

ハドロン分子状態としての ペンタクォークの解析

清水 勇希 (D1)

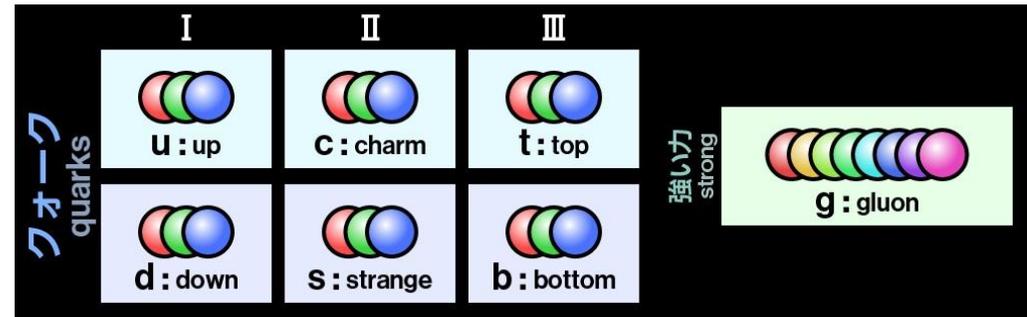
名古屋大学 クォーク・ハドロン理論研究室



Phys. Rev. D93, 114003 (2016), Y.S., D. Suenaga, M. Harada
arXiv:1708.04743[hep-ph], Y.S., M. Harada : PRDに掲載決定

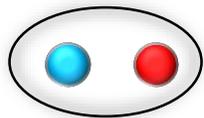
ハドロンとは？

ハドロン: 複数のクォーク(とグルーオン)からなる複合粒子



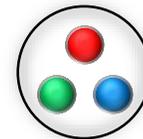
典型的な分類

メソン: クォークと反クォーク



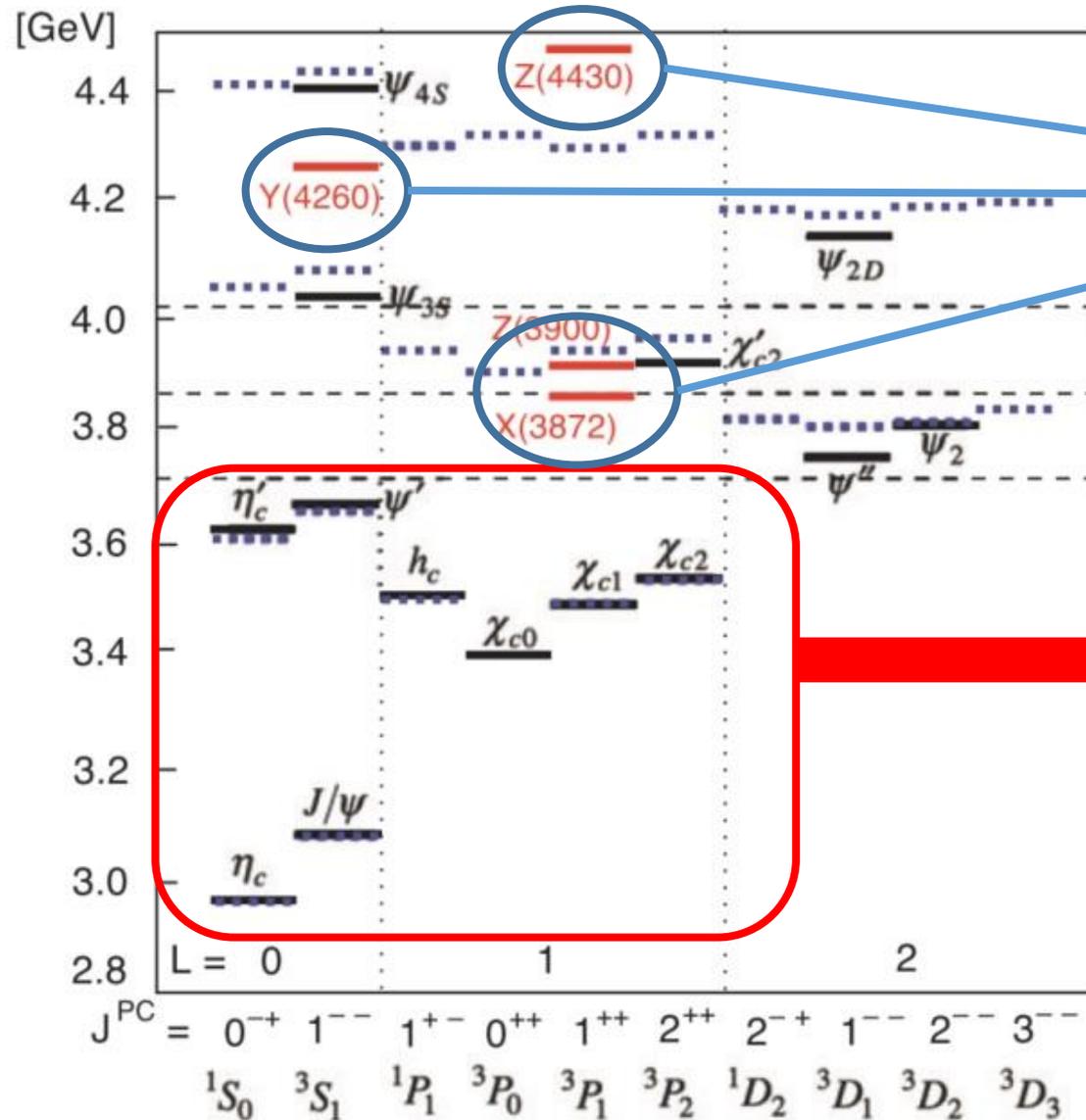
例:
 π 中間子
 ρ 中間子

バリオン: クォーク3個



例:
陽子
中性子

チャーモニウム($c\bar{c}$ メソン)の質量スペクトル



(従来の)クォークモデルと
合わない粒子

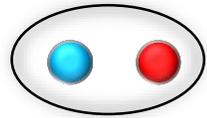
クォークモデルの計算(青線)と
実験のデータ(黒線)がよく一致

Prog. Theor. Exp. Phys. 2016, 062C01
A. Hosaka, et al.

ハドロンとエキゾチックハドロン

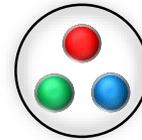
ハドロン

メソン($q\bar{q}$)



π 中間子
 ρ 中間子

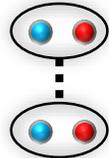
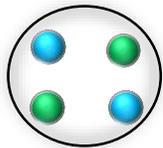
バリオン(qqq)



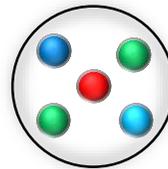
陽子
中性子

エキゾチックハドロン

テトラクォーク($qq\bar{q}\bar{q}$)



ペンタクォーク($qqqq\bar{q}$)



等々...

エキゾチックハドロン

Phys. Lett. 8, 214 (1964)

A SCHEMATIC MODEL OF BARYONS AND MESONS *

M. GELL-MANN

California Institute of Technology, Pasadena, California

Received 4 January 1964

A simpler and more elegant scheme can be constructed if we allow non-integral values for the charges. We can dispense entirely with the basic baryon b if we assign to the triplet t the following properties: spin $\frac{1}{2}$, $z = -\frac{1}{3}$, and baryon number $\frac{1}{3}$. We then refer to the members $u^{\frac{2}{3}}$, $d^{-\frac{1}{3}}$, and $s^{-\frac{1}{3}}$ of the triplet as "quarks" q and the members of the anti-triplet as anti-quarks \bar{q} . Baryons can now be constructed from quarks by using the combinations (qqq) , $(qqq\bar{q})$, etc., while mesons are made out of $(q\bar{q})$, $(qq\bar{q}\bar{q})$, etc. It is assumed that the lowest baryon configuration (qqq) gives just the representations **1**, **8**, and **10** that have been observed, while the lowest meson configuration $(q\bar{q})$ similarly gives just **1** and **8**.

Phys. Rev. Lett. 38, 317 (1977)

Molecular Charmonium: A New Spectroscopy?*

A. De Rújula, Howard Georgi,[†] and S. L. Glashow

Lyman Laboratory of Physics, Harvard University, Cambridge, Massachusetts 02138

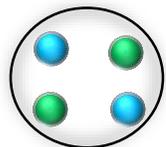
(Received 23 November 1976)

Recent data compel us to interpret several peaks in the cross section of e^-e^+ annihilation into hadrons as being due to the production of four-quark molecules, i.e., resonances between two charmed mesons. A rich spectroscopy of such states is predicted and may be studied in e^-e^+ annihilation.

エキゾチックハドロン

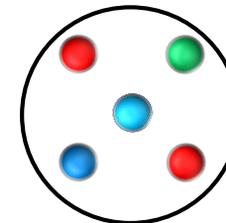
テトラクォーク

$X(3872)$, Belle 2003
 $Y(3940)$, Belle 2004
 $Y(4260)$, BaBar 2005
 $Z_c(4430)$, Belle 2007
 $Y(4140)$, CDF 2009
 $Z_b(10610)$, Belle 2011
 $Z_c(4200)$, Belle 2014
 $X(5568)$, D0 2016
等...



ペンタクォーク

Θ^+ , LEPS 2003
 $P_c^+(4380)$, LHCb 2015
 $P_c^+(4450)$, LHCb 2015

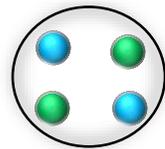


2000年代以降、様々な
エキゾチックハドロンが発見

エキゾチックハドロン

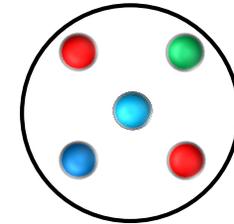
テトラクォーク

$X(3872)$, Belle 2003
 $Y(3940)$, Belle 2004
 $Y(4260)$, BaBar 2005
 $Z_c(4430)$, Belle 2007
 $Y(4140)$, CDF 2009
 $Z_b(10610)$, Belle 2011
 $Z_c(4200)$, Belle 2014
 $X(5568)$, D0 2016
等...



ペンタクォーク

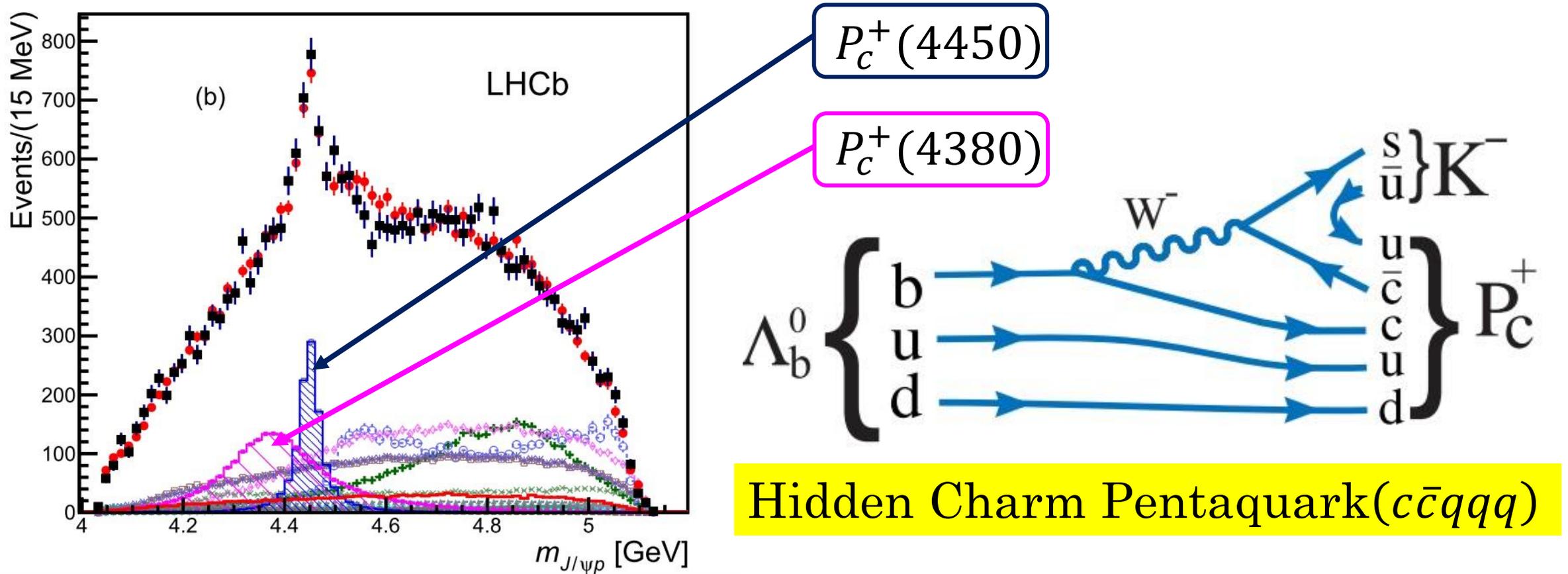
Θ^+ , LEPS 2003
 $P_c^+(4380)$, LHCb 2015
 $P_c^+(4450)$, LHCb 2015



2000年代以降、様々な
エキゾチックハドロンが発見

ペンタクォーク $P_c^+(4380)$, $P_c^+(4450)$

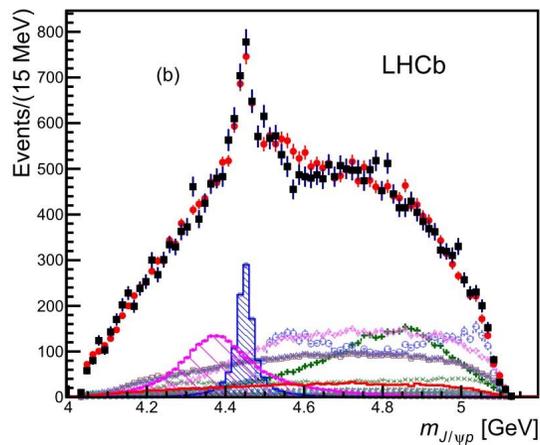
$\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ の崩壊から不変質量 $m_{J/\psi p}$ に2つのピーク



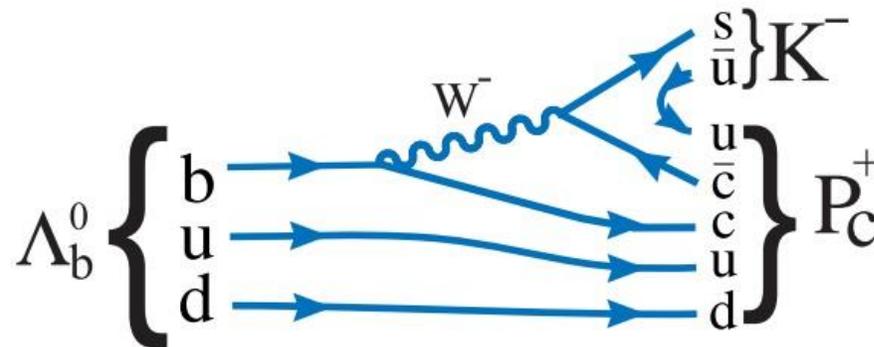
LHCb Collaboration (R. Aaij (CERN) et al.), Phys.Rev.Lett. 115, 072001 (2015)

ペンタクォーク $P_c^+(4380)$, $P_c^+(4450)$

	質量[MeV]	崩壊幅[MeV]	アイソスピン	スピンとパリティ
$P_c^+(4380)$	$4380 \pm 8 \pm 29$	$205 \pm 18 \pm 86$	$\frac{1}{2}$	$\frac{3^-}{2}$ OR $\frac{3^+}{2}$ OR $\frac{5^+}{2}$
$P_c^+(4450)$	$4449.8 \pm 1.7 \pm 2.5$	$39 \pm 5 \pm 19$	$\frac{1}{2}$	$\frac{5^+}{2}$ OR $\frac{5^-}{2}$ OR $\frac{3^-}{2}$

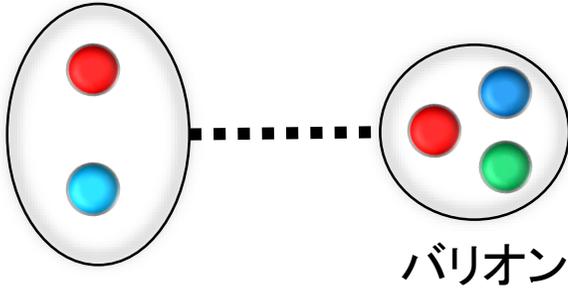


LHCb Collaboration (Roel Aaij (CERN) et al.) Phys.Rev.Lett. 115 (2015) 072001



理論的解釈

ハドロン分子モデル

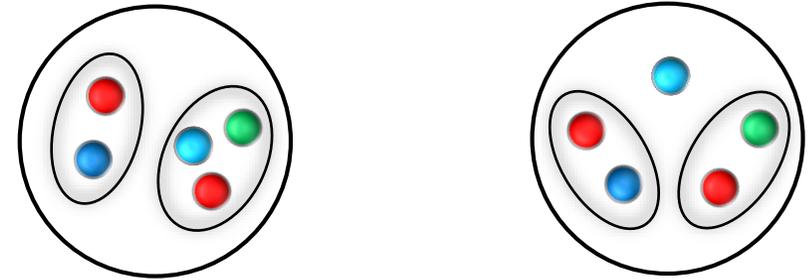


メソン

バリオン

R. Chen, et al. PRL115, 132002(2015)
Y.S., D. Suenaga, M. Harada, PRD93, 114003 (2016)
Y. Yamaguchi, E. Santopinto, PRD96, 014018 (2017)
....

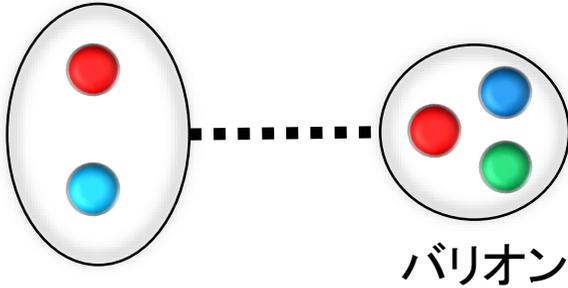
(コンパクト-)5クォークモデル



L. Maiani .et al., PLB749, 289 (2015)
S. Takeuchi, M. Takizawa, PRD96, 014018 (2017)
....

理論的解釈

ハドロン分子モデル

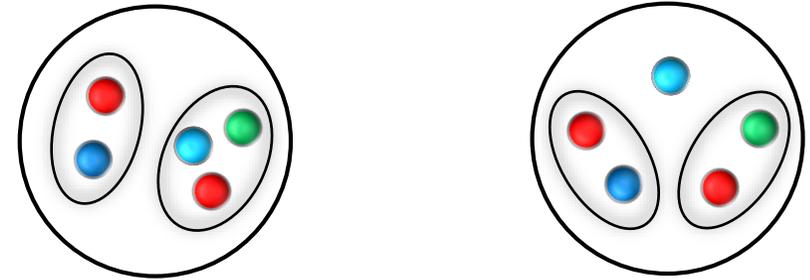


メソン

バリオン

R. Chen, et al. PRL115, 132002(2015)
Y.S., D. Suenaga, M. Harada, PRD93, 114003 (2016)
Y. Yamaguchi, E. Santopinto, PRD96, 014018 (2017)
....

(コンパクト-)5クォークモデル



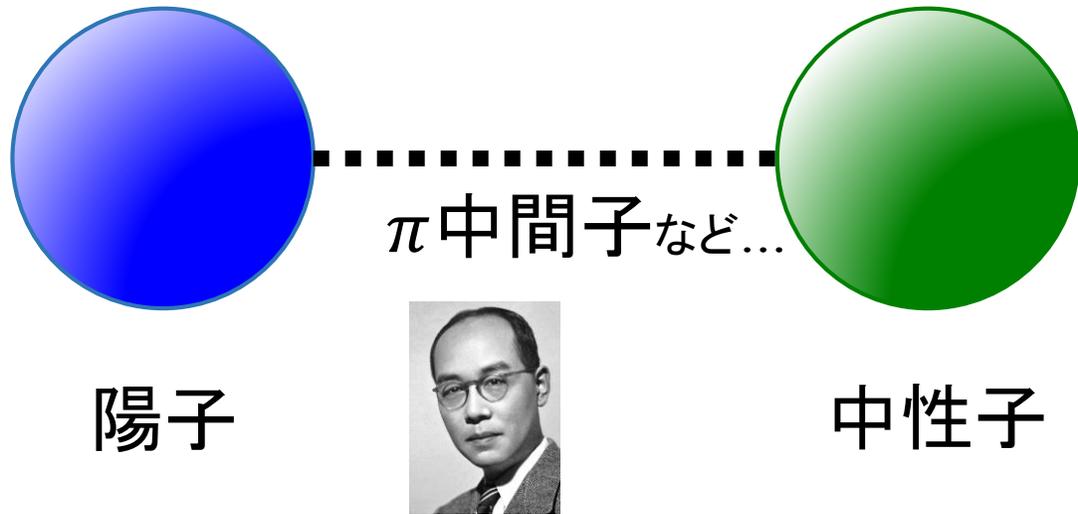
L. Maiani .et al., PLB749, 289 (2015)
S. Takeuchi, M. Takizawa, PRD96, 014018 (2017)
....

ハドロン分子-5クォーク状態結合モデル

Y. Yamaguchi, et al. arXiv:1709.00819 [hep-ph]

ハドロン分子の例

Deuterium (Deuteron)



湯川秀樹

中間子交換力の引力による
陽子と中性子の緩い束縛状態

$$E_{bind} \simeq 2.22 \text{ MeV}$$

→ 2つのバリオンの分子状態

※SD混合によるテンソル力、 π 中間子以外の中間子交換力、斥力芯といった効果も重要である

ハドロン分子としてのHidden Charm Pentaquark($c\bar{c}qqq$)

threshold (MeV)	
4526.7	$\Sigma_c^* \bar{D}^*$
4462.2	$\Sigma_c \bar{D}^*$
4385.3	$\Sigma_c^* \bar{D}$
4320.7	$\Sigma_c \bar{D}$
4295.1	$\Lambda_c \bar{D}^*$
4153.6	$\Lambda_c \bar{D}$

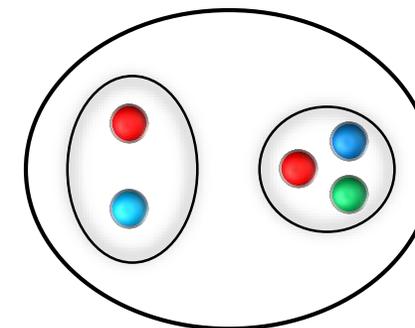
チャームドバリオン(cqq)

反チャームドメソン($\bar{c}q$)

緩く束縛した
ハドロン分子？

$\longleftrightarrow P_c^+ (4450)$

$\longleftrightarrow P_c^+ (4380)$



thresholdの近いチャンネルが複数あるため
それぞれの結合も考える

Coupled Channel Analysis for $J^P = 3/2^-$

$J^P = \frac{3}{2}^-$ 状態に軌道角運動量 **S-wave** で結合するチャネル

$$J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$$

One Pion Exchange Potential

Coupled Channel Analysis for $J^P = 3/2^-$

$J^P = \frac{3}{2}^-$ 状態に軌道角運動量 **S-wave** で結合するチャネル

One $D^{(*)}$ -meson Exchange Potential

$$J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$$

実験で見つかっている
崩壊チャネル

One Pion Exchange Potential

Potential

各チャネルのポテンシャルを
ヘビーハドロン有効理論を用いて計算(詳細は割愛)

$$V_{ij} = C_{ij} Y_1(m_\alpha, \Lambda, r)$$

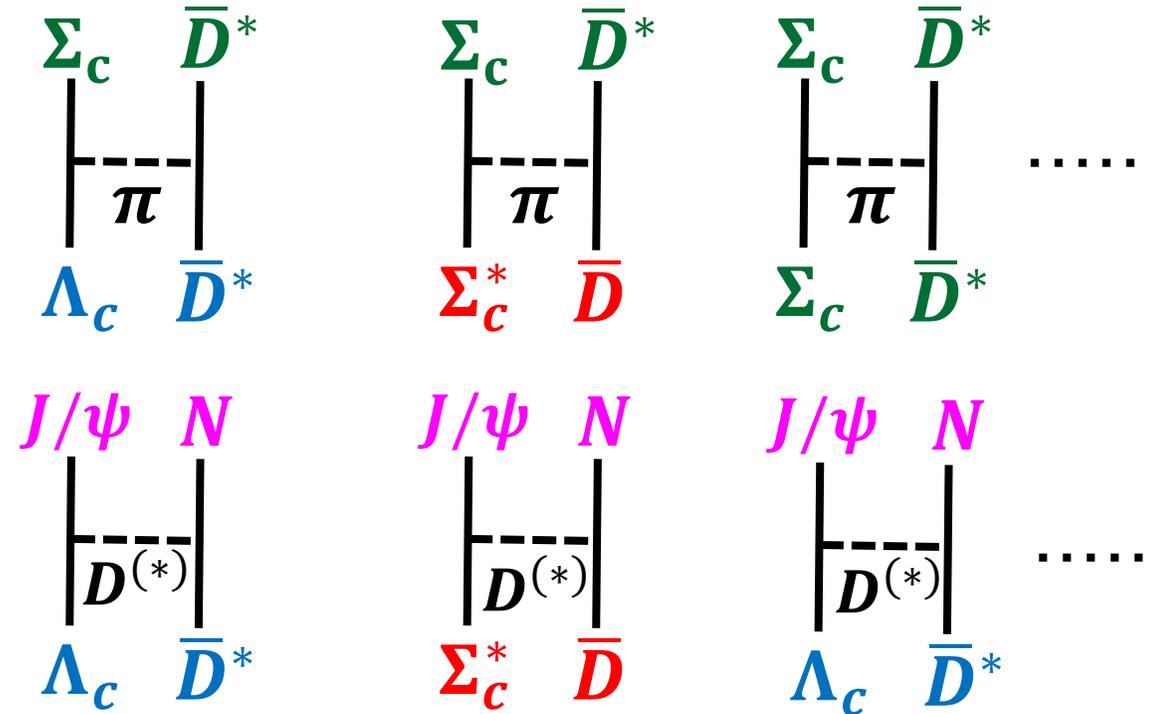
$$\alpha = \pi, D, D^*$$

$$Y_1(m_\alpha, \Lambda, r) = Y(m_\alpha r) - \frac{\Lambda}{m_\alpha} Y(\Lambda r) - \frac{\Lambda^2 - m_\alpha^2}{2m_\alpha \Lambda} e^{-\Lambda r}$$

$$Y(x) = \frac{e^{-x}}{x}$$

中心カポテンシャル
(湯川型ポテンシャル)

Λ : カットオフパラメータ : 1000-1500MeV



Schrödinger equation

$$\left[-\frac{1}{2m} \vec{\nabla}^2 + V(r) \right] \Psi(\vec{r}) = E\Psi(\vec{r})$$

$$\Psi(r) = \begin{pmatrix} \psi_{J/\psi N} \\ \psi_{\Lambda_c \bar{D}^*} \\ \psi_{\Sigma_c^* \bar{D}} \\ \psi_{\Sigma_c \bar{D}^*} \\ \psi_{\Sigma_c^* \bar{D}^*} \end{pmatrix} \quad V = \begin{pmatrix} V_{J/\psi N - J/\psi N} & V_{J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^*} & V_{J/\psi N - \Sigma_c^* \bar{D}} & V_{J/\psi N - \Sigma_c \bar{D}^*} & V_{J/\psi N - \Sigma_c^* \bar{D}^*} \\ V_{\Lambda_c \bar{D}^* - J/\psi N} & V_{\Lambda_c \bar{D}^* - \Lambda_c \bar{D}^*} & V_{\Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}} & V_{\Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c \bar{D}^*} & V_{\Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*} \\ V_{\Sigma_c^* \bar{D} - J/\psi N} & V_{\Sigma_c^* \bar{D} - \Lambda_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c^* \bar{D}} & V_{\Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c^* \bar{D}^*} \\ V_{\Sigma_c \bar{D}^* - J/\psi N} & V_{\Sigma_c \bar{D}^* - \Lambda_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}} & V_{\Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*} \\ V_{\Sigma_c^* \bar{D}^* - J/\psi N} & V_{\Sigma_c^* \bar{D}^* - \Lambda_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c^* \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}} & V_{\Sigma_c^* \bar{D}^* - \Sigma_c \bar{D}^*} & V_{\Sigma_c^* \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*} \end{pmatrix}$$

5チャンネルの連立シュレディンガー方程式

※束縛状態だけでなく共鳴状態も扱うために複素スケールリング法を用いる

Complex Scaling Method(CSM)

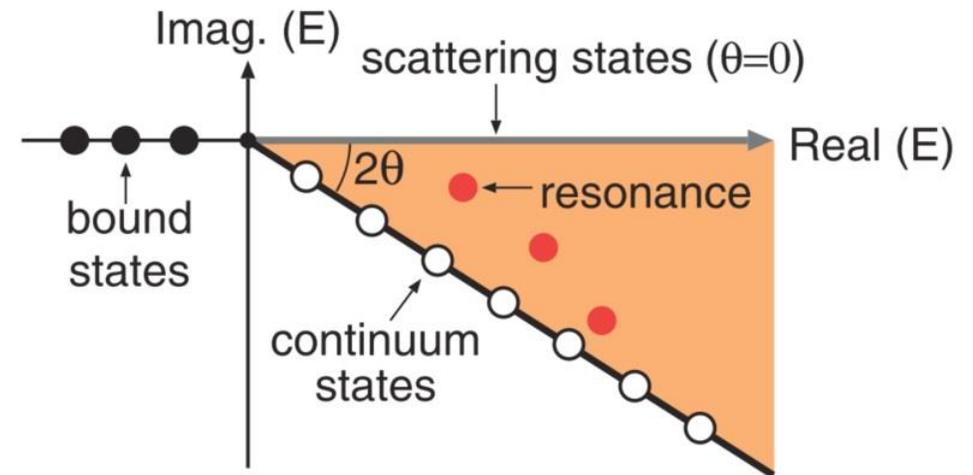
○Introduce CSM to obtain the resonance solution

$$U(\theta)r = re^{i\theta}, \quad U(\theta)k = ke^{-i\theta}$$

$$H(\theta) = U(\theta)HU(\theta)^{-1}, \quad U(\theta)^{-1} = U(-\theta)$$

$$H(\theta)\Psi(\theta) = E(\theta)\Psi(\theta),$$

$$\Psi(\theta) = U(\theta)\Psi = e^{\frac{3}{2}i\theta}\Psi(re^{i\theta})$$



$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2\mu} \left[-\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)}{r^2} \right] e^{-2i\theta} + V(re^{i\theta}) \right\} \psi_l^\theta(k, r) = E(\theta)\psi_l^\theta(k, r)$$

We can obtain the resonance energy and half decay width: $E(\theta) = E_r - i\Gamma/2$

Numerical result : $M - i\Gamma$

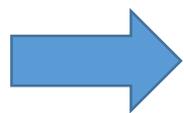
$J/\psi N$ チャンネルあり : $J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$

		Λ [MeV]					
g_1		1000	1100	1200	1300	1400	1500
0.942		---	4438.5 - i 143	4416.9 - i 126	4397.2 - i 100	4345.0 - i 51.5	4314.3 - i 21.0
		4333.6 - i 66.4	4308.5 - i 36.3	4283.1 - i 12.1	4227.1 - i 8.9	4190.6 - i 6.22	4150.0 - i 5.2
	threshold[MeV]	$J/\psi N$ (4035.8)	$\Lambda_c \bar{D}^*$ (4295.1)	$\Sigma_c^* \bar{D}$ (4385.3)	$\Sigma_c \bar{D}^*$ (4462.1)	$\Sigma_c^* \bar{D}^*$ (4526.7)	

$J/\psi N$ チャンネルなし : $\Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$

		Λ [MeV]					
g_1		1000	1100	1200	1300	1400	1500
0.942		---	4448.9 - i 142	4424.5 - i 122	4401.6 - i 98.7	4367.0 - i 70.4	4328.4 - i 29.7
		4350.3 - i 69.1	4325.5 - i 31.3	4290.4	4242.3	4200.1	4167.8

得られる質量がほぼ同じ



$J/\psi N$ チャンネルの寄与は小さい

Doubly charm pentaquark($ccqq\bar{q}$) への適用

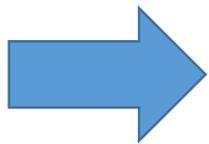
$$J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$$

One Pion Exchange Potential (OPEP)

Doubly charm pentaquark($ccqq\bar{q}$) への適用

$$\Lambda_c D^* - \Sigma_c^* D - \Sigma_c D^* - \Sigma_c^* D^*$$

$\bar{D}(\bar{c}q)$ を $D(c\bar{q})$ に置き換えても**同じOPEP**で記述される



「 $J/\psi N$ チャネルなし」の結果をそのまま
Doubly charm pentaquarkの結果として見られる！

※「あり」と J/ψ がいるので必ずhidden charm

Doubly charm pentaquark($ccqq\bar{q}$)

$J/\psi N$ チャンネルなし

	Λ [MeV]					
g_1	1000	1100	1200	1300	1400	1500
0.942	---	$4448.9 - i142$	$4424.5 - i122$	$4401.6 - i98.7$	$4367.0 - i70.4$	$4328.4 - i29.7$
	$4350.3 - i69.1$	$4325.5 - i31.3$	4290.4	4242.3	4200.1	4167.8
	threshold[MeV]	$\Lambda_c D^*(4295.1)$	$\Sigma_c^* D(4385.3)$	$\Sigma_c D^*(4462.1)$	$\Sigma_c^* D^*(4526.7)$	

- $J/\psi N$ チャンネルの寄与がとても小さい
- $J/\psi N$ チャンネルなしの結果は Doubly charm pentaquark として見られる

→ ハドロン分子状態の Hidden charm pentaquark($c\bar{c}qqq$) が存在するならば **近い質量をもつ Doubly charm pentaquark($ccqq\bar{q}$) も存在する**ことを示唆

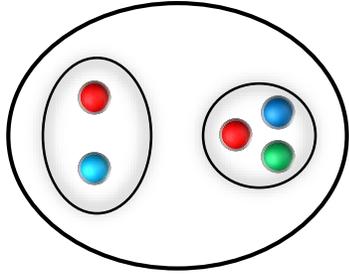
Summary and Future work

- 多くのエキゾチックハドロン(テトラクォークやペンタクォーク)が見つかっている
- LHCbでhidden charm pentaquark($c\bar{c}qqq$)が発見された
- ハドロン分子モデルを用いて $J^P = 3/2^-$ の $J/\psi N - \Lambda_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D} - \Sigma_c \bar{D}^* - \Sigma_c^* \bar{D}^*$ 結合チャネルを解き、 **$J/\psi N$ チャネルの寄与が小さい**ことを示した
- ハドロン分子状態のhidden charm pentaquarkが存在するなら近い質量を持つ **doubly charm pentaquark も存在する**ことを示唆した
- 今後の課題: テンソル力や他の中間子交換の寄与を導入し、LHCbで見つかっている hidden charm pentaquarkに対応するdoubly charm pentaquarkを調べる

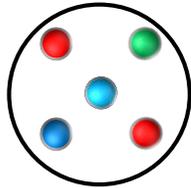
バックアップスライド

理論的解釈

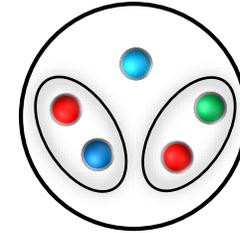
○ハドロン分子



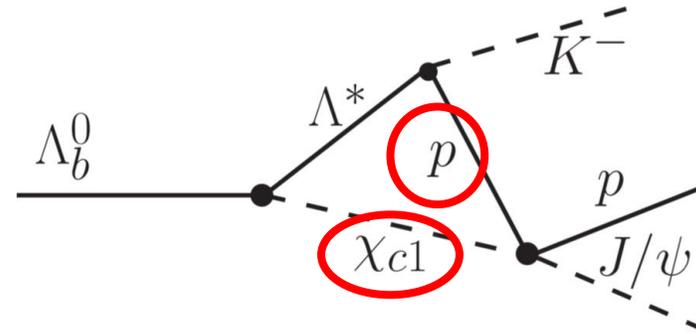
○ペンタクォーク



○diquark-diquark-antiquark
(diquark-triquark)



○threshold enhancement

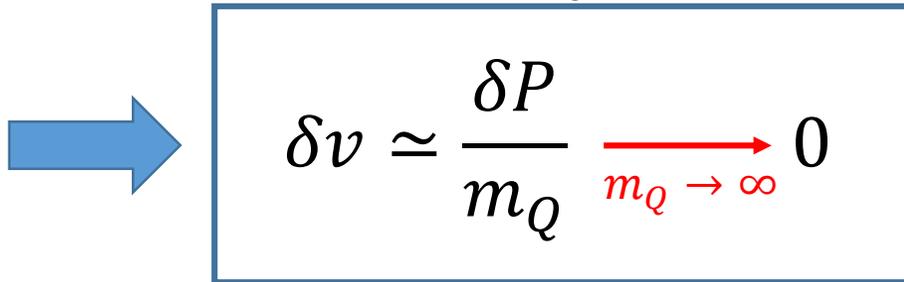


ヘビークォーク有効理論

○速度選択則

$$P_{\text{heavy}} \simeq m_Q v \leftarrow \begin{array}{l} \text{ヘビークォークの四元速度} \\ \text{静止系で } v_\mu = (1, 0, 0, 0) \end{array}$$

運動量移行: $\delta P \simeq \Lambda_{\text{QCD}}$

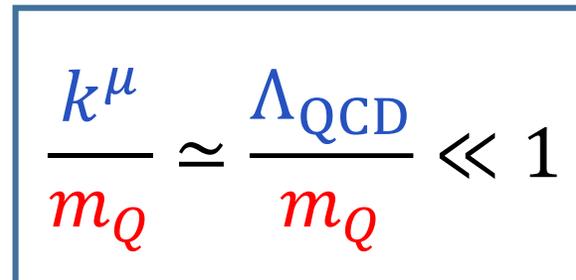

$$\delta v \simeq \frac{\delta P}{m_Q} \xrightarrow{m_Q \rightarrow \infty} 0$$

強い相互作用では速度が変化しない

ヘビークォークは速度がラベルできる

○展開パラメータ

$$p^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu \rightarrow$$


$$\frac{k^\mu}{m_Q} \simeq \frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_Q} \ll 1$$

$1/m_Q$ を展開パラメータとする

ヘビークォーク有効理論

○ヘビークォーク QCD ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\text{HQ}} = \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q \quad D_\mu = \partial_\mu - igA_\mu^a T^a$$

$1/m_Q$ 展開

$$Q_v(x) \equiv e^{im_Q v^\mu x_\mu} \frac{1 + \not{v}}{2} Q(x), \quad \not{v} Q_v = +Q_v$$

正エネルギー状態の射影演算子

○ヘビークォーク有効ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}} = \underline{\bar{Q}_v v \cdot (iD) Q_v} + \bar{Q}_v \frac{(iD_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2)$$

展開のLOではヘビークォークの
スピンのフリップしない

スピンのフリップの効果

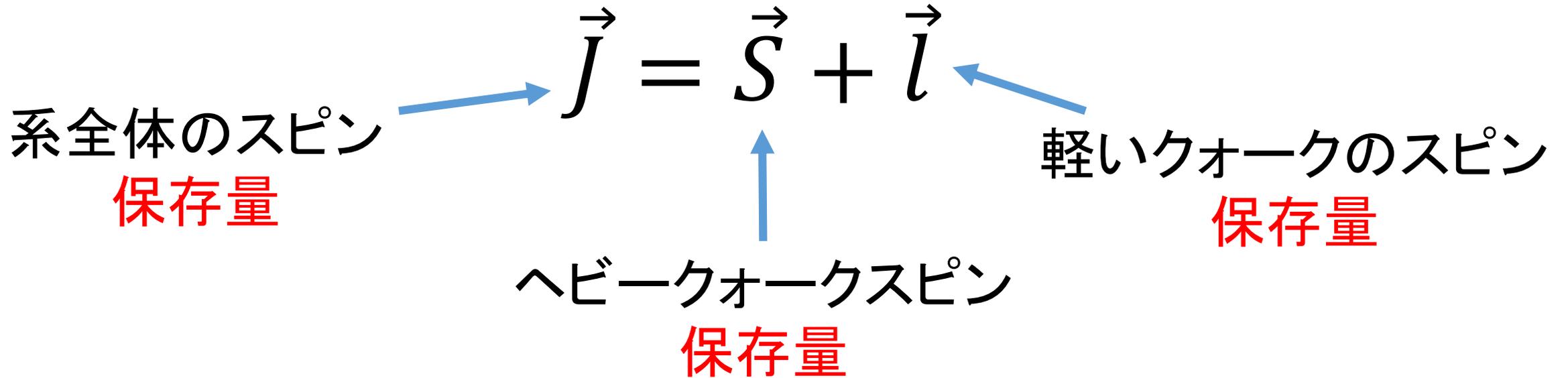
ヘビークォークを含むハドロンのスピン

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{l}$$

系全体のスピン
保存量

軽いクォークのスピン
保存量

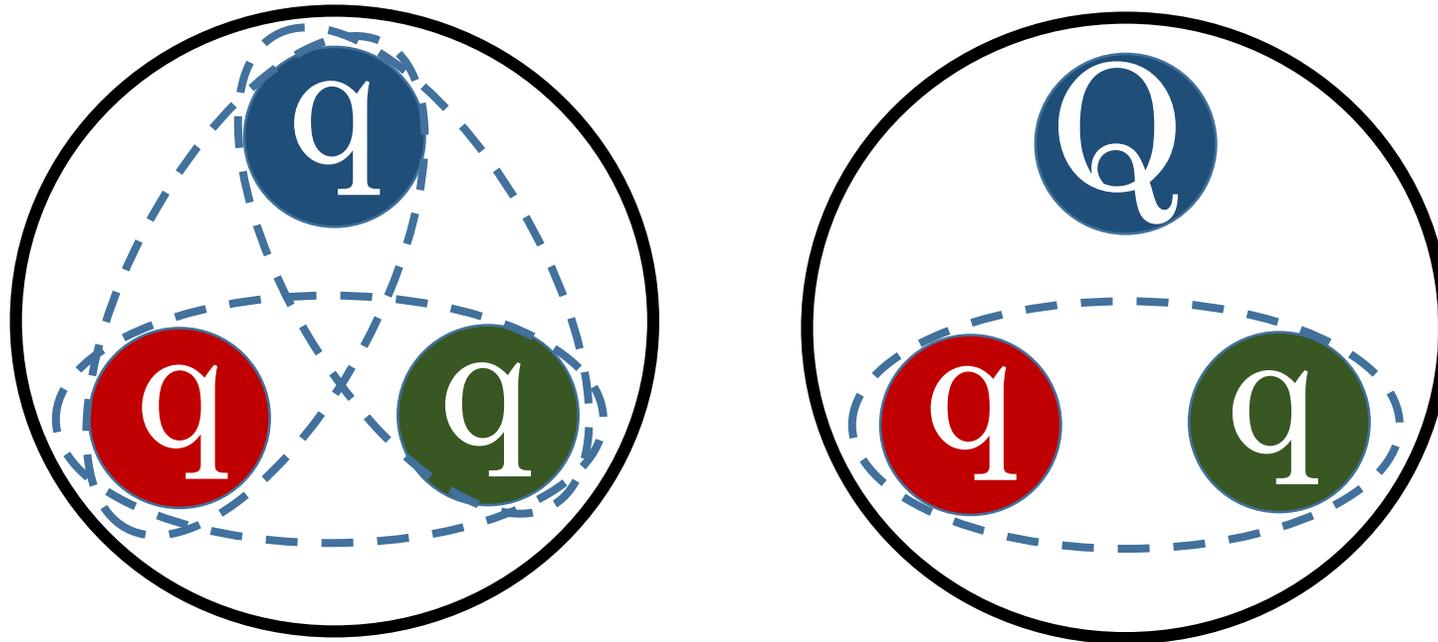
ヘビークォークスピン
保存量



重いクォークと軽いクォークのスピンが分離し
それぞれが良い量子数となる

ヘビークォーク(スピン)対称性

ヘビークォークのスピンに依存する相互作用は $1/m_Q$ で抑制される



$m_Q \rightarrow \infty$ の極限で
ヘビーハドロン質量は
ヘビークォークスピンの
向きに依存しない

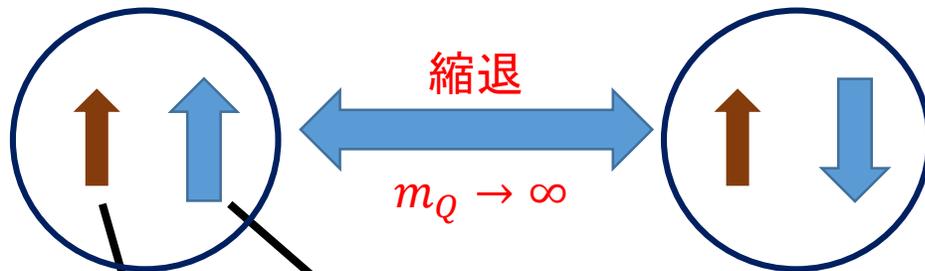
**ヘビークォーク対称性
Heavy Quark Symmetry (HQS)**

ヘビークォーク(スピン)対称性

HQS **doublet** ($j \neq 0$)

$$J = j + 1/2$$

$$J = j - 1/2$$



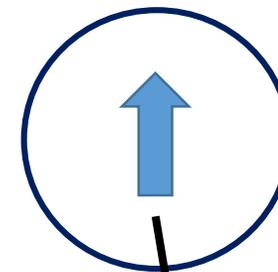
ヘビークォーク：スピン 1/2

残りの自由度：スピン j

(軽いクォークのスピン、軌道角運動量)

HQS **singlet** ($j = 0$)

$$J = 1/2$$



ヘビークォーク：スピン 1/2

HQS doublet

ヘビースピンパートナーの質量は $m_Q \rightarrow \infty$ の極限で縮退

メソン

	Spin 0	Spin 1	Mass difference
ストレンジ	K	K^*	398MeV
チャーム	D	D^*	140MeV
ボトム	B	B^*	46MeV

バリオン

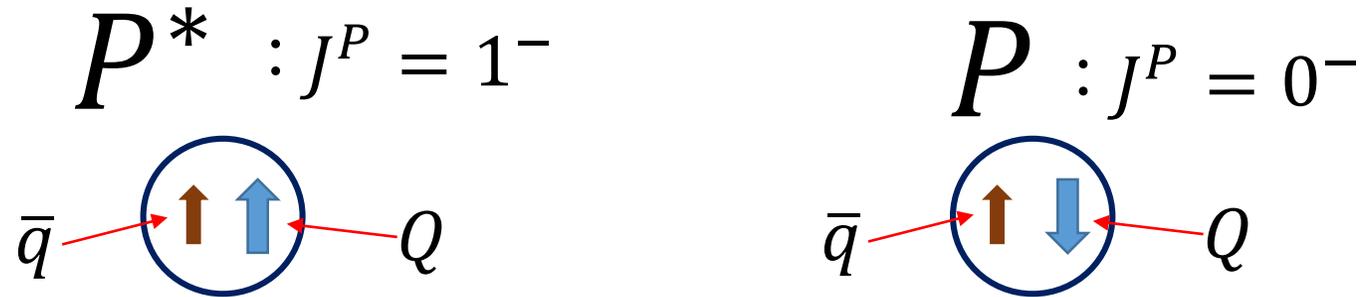
	Spin 1/2	Spin 3/2	Mass difference
	Σ	Σ^*	194MeV
	Σ_c	Σ_c^*	65MeV
	Σ_b	Σ_b^*	21MeV

HQS doublet (P, P^*)

HQS doublet (Σ_Q, Σ_Q^*)

ヘビーハドロンの物理では高いスピン状態との混合が重要となる

ヘビーマソン有効理論



→
$$H_v = \frac{1 + \not{\psi}}{2} [P_{\mu}^{*a} \gamma^{\mu} + iP^a \gamma_5]$$

heavy meson doublet field

ヘビーマソン有効理論

$$H_v = \frac{1 + \psi}{2} [P_\mu^{*a} \gamma^\mu + iP^a \gamma_5]$$

$$H \rightarrow S_Q H h^\dagger$$

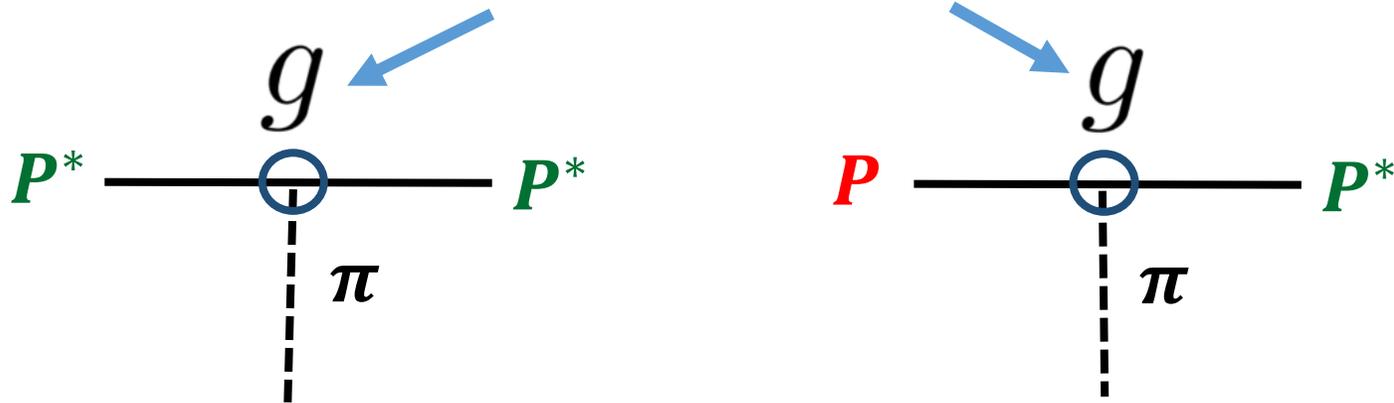
ヘビークォークスピン変換

軽いクォークのカイラル変換
(h は $SU(2)_v$ の元)

ヘビーメソン – パイ中間子 相互作用ラグランジアン

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = g \text{Tr} [H_b \gamma^\mu \gamma_5 A_{ba\mu} \bar{H}_a] + \mathcal{O}(1/M)$$

ヘビークォーク対称性により
結合定数が同じに



$$A_\mu = \frac{i}{2} (\xi^\dagger \partial_\mu \xi - \xi \partial_\mu \xi^\dagger)$$

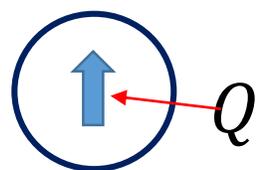
$$\xi = e^{i\hat{\pi}/f_\pi}$$

$$\hat{\pi} = \begin{pmatrix} \pi^0 / \sqrt{2} & \pi^+ \\ \pi^- & \pi^0 / \sqrt{2} \end{pmatrix}$$

$$f_\pi \simeq 92.4 \text{ MeV}$$

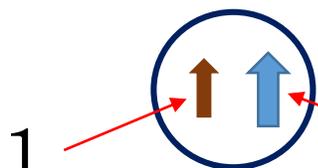
ヘビーバリオンの有効理論

$$B_{\bar{3}} : J^P = 1/2^+$$

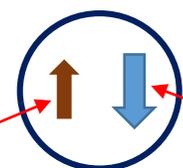


軽いクォーク部分(qq)の
スピンは0

$$B_6^* : J^P = 3/2^+ \text{ and } B_6 : J^P = 1/2^+$$



+1/2



-1/2

HQS singlet

$$B_{\bar{3}} = \begin{pmatrix} 0 & \Lambda_c^+ & \Xi_c^+ \\ -\Lambda_c^+ & 0 & \Xi_c^0 \\ -\Xi_c^+ & -\Xi_c^0 & 0 \end{pmatrix}$$

HQS doublet



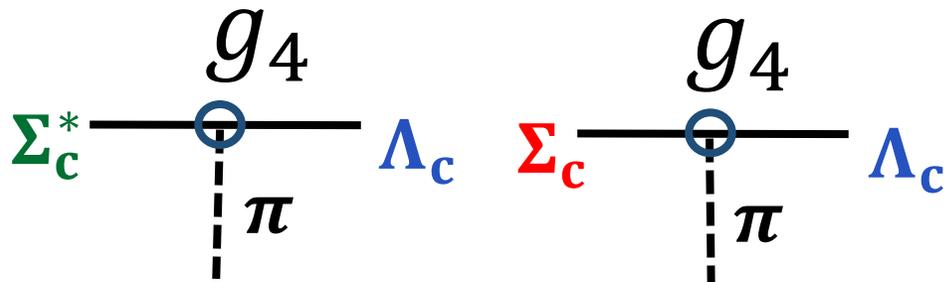
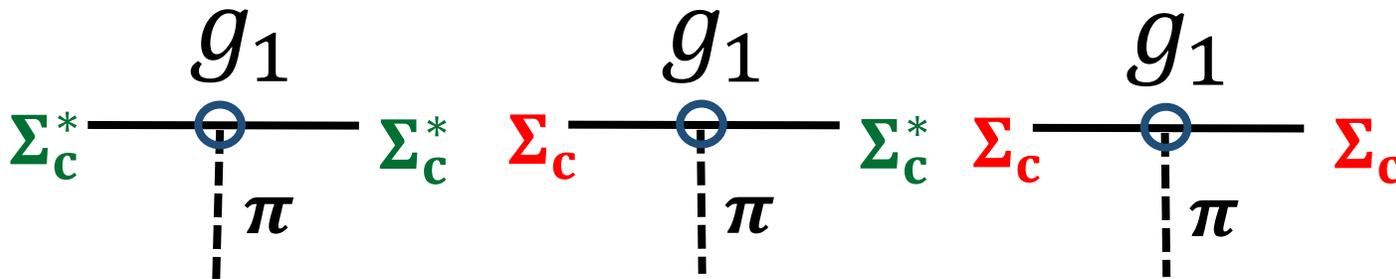
$$S^\mu = B_6^{*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}}(\gamma^\mu + v^\mu)\gamma_5 B_6$$

$$B_6 = \begin{pmatrix} \Sigma_c^{++} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_c^+ & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_c^{\prime+} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_c^+ & \Sigma_c^0 & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_c^{\prime0} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_c^{\prime+} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_c^{\prime0} & \Omega_c^0 \end{pmatrix}$$

Heavy baryon – pion interaction Lagrangian

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \frac{3}{2} i g_1 v_\sigma \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr} [\bar{S}_\mu A_\nu S_\rho] + g_4 (\text{Tr} [\bar{S}^\mu A_\mu B_{\bar{3}}] + \text{H.c.})$$

$$S^\mu = B_6^{*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}} (\gamma^\mu + v^\mu) \gamma_5 B_6$$



HQSのおかげで結合定数が
 g_1 と g_4 の2つに制限される

Lagrangians

ヘビークォーク対称性とカイラル対称性をもとに有効ラグランジアンを構築

$$\mathcal{L}_{HH\pi} = g \text{Tr} [\bar{H} H \gamma_\mu \gamma_5 A^\mu]$$

$$\mathcal{L}_{BB\pi} = \frac{3ig_1}{2} v_\sigma \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \text{Tr} [\bar{S}_\mu A_\nu S_\rho] \\ + g_4 \text{Tr} [\bar{S}^\mu A_\mu \Lambda_c] + H.c.$$

$$\mathcal{L}_{JHH} = G_1 \text{Tr} [\mathcal{J} \bar{H}_A \overleftrightarrow{\partial}_\mu \gamma^\mu \bar{H} + H.c.]$$

$$\mathcal{L}_{BHN} = G_2 (\tau_2 \bar{S}_\mu) H \gamma_5 \gamma^\mu N + H.c. \\ + G_3 (\tau_2 \bar{\Lambda}_c) H N + H.c. .$$

$$H = \frac{1 + \psi}{2} [D_\mu^* \gamma^\mu + i D \gamma_5]$$

$c\bar{q}$ メソンのダブレット場

$$S_\mu = \Sigma_{c\mu}^* - \sqrt{\frac{1}{3}} (\gamma_\mu + v_\mu) \gamma_5 \Sigma_c$$

cqq バリオンのダブレット場

$$\mathcal{J} = \frac{1 + \psi}{2} ((J/\psi)^\mu \gamma_\mu - \eta_c \gamma_5) \frac{1 - \psi}{2} .$$

$c\bar{c}$ メソンのダブレット場

結合定数

$g : D^{(*)} D^{(*)} \pi$ の結合定数

$D^* \rightarrow D\pi$ の崩壊から決定 $\longrightarrow g = 0.59$

$g_4 : \Sigma_c^{(*)} \Lambda_c \pi$ の結合定数

$\Sigma_c^* \rightarrow \Lambda_c \pi$ の崩壊から決定 $\longrightarrow g_4 = 0.999$

$g_1 : \Sigma_c^{(*)} \Sigma_c^{(*)} \pi$ の結合定数

実験からは決まらない
クォークモデルでの評価

$$\longrightarrow g_1 = \frac{\sqrt{8}}{3} g_4$$

Y. R. Liu and M. Oka, Phys. Rev. D 85, 014015 (2012)

結合定数

$G_1 : J/\psi D^{(*)} D^{(*)}$ の結合定数

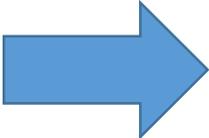
・ ϕKK の結合定数から比較

$$\mathcal{L}_{JHH} = G_1 \text{Tr} \left[\mathcal{J} \bar{H}_A \overleftrightarrow{\partial}_\mu \gamma^\mu \bar{H} + H.c. \right]$$

ストレンジハドロンもヘビーハドロンラグランジアンで書けると仮定

$\Gamma_{\phi \rightarrow KK} = 4.266 \times 0.489 \text{ MeV}$ を用いて

$$G_{1(\phi KK)} = 4.48 [\text{GeV}^{-3/2}]$$


$$G_1 = G_{1(\phi KK)} \sqrt{\frac{m_\phi m_K^2}{m_{J/\psi} m_D^2}} = 0.679 [\text{GeV}^{-3/2}]$$

結合定数

$G_1 : J/\psi D^{(*)} D^{(*)}$ の結合定数

・ ϕKK の結合定数から比較

$$G_1 = G_{1(\phi KK)} \sqrt{\frac{m_\phi m_K^2}{m_{J/\psi} m_D^2}} = 0.679 [\text{GeV}^{-3/2}]$$

・SU(4)ラグランジアンから比較

R. D. Matheus, et al., Phys. Lett. B541, 265 (2002)

$g_{J/\psi DD} = 8.0 \pm 0.5$ からスケーリング

$$G_1 = \frac{g_{J/\psi DD}}{2\sqrt{m_{J/\psi} m_D^2}} \simeq 1.2 [\text{GeV}^{-3/2}]$$

結合定数

$G_1 : J/\psi D^{(*)} D^{(*)}$ の結合定数

・ ϕKK の結合定数から比較

$$G_1 = G_{1(\phi KK)} \sqrt{\frac{m_\phi m_K^2}{m_{J/\psi} m_D^2}} = 0.679 [\text{GeV}^{-3/2}]$$

比較の方法で2倍程度異なるが
D中間子交換ポテンシャルは質量で
強く抑制されるのでここでは気にしない

結合定数

G_2 : $\Sigma_c DN$ の結合定数

G_3 : $\Lambda_c DN$ の結合定数

SU(4)ラグランジアンと比較

Q. F. Li and Y. B. Dong, Phys. Rev. D93, 074020 (2016)

Y. H. Lin, et al., Nucl. Phys. A 954, 393 (2016)

E. J. Garzon and J. J. Xie, Phys. Rev. C92, 035201(2015)

$g_{\Sigma_c DN} = 2.69$, $g_{\Lambda_c DN} = 13.5$ と規格化を揃えて

$$G_2 = -\frac{g_{\Sigma_c DN}}{\sqrt{3m_D}} = -1.14[\text{GeV}^{-1/2}]$$

$$G_3 = \frac{g_{\Lambda_c DN}}{\sqrt{m_D}} = 9.88[\text{GeV}^{-1/2}] .$$