

## PARÇACIK FİZİĞİNE GENEL BAKIŞ

R. Suat IŞILDAK\*

### ÖZET

*Bu çalışmada elemanter parçacıkların etkileşmeleri, renkli kuark ve gluonlar arasındaki etkileşmeleri tasvir eden Quantum Chromodynamics (QCD) alan teorisi ve kuark modeli hakkındaki bilgiler özetlenmiştir.*

### SUMMARY

#### A General Review of Particle Physics

*In this work the knowledges about elementary particle interactions, QCD gauge field theory which describes the interaction of colored quarks and gluons, and quark model, were summarized.*

### GİRİŞ

Bugün, elemanter parçacıkların küçük dünyası hakkında pek çok şey biliyoruz. Bu parçacıklar birbirleriyle çeşitli şekillerde etkileşebilirler. Aralarında belli bir uzaklık bulunan iki parçacığın etkileşmesi, klasik teoride bir parçacığın diğeri üzerine etkileyen bir alan ya da potansiyel oluşturması şeklinde; kuantum

---

\* Dr.; U. Ü. Necatibey Eğitim Fakültesi, Fen Bilimleri Eğitimi Bölümü, Fizik Eğitimi Anabilim Dalı.

teorisinde ise etkileşmenin tipine bağlı olarak değişen ve "bozon" adı verilen özel kuantaların değiş tokuşu şeklinde açıklanır.

Etkileşen parçacıklar ve alanlarla ilgili en temel kavramlardan biri Pauli'nin "spin-istatistik teoremi" dir. Spin açısız momentumu  $(1/2)\hbar$ ,  $(3/2)\hbar$ ,  $(5/2)\hbar$ , ... gibi yarım tamsayı olan ve Fermi-Dirac istatistiğine uyan parçacıklara "fermion", spin açısız momentumu  $0$ ,  $\hbar$ ,  $2\hbar$ ,  $3\hbar$ , ... gibi tamsayı olan ve Bose-Einstein istatistiğine uyan parçacıklara "bozon" denir.

Elementer parçacıklar arasındaki etkileşmeler "coupling (kuplaj) sabiti" denilen ve etkileşmenin şiddetini belirleyen boyutsuz bir sayının değerine bağlı olarak dört grupta sınıflandırılabilir<sup>1</sup>.

Elektromagnetik etkileşmeler, yüklü parçacıklar arasındaki etkileşmelerdir. Etkileşmenin kaynağı olan ara parçacık "foton" dur. "İnce yapı sabiti" de denilen kuplaj sabitinin değeri  $\alpha = e^2/4\pi \hbar c = 1/137$  dir.

Gravitasyonel etkileşmeler, iki kütle arasındaki kütle çekiminin kaynağı olan etkileşmelerdir. Aralarında  $r$  uzaklığı bulunan eşit iki noktasal kütle arasındaki kuvvet,  $K$  Newton sabiti olmak üzere  $KM^2/r^2$  ile verilir.  $e$  yüklü iki parçacık arasındaki elektrostatik kuvvet  $e^2/r^2$  ile kıyaslanınca  $e^2/4\pi \hbar c = 1/137$  iken  $M$  proton kütlesi olarak alınır, gravitasyonel etkileşmenin kuplaj sabiti olarak alabileceğimiz boyutsuz sayı

$$\frac{KM^2}{4\pi \hbar c} = 4.6 \cdot 10^{-40}$$

mertebesindedir. Bu nedenle gravitasyonel etkileşmeler çok zayıf etkileşmeler olup yüksek enerji fiziklerinde çoğu kez ihmal edilebilirler. Gravitasyonel etkileşmeler için öngörülen ara parçacığa "graviton" denir. Gravitasyonel etkileşmelerin menzili sonsuz olduğundan, gravitonun kütlesi sıfır olmalıdır. Gravitasyon kuvveti sadece çekici olduğundan gravitonun spini  $J = 2$  olmalıdır.

Zayıf etkileşmeleri, fermionların, elektrik yüküne benzer bir  $g$  "zayıf yük" taşıdıklarını düşünerek fermion akımları arasında değiş tokuş edilen bir zayıf etkileşme kuantası aracılığı ile tanımlamak uygundur. Bu etkileşmeler  $W^+$  ve  $W^-$  bozonları aracılığıyla "yüklü akım (charged current)",  $Z_0$  bozonu aracılığıyla da "nötrül akım (neutral current)" reaksiyonları olarak gözlenir. Böylece zayıf etkileşmelerin ara parçacıkları  $W^\pm$  ve  $Z_0$  bozonlarıdır ve kuplaj sabiti

$$\frac{g^2}{4\pi \hbar c} = 1.02 \cdot 10^{-5} (M_w/M)^2$$

dir. Burada  $M$  proton kütlesi ve  $M_w \cong 80 \text{ GeV}/c^2$   $M_{Z_0} \cong 90 \text{ GeV}/c^2$  dir.

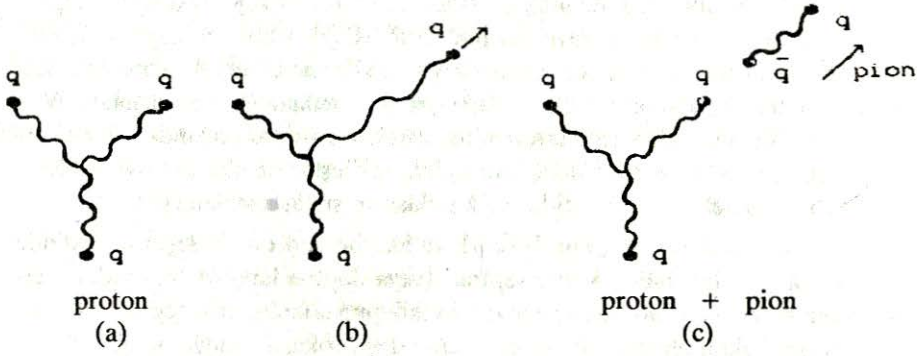
1967-1968 yıllarında Weinberg, Salam ve Glashow zayıf ve elektromagnetik etkileşmeleri birleştiren, "zayıf isospin"  $I$ 'nin  $SU(2)$  grubu ve "zayıf üstünyük"  $Y$ 'nin  $SU(1)$  grubuna dayanan "elektrozayıf" etkileşmeler adıyla tanımladıkları bir teori teklif etmişlerdir<sup>2-4</sup>. Bu teoride ara parçacıklar (kütleli olanlar)  $W^+$ ,  $W^-$ ,  $Z_0$  ve (kütlesiz olan ise) foton olmak üzere bu dört bozondur. Zayıf etkileşmeler, leptonlar ve nükleonlar arasındaki etkileşmeler olarak tasvir edilebilirse de daha temel olarak leptonlar ve kuarklar arasında meydana gelir.

Kuvvetli etkileşmeler, kuark-kuark ve hadron-hadron etkileşmesi şeklinde iki kısımda incelenebilir. Kuark-lepton (veya lepton-lepton) arasındaki etkileşmeler olan elektromagnetik ve zayıf etkileşmelerin başarılı teorileri bu etkileşmelerin, hakim olarak, tek bir kuantanın değiş tokuşu yoluyla olduğu fikrine dayanır.

"Kuvvetli etkileşmeler" terimi, genellikle kuarkları hadronların içinde tutmaktan sorumlu, kuark-kuark kuvvetleri için kullanılır. Bu kuvvetler o kadar şiddetlidir ki tek kuantum değiş tokuşu ile açıklama fikri oldukça yetersiz görünür. Bununla beraber 1973'te Gross ve Wilczek<sup>5</sup> ve Politzer<sup>6</sup> tarafından kuarkların asimptotik olarak serbest olduğu bir "renormalizable" sınıfın "gauge-invariant" teorisinin varlığı gösterilmiştir. Etkin kuplaj, küçük mesafelerde veya büyük momentum transferlerinde küçüldüğünden, ancak hadron boyutlarına göre (1 fm) büyük mesafelerde kuplaj çok kuvvetli olur ve kuarkların hapsedilmesini sağlar. Bu teoriyi destekleyen bazı deneysel veriler vardır<sup>1</sup>. Yüksek enerjili leptonların nükleon hedeflerde "derin inelastik" saçılması, nükleon içindeki "sanki serbest" noktasal bir yapı taşı ya da parton tarafından elastik saçılması, şeklinde yorumlanabilir. Bu partonların kuark olarak teşhis edilebildiği ve büyük momentum transferlerinde veya kısa mesafelerde, kuarkların serbest parçacık gibi davranabildiği bulunmuştur. Başka bir deyişle bu şartlar altında kuarklar arası etkileşme çok zayıftır ve pertürbasyon teorisi ile ele alınabilir. Büyük mesafelerde kuark-kuark kuplajı büyür ve kuarkların hapsedilmesine neden olur.

Yukarıda sözü edilen kuark etkileşmelerinde, arada gidip gelen ve "gluon" denilen bozon, yüksüz, çeşnisiz ve kütlesiz bir vektör parçacıktır. Şekil 1, gluon değiş tokuşunun elastik bantlar ile temsil edildiği, üç kuarktan oluşan bir proton modelini göstermektedir. Eğer bantlar gergin değilse kuplaj oldukça zayıftır. Bununla beraber eğer birisi bir kuarkı vurup çıkarmaya kalkışırsa bantlar gerilir; uzunluk arttıkça banttaki gerilme enerjisi artar ve sonunda bir kuark-antikuark çifti yaratmaya yetecek kadar enerji depolanınca, bir gergin bant, iki gergin olmayan banda dönüşerek bir kuark-antikuark çifti (mezon) oluşur. Böylece bir protondan bir kuarkı çıkarmaya kalkışmak, bir mezon ( $q\bar{q}$ ) yaratılmasına neden olur.

Çekirdekler arasındaki etkileşmeler nükleon-nükleon etkileşmelerinin artığı (residual) olarak alınabildiği gibi, hadronlar arasındaki etkileşmeler de kuark-kuark etkileşmelerinin artığı olarak alınabilir. Kuark-kuark etkileşmele-



Şekil: 1

- a) Proton ( $qqq$ ); b) Bir kuarkın vurulup çıkarılmaya kalkışılması;  
 c) Yeterli enerji depolandığında bir kuark-antikuark çiftinin ( $q\bar{q}$  = mezon) yaratılması.

rine oranla daha zayıf kuvvetlerin işe karıştığı hadron-hadron çarpışmalarında, kuark-kuark etkileşmelerini hesaplamamanın bir yolu olmadığından ve genel olarak çok parçacık problemlerini ele almak için bir formalizm bulunmadığından, burada bütünüyle farklı bir yaklaşıma ihtiyaç duyulur.

Kullanılan yöntemlerden biri klasik dalga optiğinin bir uyarlamasıdır. Bu uyarlamada dalga genliklerindeki rezonans kavramı önemli bir yer tutar. Bu fikirler, çekirdek fiziğinde uygulanan benzer yöntemlerden esinlenmiştir. Örneğin ışığın, tamamını veya bir kısmını soğuran bir engelden saçılmasını hatırlatan yüksek enerji saçılmasının açıl dağılımında, kırınım tipinde maksimum ve minimumlar gözlenir.

Başka bir yaklaşım nötron ve proton arasındaki etkileşmelerde, arada değiş tokuş edilen ağır kuantumlar kavramına dayanır ve özellikle yüksek enerjili ve küçük momentum transferli hadron çarpışmalarına uygulanır. Böyle bir çözümlenmeden elde edilen kuplaj sabiti  $f$ ,  $f^2/4\pi \hbar c = 0.08$  ile verilir. Bu yaklaşım büyük açıl momentum katkılarının hesaplanmasında iyi sonuç verir. Ancak, küçük açıl momentumlu kısmi dalgalarda, birçok daha ağır mezonların ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\nu$ , vb.) birlikte değiş tokuşu hakimdir ve genliği, bilinen parçacıkların özellikleri cinsinden ifade etmek mümkün değildir. Bununla birlikte saçılma genliğinin analitiklik özelliğini kullanarak ve açıl momentumu sürekli bir kompleks değişken olarak alıp Regge kutbu denen tek kuantum değiş tokuş yaklaşımı yapılarak dikkate değer ilerlemeler elde edilmiştir<sup>1</sup>.

Temel etkileşmelerle ilgili bir özet Tablo I'de verilmiştir.

**Tablo I**  
**Temel Etkileşmeler**  
(M = Nükleon Kütleşi; K = Newton Sabiti; G = Fermi Sabiti)

Etkileşme	Alan Kuantumu	$J^P$ spin parite	Kütle (mc <sup>2</sup> )	Tesir sahası (m)	Kaynak	Boyutsuz kuplaj sabiti	Tipik tesir kesiti m <sup>2</sup>	Bozunma için tipik ömür μb
Gravite (Kütle çekimi)	Graviton	2 <sup>+</sup>	0	∞	Kütle	$\frac{KM^2}{4\pi\hbar c} = 4.6 \cdot 10^{-40}$	—	—
Elektromagnetik	Foton	1 <sup>-</sup>	0	∞	Elektrik yükü	$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$	10 <sup>-33</sup>	10
Zayıf	W <sup>±</sup> , Z <sub>0</sub> bozonları	1 <sup>-</sup> , 1 <sup>+</sup>	80, 90	10 <sup>-18</sup>	Zayıf yük	$\left(\frac{mg}{\hbar}\right)^2 \frac{G}{\hbar c} = 1.02 \cdot 10^{-5}$	10 <sup>-42</sup>	10 <sup>-8</sup>
Kuvvetli	Gluon	1 <sup>-</sup>	0	≤ 10 <sup>-15</sup>	Renk yükü	≈ 1 büyük r'de < 1 küçük r'de	10 <sup>-30</sup>	10 <sup>4</sup>

### QUANTUM CHROMODYNAMICS (QCD)

Renkli kuark ve gluonların etkileşmelerini tasvir eden QCD alan teorisi SU(3)×SU(2)×U(1) standart modelinin bir bileşenidir. Hadronların yapı taşları olan kuarklar serbest parçacık olarak henüz gözlenmemiştir. Bu, kuarkların henüz bilinmeyen bazı mekanizmalar yüzünden, hadronların içinde hapsedilmiş olduklarını ima eder. Son yıllarda dikkatler "serbest kuarkların yokluğu" ile tutarlı bir kuark dinamiği üzerinde toplanmıştır. Bu teorinin başlıca problemi, hapsedme kuvvetlerinin açıklanmasıdır. Geçmiş yıllarda serbest kuarkların gözlenmemesi yüzünden kuarkların varlığından şüphe ediliyordu. Bununla birlikte "derin inelastik" elektron-proton saçılması, protonun basit, katı bir nesne olmayıp belirli bir alt yapıya sahip olduğunu göstermiştir. Verilerin ayrıntılı incelenmesi, hadronların içinde kuarkların var olduğu kabulü ile tutarlıdır. Son yıllarda ψ ve Υ ailesi ve tılsımlı mezonların (D) keşfi, kuark modelini destekleyen daha fazla delil vermiştir. Bu parçacıkların bütün özellikleri yeni tılsımlı ve dip kuarkları dahil etmekle açıklanabilmiştir. Modelin teorik temelleri "Quantum Chromodynamics" (QCD) ile verilir. Kuarkların etkileşmesinde aracılık yapan ve adına gluon denilen bozonlar; nötral, çeşnisiz, kütesiz bir vektör parçacıktır. Kuarklar ve gluonlar tarafından taşındığı kabul edilen "kuvvetli renk yükü" (strong color charge), tıpkı elektrik yüküne benzer şekilde tanımlanır. Elektrikte pozitif ve negatif denilen iki tip yüke karşılık burada üç tip renk (kırmızı, yeşil ve mavi) ve üç tip antirenk (antikırmızı, antiyeşil ve antimavi) yükü vardır. Kuarklar bir renk,

antikuarklar da bir antirenk taşıırken gluonlar bir renk ve bir antirenk taşırlar. Dahil edilen bu renklere bağılı olarak gluon değış tokuşu yoluyla olan kuark-kuark etkileşmeleri çekici veya itici olabilirler. Baryonlar üç kuarkın, sıfır net renkli (bir kırmızı, bir mavi ve bir yeşil) bağılı durumlarıdır. Mezonlar kuark ve antikuarkın sıfır net renkli (örneğin bir kırmızı kuark ve bir antikırmızı kuark) bağılı durumlarıdır. Kuarkların etkileşmelerinin kuantum teorisine, "Quantum Elektrodynamics" (QED)'ye benzer bir şekilde "Quantum Chromodynamics" (QCD) denir. QCD'deki başlıca fark gluon-gluon etkileşmesinin varlığıdır. İçinde, alanın kaynağı olan kuantumların kendi kendileriyle etkileşebildikleri bu tip alanlara "non-abelian" (abelyen olmayan) alanlar denir. Örneğin gravitasyonel alanın kaynağı olan gravitonlar enerji ve momentum taşıdıklarından bu alan da "non-abelian" dır. QED, yüksüz fotonları içerdiğinden "abelian" dır.

QCD teorisi,  $[SU(3)]_{\text{renk}} \otimes [SU(n)]_{\text{çeşni}}$

şeklinde. Burada d (down = aşağı), u (up = yukarı), s (strange = acayıp), c (charm = tılsım), b (bottomness = dip) ve t (topness = tepe) kuarklarıyla  $n = 6$ 'dır.

Kuvvetli etkileşmelere aracılık eden sekiz gluon kendi aralarında da etkileşebildiklerinden, hadronların lokal kuark-renk singlet (tekli) operatörleriyle kurulmasına benzer biçimde yalnızca renk tekli lokal "gluonyum" operatörleriyle, gluonyum (glueball)'ların kurulmasını beklemek doğaldır<sup>7</sup>.

Doğada sadece renksiz durumların varlığı kabul edilmiştir. Gerçek dünya renksiz olmakla birlikte renk serbestlik derecesi, kendini değışik şekillerde gösterir. QCD fikirlerini yeni hadronlara olduğu kadar, eski hadronlara da uygulayabiliriz. Fakat eski hadronların kütlelerinin küçüklüğü ve açık birçok bozunma kanallarının olması spektroskopik hesaplamaları güçleştirir.

## KUARK MODELİ

Hadronlar için bir sınıflandırma düzeni, isospin kavramını ortaya atmakla kurulabilir. Bu düzen, parçacıkları bir isospin "multiplet"i olan  $SU(2)$  grubunun farklı temsillerine yerleştirmektir. Gell-Mann ve Nishijima, hadronları; isospin ve üstünyükü ( $B + S$ ) içine alan daha büyük bir  $SU(3)$  grubunun temsilleri yoluyla sınıflandırmışlardır.  $\psi$  ve  $\gamma$  parçacıklarının keşfi bizi  $SU(3)$ 'ü bazı ilave kuantum sayıları ile (tılsım, dip, tepe)  $SU(n)$ 'ye genişletmeye zorlamıştır.  $SU(n)$ 'nin anlamlı en küçük temsili  $n$  boyuta sahiptir ve  $SU(n)$ 'nin diğere bütün temsilleri, bu en küçük temsil ve onun eşleniğinin çarpımı şeklinde oluşturulabilir. Bu gözlem  $SU(n)$ 'nin en küçük multipletinin,  $n$  tane temel nesneden oluştuğu ve bütün hadronların onlardan yapıldığı şeklinde yorumlanmıştır. Bu temel yapı taşlarına "kuark" denir. Kuarkların farklı çeşnilerinin (flavor) sayısı bugün için altı tanedir.

Her bir kuark  $(1/2)^{1/2}$  spine sahiptir. Bilinen (veya öngörülen) kuark çeşnileri  $1/3$  baryon kuantum sayısına sahiptir. Diğer kuantum sayıları Tablo II'de gösterilmiştir. Bu kabullerle, yüklü bir mezon tarafından taşınan herhangi bir çeşni, yükü ile aynı işarette olacaktır. Örneğin  $K^+$ 'nin acayıplık kuantum sayısı  $S = +1$  ve  $B^+$ 'nin dip kuantum sayısı  $B = +1$  olacaktır.

**Tablo II**  
**Kuark Çeşnileri ve Kuantum Sayıları**

Kuantum Sayısı	Kuark Tipi (Çeşni)					
	d	u	s	c	b	t
$Q \rightarrow$ Elektrik yükü	$-1/3$	$+2/3$	$-1/3$	$+2/3$	$-1/3$	$+2/3$
$I \rightarrow$ Isospinin z bil.	$-1/2$	$+1/2$	0	0	0	0
$S^z \rightarrow$ Acayıplık	0	0	-1	0	0	0
$C \rightarrow$ Tılsım (charm)	0	0	0	+1	0	0
$B \rightarrow$ Dip (bottomness)	0	0	0	0	-1	0
$T \rightarrow$ Tepe (topness)	0	0	0	0	0	+1
$M \rightarrow$ Kütle ( $\text{MeV}/c^2$ )	350	350	550	1800	4500	?

Bilinen bütün mezonlar bir q kuarkı ile bir  $\bar{q}$ , anti kuarkının bağlı durumları olarak betimlenebilir. q ve  $\bar{q}$ 'nin çeşnileri farklı olabilir.  $q\bar{q}$ 'nin yörüngesel açısal momentumu L ise paritesi  $P = (-)^{L+1}$  olur.  $q\bar{q}$  durumu  $C = (-)^{L+S}$  charge conjugation'un bir öz durumudur. Burada spin  $S=0$  veya 1 dir.

Bilinen bütün baryonlar 3 kuark (qqq) durumlarıdır. Her bir durum bir SU(3) renk singletidir ve üç mümkün rengin tam olarak antisimetrik durumudur. Kuarklar fermion olduklarından herhangi bir baryon için durum fonksiyonu, onun iki kuarkının değişimi altında antisimetrik olmalıdır. Böylece durum, renk dışındaki diğer kuantum sayılarının değişimi altında simetriktir.

$$|qqq\rangle_A = |\text{renk}\rangle_A \times |\text{uzay, spin, çeşni}\rangle_S$$

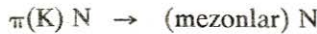
Burada S ve A indisleri kuarkların herhangi ikisinin değişimi altında simetri veya antisimetriyi gösterir.

Tablo III'te bazı bilinen mezonlar için standart kuark modelinin atamaları gösterilmiştir. Bazı atamalar, özellikle  $0^{++}$  için olanlar, tartışmalıdır<sup>8</sup>. Görüldüğü gibi hemen her satırda ya üyeler eksiktir ya iyi belirlenmemiştir ya da özellikleri iyi bilinmiyordur. Baryonlar doğrudan deneylerle daha kolay gözlenebilir.

**Tablo III**  
**Bazı Bilinen Mezonların Standart Kuark Modeli Atamaları**

$25+1L_j^{j\mu C}$	$u\bar{d}, u\bar{u}, d\bar{d}$ I=1	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$ I=0	$c\bar{c}$ I=0	$b\bar{b}$ I=0	$s\bar{u}, s\bar{d}$ I=1/2	$c\bar{u}, c\bar{d}$ I=1/2	$c\bar{s}$ I=0	$b\bar{u}, b\bar{d}$ I=1/2	
$1S_0$	$0^{-+}$	$\pi$	$\eta, \eta'$	$\eta_c$		K	D	$D_s$	B
$3S_1$	$1^{--}$	$\rho$	$\phi, \omega$	$J/\psi$	T	$K^*(892)$	$D^*(2010)$		
$1P_1$	$1^{+-}$	$b_1(1235)$	$h_1(1170)$			$K_{1B}$			
$3P_0$	$0^{++}$	$a_0(980)$	$f_0(975), f_0(1400)$	$\chi_{c0}(1P)$	$\chi_{b0}(1P)$	$K_0^*(1430)$			
$3P_1$	$1^{++}$	$a_1(1260)$	$f_1(1285), f_1(1420)$	$\chi_{c1}(1P)$	$\chi_{b1}(1P)$	$K_{11}$			
$3P_2$	$2^{++}$	$a_2(1320)$	$f_2(1525), f_2(1270)$	$\chi_{c2}(1P)$	$\chi_{b2}(1P)$	$K_2^*(1430)$			
$1D_2$	$2^{+}$	$\pi_2(1670)$							
$3D_1$	$1^{--}$			$\psi(3770)$					
$3D_2$	$2^{--}$					$K_2(1770)$			
$3D_3$	$3^{--}$	$\rho_3(1690)$	$\omega_3(1670)$			$K_3^*(1780)$			

diğinden Baryon spektrumu için durum çok daha iyidir. Baryon rezonansları Şekil 2'deki gibi formasyon (oluşum) deneylerinde gözlenebilir. Halbuki mezonlar için, mezonik hedeflerin eksikliği böyle deneyleri engeller. Mezon rezonansları genellikle Şekil 3'teki türden yaratma deneyleri yoluyla elde edilebilir veya incelenebilir. Bu tip deneyler, mezon bulutunun, nükleon etrafında yayılmış olması nedeniyle istatistiğin eksikliğinden sıkıntı çekerler.



saçılmasından

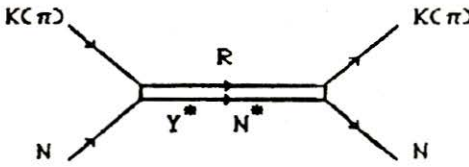


saçılmasına geçmek için bir dinamik modele ihtiyaç vardır.

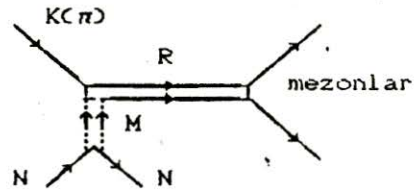
Son yıllarda  $pp \rightarrow (\pi^+ \pi^-) pp$  tipindeki reaksiyonlarda da mezon rezonanslarını gözlemek mümkün olmuştur<sup>9</sup>. Şekil 4'ten de görüleceği üzere bu tip reaksiyonlarda ilk ve son durumlarda aynı sayıda proton bulunması, rezonans üretiminin yalnızca glue akışı yoluyla olacağını ve genelde ilginç bir rezonans üretimi mekanizmasının işe karıştığını gösterir.

Şimdiye kadar mezonların kuark-anti kuark durumları olduğundan söz edildi. Teoride; mezonların neden  $(q\bar{q}\bar{q}\bar{q})$  veya  $(qq\bar{q}\bar{q}\bar{q})$  durumları olmadığını

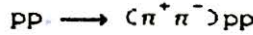
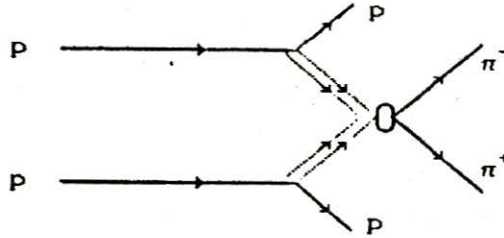




Şekil: 2



Şekil: 3



Şekil: 4

gerekçesi yoktur. Son zamanlarda hadron dinamiğinin QCD'ye dayalı olarak geliştirilmiş olan modeli, böyle durumların olabilirliği üzerinde durmaktadır. Üstelik mezon durumları, herhangi bir kuark olmaksızın sadece gluonlarla da yapılabilir<sup>10-13</sup>. Bu "glueball" ları normal hadronlara bağlamak OZI (Zweig) kuralını<sup>14</sup> bozduğundan, nispeten nadir bulunmalıdırlar. Eğer onlar varsa yeni hadronların bozunmalarında, bağlı olarak önemli bir bileşen olmalıdırlar. Yeni mezonlar ( $\psi$ ,  $\Upsilon$ ) "glue" şekline dönüşerek bozunurlar. Bu "glue" lar klasik kuarklara dönüşmeden önce rezonans yapabilirler (glueball). Bu gluonik hadronlar, SU(6) çeşni tekli (singlet) lerinin bozunma sistematiğine uymak zorundadırlar.

Kuark modelinin öngördüğü çok zengin mezon durumları spektrumuna karşın, deneysel mezon spektrumu çok fakirdir. Mezon spektrumu, özellikle problemli olan  $0^{++}$  mezonları hakkında mümkün olduğunca fazla deneysel bilgi elde etmek parçacık fiziğinin gelişmesi açısından çok önemlidir.

#### KAYNAKLAR

1. PERKINS, D.H.: Introduction to High Energy Physics, Addison-Wesley Publishing Company, Massachusetts-1982.
2. GLASHOW, S.L.: Rev. Mod. Phys. 52, 539 (1980).
3. SALAM, A.: Rev. Mod. Phys. 52, 525 (1980); Science 210, 723 (1980).
4. WEINBERG, S.: Rev. Mod. Phys. 52, 515 (1980); Science 212, 1212 (1980).

5. GROSS, D.J. and F. WILCZEK: Phys. Rev. D18, 3633 (1973); 9980 (1974).
6. POLITZER, H.D.: Phys. Rep. 14C, 129 (1974).
7. ÖZMUTLU, E.N.: Turkish Journal of Nuclear Sciences 12, 75 (1985).
8. Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Lett. 204B (1988).
9. AU, K.L., D. MORGAN and M.R. PENNINGTON: Phys. Rev. D35, 1633 (1987).
10. JAFFE, R.L. et al.: Phys. Lett. 60B, 201 (1976).
11. JAFFE, R.L.: Phys. Rev. D15, 267 (1977).
12. ROBSON, D.: Nucl. Phys. B130, 328 (1977).
13. İŞILDAK, R.S.: Doktora Tezi, Uludağ Üniversitesi Bursa, 1990.
14. ZWEIG, G.: CERN Report 8419/Th. 412 (1964).