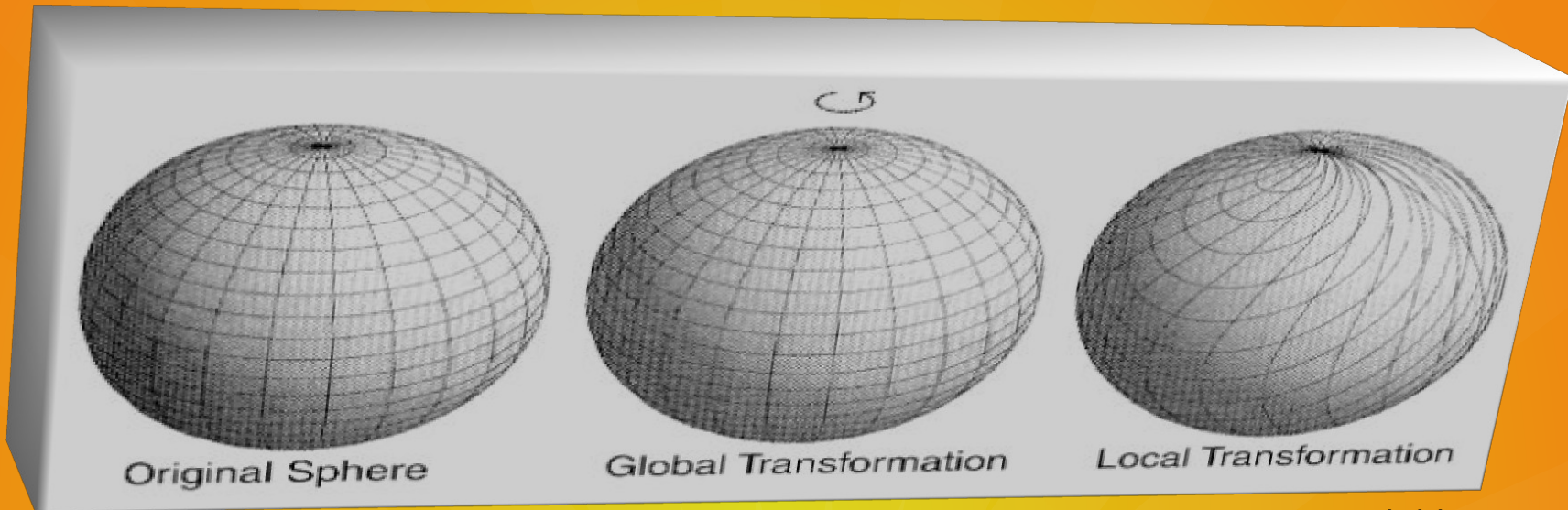


E. Noether

Simetri		Korunum yasası
zamanda öteleme	\leftrightarrow	enerji
uzayda öteleme	\leftrightarrow	momentum
dönme	\leftrightarrow	açısal momentum
ayar dönüşümü	\leftrightarrow	yük

Parçacık Fiziğinde Simetriler

- Simetri, fizikçilerin doğanın temel prensiplerini anlamak için yeni ve daha derin araştırmalarının merkezinde durmaktadır. Simetriler, Kuantum Alan Teorisinde önemli rol oynar:
 - ➡ her bir kuvvet iç simetri prensibinden türetilebilir – *yerel ayar değişmezliği ayar bozonlarını tahmin eder.*



$$\Psi \rightarrow e^{-i\theta} \psi$$

$$\Psi \rightarrow e^{-i\theta(x)} \psi$$

Kesikli Simetriler

Yük eşleniği (C)

- Klasik elektrodinamik C altında değişmez kalır, potansiyeller ve alanlar işaret değiştirir ancak kuvvet yük çarpanı nedeniyle değişmez kalır.
- $C|p\rangle = |\bar{p}\rangle = \pm|p\rangle$, bütün “iç kuantum sayıları”nın (yük, baryon sayısı, lepton sayısı, acayıplik, vs.) işareti değişir, ve kütle, enerji, momentum, spin, değişmeden kalır. Sınırlı özduruma sahiptir (photon, rho, eta vb.).
- Zayıf etkileşmelerin simetrisi değildir ($\bar{\nu}_L$ yoktur!)
- Genişletilmiş dönüşüm “G-parite”, $G=CR_2$ burada $R_2=e^{i\pi I(2)}$. Örnek: pionlar G' nin öz durumlarıdır.

Kesikli Simetriler - 2

Parite (P)

- Lee ve Yang (1956) zayıf etkileşmelerde parite için bir test önerdiler. $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e + \bar{\nu}_e$ sürecinde beta bozunmasında elektronların çoğu çekirdek spinine zıt yönde yayınlanır. Parite, güçlü ve elektromagnetik etkileşmelerin bir simetrisidir, fakat zayıf etkileşmelerde bozulur.

Skaler	$P(s)=s$
Sözde-skaler	$P(p)=-p$
Vektör	$P(\mathbf{v})=-\mathbf{v}$
Sözde-vektör (eksensel vektör)	$P(\mathbf{a})=\mathbf{a}$

- nötrinolar sol-el, antinötrinolar ise sağ-el davranırlar.

Alan Teorileri

Klasik mekanikte

Lagrangian konum, hız ve zamanın fonksiyonudur $L(q, \dot{q}, t)$, kinetik ve potansiyel enerji cinsinden $L=T-V$. Hareket denklemi

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$$

böylece Lagrangian'da açıkça bulunmayan koordinata karşı gelen eşlenik momentum korunur.

→ Newton yasaları

- **Alan teori** 'de bir alan fonksiyonu $\phi(x, y, z, t)$ ile çalışırız. Göreli teoride (4D uzay-zaman) Euler-Lagrange denklemi

$$\frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial \phi / \partial x^\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi} = 0$$

→ **spin-0**: Klein-Gordon denklemi; **spin-1/2**: Dirac denklemi; **spin-1**: Proca denklemi.

Global ve Yerel Faz Dönüşümleri

Serbest Dirac Lagrangian'ı

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi$$

Global faz dönüşümü

$$\psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha}\psi(x)$$

- Dirac Lagrangian'ı bu dönüşüm altında değişmez kalır.
- Dalga fonksiyonunun mutlak fazı ölçülebilir değildir (keyfi kalır).
- Girişimdeki bağlı fazlar bu faz dönüşümünden etkilenmezler.
- Simmetri-->yük korunumu

Yerel faz dönüşümü

$$\psi(x) \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}\psi(x)$$

Dalga fonksiyonunun türevi

$$\partial_\mu[e^{-iq\alpha(x)}\psi(x)] \rightarrow e^{-iq\alpha(x)}[\partial_\mu\psi(x) - iq(\partial_\mu\alpha(x))\psi(x)]$$

ek bir terime yol açar $iq\partial_\mu\alpha(x)$

Bu durumda Lagrangian

$$L \rightarrow L + q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi(\partial_\mu\alpha(x))$$

• Toplam Lagrangian bu dönüşüm altında değişmez kalmalı, böylece serbest Dirac Lagrangian'ında ayar bozonunun hem kinetik hem de etkileşme terimini bulundurmalıyız.

Bu işlem etkileşmenin ayar bozonunu otomatik olarak ortaya çıkarır.

U(1) Ayar Simetrisi

Elektromagnetik Lagrangian yerel U(1) ayar dönüşümü altında değişmez kalır.

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu} - q\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$$

burada vektör alanı dönüşümü ve kovaryant türev aşağıdaki gibidir

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\alpha(x)$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

$$D_\mu = \partial_\mu + iqA_\mu$$

Etkileşmenin tipi yerel ayar dönüşümünden elde edilir, Kuantum elektrodinamiği U(1) faz simetrisine uyan bir ayar teorisidir.

QED Lagrangian

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - e\bar{\psi}\gamma^\mu A_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

Yang-Mills Teori

Yang ve Mills yerel simetriyi abelyen-olmayan duruma genişletmişlerdir. Dönüşüm matrisinin (S) determinanı +1 dir. Lagrangian $SU(2)$ global faz dönüşümü altında değişmez kalır. Yerel dönüşüm için ek terimler gelecektir, bunları yok etmek için ek alan ve etkileşme terimi eklemeliyiz.

$$\psi \rightarrow S\psi, \quad S = e^{-iq\tau \cdot \lambda(x)}$$

Kovaryant türev aşağıdaki gibi yazılabilir

$$D_\mu = \partial_\mu + iq\tau \cdot A_\mu$$

$$\partial_\mu \psi \rightarrow S(\partial_\mu \psi) + (\partial_\mu S)\psi$$

skaler çarpım ise aşağıdaki gibi dönüşür

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

Böylece, yerel $SU(2)$ ayar dönüşümü altında değişmez kalan Lagrangian

$$L = i\bar{\psi}\gamma^\mu \partial_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F^{\mu\nu} \cdot F_{\mu\nu} - (q\bar{\psi}\gamma^\mu \tau \psi) \cdot A_\mu$$

Kuantum Renk Dinamiği

Parçacık Fiziğinin Standart Modeli $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ grubu üzerine kurulmuştur. Burada $SU(3)$ bileşeni QCD tanımlar, “renkli” kuark ve gluonların güçlü etkileşmesini tanımlayan ayar alan kuramıdır, ve Lagrangian aşağıdaki gibi yazılabilir

$$\mathcal{L} = \sum_q \bar{\psi}_{q,a} (i\gamma^\mu \partial_\mu \delta_{ab} - g_s \gamma^\mu t_{ab}^C A_\mu^C - m_q \delta_{ab}) \psi_{q,b} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^A F^{A\mu\nu}$$

burada γ^μ Dirac γ -matrisleri, ψ_q kuark alanları, renk indisleri $a, b = 1, 2, 3$. Gluon alanları A_μ^C , $C=1,2,\dots,8$. Kuarklar $SU(3)$ grubunun temel temsilde bulunurlar. Alan tensorü ve f_{ABC} yapı sabitleri

$$F_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - g_s f_{ABC} A_\mu^B A_\nu^C$$

Ayar Bozonları ve Lagrangian

Ayar bozonları ile etkileşme lagrangian'ı

$$\mathcal{L}_G^{10} = -\frac{1}{2} W_{\mu\nu}^\dagger W^{\mu\nu} + M_W^2 W_\mu^\dagger W^\mu - \frac{1}{4} Z_{\mu\nu} Z^{\mu\nu} + \frac{1}{2} M_Z^2 Z_\mu Z^\mu - \frac{1}{4} A_{\mu\nu} A^{\mu\nu};$$

$$\mathcal{L}_G^1 = ig_{sw} (W^{\mu\dagger} W^\nu A_{\mu\nu} + W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu A^\nu - W_{\mu\nu} W^{\mu\dagger} A^\nu) + ig_{cw} (W^{\mu\dagger} W^\nu Z_{\mu\nu} + W_{\mu\nu}^\dagger W^\mu Z^\nu - W_{\mu\nu} W^{\mu\dagger} Z^\nu);$$

$$\mathcal{L}_G^2 = - (g_{sw})^2 (W_\mu^\dagger W^\mu A_\nu A^\nu - W_\mu^\dagger W_\nu A^\mu A^\nu) - (g_{cw})^2 (W_\mu^\dagger W^\mu Z_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger W_\nu Z^\mu Z^\nu) - (g_{sw})(g_{cw}) [2 W_\mu^\dagger W^\mu A_\nu Z^\nu - W_\mu^\dagger W_\nu (A^\mu Z^\nu + A^\nu Z^\mu)] + \frac{1}{2} g^2 (W_\mu^\dagger W^{\mu\dagger} W_\nu W^\nu - W_\mu^\dagger W^\mu W_\nu^\dagger W^\nu).$$

Etkileşme Lagrangian'ı

→ Köşe Faktörleri

- *QED etkileşme terimi*

$$L_{QED, \bar{\psi}\psi A} = -g_e q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi A_\mu$$

burada 3 alan – gelen fermiyon – giden fermiyon – foton ($\psi, \bar{\psi}, A$) bir noktada etkileşir, ve etkileşme köşesi tanımlanır. Alanlara göre türetildiğinde kalan kısım köşe faktörünü verir

$$-ig_e q \gamma^\mu .$$

- *QCD etkileşme terimi*

$$L_{QCD, \bar{\psi}\psi g} = -g_s \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} \psi G_\mu^a$$

gelen kuark – giden kuark - gluon (q, \bar{q}, g) bir noktada etkileşir, köşe faktörü

$$-ig_s \lambda^a / 2 \gamma^\mu .$$

Feynman Kuralları

- Serbest Lagrangian

→ propagator

$$\frac{i}{p^2 - m^2} \quad (\text{spin} - 0)$$

$$\frac{i(\not{p} + m)}{p^2 - m^2} \quad (\text{spin} - 1/2)$$

$$\frac{-i}{p^2 - m^2} \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m^2} \right] \quad (\text{spin} - 1)$$

- Etkileşme terimleri

→ köşe faktörleri

$$-ig_e q \gamma^\mu \quad (\text{QED})$$

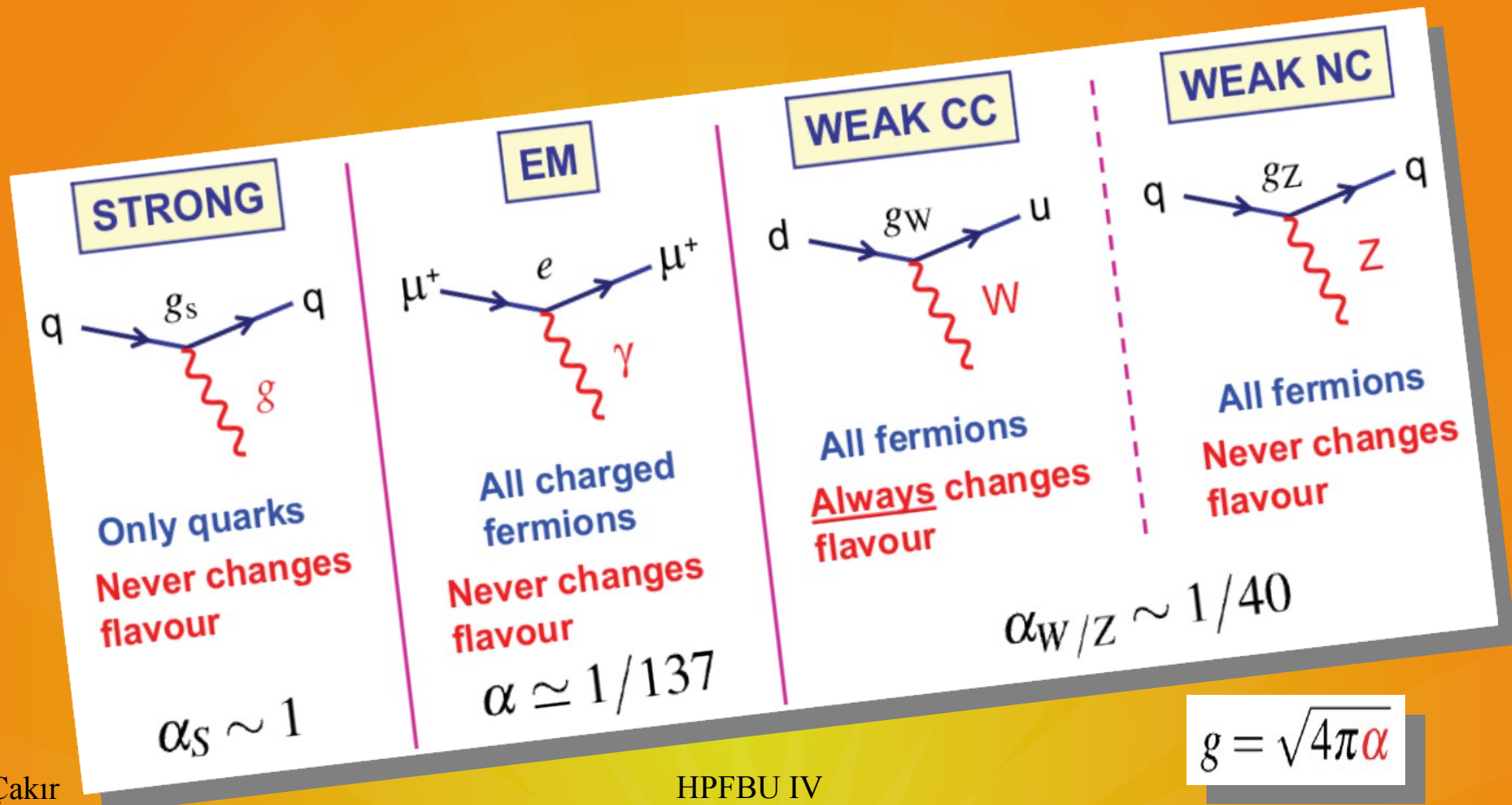
$$\frac{-ig_s}{2} \lambda^a \gamma^\mu \quad (\text{QCD})$$

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5) V_{ij} \quad (\text{EW/W})$$

$$\frac{-ig_z}{2} \gamma^\mu (c_V^f - c_A^f \gamma^5) \quad (\text{EW/Z})$$

Etkileşmeler

Ayar bozonlarının fermiyonlarla etkileşmeleri köşeler ile tanımlanır. Ayar bozonlarının tipi ve etkileşmenin doğası etkileşmenin özelliklerini belirler.



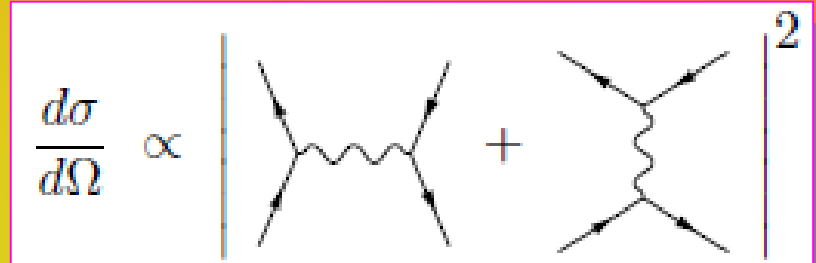
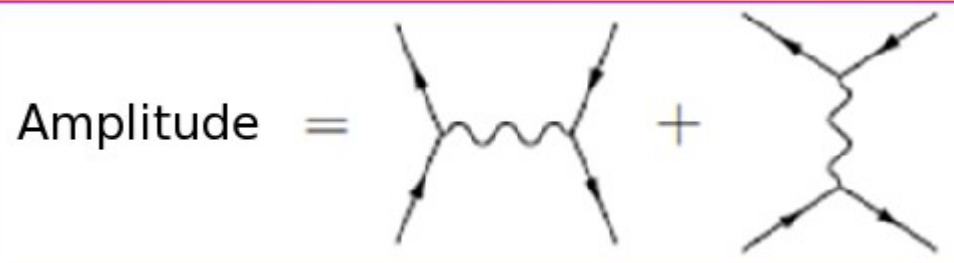
Fermiyonların Electrozayıf Etkileşmeleri

Lagrangian for fermion fields after the symmetry breaking

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_F = & \sum_i \bar{\psi}_i \left(i \not{\partial} - m_i - \frac{gm_i H}{2M_W} \right) \psi_i \\ & - \frac{g}{2\sqrt{2}} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) (T^+ W_\mu^+ + T^- W_\mu^-) \psi_i \\ & - e \sum_i q_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu \psi_i A_\mu \\ & - \frac{g}{2 \cos \theta_W} \sum_i \bar{\psi}_i \gamma^\mu (g_V^i - g_A^i \gamma^5) \psi_i Z_\mu . \end{aligned}$$

SM

Belli bir süreç için genlik ve diferensiyel tesir kesitinin diyagramlarla gösterimi



Standart Model (SM)

Standart modelin ayar grubu $SU(3)_C \times SU(2)_W \times U(1)_Y$, burada C renk, W zayıf izospin, ve Y hiperyüktür. Karşılık gelen ayar alanları $G_m^a (a=1,8)$, $W_m^i (i=1,3)$ ve B_m ile gösterilir.

* Bu simetri kırılmaktadır
--> **$SU(3)_C \times U(1)_{em}$** .

* Kuvvet: 3 farklı etkileşmeye karşı gelen vektör bozonları, 1 foton (EM), 8 gluon (QCD), 3 W^\pm/Z bozonu bulunmaktadır.

* Madde: üç fermiyon ailesinde, 3 yüklü lepton ve karşılık gelen nötrinolar, 6 çeşit kuark gözlenmiştir.

* Higgs: alanın önemli bir rolü vardır,

- bir Higgs ikilisi diğer alanlarla etkileşir
- boşluk beklenen değeri kazanır (~ 246 GeV)
- kuarklar, leptonlar ve W/Z bozonları, ayrıca Higgs bozonunun kendisi de bu mekanizma ile kütle kazanır.

Parçacıkların Kuantum Sayıları

- **Temel parçacıkların kuantum sayıları SU(3) X SU(2) X U(1) grup yapısına göre belirlenir.**

L_L E_R	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L$ e_R^-, μ_R^-, τ_R^-	$(1,2,-1)$ $(1,1,-2)$
Q_L U_R D_R	$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$ u_R, c_R, t_R d_R, s_R, b_R	$(3,2,+1/3)$ $(3,1,+4/3)$ $(3,1,-2/3)$

- **Lagrangian:**
 - **Ayar etkileşmeleri**
 - **Madde fermiyonları**
 - **Yukawa etkileşmeleri**
 - **Higgs potansiyeli**

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\ \mu\nu} \\ & + i\bar{\psi} \not{D}\psi + h.c. \\ & + \psi_i y_{ij} \psi_j \phi + h.c. \\ & + |D_\mu \phi|^2 - V(\phi) \end{aligned}$$

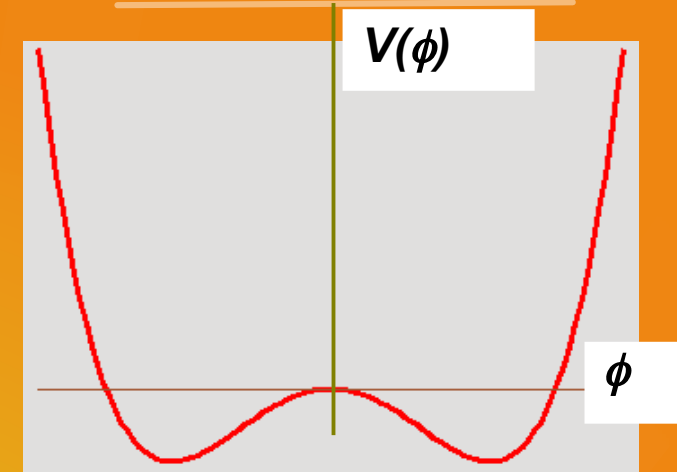
Kendiliğinden Simetri Kırılması

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

burada $\phi \rightarrow -\phi$ için, Lagrangian değişmez kalır. Potansiyel $\phi = \pm\mu/\lambda$ için minimumlara sahiptir. Yeni bir değişken $\eta = \phi \pm \mu/\lambda$ bu minimumdan bir sapma cinsinden ifade edilebilir, bu durumda Lagrangian

$$L = \frac{1}{2}(\partial^\mu\eta)(\partial_\mu\eta) - \mu^2\eta^2 \pm \mu\lambda\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda^2\eta^4 + \frac{1}{4}(\mu^2/\lambda)^2$$

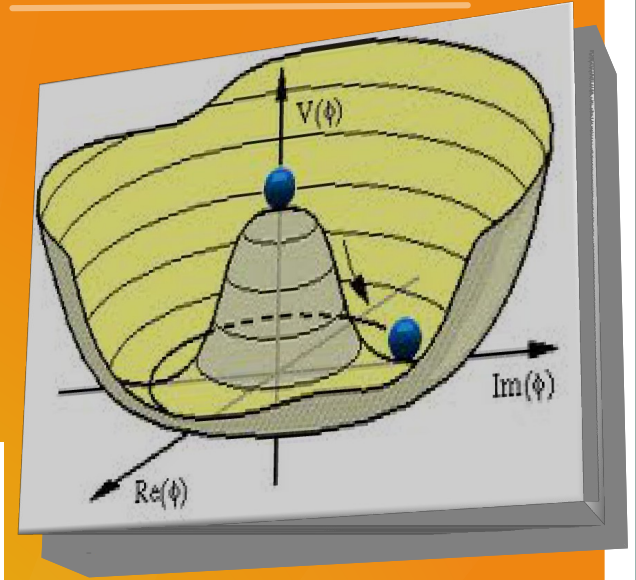
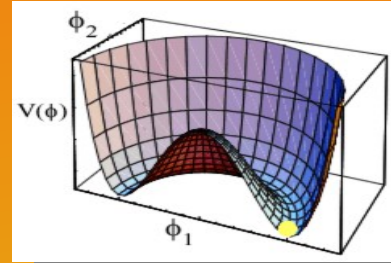
- Yeni Lagrangian artık $\eta \rightarrow -\eta$ için simetrik değildir, simetri kendiliğinden kırılmıştır (SSB).



Higgs Mekanizması

- Kompleks alan

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



ve skaler alan Lagrangian'ı

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

bu Lagrangian'ın yerel dönüşüm altında değişmez kalmasını istiyoruz, sistemin minimum enerji durumunda bulunacağı bir dönüşüm yapabiliriz

$$L(\phi_1, \phi_2, A) \rightarrow L'(\phi'_1, \phi'_2, A')$$

SSB öncesi

SSB sonrası

burada $\phi'_1 = \phi_1$ seçimi ve $\phi'_2 = \phi_2 - \mu/\lambda$ ile kütsüz Goldstone bozonu alanı ϕ'_1 yok olur ve A' bozonuna kütle kazandırır. ϕ'_2 alanı ise (Higgs bozonu) bir kütleyle sahiptir.

Ayar Bozonu Kütleleri

Ayar bozonu kütle ifadeleri $|D_\mu\phi|^2$ teriminden elde edilir. Burada kovaryant türev

$$D_\mu\phi = \left[\partial_\mu - ig\frac{\sigma^i}{2}W_\mu^i - ig'\frac{Y}{2}B_\mu \right] \phi$$

skaler alan

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

ve ayar alanı kütle öz durumları

$$W_\mu^\pm = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}$$

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

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

$$\rightarrow \frac{1}{4}g^2v^2W_\mu^+W^{\mu-} + \frac{1}{8}v^2(gW_\mu^3 - g'B_\mu)^2$$

$$m_W = gv/2, \quad m_Z = m_W / \cos\theta_W$$

Fermiyon kütleleri

Fermiyon kütleleri sol-el fermiyon (f_L) ve sağ-el fermiyonun (f_R) skaler alan (ϕ) ile etkileşmesinden elde edilir,

$$\begin{aligned} L_Y &= -y_f (\bar{f}_R \phi^\dagger f_L - \bar{f}_L \phi f_R) = -\frac{y_f(v+h)}{\sqrt{2}} (\bar{f}_R f_L + \bar{f}_L f_R) \\ &= -\frac{y_f}{\sqrt{2}} (v+h) \bar{f} f \rightarrow -m_f \bar{f} f - \frac{g m_f}{2m_W} h \bar{f} f \end{aligned}$$

fermion kütleleri Yukawa bağlaşımı ve vakum beklenen değerinden ($v=246$ GeV) elde edilir

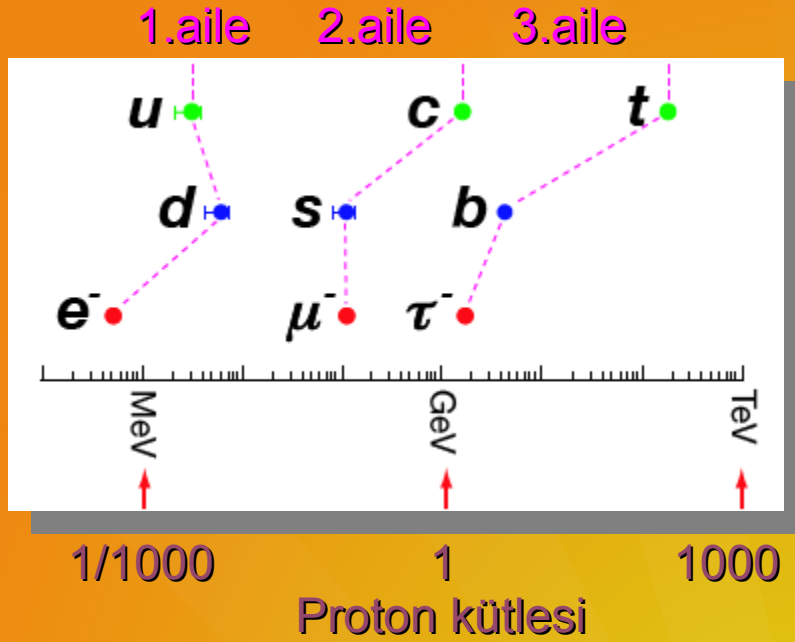
$$m_f = y_f v / \sqrt{2}$$

*üst kuark için,
 $y_t = \sqrt{2} m_t / v \approx 1$.*

Nötrino kütleleri ve karışımlarının açıklanması için SM ötesine gitme ihtiyacı var!

Çeşni Problemi

• Kütle hiyerarşisi

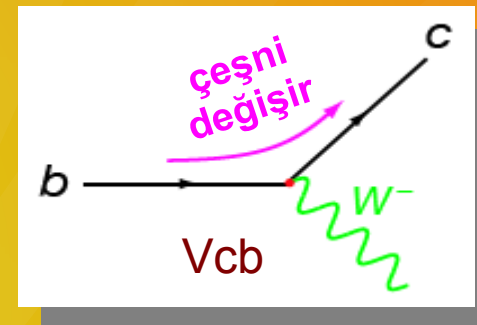


Electro-zayıf simetri kırılması parçacıkların nasıl kütle kazanacağını açıklayabilir, fakat kütlelerin değerinin ne olduğunu açıklamaz.

Hadronları oluşturan ağır kuarklar b ve c kuarklarıdır. Bu hadronlar (mezonlar / baryonlar) etkin bir şekilde algılanabilir.

Yüklü zayıf akım çeşni karışımına yol açar.

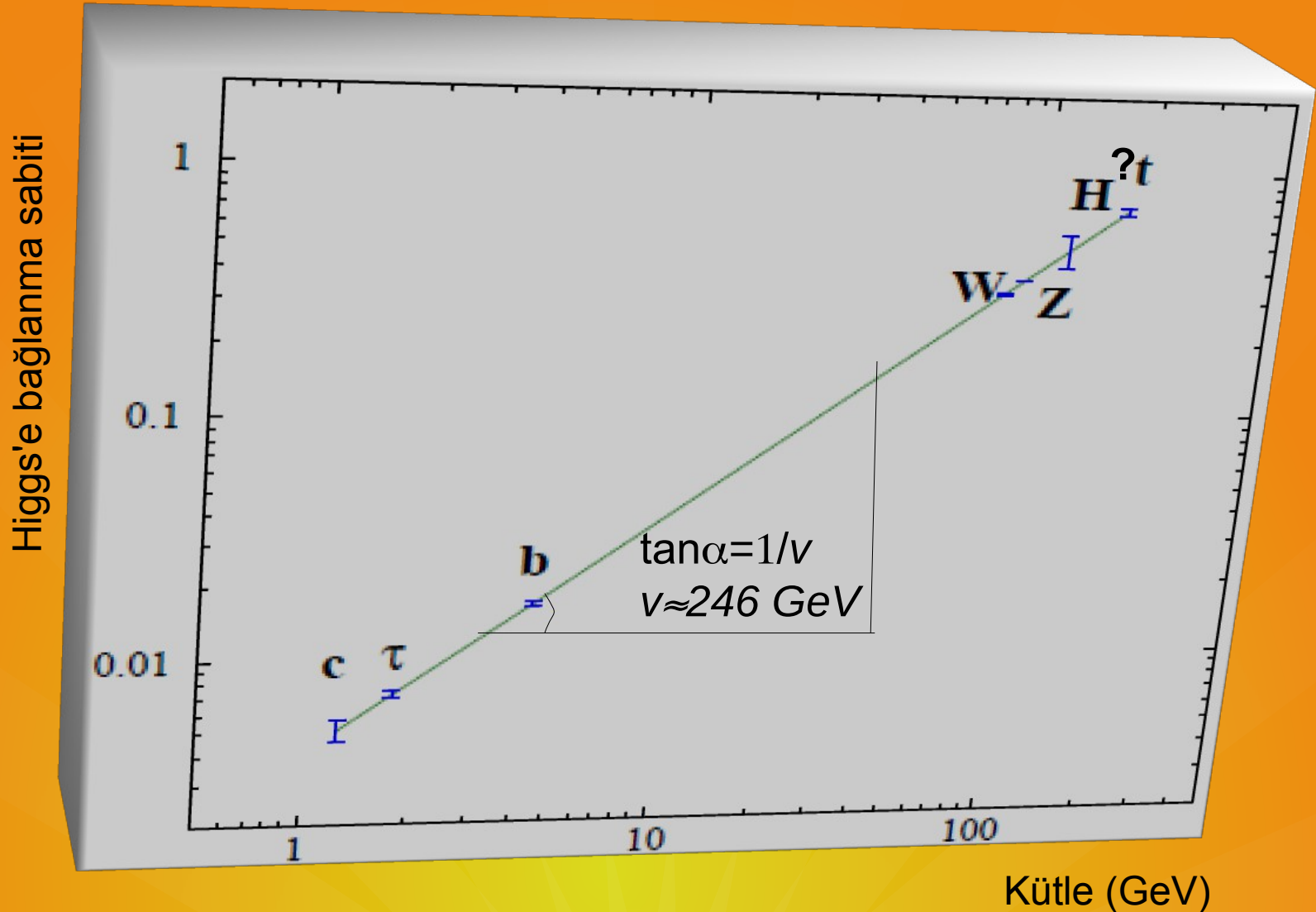
	d	s	b
u	■	■	■
c	■	■	■
t	■	■	■



Fermiyon Kütleleri ve Çeşni Fiziki Ölçeği

<ul style="list-style-type: none">$m_u \approx 3 \text{ MeV}$$m_d \approx 5 \text{ MeV}$$m_s \approx 100 \text{ MeV}$	Hafif kuarklar ($m \leq \Lambda_{\text{QCD}}$)	<ul style="list-style-type: none">$m_{\nu_1} \leq 10^{-6} \text{ MeV}$$m_{\nu_2} \leq 10^{-5} \text{ MeV}$$m_{\nu_3} \leq 10^{-4} \text{ MeV}$	Nötrinolar (Nötrino-feno)
<ul style="list-style-type: none">$m_c \approx 1270 \text{ MeV}$$m_b \approx 4200 \text{ MeV}$		<ul style="list-style-type: none">$M_e \approx 0.5 \text{ MeV}$$m_\mu \approx 100 \text{ MeV}$	Hafif leptonlar (EDM/MDM)
<ul style="list-style-type: none">$m_t \approx 172000 \text{ MeV}$	Çok ağır kuark	<ul style="list-style-type: none">$m_\tau \approx 1800 \text{ MeV}$	Tau lepton

Higgs'e bağlanma sabiti ile kütle ilişkisi



SM'de CP Bozulması

Lagrangian terimleri içinde kompleks bağlaşım sabitleri CP kaynaklarıdır,

$$\mathcal{L} = \sum_i a_i \mathcal{O}_i + h.c. \quad (CP) \mathcal{O}_i (CP)^\dagger = \mathcal{O}_i^\dagger$$

Yüklü akım bağlaşımları dışında, kütle bazında SM'nin bütün bağlaşımları gerçel yapılabilir. Önemli bir özellik

$$V_{CKM} \neq V_{CKM}^*$$

SM'de karışım matrisindeki 1 faz, zayıf etkileşmelerdeki CP bozulmasından sorumludur.

Kuarklar için Karışım Parametreleri

Sol-el u_L ve d_L kuarkları ile bağlaşımı olan yüklü akım $W^{+/-}$ etkileşmeleri için karışım matrisi

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

$$|d'_i\rangle = \sum_j V_{ij} |d_j\rangle$$

$$\mathcal{L}_{CC} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} W_\mu^\dagger \sum_{ij} \bar{u}_i \gamma^\mu (1 - \gamma_5) V_{ij} d_j + \text{h.c.}$$

Parametrelerin standart seçimi

$$V = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Elemanların büyüklükleri: $|V_{ud}| \approx 0.97425$, $|V_{us}| \approx 0.2252$, $|V_{ub}| \approx 0.00389$,
 $|V_{cd}| \approx 0.230$, $|V_{cs}| \approx 1.023$, $|V_{cb}| \approx 0.0406$, $|V_{td}| \approx 0.0084$, $|V_{ts}| \approx 0.0387$,
 $|V_{tb}| \approx 0.88$.

Nötrinolar

1970'lerde formüle edilen SM'de nötrinolar kütsesiz varsayılmıştı, bu durumda nötrinolar için sadece bir helisite durumu vardır (sol-el). 1960'larda Pontecorvo, Maki, Nakagaya ve Sakata (PMNS) nötrinoların, süreçlerde çeşni öz durumlarında (ν_e, ν_μ, ν_τ) üretilip yok olabileceğini, ve kütle öz durumları (ν_1, ν_2, ν_3) uzayında hareket edebileceğini önermişlerdir.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} & U_{13} \\ U_{21} & U_{22} & U_{23} \\ U_{31} & U_{32} & U_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$

Nötrino Karışımı

Muon nötrinosu (ν_μ) ve tau nötrinosunun (ν_τ) karışımı ν_2 ve ν_3 (atmosferik nötrinolar) cinsinden yazılabilir, burada θ karışım açısıdır. Dalga genlikleri

$$\nu_\mu = \nu_2 \cos \theta + \nu_3 \sin \theta$$

$$\nu_\tau = -\nu_2 \sin \theta + \nu_3 \cos \theta$$

Nötrino enerjisi E_i olmak üzere, kütle özdeğerleri zamana bağlıdır

$$\nu_2(t) = \nu_2(0) \exp(-i E_2 t)$$

$$\nu_3(t) = \nu_3(0) \exp(-i E_3 t)$$

Nötrino Karışımı - 2

İlk durumda muon nötrinoları ile başlarsak

$$\nu_2(0) = \nu_\mu(0) \cos \theta$$

$$\nu_3(0) = \nu_\mu(0) \sin \theta$$

zamana bağlılık $\nu_\mu(t) = \nu_2(t) \cos \theta + \nu_3(t) \sin \theta$

ve genlik

$$A_\mu(t) = \nu_\mu(t) / \nu_\mu(0) = \cos^2 \theta \exp(-iE_2 t) + \sin^2 \theta \exp(-iE_3 t)$$

Yoğunluk/şiddet fonksiyonu

$$I_\mu(t) / I_\mu(0) = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2[(E_3 - E_2)t/2]$$

Nötrino Kütleleri

Nötrinolar **Dirac parçacıkları** ise:

- nötrino ve anti-nötrino ayrı parçacıklardır
- sol-el durum ve kütesiz

Nötrinolar **Majorana parçacıkları** ise:

- Parçacık ve anti-parçacık aynıdır $\nu = \nu^c$.

Genelde, **lepton kütleleri** hem Dirac hem de Majorana kütle terimlerinden kaynaklanır.

$$\begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix}$$

* Burada m_L ve m_R , sırasıyla sol-el ve sağ-el durumlar için Majorana kütleleridir. m_D Dirac kütesini gösterir.

Nötrino Kütleleri - 2

- Kütle matrisini köşegenleştirebiliriz, bu durumda özdeğerler

$$m_{1,2} = \left[(m_R + m_L) \pm \sqrt{(m_R - m_L)^2 + 4 m_D^2} \right] / 2$$

burada m_L çok küçük olduğu varsayılır; ve $m_R = M$ ise Dirac ölçeğinden çok daha büyüktür (GUT ölçeği civarında). Fiziksel nötrino kütlesi aşağıdaki gibi yazılabilir

$$m_1 \approx \frac{m_D^2}{M}, \quad m_2 \approx M$$

Bu mekanizma (see-saw) ile, sağ-el nötrino kütlesi çok büyük, sol-el Majorana nötrino kütlesi çok küçük alınabilir.

CP ve BAU

- Evrendeki baryon asimetrisi (BAU) KM CP durumundan hesaplanabilir:

$$(n_B - n_{\bar{B}})/n_\gamma \approx n_B/n_\gamma \sim J P_u P_d / M^{12}$$

- Jarlskog parametresi ($J \sim O(10^{-5})$) kuark sektöründe CP bozulmasının bir parametrizasyonudur.

$$J = \cos(\theta_{12}) \cos(\theta_{23}) \cos^2(\theta_{13}) \sin(\theta_{12}) \sin(\theta_{23}) \sin(\theta_{13}) \sin(\delta)$$

$$P_u = (m_t^2 - m_c^2)(m_t^2 - m_u^2)(m_c^2 - m_u^2)$$

$$P_d = (m_b^2 - m_s^2)(m_b^2 - m_d^2)(m_s^2 - m_d^2)$$

- Electrozayıf ölçekte $O(100 \text{ GeV})$ kütle parametresi, hesaplanan asimetri $O(10^{-17})$, gözlenen değer $O(10^{-10})$ çok altındadır.
- Bu nedenle CP bozulması için daha fazla kaynağa ihtiyaç vardır!

Bazı Kaynaklar

- D. Griffiths, Introduction to Elementary Particles, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- C. Burgess and G. Moore, The Standard Model: A Primer, Cambridge University Press, 2007.
- J.F. Donoghue, E. Golowich, B.R. Holstein, Dynamics of the Standard Model, Cambridge University Press, 1996.
- P. Ramond, Journeys Beyond The Standard Model, Lightning Source Inc., 2003.

Parçacık Fiziğinde Birimler

- S.I. Birimleri: kg, m, s “günlük” karşılaşılan cisimler için doğal bir seçimdir, fakat parçacık fiziği için oldukça büyük birimlerdir.
- Atom fizikçileri **electron volt (eV)** kullandılar – (eV) 1 volt potansiyel farkında hızlandırılan elektronun kinetik enerjisi: $1 \text{ eV} = 1.6 \times 10^{-19} \text{ joule}$.
- Parçacık Fizikçileri **Doğal Birimleri** kullanmaktadır:
 - kuantum mekaniğinden – eylemin birimi: \hbar
 - görelilikten – ışığın hızı: c
 - parçacık fiziğinden – enerji birimi: **GeV**
(proton durgun-kütle enerjisi $\sim 938 \text{ MeV}/c^2 = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$)
 - Bu derslerde **doğal birimler** kullanılacaktır.

Parçacık Fiziğinde Birimler - 2

- Birimler (boyutlu)
 - Enerji: GeV Zaman: $(\text{GeV}/\hbar)^{-1}$
 - Momentum: GeV/c Uzunluk: $(\text{GeV}/\hbar c)^{-1}$
 - Kütle: GeV/c^2 Alan: $(\text{GeV}/\hbar c)^{-2}$
- Dönüştürme işlemleri, $\hbar=c=1$ yazarak basitleştirilebilir! Böylece, bütün fiziksel nicelikler GeV in kuvvetleri cinsinden ifade edilir.
- S.I. birimlerine geri dönüştürme için, \hbar and c nin gerekli çarpanları kullanılır.
- Heaviside-Lorentz birimlerinde ise $\hbar=c=\epsilon_0=\mu_0=1$ alınır, bu durumda Coulomb yasası

$$F = \frac{1}{4\pi} \frac{q^2}{r^2}$$

• Elektrik yükü (q) boyutu: $(FL^2)^{1/2} = (EL)^{1/2} = (\hbar c)^{1/2}$

Parçacık Fiziğinde Birimler - 3

Bazı birimlerin dönüşümü

- Dönüştürme sabitleri, $\hbar=c=1$ ve $\hbar c=1$ ve $(\hbar c)^2=1$ yazarak belirlenebilir:
- $\hbar=1.054571726 \times 10^{-34} \text{ J.s} = 6.58211928 \times 10^{-22} \text{ MeV.s}$
- $\hbar c = 197.3269718 \text{ MeV.fm}$
- $(\hbar c)^2 = 0.389379338 \text{ GeV}^2.\text{mbarn}$
- $k = 1.3806488 \times 10^{-23} \text{ J.K}^{-1} = 8.6173324 \times 10^{-5} \text{ eV.K}^{-1}$

Diğer pratik birimler

- $1 \text{ T} = 10^4 \text{ G}$; $1 \text{ N} = 10^5 \text{ dyne}$; $1 \text{ J} = 10^7 \text{ erg}$
- $1 \text{ \AA} = 0.1 \text{ nm}$; $1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$
- $1 \text{ C} \sim 2.9979 \times 10^9 \text{ esu}$; $1 \text{ eV}/c^2 \sim 1.78 \times 10^{-36} \text{ kg}$

Ödevler

[1] Temel fermiyonların kütlelerini ve hatalarını PDG2014'den alarak, Yukawa bağlaşımlarının - kütleyle göre grafiğini çiziniz. Verilere bir eğri fit ettiğinizde fit parametrelerini belirleyiniz ve sonucu yorumlayınız.

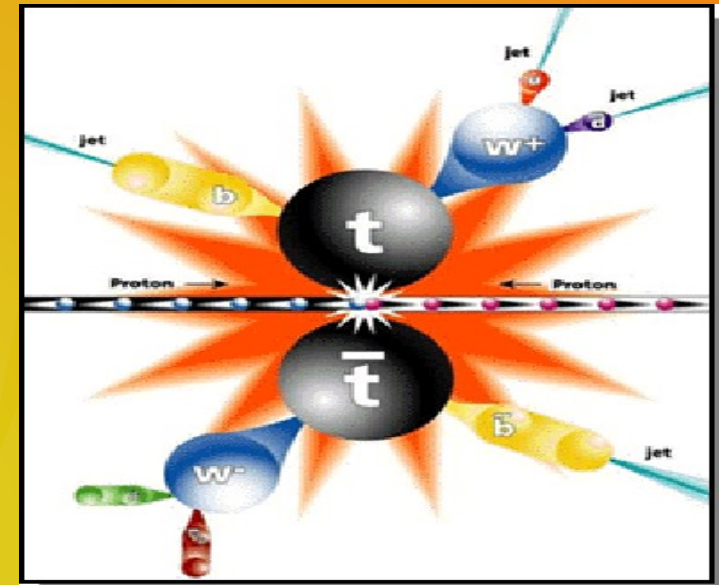
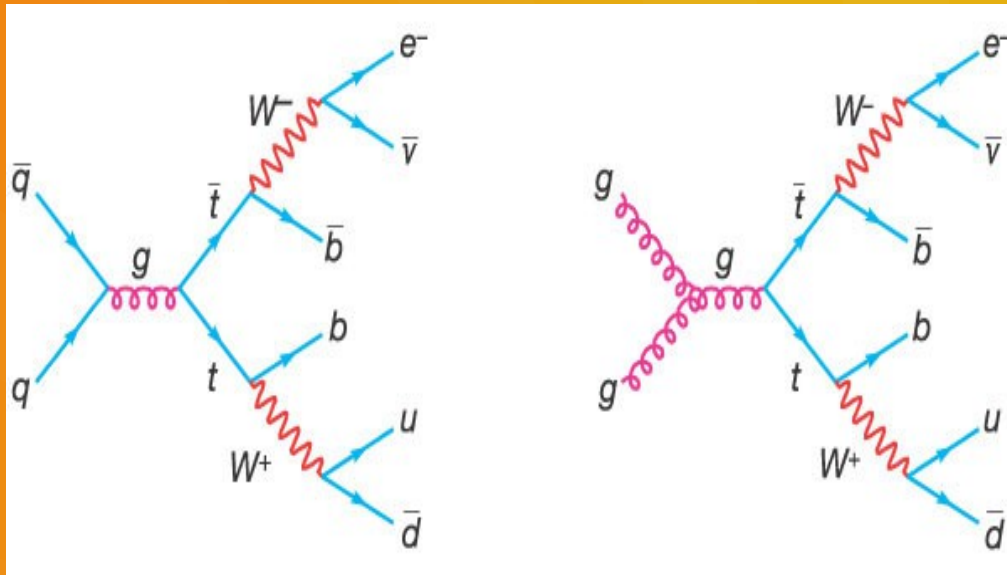
[2] Drell-Yan süreci ile (s-kanalı) üst kuark çift üretiminde ileri-yön / geri-yön asimetrisinin hangi tür etkileşmeden kaynaklanacağını tartışınız ve not alınız. Bu süreç için son durumda dedektörde hangi sinyal algılanabileceğini yazınız, bunların oranlarını yaklaşık olarak hesaplayınız. (hatırlatma: hadronik ve leptonik kanalları inceleyebilirsiniz).



+

Çarpıştırıcılarda Çift Üretim

Çarpıştırıcılarda, madde ve kuvvetler çalışılabilir. Hatta çarpışan parçacıkların enerjisi kütleye dönüştürülerek kuvvetler aracılığıyla yeni ve ağır madde üretilebilir. Şekilde hadron çarpıştırıcılarında üst kuarkın çift üretim (t ve $t\bar{t}$) süreci görülmektedir. Birinci diyagramla üretim Tevatron'da baskın iken, ikinci diyagramla üretim LHC'de baskındır.



Parçacık Bozunumları

M kütleli bir parçacığın durgun

çerçevesinde n cisime

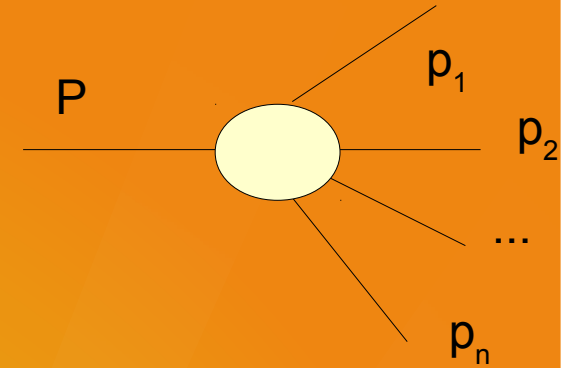
bozunması oranı

$$d\Gamma = \frac{(2\pi)^4}{2M} |M_{fi}|^2 d\Phi_n(P; p_1, p_2, \dots, p_n)$$

ile verilir, burada çok-parçacık faz uzayı elemanı

$$d\Phi_n(P; p_1, p_2, \dots, p_n) = \delta^4(P - \sum_{i=1}^n p_i) \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$$

M_{fi} ilk durumdan son duruma geçişte sürece özgü olan Lorentz değişmezi genliktir.



Etkileşme Tesir Kesiti

Diferensiyel tesir kesiti aşağıdaki gibi yazılabilir

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2}} |M_{fi}|^2 d\Phi_n(p_1 + p_2; p_3, p_4, \dots, p_{n+2})$$

Kütle merkezi çerçevesinde

$$\sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 m_2^2} = p_{1cm} \sqrt{s}$$

Mandelstam değişkenlerini kullanmak faydalıdır.

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2$$

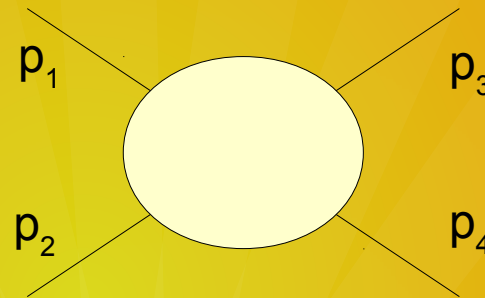
$$= m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 E_2 - 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2$$

$$= m_1^2 + m_3^2 - 2E_1 E_3 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3$$

$$u = (p_1 - p_4)^2 = (p_2 - p_3)^2$$

$$= m_1^2 + m_4^2 - 2E_1 E_4 + 2\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_4$$

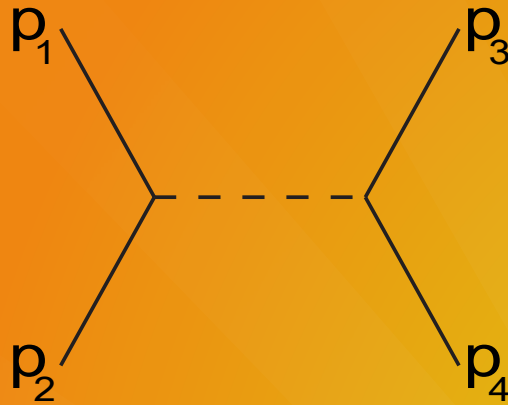


• iki-cisim
saçılma tesir
kesiti

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{64\pi s} \frac{|M|^2}{|p_{1cm}^{\vec{}}|^2}$$

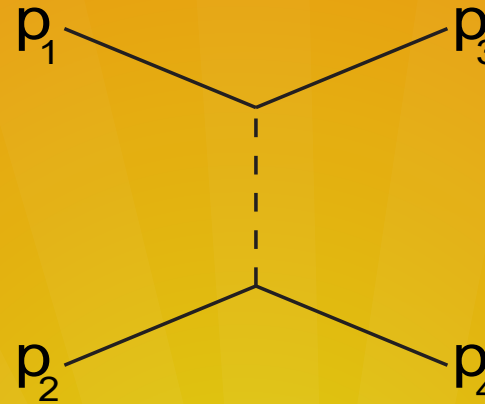
Diyagramlar

Feynman diyagramlarını veya farklı olası saçılma olaylarını tanımlayan “kanallar” bulunmaktadır. Burada etkileşme, bir aracı parçacığın değiş-tokuş edilmesi ile gerçekleşir, bunun momentumunun karesi (q^2) Mandelstam değişkenleri s , t veya u ya eşit olabilir.



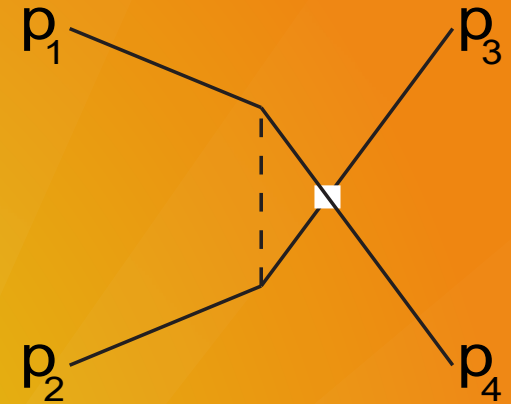
s-kanalı

Rezonanslar ve yeni parçacıklar keşfedilebilir



t-kanalı

1. parçacık ara bozon yayarak 3. parçacığa dönüştür.

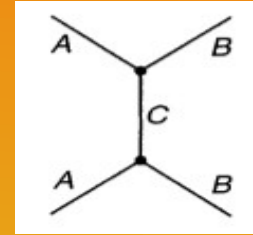


u-kanalı

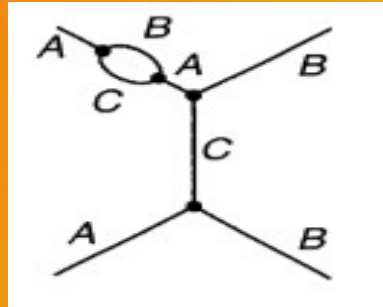
1. parçacık ara bozon yayarak 4. parçacığa dönüştür.

Yüksek Mertebe Katkılar

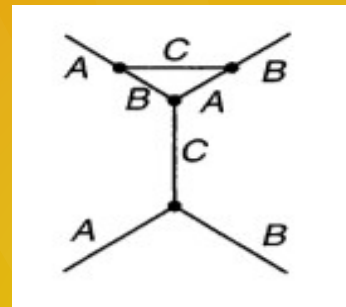
En düşük seviye: ağaç seviyesi "tree-level"



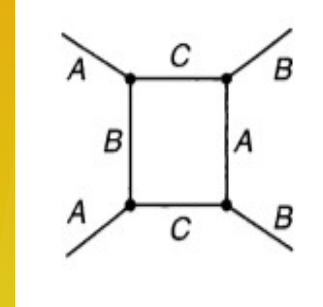
- Yüksek seviye katkıların örnekleri



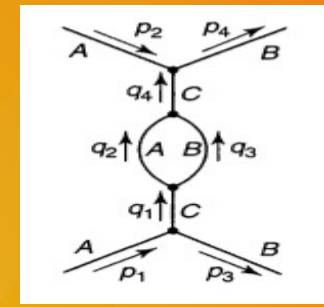
öz-enerji katkısı



köşe düzeltmesi



kutu-diyag. katkısı



boşluk kutuplanma