

“Tam Çarmonyum Skaler X(6200) Rezonansının Termal Özelliklerinin İncelenmesi”

Özlem Eda Demircan¹, Hüseyin Dağ¹, Hayriye Sundu Pamuk²,
Jale Yılmazkaya Süngü³, Elşen Veli Veliev³

¹Fizik Bölümü, Mühendislik ve Doğa Bilimleri Fakültesi, Bursa Teknik Üniversitesi, 16310, Bursa, Türkiye

²Fizik Mühendisliği Bölümü, İstanbul Medeniyet Üniversitesi, 34700 İstanbul, Türkiye

³Fizik Bölümü, Kocaeli Üniversitesi, 41001 Kocaeli, Türkiye



ÖZET

- Motivasyon
- Giriş
- Egzotik Hadronlar
- Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları
- Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları
- X(6200) Rezonansının Termal Özellikleri
- Sonuç ve Tartışma

MOTİVASYON

LHCb deneyinde gözlemlenen proton-proton çarpışmalarında üretilen çift- J/ψ mezonlarının değişmez kütle spektrumunda dar bir tepe noktası olan 6,2 GeV civarında yeni yapılar gözlemlendi. Bu çalışmada $J^{PC} = 0^{++}$ kuantum sayılarına sahip olduğu varsayılan $\eta_c\eta_c$ moleküler yapılı $X(6200)$ rezonansının termal özellikleri incelenmiştir. Termal QCD Toplam Kuralları yöntemiyle yapılan analizler, sıcaklık arttıkça kütle ve bozunma sabitinde azalma olduğunu göstermektedir. Bu çalışma, gelecekte yapılacak deneysel araştırmalara kuramsal katkı sunmayı amaçlamaktadır.

Observation of structure in the J/ψ -pair mass spectrum

LHCb collaboration[†]

Abstract

Using proton-proton collision data at centre-of-mass energies of $\sqrt{s} = 7, 8$ and 13 TeV recorded by the LHCb experiment at the Large Hadron Collider, corresponding to an integrated luminosity of 9 fb^{-1} , the invariant mass spectrum of J/ψ pairs is studied. A narrow structure around $6.9 \text{ GeV}/c^2$ matching the lineshape of a resonance and a broad structure just above twice the J/ψ mass are observed. The deviation of the data from nonresonant J/ψ -pair production is above five standard deviations in the mass region between 6.2 and $7.4 \text{ GeV}/c^2$, covering predicted masses of states composed of four charm quarks. The mass and natural width of the narrow $X(6900)$ structure are measured assuming a Breit-Wigner lineshape.

$X(6200)$ as a compact tetraquark in the QCD string model

A. V. Nefediev^{1,2,a}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology, Institutskiy lane 9, Dolgoprudny, 141700 Moscow Region, Russia
² P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Leninsky Prospect 53, 119991 Moscow, Russia

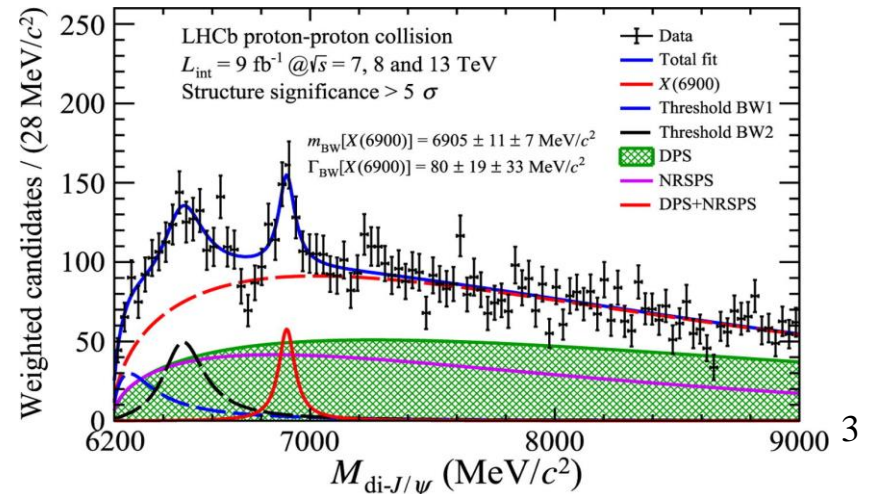
Received: 16 May 2021 / Accepted: 29 July 2021 / Published online: 4 August 2021
© The Author(s) 2021

Abstract Recently the LHCb Collaboration announced the first observation of nontrivial structures in the double- J/ψ mass spectrum in the mass range 6.2–7.2 GeV, and a theoretical coupled-channel analysis of these data performed in Dong et al. (Phys Rev Lett 126:132001, 2021) evidenced the existence of a new state $X(6200)$ close to the double- J/ψ threshold. Although its molecular interpretation seems the most plausible assumption, the present data do not exclude an admixture of a compact component in its wave function, for which a fully-charmed compact tetraquark is the most natural candidate. It is argued in this work that the QCD string model is compatible with the existence of a compact $c\bar{c}\bar{c}\bar{c}$ state bound by QCD forces just below the double- J/ψ threshold. A nontrivial interplay of the quark dynamics associated with this compact state and the molecular dynamics provided by soft gluon exchanges between J/ψ mesons is discussed and the physical $X(6200)$ is argued to be a shallow bound state, in agreement with the results of the aforementioned coupled-channel analysis of the LHCb data.

this energy region that implies that a naive analysis based on the Breit-Wigner distributions has to be disregarded in favour of an appropriate coupled-channel approach. In particular, it was argued in Ref. [49] that the measured line shape can be naturally explained in terms of minimalistic coupled-channel models with the minimal number of channels composed of vector charmonia. It has been found then that, while the position of the pole(s) responsible for the narrow structure in the signal is only vaguely fixed by the existing data, there exists a prediction robust against variations of the coupled-channel model employed and as such regarded as reliable. Namely, all models used with the parameters directly fitted to the data demonstrated the existence of a pole close to the physical region in the energy complex plane near the double- J/ψ threshold. This finding was independently confirmed later in Ref. [50]. The corresponding physical state was named $X(6200)$ and its possible quantum numbers were fixed to be 0^{++} or 2^{++} . The exact position of its pole could not be strictly localised from the present data, so the $X(6200)$ can be

A. V. Nefediev, Eur. Phys. J. C 81, no.8, 692 (2021)

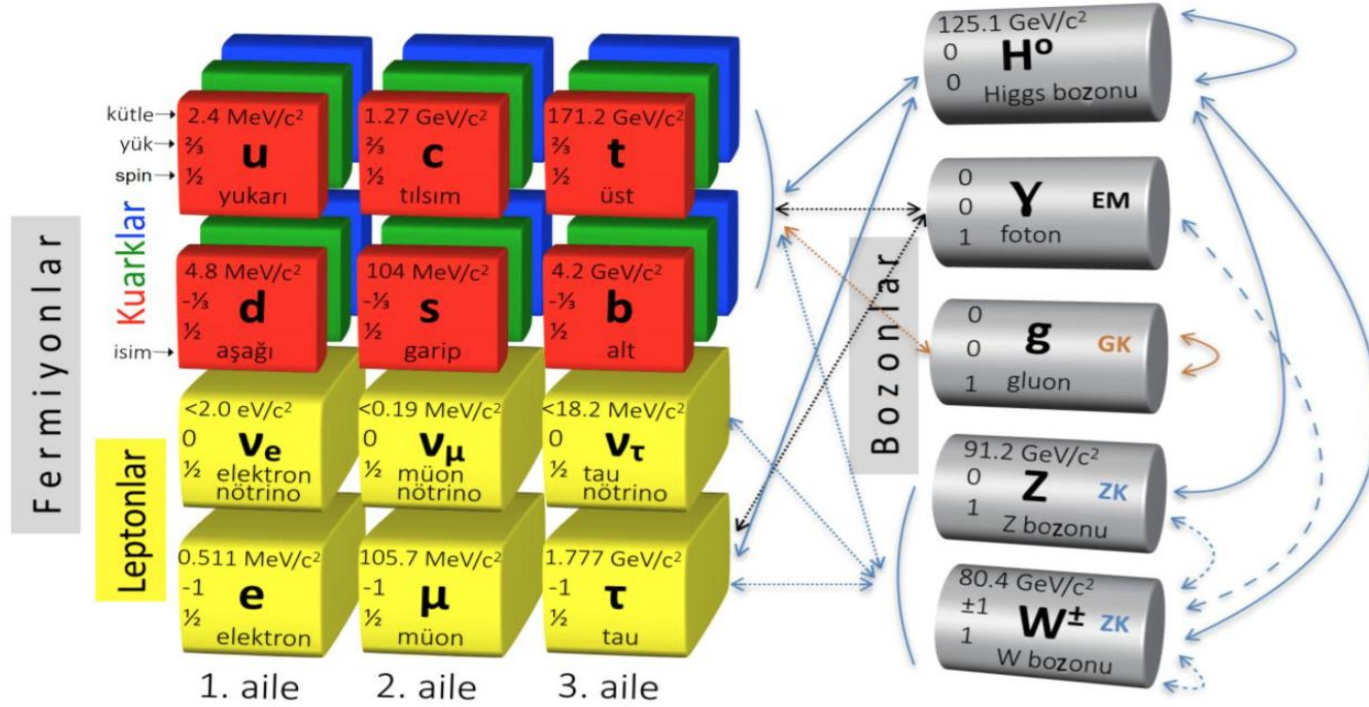
R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), Sci. Bull. 65, 1983 (2020)



GİRİŞ

STANDARD MODEL

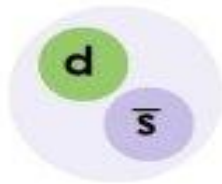
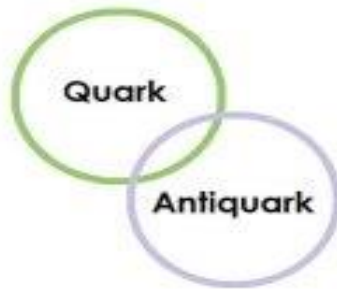
Temel parçacıkların sınıflandırılması: 12 Fermion, 4 Bozon ve Higgs Bozonu



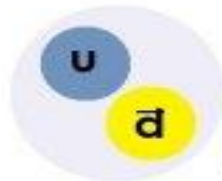
GİRİŞ

Hadrons

Mesons

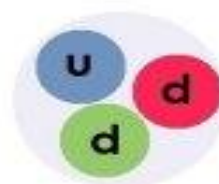
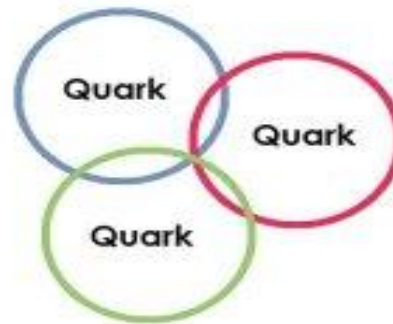


Neutral kaon

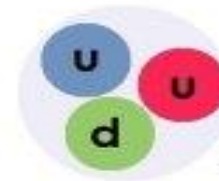


Positively charged pion

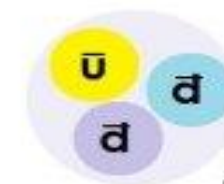
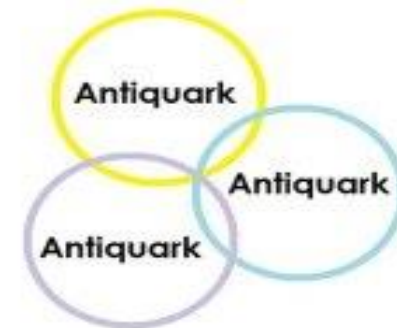
Baryons



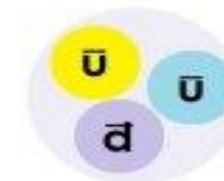
Neutron



Proton



Antineutron

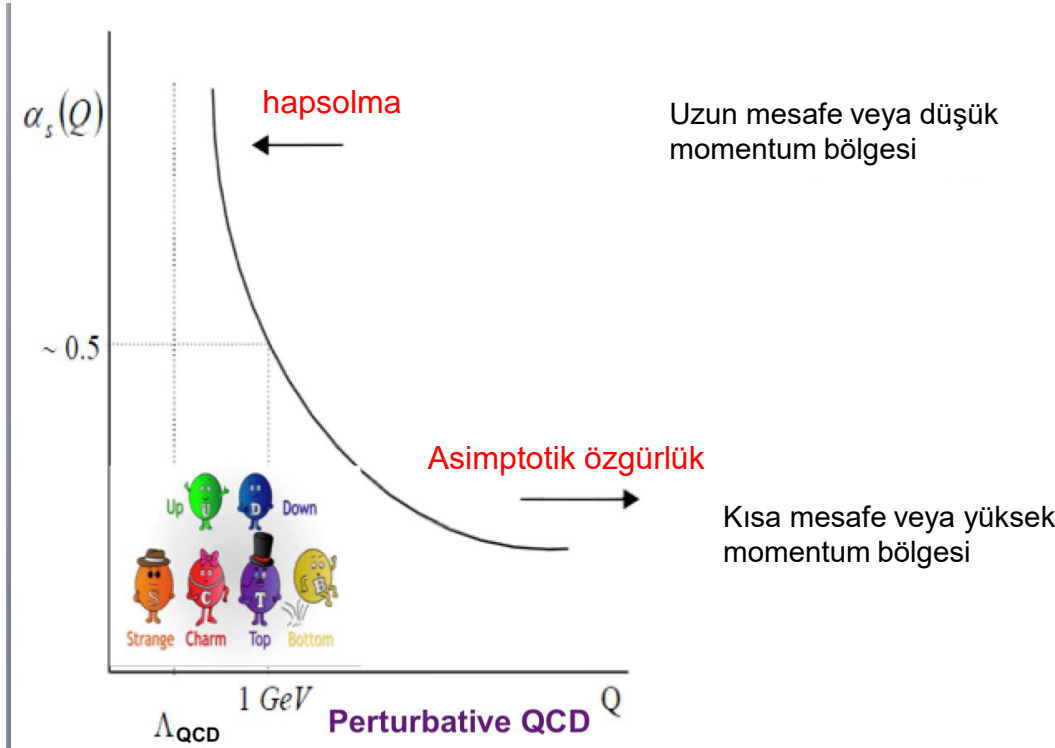


Antiproton

GİRİŞ

KUANTUM RENK DİNAMİĞİ

- Kuvvetli etkileşimler teorisi: gluonlar, kuarklar...
- Küçük mesafelerde (yüksek enerjilerde) α_s pertürbatif: **asimptotik özgürlük**
- Büyük mesafelerde (düşük enerjilerde) pertürbatif olmayan durum: **hapsolma**



Düşük enerji

- Hapsolma
- Kuarklar tutarlı bağlı durum hadronları oluşturur
- QCD pertürbasyon teorisi uygulanamaz

Yüksek enerji

- Asimptotik özgürlük
- Yarı serbest kuark yayılımı
- QCD pertürbasyon teorisi

GİRİŞ

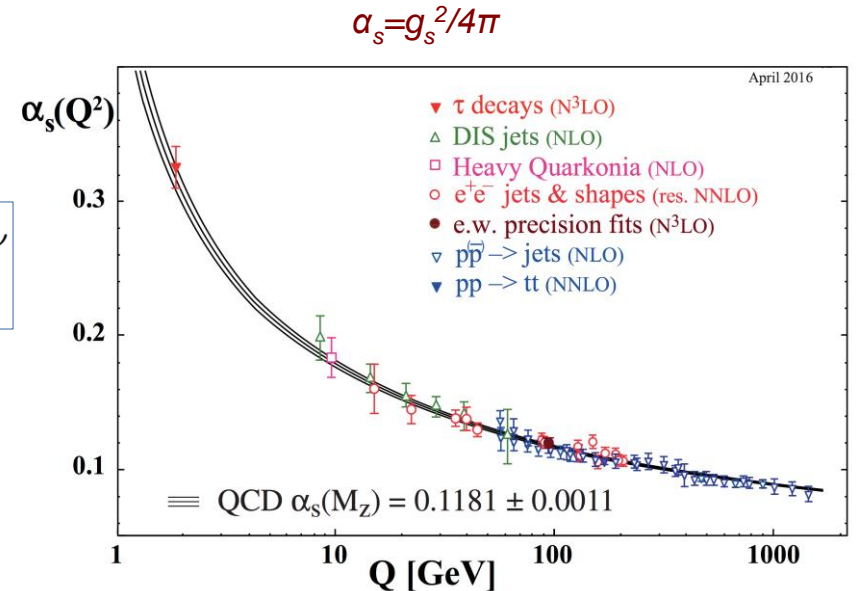
KUANTUM RENK DİNAMİĞİ

KRD 'de:

- Yüksek enerjilerde (kısa mesafelerde) α_s zayıf bağlı olduğundan **pertürbatif teknikler** (Feynman diyagramları, seri açılımlar) işe yarar.
- Düşük enerjilerde (hadron ölçeği, ~ 1 fm) kuark hapsi ve güçlü bağlanma nedeniyle **pertürbatif olmayan yöntemler** gerekir:
 - Kafes QCD'si (Lattice QCD) \rightarrow Uzay-zamanı ağ yapısında simüle eder.
 - Etkili alan teorileri veya deneysel hadron modelleri.

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

"Doğa pertürbasyon teorisini sevmiyor galiba!" 😊



KUARK MODEL

Hadronlar, kuarklar ve gluonların bağlı halleridir.

(Gell-Mann ve Zweig, 1964)

•Mezonlar:

- Baryon sayısı = 0
- Kuark-antikuark çiftlerinden oluşur. (örnek: $\pi^+ = \bar{u}d$, $J/\psi = c\bar{c}$).

•Baryonlar:

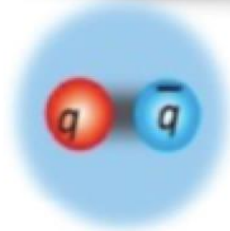
- Baryon sayısı = 1
- 3 kuark kombinasyonları

(örnek: proton = uud, nötron = udd).

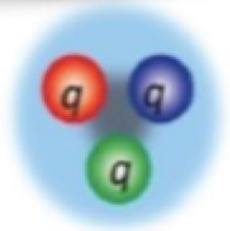
Doğada yalnızca renk-nötr (color-neutral) kombinasyonlar bulunur!

GİRİŞ

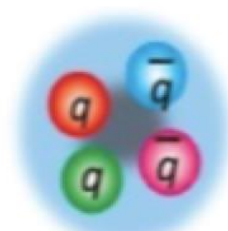
Standard Hadrons



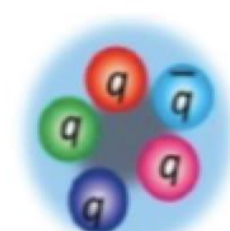
Meson



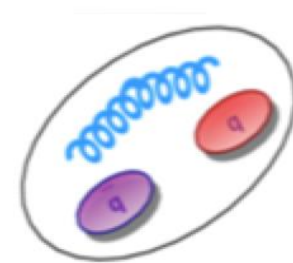
Baryon



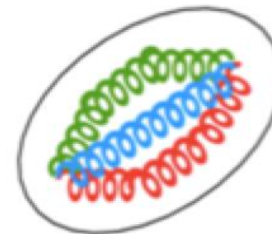
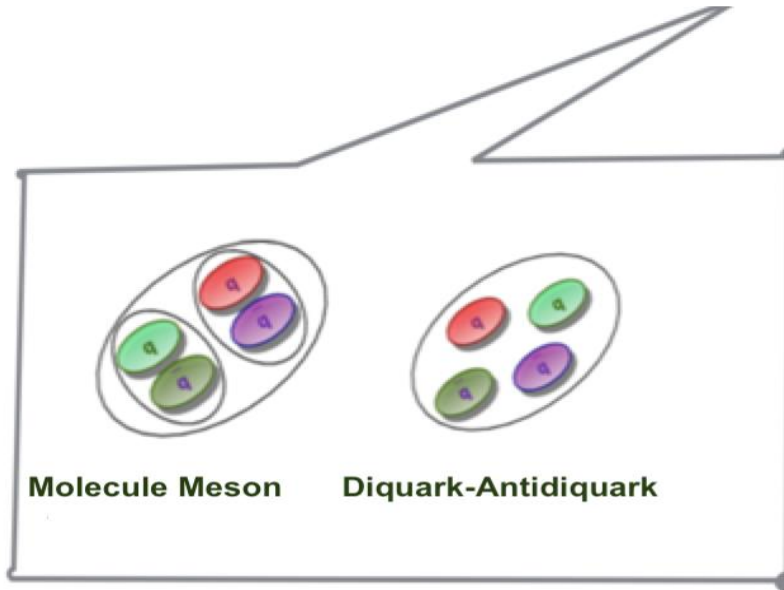
Tetraquark



Pentaquark



Hybrids



Gluon Balls

+...

EGZOTİK HADRONLAR

- $X(3872)$ Belle 2003
- $Z(4430)^+$ Belle 2007
- $Y(4140)$ CDF 2008,
- $Y(10890)$ Belle data 2010
- $Z_c(3900)$ BESIII and Belle 2013
- $X(5568)$ D0 2016
- $X(4274), X(4500), X(4700)$ LHCb 2016
- $P_c^+(4380), P_c^+(4450)$ *pentaquarks* LHCb 2015

- above open thresholds

Parçacığın kütlesi, belirli bir bozunum kanalı için gerekli minimum enerji eşliğinden (threshold) daha yüksek olmasına rağmen kararlı davranması

- mostly below meson possible bound states

İki mezonun toplam kütlesinden daha düşük kütleli olabilen (eşik altı) ancak yine de bağlı halde var olabilen egzotik hadronlar

- decays violates Isospin and G-parity

Güçlü etkileşimlerde korunması beklenen bu simetrilerin bazı egzotik bozunumlarda geçersiz kalması

- very narrow

Parçacığın deneysel olarak çok küçük bir bozunum genişliğine (Γ) sahip olması, beklenmedik şekilde uzun ömürlü olması

-

EGZOTİK HADRONLAR

- $X(3872)$ Belle 2003

MÜMKÜN SENARYOLAR:

- $Z(4430)^+$ Belle 2007

MEZON MOLEKÜLLERİ:

- $Y(4140)$ CDF 2008,

- $Y(10890)$ Belle data 2010

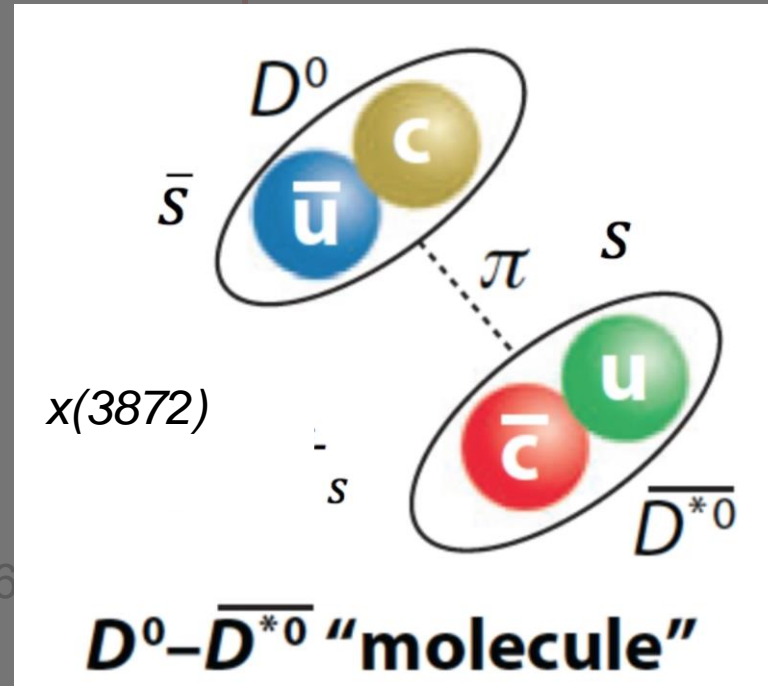
- $Z_c(3900)$ BESIII and Belle 2013

- $X(5568)$ D0 2016

- $X(4274), X(4500), X(4700)$ LHCb 2016

- $P_c^+(4380), P_c^+(4450)$ pentaquarks LHCb 2016

- above open thresholds



İki mezonun zayıf bağlı durumları (pion değişimiyle)

EGZOTİK HADRONLAR

- $X(3872)$ Belle 2003
MÜMKÜN SENARYOLAR:

- $Z(4430)^+$ Belle 2007

MEZON MOLEKÜLLERİ:

- $Y(4140)$ CDF 2008,

DIKUARK – ANTIDIKUARK ÇİFTİ

- $Y(4180)$ Belle data 2010

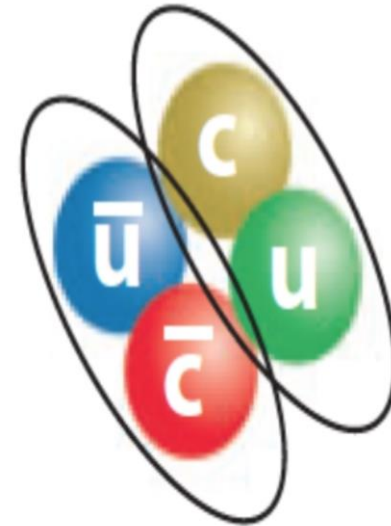
- $Z_c(3900)$ BESIII and Belle 2013

- $X(5568)$ D0 2016

- $X(4274)$, $X(4500)$, $X(4700)$ LHCb 2016

- $P_c^+(4380)$, $P_c^+(4450)$ pentaquarks LHCb 2016

Dört kuarklı bağlı durumlar, $[qq][qq]$



Diquark-antidiquark

EGZOTİK HADRONLAR

- $X(3872)$ Belle 2003
MÜMKÜN SENARYOLAR:

- $Z(4430)^+$ Belle 2007

MEZON MOLEKÜLLERİ:

- $Y(4140)$ CDF 2008,

DIKUARK – ANTIDIKUARK ÇİFTİ

- $Y(4140)$ Belle data 2010

- $Z_c(3900)$ BESIII and Belle 2013

HİBRİTLER

- $X(5568)$ D0 2016

- $X(4274), X(4500), X(4700)$ LHCb 2016

- $P_c^+(4380), P_c^+(4450)$ pentaquarks LHCb 2016

- above open thresholds

- mostly below meson possible bound states

- decays violates Isospin



Kuark-Gluon Hibritleri; Uyarılmış gluonik serbestlik derecelerine sahip durumlar. Örneğin: $0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}$ vb..

KRD TOPLAM KURALLARI

- KRD Toplam Kuralları, hadronların temel özelliklerini kuark ve gluon seviyesinde hesaplamak için kullanılan kuramsal bir yöntemdir.
- Shifman, Vainshtein ve Zakharov tarafından uygulanan operatör ürün genişlemesine (OPE) dayanmaktadır.
- Temel fikir: Kuarkları vakuma enjekte edip zamanla nasıl evrimleştiğini incelemek.
- Düşük enerjili hadronların özelliklerinin tahmin edilmesinde başarılı bir yöntemdir.
- KRD toplam yöntemi ve sonlu sıcaklıklara genişletilmiş hali, hadron fiziği için etkili bir araç olarak yaygın bir şekilde kullanılır.
- KRD Toplam kuralları yöntemi, birkaç ek özelliğe sahip Termal KRD Toplam kurallarına genişletilebilir.

KRD TOPLAM KURALLARI



- Hadronik parametreler (kütleler, kuplajlar, vb.) kuantum renk dinamiğinin (KRD) "vakumunun" birkaç özelliğiyle ilişkilendirir: gluon ve kuark yoğunlaşmaları.
- Hadronik parametrelerin sıcaklığına, kütle ve mezon akımı kuplaj sabitlerinin değişmesine bağlıdır.

KRD TOPLAM KURALLARI

İki Nokta Korelasyon Fonksiyonu

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} \{ j(x) j^\dagger(0) \} | 0 \rangle,$$

Akım Operatörleri (Current Operators):

- $j^\dagger(0)$: Yaratma operatörü

- Uzay-zamanın orijin noktasında ($x=0$) kuark/gluon alanlarını üretir.

- Örnek: $j^\dagger(0) = \bar{\psi}(0)\Gamma\psi(0)$ (ψ kuark alanı, Γ Dirac matrisi)

- $j(x)$: Yok etme operatörü

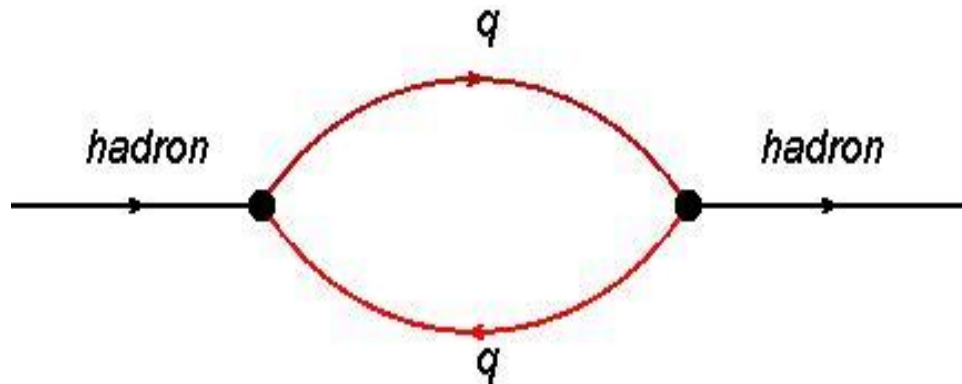
- x noktasında kuark/gluon alanlarını siler.

KRD TOPLAM KURALLARI

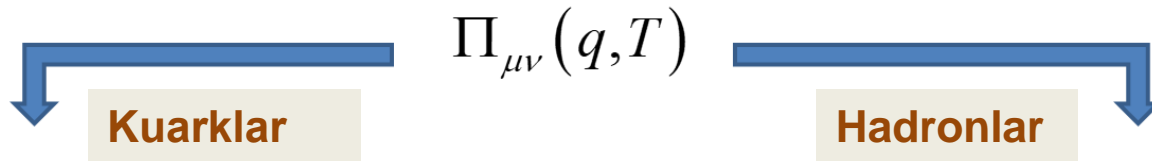
$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | \mathcal{T} \{ j(x) j^\dagger(0) \} | 0 \rangle,$$

Korelasyon fonksiyonu **iki kez hesaplanır!**

- İki farklı bölgedeki sonuçlar eşitlenir.
- Fiziksel özellikler (matris elemanları ve kütleler gibi) bu şekilde elde edilir.



KRD TOPLAM KURALLARI



$$\Pi_{\mu\nu}(q, T) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle T \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} \rangle$$

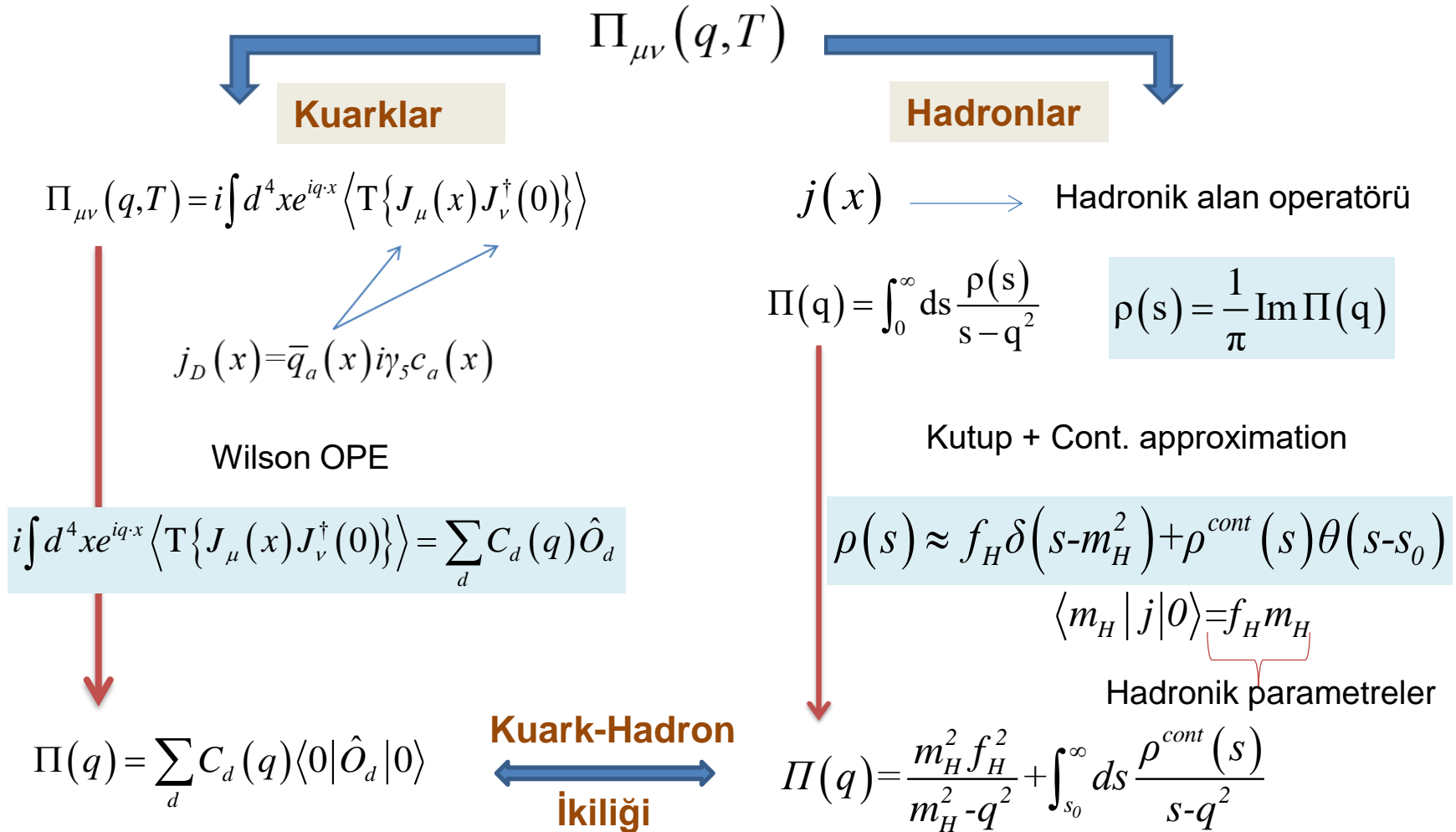
$$j_D(x) = \bar{q}_a(x) i \gamma_5 c_a(x)$$

Wilson OPE

$$i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle T \{ J_\mu(x) J_\nu^\dagger(0) \} \rangle = \sum_d C_d(q) \hat{O}_d$$

$$\Pi(q) = \sum_d C_d(q) \langle 0 | \hat{O}_d | 0 \rangle$$

KRD TOPLAM KURALLARI



KRD TOPLAM KURALLARI

$$\Pi^{phen}(q^2) = \Pi^{OPE}(q^2)$$

- Kuark kütleleri, kondensat değerleri
- Hadronik parametreler (kütleler, bozunma sabitleri, form faktörleri, manyetik momentler, vb...)

$$\Pi^{phen}(q) = \frac{m_H^2 f_H^2}{m_H^2 - q^2} + \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\rho^{cont}(s)}{s - q^2} = \Pi^{OPE}(q^2) = \int_0^{\infty} ds \frac{\rho^{OPE}(s)}{s - q^2}$$

$$\frac{m_H^2 f_H^2}{m_H^2 - q^2} + \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\rho^{cont}(s)}{s - q^2} = \int_0^{s_0} ds \frac{\rho^{OPE}(s)}{s - q^2} + \int_{s_0}^{\infty} ds \frac{\rho^{OPE}(s)}{s - q^2}$$

Kutup Katkısı

Süreklilik Katkısı

KRD TOPLAM KURALLARI

Borel Dönüşümü:

$$\Pi(M^2) = B[\Pi(q^2)] = \lim_{\substack{-q^2, n \rightarrow \infty \\ -q^2/n = M^2}} \frac{(-q^2)^{(n+1)}}{n!} \left(\frac{d}{dq^2} \right)^n \Pi(q^2)$$

$$\Pi^{phen}(M^2) = \Pi^{OPE}(M^2)$$

$$m_H^2 f_H^2 e^{-m_H^2/M^2} = \int_0^{s_0} ds \rho^{OPE}(s) e^{-s/M^2}$$

$$m_H^2 = \frac{\int_0^{s_0} ds s \rho^{OPE}(s) e^{-s/M^2}}{\int_0^{s_0} ds \rho^{OPE}(s) e^{-s/M^2}}$$

$$f_H^2 = \frac{1}{m_H^2} e^{m_H^2/M^2} \int_0^{s_0} ds \rho^{OPE}(s) e^{-s/M^2}$$

TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI

- Termal KRDTK, güçlü etkileşimlerin bozucu olmayan rejimini incelemek için kullanılabilen en etkili tekniklerden biridir.
- Bu model, Bochkarov ve Shaposhnikov tarafından KRDTK'nın sonlu sıcaklıklara genişletilmiş versiyonuna dayanmaktadır.
- Yüksek sıcaklıklarda (psödo) skalerlerin, (eksenel) vektörlerin ve tensör mezounların termal özelliklerini anlamak için yapılan çalışmalarda önerilen ilk yaklaşımdır.
- Vakumdaki KRD toplam kurallarına benzer şekilde, fiziksel taraf ve sonlu sıcaklıklardaki KRD tarafı TKRDTK ile hesaplanabilir.
- Hadronların termal özellikleri TKRDTK tarafından belirlenir.

TERMAL KRD TOPLAM KURALLARI

Hafif kuarkın termal propagatörü S_q^{ij} , x-uzayında aşağıdaki formdadır:

$$S_q^{ij}(x) = i \frac{\not{x}}{2\pi^2 x^4} \delta_{ij} - \frac{m_q}{4\pi^2 x^2} \delta_{ij} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{12} \delta_{ij} - \frac{x^2}{192} m_0^2 \langle \bar{q}q \rangle \left[1 - i \frac{m_q}{6} \not{x} \right] \delta_{ij} \\ + \frac{i}{3} \left[\not{x} \left(\frac{m_q}{16} \langle \bar{q}q \rangle - \frac{1}{12} \langle u\theta^f u \rangle \right) + \frac{1}{3} (u \cdot x) \not{u} \langle u\theta^f u \rangle \right] \delta_{ij} - \frac{ig_s \lambda_{ij}^A}{32\pi^2 x^2} G_A^{\mu\nu} (\not{x} \sigma_{\mu\nu} + \sigma_{\mu\nu} \not{x})$$

Termal ağır kuark propagatörü $S_c^{ij}(x)$ için şu ifadeyi kullanırız:

$$S_c^{ij}(x) = i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} e^{-ik \cdot x} \left[\frac{\delta_{ij}(k + m_c)}{k^2 - m_c^2} - \frac{g G_{ij}^{\alpha\beta} \sigma_{\alpha\beta} (k + m_c) + (k + m_c) \sigma_{\alpha\beta}}{4 (k^2 - m_c^2)^2} \right. \\ \left. + \frac{g^2}{12} G_{\alpha\beta}^A G_A^{\alpha\beta} \delta_{ij} m_c \frac{k^2 + m_c k}{(k^2 - m_c^2)^4} + \dots \right]$$

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

TQCDSR, sıcaklık etkilerini de içeren geleneksel QCD toplam kurallarının bir uzantısını temsil eder ve bu da bize sonlu sıcaklık koşulları altında hadronik özellikleri inceleme olanağı sağlar. Analizimizdeki temel parametrelerden biri, QGP' dan hadron fazına geçiş sıcaklığıdır (T_c). Bu değer, çarpışma koşullarına ve ölçüm metodolojilerine göre değişebilse de, mevcut tahminler bunu (150 - 170) MeV olarak belirler. Hesaplamalarımız için, son literatüre göre $T_c = 155$ MeV' i benimsiyoruz. Analizimizin temeli korelasyon fonksiyonuyla başlıyor:

$$\Pi(p, T) = i \int d^4x e^{ip \cdot x} \langle \Omega | \mathcal{T} \{ J(x) J^\dagger(0) \} | \Omega \rangle$$

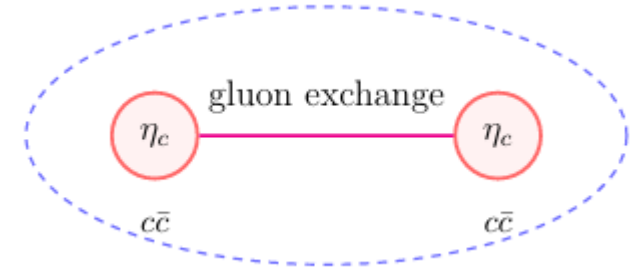
Ω sıcak ortamı temsil eder ve T zaman sıralı operatördür. Termal ortalama standart tanımı:

$$\langle \hat{O} \rangle = \frac{\text{Tr}(e^{-\beta H} \hat{O})}{\text{Tr}(e^{-\beta H})}$$

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

X(6200) rezonansını, kuantum sayıları $J^{PC} = 0^{++}$ olan iki psödoskaler mezon η_c 'den oluşan bir moleküler durum olarak araştırıyoruz.

Buna göre, enterpolasyon akımını kullanıyoruz:



$$J(x) = \bar{c}_a(x) i\gamma_5 c_a(x) \bar{c}_b(x) i\gamma_5 c_b(x).$$

Sonlu sıcaklıkta korelasyon fonksiyonunun fiziksel (fenomenolojik) tarafı şu şekli alır:

$$\Pi^{\text{Phys.}}(p, T) = \frac{m_X^2(T) f_X^2(T)}{m_X^2(T) - p^2} + (\text{subtracted terms}),$$

burada $m_x(T)$ ve $f_x(T)$ sırasıyla sıcaklığa bağlı kütleyi ve skaler tetrakuark durumunun kuantumunu ifade eder.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Kuantum sayıları $J^{PC} = 0^{++}$ olan skaler mezona kuantumlamayı tanımlayan matris elemanı şu şekilde verilir:

$$\langle \Omega | J | X(p) \rangle_T = f_X(T) m_X(T).$$

Öte yandan korelasyon fonksiyonunun KRD (OPE) tarafı, sonlu sıcaklıkta şu şekilde yazılan ağır kuark propagatörünü içerir:

$$S_c^{ij}(x) = i \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip \cdot x} \left[\frac{\delta_{ij} (\not{p} + m_c)}{p^2 - m_c^2} - \frac{g_s G_{\mu\nu}^{ij} \sigma^{\mu\nu} (\not{p} + m_c) + (\not{p} + m_c) \sigma^{\mu\nu}}{4 (p^2 - m_c^2)^2} + (\text{higher-order terms}) \right],$$

Burada $G_{\mu\nu}^{ij}$ gluon alan şiddeti tensörünü, g_s ise güçlü etkileşim sabitini ifade eder.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Korelasyon fonksiyonu $\Pi^{QCD}(p, T)$, interpolasyon akımlarının iki-nokta korelatörüne yerleştirilmesi ve kuark alanlarının Wick teoremi aracılığıyla daraltılmasıyla hesaplanır. Bu işlem, sonlu sıcaklık altında koordinat uzayında ağır ve hafif kuark propagatörlerinin çarpımına uygulanan Dirac izlerini içeren bir ifade elde edilir.

$$\begin{aligned} \Pi^{QCD}(p, T) = i \int d^4x e^{ip \cdot x} \left\{ \right. & \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{ba'}(x) \gamma_5 S_c^{a'b}(-x)] \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{ab'}(x) \gamma_5 S_c^{b'a}(-x)] \\ & - \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{bb'}(x) \gamma_5 S_c^{b'a}(-x)] \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{aa'}(-x) \gamma_5 S_c^{a'b}(x)] \\ & - \text{Tr}[S_c^{ba'}(x) \gamma_5 S_c^{a'a}(-x) \gamma_5 S_c^{ab'}(x) \gamma_5 S_c^{b'b}(-x)] \\ & \left. + \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{bb'}(x) \gamma_5 S_c^{b'a}(-x)] \text{Tr}[\gamma_5 S_c^{aa'}(-x) \gamma_5 S_c^{a'b}(x)] \right\}_T \end{aligned}$$

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Toplam KRD korelatörü, pertürbatif ve pertürbatif olmayan katkıların toplamıdır:

$$\Pi^{\text{QCD}}(p, T) = \Pi^{\text{pert}}(p, T) + \Pi^{\text{nonpert}}(p, T).$$

QCD toplam kuralı hesaplamalarında, spektral yoğunluk $\rho(s)$, hadronik spektral gücün kare enerji s 'ye bağlı dağılımını temsil eder ve dağılım ilişkisi kullanılarak korelasyon fonksiyonunun sanal kısmı üzerinden tanımlanır.

$$\Pi(p^2) = \int_{s_{\text{min}}}^{\infty} \frac{\rho(s)}{s - p^2} ds + \text{subtractions},$$

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi^{\text{OPE}}(s).$$

$$\rho(s) = \rho^{\text{pert}}(s) + \rho^{\text{nonpert}}(s),$$

OPE kullanılarak hesaplanır. Kütleler ve bozunma sabitleri gibi hadronik parametreleri çıkarmada önemli bir rol oynar.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

$$\Pi(M^2, s_0, T) = \int_{4m_c^2}^{s_0(T)} ds \rho(s, T) e^{-s/M^2} + \Pi^{\text{Dim4}}(M^2, T).$$

Bozunma sabiti için toplam kuralı şu şekilde verilir:

$$f_X^2(T) = \frac{e^{m_X^2(T)/M^2}}{m_X^2(T)} \Pi(M^2, T),$$

Sıcaklığa bağlı kütle toplam kuralı:

$$m_X(T) = \sqrt{\frac{\Pi'(M^2, T)}{\Pi(M^2, T)}},$$

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Pertürbatif olmayan etkiler, gluon kondensatlarının termal ortalamalarıyla ifade edilir.

Termal gluon kondensatı aşağıdaki şekilde parametrelendirir:

$$\begin{aligned}\langle \text{Tr}^c G_{\alpha\beta} G_{\lambda\sigma} \rangle_T &= (g_{\alpha\lambda} g_{\beta\sigma} - g_{\alpha\sigma} g_{\beta\lambda}) C_1(T) \\ &\quad - (u_\alpha u_\lambda g_{\beta\sigma} - u_\alpha u_\sigma g_{\beta\lambda} - u_\beta u_\lambda g_{\alpha\sigma} + u_\beta u_\sigma g_{\alpha\lambda}) C_2(T),\end{aligned}$$

Burada $C_1(T)$ ve $C_2(T)$, sıcaklıkla değişen skaler fonksiyonlar olup; gluon kondensatlarının ve gluonik enerji yoğunluğu bileşeninin ortam koşullarına bağlı değişimini tanımlar:

$$C_1(T) = \frac{1}{24} \langle G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \rangle_T, \quad C_2(T) = \frac{1}{6} \langle u^\lambda \Theta_{\lambda\sigma}^g u^\sigma \rangle_T.$$

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Yaptığımız hesaplamalarda, sıcaklığa bağlı güçlü etkileşim sabiti α_s kullanılmıştır.

Pertürbatif etkileşim sabiti ise aşağıdaki şekilde tanımlanır:

$$g_{pert}^2(T) = \frac{1}{\frac{11}{8\pi^2} \ln\left(\frac{2\pi T}{\Lambda_{MS}}\right) + \frac{51}{88\pi^2} \ln\left[2 \ln\left(\frac{2\pi T}{\Lambda_{MS}}\right)\right]}.$$

Süreklilik eşiği $s(T)$ 'nin sıcaklık bağımlılığı ise şu şekilde parametrelendir:

$$s(T) = s_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^8 \right] + 4(m_1 + m_2)^2 \left(\frac{T}{T_c}\right)^8 ,$$

Burada s_0 , sıfır sıcaklıktaki süreklilik eşiğini temsil eder.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

Bu parametrelerin farklı değerleri altında toplam kurallarımızın davranışını sistematik olarak analiz ederek, TKRDTK yönteminde kullanılan iki temel parametreyi en uygun aralık içinde belirliyoruz. Bu aralıklar Çizelge 1’de özetlenmiştir.

Tablo 1. X(6200) çalışmasında Borel kütle parametresi M^2 ve süreklilik eşiği s_0 değerleri.

Parameters	Range
M^2	$5 \text{ GeV}^2 \leq M^2 \leq 6.5 \text{ GeV}^2$
s_0	$54 \text{ GeV}^2 \leq s_0 \leq 55 \text{ GeV}^2$

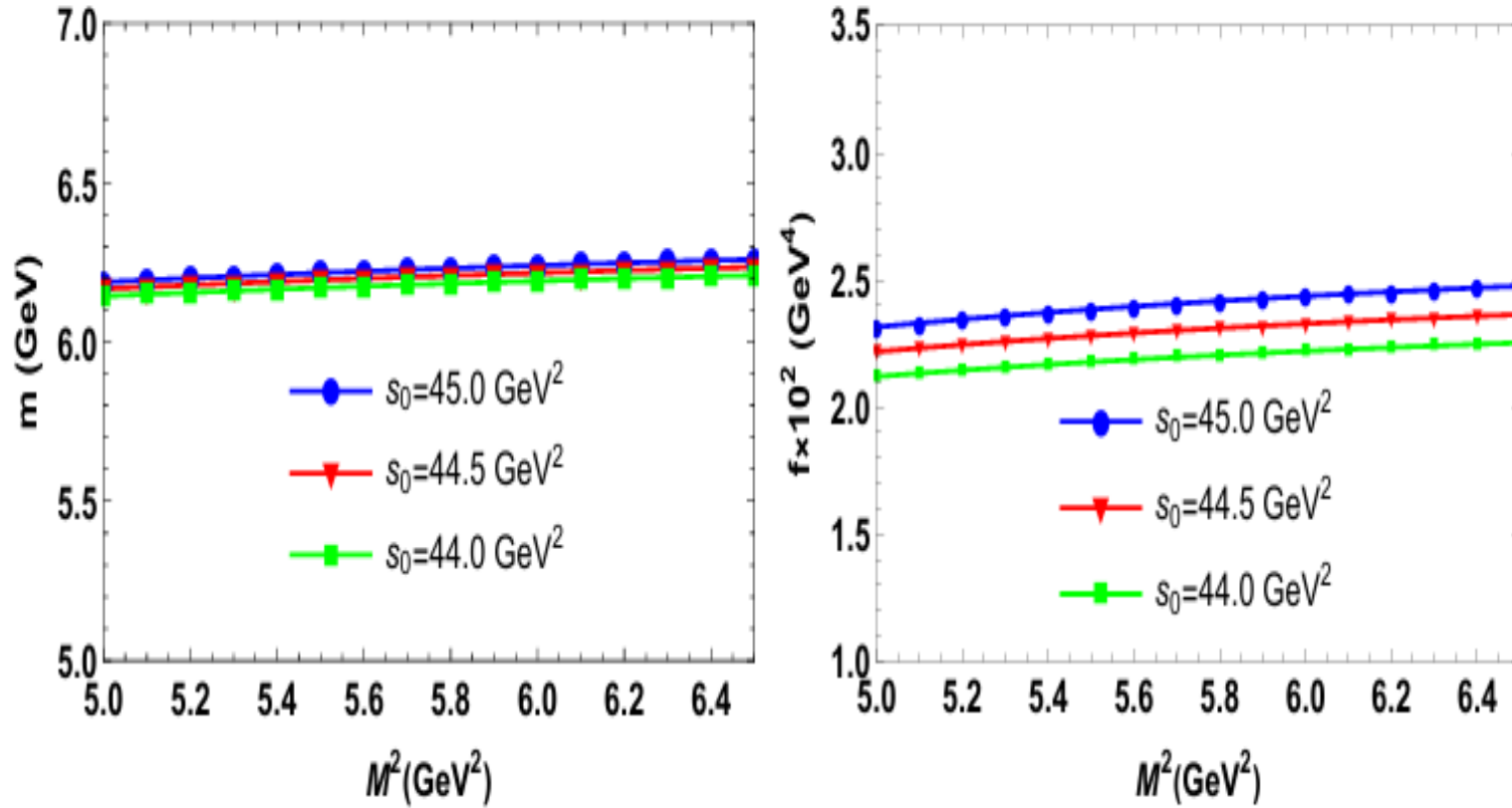
Egzotik durum X(6200)'ün vakum değerlerini elde etmek için Tablo 2'deki giriş verilerini kullanıyoruz.

Tablo 2. Hesaplamalı analizde kullanılan temel değişkenler.

Input parameters	Numeric Values
m_c	$1.27 \pm 0.02 \text{ GeV}$ [44]
m_{η_c}	$2984.1 \pm 0.4 \text{ MeV}$
m_0^2	$(0.8 \pm 0.1) \text{ GeV}^2$
$\langle 0 \frac{\alpha_s G^2}{\pi} 0 \rangle$	$(0.0202 \pm 0.0011) \text{ GeV}$ [46]

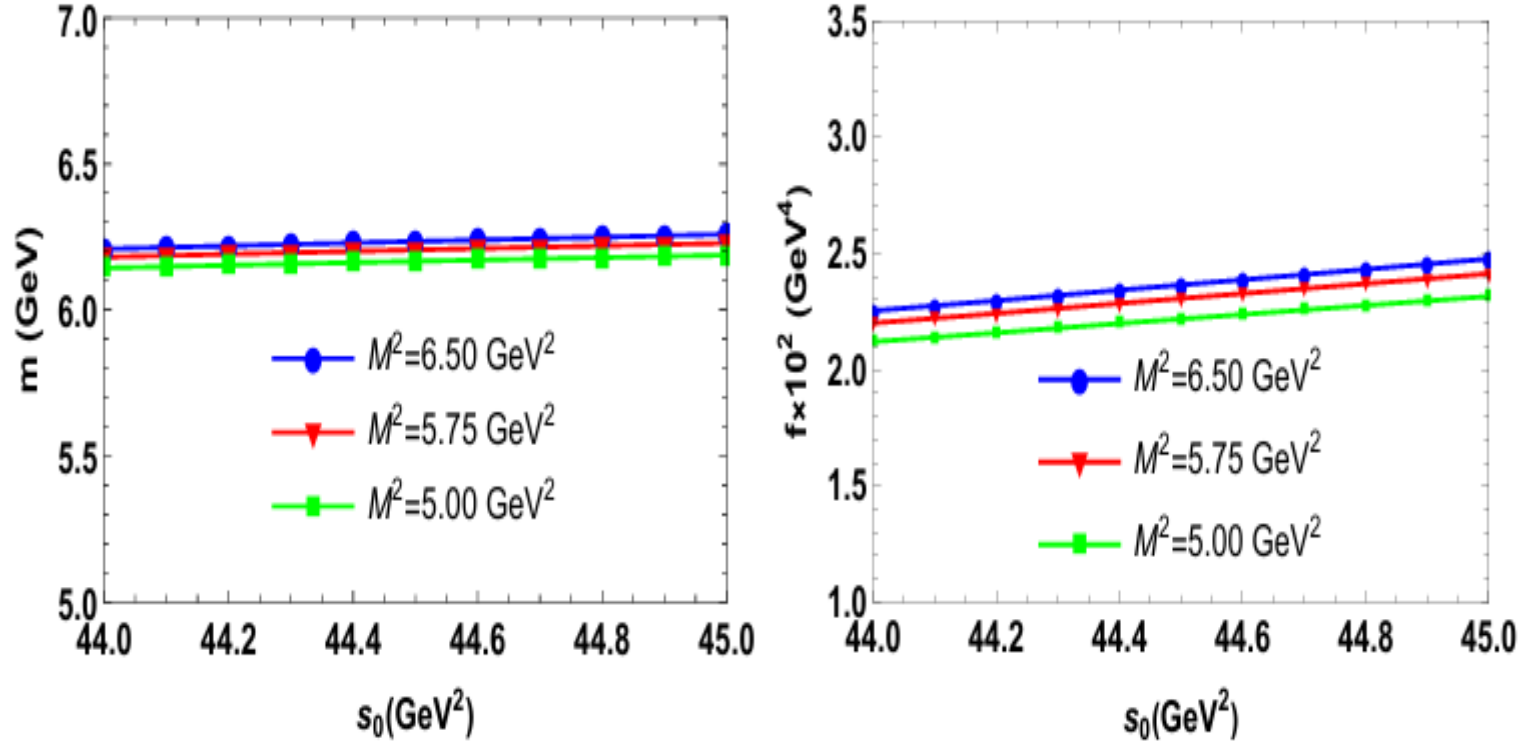
X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ

$\eta_c\eta_c$ moleküler yapısı için kütle ve bozunma sabitinin Borel kütle parametresine bağımlılığı, $T = 0$ sıcaklıkta çizilen Şekil 1'de gösterilmiştir.



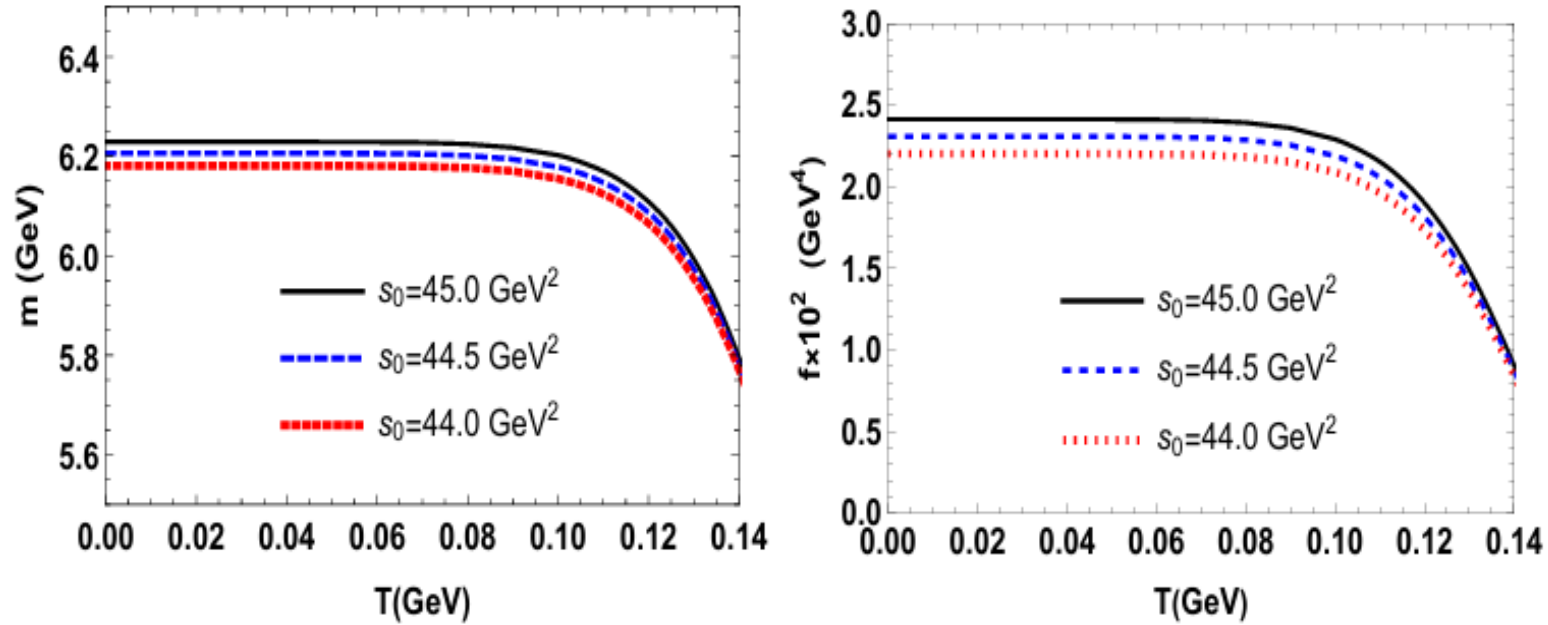
Şekil 1. X(6200) durumunun vakum parametrelerinin (kütle ve bozunma sabiti), Borel kütle parametresi M^2 'nin bir fonksiyonu olarak kararlılık analizi; süreklilik eşiği s_0 'in farklı seçilmiş değerleri için verilmiştir.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ



Şekil 2. X(6200) durumunun vakum spektroskopik özelliklerinin, süreklilik eşiği parametresi s_0 'a bağımlılığı ; M^2 'nin seçilmiş değerleri üzerinden değerlendirilmiştir.

X(6200) REZONANSININ TERMAL ÖZELLİKLERİ



Şekil 3. Sabit farklı s_0 değerleri ve $M^2 = 5.75 \text{ GeV}$ altında, X(6200) durumunun vakum kütlesi ve bozunum sabiti üzerinde sıcaklığın etkisi.

Şekil 3'te farklı sabit parametreler için çizilen eğriler, sıcaklık arttıkça X(6200) durumunun kütlesinde önemli bir azalma olduğunu ortaya koymaktadır. Özellikle, kütle düşük sıcaklıklarda nispeten sabit kalırken, kritik sıcaklık aralığına yaklaşıldığında ($T > 0,08 \text{ GeV}$) hızlı bir düşüş gözlemlenmektedir. Ayrıca, veriler sıcaklık arttıkça bozunma sabitinde önemli bir azalma olduğunu ortaya koymaktadır.

SONUÇ VE TARTIŞMA

Hesaplamalarımız, X(6200) durumunda belirgin bir sıcaklık bağımlı davranış olduğunu ortaya koymaktadır. Tablo 3'te görüldüğü üzere, hem kütle hem de bozunum sabiti değerleri artan sıcaklıkla önemli değişimler sergilemektedir: Sıfır sıcaklıkta elde ettiğimiz kütle ve bozunum sabiti sonuçları mevcut literatürle uyum içindedir ve bu durum teorik yaklaşımımızın geçerliliğini doğrulamaktadır. Sonuçlar göstermektedir ki, kütle sıcaklık değişimlerine görece kararlı kalmakta (sadece ~%7'lik bir azalma göstermekteyken), bozunum sabitleri sıcaklık değişimlerine çok daha hassastır ve %62'lik önemli bir azalma sergilemektedir.

Molecule	m (MeV)		$f \times 10^2$ (GeV ⁴)	
	$T = 0$	$T = 0.14$ (GeV)	$T = 0$	$T = 0.14$ (GeV)
$\eta_c \eta_c$	6201.74 ± 57.82	5782.43 ± 37.42	2.31 ± 0.18	0.88 ± 0.05

Tablo3. $\eta_c \eta_c$ molekülü için kütle ve bozunma sabitinin sıcaklığa bağımlılığı

SONUÇ VE TARTIŞMA

Sonuç olarak, TKRDTK (Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları) kullanılarak yaptığımız bu çalışma, X(6200) rezonansının hem kütlelerinde hem de bozunum sabitinde belirgin bir sıcaklık bağımlılığı olduğunu ortaya koymuştur. Bu bulgular, erken evrende veya astrofiziksel plazmalarda görülen ekstrem koşullar altındaki parçacık davranışları hakkında değerli bilgiler sunmaktadır. Gözlemlenen bu fenomenler, ek boyut teorileri, süpersimetri veya karanlık madde gibi Standart Model ötesi fiziğe dair ipuçları sağlayabilir. Bu ilgi çekici parçacık sisteminin altında yatan kuantum mekaniksel davranışını tam olarak anlayabilmek için daha ileri araştırmaların yapılması gerekmektedir.

SONUÇ VE TARTIŞMA

Sonuç olarak, TKRDTK (Termal Kuantum Renk Dinamiği Toplam Kuralları) kullanılarak yaptığımız bu çalışma, X(6200) rezonansının hem kütlesinde hem de bozunum sabitinde belirgin bir sıcaklık bağımlılığı olduğunu ortaya koymuştur. Bu bulgular, erken evrende veya astrofiziksel plazmalarda **TEŞEKKÜRLER...** altındaki parçacık davranışları hakkında değerli bilgiler sunmaktadır. Gözlemlenen bu fenomenler, ek boyut teorileri, süpersimetri veya karanlık madde gibi Standart Model ötesi fiziğe dair ipuçları sağlayabilir. Bu ilgi çekici parçacık sisteminin altında yatan kuantum mekaniksel davranışını tam olarak anlayabilmek için daha ileri araştırmaların yapılması gerekmektedir.