

Hidden-Strangeness Partners of $X(3872)$

京都大学基礎物理学研究所 寺崎 邦彦

いわゆる diquarkonium 模型 [1, 2] と我々の単純な tetra-quark 模型 [3, 4] を比較しつつ、 $X(3872)$ とそのパートナーの崩壊の性質を研究する (詳細は、[5])。この研究では、軽いフレーバー界の low lying 擬スカラー中間子を除いて、常に ideal mixing が想定されている。

tetra-quark 状態は、フレーバー波動関数の対称性の違いによって、

$$\{qq\bar{q}\bar{q}\} = [qq][\bar{q}\bar{q}] \oplus \{[qq](\bar{q}\bar{q}) \oplus (qq)[\bar{q}\bar{q}]\} \oplus (qq)(\bar{q}\bar{q}), \quad (1)$$

の四つのグループに分類できる [3, 6] (この研究では、 $q = u, d, s, c$ を考える)。ここで、 $[]$ と $()$ は、それぞれ、その間のフレーバーの交換の下での反対称性と対称性を意味する。軽いフレーバー界 ($q = u, d, s$) では、 $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ から生じ得るアイソスピン $I = 3/2$ のスカラー $K\pi$ 共鳴状態が、十分に広いエネルギー領域にわたって観測されていないので、この研究では、 $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ については、議論しない。カラーの自由度に関しては、右辺の各項において、 $\bar{3}_c \times 3_c$ と $6_c \times \bar{6}_c$ が許され、両者の混合が、一般には生じ得るが、heavy meson 界では、その混合は小さいことが期待される。この研究では、より低位の状態として、 $\bar{3}_c \times 3_c$ が実現されているものとする [3]。このとき、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ と $\{[qq](\bar{q}\bar{q}) \oplus (qq)[\bar{q}\bar{q}]\}$ のスピン (J) とパリティ (P) は、フレーバー対称の極限で、それぞれ、 $J^P = 0^+$ と $J^P = 1^+$ が許される [4]。しかし、一般には、フレーバー対称性は破れているので、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ だけでも、 $J^P = 0^+, 1^+, 2^+$ を実現できる。ここで、二つの立場、(i) フレーバー対称性の破れを重視し、 $J^P = 0^+, 1^+, 2^+$ のすべての状態が、 $[qq][\bar{q}\bar{q}]$ によって実現されるものとする diquarkonium 模型と、(ii) フレーバー対称性は確かに破れてはいるが、対称性の極限でも生き残る成分がまず実現され、そのような状態が、現在観測されている (精度が上がると、その破れによって実現される状態が役割りを演じるようになる) と考える我々の単純な tetra-quark 模型、が考えられる。

ここで、 $X(3872)$ と、 $J^P = 0^+$ を持つパートナーを考察する。(i) の場合、大きなアイソスピン対称性の破れが考慮されたが、最近の実験結果は、アイソスピン対称性を支持している [7, 8]、さらに、 $X(3872)$ の電荷を持ったパートナーが観測されていない [9] ことから、ここでは、元々の模型を修正して、アイソスピン対称性はよく成立するものとする。この模型では、考えている質量最少の $I = 0$ スカラー粒子 (X_0 と命名されている) の質量は $m_{X_0} \simeq 3.7$ GeV と予想されている。中間子系では、それらを構成するクォークが同じであれば、 ω と ρ のように、アイソスピンの違いによる質量差は大きくないと期待される。他方、まだ、徴候の段階で、実験的証拠とは言えないが、 $\gamma\gamma \rightarrow \eta\pi^0$ 反応で、 $\eta\pi^0$ 不変質量分布の 3.2 GeV あたりに小さなピークが観測されていて [10]、その質量の値から、これは hidden-charm 状態と考えられ、その崩壊の終状態が $\eta\pi^0$ であることから、 $I = 1$ のスカラー中間子と考えられる。この観測が確立すると、上の m_{X_0} の値より約 500 MeV 程低く、 X_0 の $I = 1$ パートナーと同定することはできず、この模型は実験と矛盾することになる。(この模型では、もう一つ、 X_0 と同じ量子数を持つスカラー粒子の存在が、予想されているが、その質量は、 m_{X_0} より大きい。) 他方、(ii) の場合、 $J^P = 0^+$ と $J^P = 1^+$ の tetra-quark mesons のフレーバー波動関数の構造には、大きな差異がある。このため、 $X(3872)$ とそのスカラー $I = 1$ パートナー (この模型では、 $\hat{\delta}^c$ と命名される) の質量には大きな差異が許される。実際、 c -quark と s -quark の質量差 $\Delta_{cs} = m_c - m_s \simeq 1$ GeV と $D_{s0}^+(2317) \sim \{[cn][\bar{s}\bar{n}]\}_{I=1}$ [3] の質量 $m_{D_{s0}^+(2317)}$ をインプット・データとして、quark counting の処方を用いて $\hat{\delta}^c$ の質量を見積もると、 $m_{\hat{\delta}^c} \simeq 3.3$ GeV が得られる。これは、上の $\eta\pi^0$ ピークの観測を、かなりよく再現しているように思われる。このように、hidden-charm scalar 中間子系の観測は、模型の選択に重要な役割を担うものと思われる。

次に、 $J^P = 1^+$ を持った $X(3872)$ のパートナーとしての tetra-quark 中間子の崩壊を、上の (i) と (ii) の二つの模型を比較しつつ考察する。ここでは、(ii) の模型から始める。この模型では、荷電共役パリティ $C = \pm$ の hidden-charm 中間子は、 $X(\pm) \sim \{[cn](\bar{c}\bar{n}) \pm (cn)[\bar{c}\bar{n}]\}_{I=0}$ 、 $X_I(\pm) \sim \{[cn](\bar{c}\bar{n}) \pm (cn)[\bar{c}\bar{n}]\}_{I=1}$ 、それらの hidden-strangeness partners は、 $X^s(\pm) \sim \{[cs](\bar{c}\bar{s}) \pm (cs)[\bar{c}\bar{s}]\}$ のように与えられる。これらの tetra-quark 中

間子の、普通の low lying 中間子への崩壊を調べるために、参考文献 [6] で軽いフレーバーの tetra-quark 中間子で試みられたように、ここで考えられている重いフレーバーを含む tetra-quark 状態を $\{q\bar{q}\}$ の積の和に展開し、カラーを持たない $\{q\bar{q}\}_{1_c}$ を low lying meson に置き換える（たとえば、 $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{1_s} \rightarrow \eta_c$, $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{3_s} \rightarrow J/\psi$ 、ただし、 $\{c\bar{c}\}_{1_c}^{1_s(3_s)}$ の肩の $1_s(3_s)$ は、スピン $J=0(1)$ を意味する）。このようにして、

$$X(+)=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\omega-\omega J/\psi]+[D^+D^{*-}+D^{*+}D^-]-[D^-D^{*+}+D^{*-}D^+]\right. \\ \left.+[D^0\bar{D}^{*0}+D^{*0}\bar{D}^0]-[\bar{D}^0D^{*0}+\bar{D}^{*0}D^0]\right\}+\cdots, \quad (2)$$

$$X(-)=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\omega-\omega\eta_c]-[\eta_0J/\psi-J/\psi\eta_0]\right. \\ \left.+[D^{*0}\bar{D}^{*0}-\bar{D}^{*0}D^{*0}]+[D^{*+}D^{*-}-D^{*-}D^{*+}]\right\}+\cdots, \quad (3)$$

$$X_I^0(+)=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\rho^0-\rho^0J/\psi]+[D^0\bar{D}^{*0}+D^{*0}\bar{D}^0]-[\bar{D}^0D^{*0}+\bar{D}^{*0}D^0]\right. \\ \left.-[D^+D^{*-}+D^{*+}D^-]+[D^-D^{*+}+D^{*-}D^+]\right\}+\cdots, \quad (4)$$

$$X_I^0(-)=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\rho^0-\rho^0\eta_c]-[\pi^0J/\psi-J/\psi\pi^0]\right. \\ \left.+[D^{*0}\bar{D}^{*0}-\bar{D}^{*0}D^{*0}]-[D^{*+}D^{*-}-D^{*-}D^{*+}]\right\}+\cdots, \quad (5)$$

$$X^s(+)=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{\sqrt{2}[J/\psi\phi-\phi J/\psi]+[D_s^+D_s^{*-}-D_s^-D_s^{*+}+D_s^{*+}D_s^- - D_s^{*-}D_s^+]\right\}+\cdots, \quad (6)$$

$$X^s(-)=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{1}{6}}\left\{[\eta_c\phi-\phi\eta_c]+[J/\psi\eta_s-\eta_sJ/\psi]+\sqrt{2}[D_s^{*+}D_s^{*-}-D_s^{*-}D_s^{*+}]\right\}+\cdots, \quad (7)$$

ただし、 $\cdots$ は、カラーを持った $\{q\bar{q}\}_{8_c}$ と励起 $\{q\bar{q}\}_{1_c}$ 状態の寄与を含む。式 (2) は、 $X(+)$ を $X(3872)$ に同定すると、 $X(+)=X(3872)$ の普通の中間子との必要な結合をすべて含んでいて、さらに、 $\mathcal{C}$ パリティの保存を壊すような不自然な結合は含まない。式 (5) をみると、 $\pi J/\psi$ チャンネルで観測された $Z_c(3900)$ [11] を $X_I(-)$ に同定する [12] と、 $X_I(-)=Z_c(3900)$ は、確かに、 $\pi J/\psi$ との結合を含んでいて、その崩壊幅は、かなり大きくなることが予想される。後でわかるように、いくつかの仮定のもとで見積もられた $X_I(-)$ の崩壊幅は、測定された $Z_c(3900)$ の幅と矛盾しない。以下に見る (i) のモデルとは対照的に、ここで考えているすべてのパートナーが、不自然な結合を含むことは無い。

アイソスピン対称性を仮定するという修正を加えた (i) のモデルでは、 $X(3872)$ とその odd $\mathcal{C}$ パートナーは、 $\tilde{X}(\pm) \sim \{[cn]_0[\bar{c}\bar{n}]_1 \pm [cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_0\}$ で与えられる、ただし、 $[qq]_{0,1}$ の脚 0, 1 は、そのスピンを表す。上のモデル (ii) の場合と同じ処方に従って、 $\tilde{X}(+)$ と $\tilde{X}(-)$ を分解すると、その結果は、

$$\tilde{X}(+)=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{2[J/\psi\omega+\omega J/\psi]-\sqrt{2}[D^{*0}\bar{D}^{*0}+\bar{D}^{*0}D^{*0}+D^{*+}D^{*-}+D^{*-}D^{*+}]\right\}+\cdots, \quad (8)$$

$$\tilde{X}(-)=\frac{1}{4}\sqrt{\frac{1}{3}}\left\{\sqrt{2}[\eta_c\omega+\omega\eta_c+J/\psi\eta_0+\eta_0J/\psi]-[D^0\bar{D}^{*0}+\bar{D}^0D^{*0}\right. \\ \left.+D^{*0}\bar{D}^0+\bar{D}^{*0}D^0+D^+D^{*-}+D^-D^{*+}+D^{*+}D^-+D^{*-}D^+]\right\}+\cdots, \quad (9)$$

のように与えられる。式 (8) から、このモデルで、 $X(3872)$ に同定される $\tilde{X}(+)$ は、 $J/\psi\omega$ に結合することができ、観測された $X(3872) \rightarrow J/\psi 3\pi$ 崩壊を再現できるように見えるが、 $D\bar{D}^* \oplus c.c.$ に結合しないので、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ 崩壊を再現できないことがわかる。さらに、 $\mathcal{C} = +$ をもつ $\tilde{X}(+)$ が、 S -波で (D -波でも) $\mathcal{C} = -$ をもつ $D^*\bar{D}^*$ と結合する。これは、不自然な結合といえる。また、 $\tilde{X}(-)$ が、 $\eta_c\omega$ や $J/\psi\eta_0$ (η_0 は、 η の $\{n\bar{n}\}$ 成分) に結合するのは自然であるが、 $D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ に結合することは、不自然である。もし、これが実現しているとする、 $D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ のチャンネルで観測された $X(3875)$ は、 $\tilde{X}(-)$ と同定されることになる。このとき、

$\tilde{X}(-)$ は、 $\eta_c\omega$ や $J/\psi\eta_0$ に結合し、 $\tilde{X}(-) \rightarrow J/\psi\eta$ と $\tilde{X}(-) \rightarrow \eta_c\omega$ は、大きな崩壊確率を持ち、したがって、 $\tilde{X}(-)$ の崩壊幅は、かなり大きくなることが予想され、観測された $X(3875)$ のような、幅の狭いレゾナンスと同定することには無理がある。(i) の模型では、 $\tilde{X}(\pm)$ の $I = 1$ パートナー $\tilde{X}_I(\pm)$ 、さらに、hidden-strangeness パートナー $\tilde{X}^s(\pm)$ の存在も予想されるが、いずれにおいても、上と類似の不自然な結合が含まれる。加えて、diquarkonium 模型では、上で見た $\tilde{X}(\pm)$, $\tilde{X}_I(\pm)$ 、 $\tilde{X}^s(\pm)$ だけでなく、 $\tilde{X}'(-) \sim \{[cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_1\}_{I=0}$ 、 $\tilde{X}'_I(-) \sim \{[cn]_1[\bar{c}\bar{n}]_1\}_{I=1}$ 、 $\tilde{X}'^s(-) \sim [cs]_1[\bar{c}\bar{s}]_1$ の存在も予想されていて、これらも、上と同様に、不自然な結合を避けられない。

さて、ここで再び (ii) の模型に戻って、そこで存在が予想される $X(\pm)$ 、 $X_I(\pm)$ 、 $X^s(\pm)$ の崩壊確率を考える。そのために、まず、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0}$ の崩壊確率を現象論的に見積もる。 $X(3872)$ の全崩壊確率は、 $\Gamma_{X(3872)} \simeq \Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.) + \Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi) + \Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)$ のように、近似的に飽和するものとし、崩壊確率の比、

$$\frac{\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.)}{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 9.5 \pm 3.1 [13], \quad \frac{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 J/\psi)}{\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi)} = 0.8 \pm 0.3 [14],$$

および、 $X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0} + c.c.$ を用いて測定された $X(3872)$ の崩壊幅、 $\Gamma_{X(3872)} = 3.9^{+2.8+0.2}_{-1.4-1.1}$ MeV [13] をインプット・データとして採用すると、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{ph}} = 0.81^{+0.72}_{-0.63}$ MeV が得られる。これは、まだ、大きな不確定さを内包しているとはいえ、独立に求められた $\Gamma(X(3872) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{Renga}} \sim 1$ MeV [15] と矛盾していないように見える。さらに、Belle による分岐比の比のデータ [7, 16] から得られた、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi)/\Gamma(X(3872) \rightarrow \pi^+\pi^- J/\psi) = 0.22 \pm 0.09$ [12] も採用すると、 $\Gamma(X(3872) \rightarrow \gamma J/\psi)_{\text{ph}} = 0.075^{+0.069}_{-0.061}$ MeV が得られる。これらの結果は、後で、インプット・データとして用いられる。

次に、 $m_{X(3872)}$ と $m_{Z_c(3900)}$ をインプット・データとして用い、quark counting の処方を用いて $X(\pm)$ 、 $X_I(\pm)$ 、 $X^s(\pm)$ の質量を見積もる。 $\mathcal{C} = +$ の場合は、 $m_{X(+)} \simeq m_{X_I(+)} \simeq m_{X(3872)}$ 、 $m_{X^s(+)} \simeq m_{X(3872)} + \Delta_{sn}$ 、また、 $\mathcal{C} = -$ の場合は、 $m_{X(-)} \simeq m_{X_I(-)} \simeq m_{Z_c(3900)}$ 、 $m_{X^s(-)} \simeq m_{Z_c(3900)} + \Delta_{sn}$ のように与えられる、ただし、 $\Delta_{sn} \simeq 0.1$ GeV。それから、それぞれの tetra-quark 中間子と普通の中間子との結合の強さに対して $SU_f(4)$ 対称性を仮定する。また、 $\mathcal{C} = +$ の tetra-quark 状態と $\mathcal{C} = -$ の tetra-quark 状態の空間波動関数は互いに（近似的に）等しい（このことは、 $X_I(-)$ に同定される $Z_c(3900)$ の質量が、 $X(+)$ に同定される $X(3872)$ の質量に近いという事実から推測した）ということも仮定する。このような仮定の下では、それぞれの tetra-quark 中間子と普通の中間子との結合の強さの相対比は、式 (2) – (7) の分解における係数の比で（近似的に）決まる。このようにして、まだ大きな不確定性を含んではいるが、表 I のような 2 体崩壊確率が得られる。ここでは議論しなかったが、 $X(3872)$ の $I = 1$ パートナー $X_I(+)$ は、式 (4) に見られるように、 $J/\psi\rho$ との結合を含み、その崩壊幅が非常に大きくなることが予想され [17]、 $X_I(+)$ がまだ観測されていないという事実と整合している。

表 I. $X(-)$ 、 $X_I^0(-)$ and $X^s(-)$ の 2 体崩壊確率と $X^s(+)$ の輻射崩壊確率。インプット・データは、 $\Gamma(X(+) \rightarrow D^0\bar{D}^{*0})_{\text{ph}} = 0.81^{+0.72}_{-0.63}$ MeV、 $\Gamma(X(+) \rightarrow \gamma J/\psi)_{\text{ph}} = 0.075^{+0.069}_{-0.061}$ MeV

Decay	Rate (MeV)	Decay	Rate (MeV)
$X(-) \rightarrow \eta_c\omega$	38^{+34}_{-30}	$X(-) \rightarrow \eta J/\psi$	$24^{+22}_{-19} (*)$
$X_I^0(-) \rightarrow \eta_c\rho^0$	38^{+34}_{-30}	$X_I^0(-) \rightarrow \pi^0 J/\psi$	58^{+51}_{-45}
$X^s(-) \rightarrow \eta J/\psi$	$20^{+18}_{-15} (*)$	$X^s(-) \rightarrow \eta_c\phi$	33^{+29}_{-25}
$X^s(+)$	$0.12^{+0.11}_{-0.10}$	$X^s(+)$	$0.74^{+0.68}_{-0.62}$

(*) $\eta\eta'$ mixing with $\theta_P = -20^\circ$ [18]

diquarkonium 模型と比較しつつ、我々の単純な tetra-quark 模型における $X(3872)$ とそのパートナーの崩壊を研究した。後者においては、少なくとも、 $X(3872)$ と $Z_c(3900)$ に同定される $X(+)$ と $X_I(-)$ を見る限り、普通の中間子との必要な結合はすべて含まれていて、しかも、不自然な結合は含まれていないことが分かった。他の

パートナーはまだ観測されていないので、必要な結合が何かは不明であるが、少なくとも、 C パリティ保存を壊すような不自然な結合は含まれていない。他方、diquarkonium 模型においては、ここで用いた処方に従う限り、必要な結合の一部が欠落しており、さらに、 C パリティ保存を壊すような不自然な結合が含まれることが分かった。

また、表 I を見て分かるように、まだ大きな不確定さを含んでいるが、 $X(3872)$ の odd C パートナーは、いずれも、かなり幅が広く、 B 中間子の崩壊で観測するのは、現在の精度では困難かもしれない。 $Z_c(3900)$ の発見のように、なにか、 B 中間子の崩壊以外の過程での探査（この点については、講演の際に、Belle の上原氏からコメントをいただいた）を期待し、また、Belle の次期実験での観測を期待する。また、この研究の本題である $X^s(\pm)$ （これらの状態は、meson-meson molecular model では期待できず、tetra-quark model と meson-meson molecular model の違いが際立つ例で、興味深い。この点については、講演の際に、Belle の瀧澤氏からコメントをいただいた）の中で、 $X^s(-)$ は、上と同様に、かなり幅が広いことが予想される。他方、 $X^s(+)$ は、その推定された質量が、OZI-rule [19] で許される崩壊過程の閾値より低いので OZI-allowed の崩壊は期待できず、その幅は、狭いことが予想される。（OZI-suppressed 崩壊の例としては、 $\omega\phi$ 混合の idial mixing からの小さなずれを通しての $X^s(+)\rightarrow J/\psi\phi\rightarrow J/\psi\omega\rightarrow J/\psi3\pi$ が考えられる。）このため、 $X^s(+)$ の探査においては、表 I にみられる $X^s(+)\rightarrow\gamma J/\psi$ や $X^s(+)\rightarrow\gamma\phi$ のような輻射崩壊過程も一定の役割りを担うかもしれない。

参考文献

- [1] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. D **71**, 014028 (2005).
- [2] R. Faccini, L. Maiani, F. Piccinini, A. Pilloni, A.D. Polosa and V. Riquer, arXiv:1303.6857 [hep-ph].
- [3] K. Terasaki, Phys. Rev. D **68** (2003), 011501(R); AIP Conf. Proc. **717**, 556 (2004).
- [4] K. Terasaki, Prog. Theor. Phys. **118**, 821 (2007); arXiv:0706.3944 [hep-ph].
- [5] K. Terasaki, arXiv:1312.5791 [hep-ph].
- [6] R. L. Jaffe, Phys. Rev. D **15** (1977), 267 and 281.
- [7] I. Adachi et al., Belle Collaboration, arXiv:0809.1224 [hep-ex].
- [8] V. Balagura, Belle Collaboration, Nucl. Phys. **B** (Proc. Suppl.) **181-182**, 338 (2008).
- [9] B. Aubert et al., Babar Collaboration, Phys. Rev. D **71**, 031501 (2005).
- [10] S. Uehara et al., Phys. Rev. D **80**, 032001 (2009).
- [11] M. Ablikim et al., BESIII Collaboration, arXiv:1303.5949 [hep-ex]; Z. Q. Liu et al., Belle Collaboration, arXiv:1304.0121 [hep-ex]; T. Xiao, S. Dobbs, A. Tomaradze and K. K. Seth, arXiv:1304.3036 [hep-ex].
- [12] K. Terasaki, arXiv:1304.7080 [hep-ph].
- [13] T. Aushev et al., Belle Collaboration, Phys. Rev. D **81**, 031103 (2010).
- [14] S.-K. Choi, hep-ex/1101.5691, and references quoted therein.
- [15] F. Renga, Int. J. Mod. Phys. **A26**, 4855 (2011); arXiv:1110.4151[hep-ph].
- [16] V. Bhardwaj et al., Belle Collaboration, Phys. Rev. Lett. **107**, 091803 (2011).
- [17] K. Terasaki, Prog. Theor. Phys. **127**, 577 (2012); arXiv:1107.5868 [hep-ph].
- [18] K. Nakamura et al., Particle Data Group, J. Phys. G **37**, 1 (2010).
- [19] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 165 (1963); G. Zweig, CERN Report No. TH401 (1964); J. Iizuka, K. Okada and O. Shito, Prog. Theor. Phys. **35**, 106 (1965).