

Analysis of the Scalar Meson $f_0(980)$ as a Bound State of Two η Mesons within the QCD Sum Rule Including the Contribution from the Instanton

Hee-Jung LEE*

Department of Physics Education, Chungbuk National University, Cheongju 361-763, Korea

(Received 1 April 2014 : revised 21 April 2014 : accepted 21 April 2014)

Using the quantum chromodynamics (QCD) sum rule including the contributions from the instanton and the anti-instanton, we re-analyze whether the scalar meson $f_0(980)$ can be described as a simple bound state of two pseudoscalar η mesons. We calculate the contributions to the QCD sum rule from the instanton and the anti-instanton, which act in two quarks and three quarks of different flavors, by interpolating the current of $f_0(980)$ for simple bound state of the two pseudoscalar η mesons. According to the analysis with the QCD sum rule including the contributions both from operators up to the energy dimension 10 with the operator product expansion (OPE) and from the instanton and anti-instanton, describing $f_0(980)$ as a simple bound state of two η mesons as in the case without the instanton-anti-instanton contributions included in the QCD sum rule, appears difficult.

PACS numbers: 12.40.Yx, 14.40.-n, 11.55.Hx

Keywords: Instanton, Scalar mesons, QCD sum rule, OPE

인스턴톤의 기여가 포함된 QCD 합규칙을 이용한 두 η 중간자 구속 상태로서의 스칼라 중간자 $f_0(980)$ 분석

이희정*

충북대학교 물리교육과, 청주 361-763

(2014년 4월 1일 받음, 2014년 4월 21일 수정본 받음, 2014년 4월 21일 게재 확정)

인스턴톤과 반인스턴톤에 의한 기여를 포함한 QCD 합규칙을 이용해서 스칼라 중간자 $f_0(980)$ 를 두 유사스칼라 중간자 η 의 단순 구속 상태로 이해할 수 있는지를 다시 분석했다. 두 유사스칼라 중간자 η 의 단순 구속 상태에 해당하는 $f_0(980)$ 의 전류를 이용해서, 맛깔이 다른 두 쿼크와 세 쿼크 사이에서 작용하는 인스턴톤과 반인스턴톤의 QCD 합규칙에 대한 기여를 계산하였다. 연산자 곱 전개를 이용해 계산된 에너지 차원이 10인 연산자까지의 기여와 인스턴톤과 반인스턴톤에 의한 기여를 포함하는 QCD 합규칙 분석에 따르면, 인스턴톤과 반인스턴톤에 의한 기여를 포함하지 않은 QCD 합규칙의 경우와 같이 $f_0(980)$ 를 두 유사스칼라 중간자 η 의 단순 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다.

PACS numbers: 12.40.Yx, 14.40.-n, 11.55.Hx

Keywords: 인스턴톤, 스칼라 중간자, QCD 합규칙(QCD sum rule), 연산자 곱 전개

*E-mail: hjl@cbnu.ac.kr



I. 서론

질량이 1 GeV보다 작은 스칼라 중간자 9중항의 구조와 성질에 대한 이해에는 그 중간자들의 질량 분포 (mass spectrum)와 붕괴과정에서 보이는 양상 때문에 많은 논쟁이 있는 상황이다. 다른 아이소스핀 다중항에 속하는 $f_0(980)$ 와 $a_0(980)$ 가 같은 질량을 갖는다는 사실과 $a_0(980)$ 가 두 개의 케이온 상태로 붕괴하는 사실은 그 중간자들이 보통의 중간자와 같이 쿼크와 반쿼크로 이루어진 보통의 상태라면 이해하기 힘든 대표적인 것들이다 [1,2]. 이러한 상황에서 스칼라 9중항에 속하는 스칼라 중간자들은 두 개의 쿼크와 두 개의 반 쿼크로 이루어진 테트라쿼크 (tetraquark) 상태일 것이라는 여러 제안들이 있어왔다. 대표적인 제안들로 스칼라 중간자들이 다이쿼크 (diquark)와 반다이쿼크 (antidiquark)의 구속 상태일 것이라는 제안 [3-6]과 두 중간자의 구속 상태일 것이라는 제안 [7-13] 등을 들 수 있다.

Ref. 3에서는 $f_0(980)$ 가 스칼라 다이쿼크-반다이쿼크와 유사 스칼라 다이쿼크-반다이쿼크 구속 상태로 이루어진다면 질량이 실험값보다 작게 나온다는 것을 인스턴톤에 의한 기여를 포함한 QCD 합규칙을 이용해 논의하였다. 그러한 상황에서 아이소스칼라인 여러 S-파 산란 과정에서 나타나는 공명 상태의 분석을 통해 $f_0(980)$ 가 두 η 중간자의 구속 상태일 것이라는 [12,13]의 제안을 따라, [14]에서는 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 단순 구속 상태로 이해할 수 있는지에 대하여 인스턴톤에 의한 기여를 포함하지 않은 QCD 합규칙을 이용해 분석하였다. 표준적인 연산자 곱 전개를 이용해 에너지 차원이 10인 연산자까지 포함한 QCD 합규칙을 이용한 분석에 따르면 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 단순 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다 [14].

비섭동적인 QCD 진공이 갖는 위상학적 구조로부터 나오는 인스턴톤 (Instanton)에 의한 쿼크들 사이의 상호작용은 글루온 교환에 의한 쿼크들 사이의 상호작용과 더불어 강입자와 기이한 강입자의 성질을 이해하는데 있어서 중요한 역할을 하는 것으로 알려져 있다 [15-17]. QCD 합규칙을 이용한 강입자 분석에서도 인스턴톤의 기여는 마찬가지로 중요하다 [3,18-20]. 이 논문에서는 [14]의 결과에 인스턴톤에 의한 기여를 포함한 QCD 합규칙을 이용해 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 단순 구속 상태로 이해할 수 있는지 논의하고자 한다. 다음 장에서 QCD 합규칙에 대해 간략히 정리하고, 두 개의 유사스칼라 중간자 η 의 구속 상태에 대한 전류 (Interpolating current)를 이용해 인스턴톤의 기여를 포함한 QCD 합규칙을 꾸민다. 그 다음 장에서 QCD 합규칙을 분석하고 결과에 대해 논의한다.

II. 인스턴톤 효과를 포함한 QCD 합규칙

QCD 합규칙 [3,14,21,22]을 이용한 강입자의 분석은 고려하는 강입자의 예상되는 쿼크 구조와 같은 구조를 갖는 전류 $J_B(x)$ 의 시간순서곱과 QCD 진공 $|0\rangle$ 으로 다음과 같이 정의되는 상관자

$$\Pi(q^2) = i \int d^4x e^{iq \cdot x} \langle 0 | T J_B(x) J_B^\dagger(0) | 0 \rangle \quad (1)$$

를 깊은 유클리드 영역에서 계산하는 것에서 출발한다. 상관자 $\Pi(q^2)$ 는 QCD 진공에 있는 여러 응축 (condensate)를 포함하는 연산자곱 전개 (Operator product expansion: OPE)를 적용해 건드림 (perturbation) 방법으로 계산된 $\Pi^{OPE}(q^2)$ 과 인스턴톤에 의한 $\Pi^{Inst}(q^2)$ 로 구성된다. 상관자는 분산관계를 통해 강입자들이 존재하는 물리적인 영역에서의 상관자의 허수 부분 $Im\Pi$ 와 아래와 같이 연결된다.

$$\Pi(q^2) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty ds^2 \frac{Im\Pi(s^2)}{s^2 - q^2}. \quad (2)$$

물리적인 영역에서 $Im\Pi$ 는

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} Im\Pi(q^2) \\ &= (2\pi)^3 \sum_n \delta^4(q - p_n) \langle 0 | J_B(0) | n \rangle \langle n | J_B^\dagger(0) | 0 \rangle \quad (3) \end{aligned}$$

와 같이 운동량이 p_n 인 강입자 상태 $|n\rangle$ 에 대한 합이 되는데, 이 합을 고려하는 강입자 상태와 문턱에너지 s_0 이상에서 나타나는 연속상태의 합으로 근사해

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} Im\Pi(q^2) \\ &= |\lambda_B|^2 \delta(q^2 - m_B^2) + \theta(q^2 - s_0^2) \frac{1}{\pi} Im\Pi^{OPE}(q^2) \quad (4) \end{aligned}$$

으로 쓸 수 있다. 여기에서 λ_B 는 고려한 강입자 상태 $|B\rangle$ 로부터 $\lambda_B = \langle 0 | J_B(0) | B \rangle$ 으로 정의되고, 연속상태에서 오는 기여에 강입자-쿼크 (hadron-quark) 이중성의 가정을 이용해 $Im\Pi^{OPE}(s^2)$ 을 사용하였다 [23]. 식 (4)를 이용하고 식 (2)에 보렐 변환 (Borel transform)을 적용하면 다음과 같은 QCD 합규칙을 얻는다 :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\pi} \int_0^{s_0^2} ds^2 e^{-s^2/M^2} Im\Pi^{OPE}(s^2) + \hat{B}[\Pi^{Inst}] \\ &= |\lambda_B|^2 e^{-m_B^2/M^2}. \quad (5) \end{aligned}$$

M 은 보렐 질량 (Borel mass)이고 $\hat{B}[\Pi^{Inst}]$ 은 인스턴톤에 의한 기여 Π^{Inst} 를 보렐 변환한 것으로 M 의 함수이다. 이 식의 왼쪽과 오른쪽을 같게 하는 λ_B 와 m_B 가 특정한 보렐 질량 영역에서 실험값과 유사하게 안정적

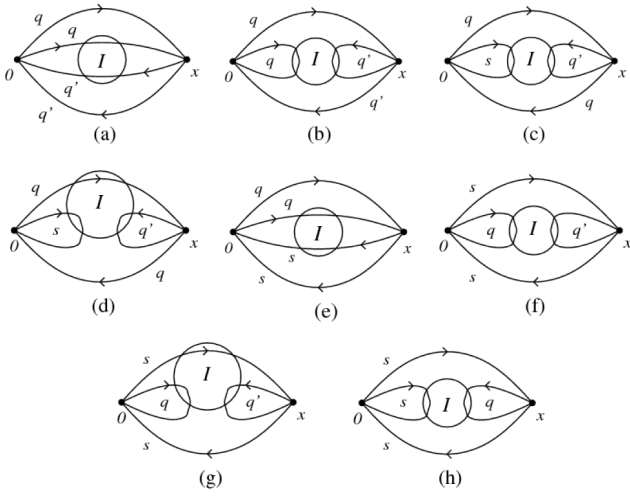


Fig. 1. Diagrammatic representation of the instanton effects. q, q' can be u, d quarks but cannot be the same quark at the same time. Each line corresponds to the full quark propagator containing the various condensates in QCD vacuum. Lines on circle with I correspond to the propagators of the quarks on the instanton.

으로 존재하면, 고려하는 강입자의 상태는 예상되는 쿼크 구조를 갖는다고 할 수 있다. 이러한 보렐 질량 영역을 보렐 창 (Borel window)이라고 한다. 앞으로 식(5)의 왼쪽에 있는 두 항을 차례로 $L^{OPE}(M)$ 와 $L^{Inst}(M)$ 라고 할 것이다.

QCD 합규칙을 이용해 $f_0(980)$ 를 두 η 중간자의 단순 구축 상태로 이해할 수 있는지를 알아보기 위해서 [14]에 있는 $f_0(980)$ 에 대한 전류를 다시 쓰면

$$J_{2\eta} = c^2 J_8 J_8 + 2cs J_8 J_1 + s^2 J_1 J_1 \quad (6)$$

이다. J_8, J_1 은 아이소스핀 8중항 중 스칼라 상태와 단일항 상태에 대한 전류로

$$\begin{aligned} J_8 &= i(\bar{u}\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_5 d - 2\bar{s}\gamma_5 s), \\ J_1 &= i(\bar{u}\gamma_5 u + \bar{d}\gamma_5 d + \bar{s}\gamma_5 s) \end{aligned} \quad (7)$$

이고, $\frac{1}{\sqrt{6}} \cos \theta_p$ 와 $-\frac{1}{\sqrt{3}} \sin \theta_p$ 를 각각 의미하는 c 와 s 는 η 중간자에 스칼라 상태와 단일항 상태가 섞여 있어서 나

타난다. 제곱 형태의 질량 공식을 따르면 섞임각 θ_p 는 -11.4° 이다 [2]. 식 (6)에 있는 전류에는 $(\bar{q}_1 \gamma_5 q_2)(\bar{q}_3 \gamma_5 q_4)$ 의 형태를 갖는 27개의 항이 있다. 따라서 상관자는 $27 \times 27 = 729$ 개의 시간순서곱으로 구성된다. 그 시간순서곱을 QCD 진공에 의한 효과를 포함하는 쿼크의 퍼뜨리개 (Propagator)로 바꾸고, 쿼크들 사이에서 글루온에 의해 만들어지는 모든 진공 응축을 고려하면 $L^{OPE}(M)$ 를 구할 수 있다 [14]. 인스턴톤에 의한 기여 $L^{Inst}(M)$ 는 인스턴톤이 맛깔 (Flavor)이 다른 쿼크들 사이에서 작용할 때에만 만들어질 수 있다는 사실을 고려하면 Fig. 1에 있는 도표로 표현할 수 있다. Fig. 1에 있는 선들 중 원과 겹치지 않는 선들은 OPE에 쓰인 쿼크들의 퍼뜨리개를 나타낸다. q, q' 은 u 쿼크와 d 쿼크가 될 수 있는데 두 쿼크의 맛깔은 달라야한다. 인스턴톤이 QCD 합규칙에 하는 기여는 인스턴톤 위에서 전파하는 쿼크의 퍼뜨리개를 이용해 계산할 수 있다 [3,18–20]. Fig. 1에서 I 가 있는 원에 걸쳐있는 두 쿼크 또는 세 쿼크에 대한 선이 인스턴톤 위에서 전파하는 쿼크들의 퍼뜨리개를 나타낸다.

정상 게이지 (regular gauge)의 조건을 만족하는 인스턴톤 위에서 진행하는 쿼크 $Q(=u, d, s)$ 의 퍼뜨리개

$$S_{ab}^{Q,inst}(x, y) = A_Q(x, y) \gamma_\mu \gamma_\nu (1 + \gamma_5) (U \tau_\mu^- \tau_\nu^+ U^\dagger) \quad (8)$$

를 이용해 인스턴톤의 기여를 계산할 수 있다. 여기에서 $U, \tau_\mu^\pm$ 는 각각 SU(3) 빛깔 공간 (color space)에서 인스턴톤의 방향과 SU(2) 빛깔 공간에서 정의되는 행렬이다 [24]. 인스턴톤의 중심 z_0 와 크기 ρ , 인스턴톤 위에서 진행하는 쿼크의 유효질량 m_Q^* 로부터 $A_Q(x, y)$ 는

$$\begin{aligned} A_Q(x, y) &= -i \frac{\rho^2}{16\pi^2 m_Q^*} \phi(x - z_0) \phi(y - z_0) \phi(x - z_0) \\ &= \frac{1}{[(x - z_0)^2 + \rho^2]^{3/2}} \end{aligned} \quad (9)$$

이 된다. Fig. 1에서 쿼크들의 진공 응축과 s 쿼크의 질량까지 포함하는 인스턴톤에 의한 기여를 계산하면 다음과 같다:

$$\begin{aligned} \Pi^{Inst}(q) &= -\frac{32n_{eff}\rho_c^4}{\pi^8 m_q^{*2}} I_6(q) \left[11(c+s)^4 - \frac{23m_q^*}{m_s^*} (c+s)^3 (2c-s) + 6(c+s)^2 (2c-s)^2 - \frac{11m_q^*}{m_s^*} (c+s)(2c-s)^3 \right] \\ &\quad - \frac{16n_{eff}\rho_c^4 \langle \bar{q}q \rangle^2}{\pi^4 m_q^{*2}} I_0(q) \left[\frac{5}{9} (c+s)^4 - \frac{23m_q^*}{18m_s^*} (c+s)^3 (2c-s) \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\langle \bar{s}s \rangle^2}{3 \langle \bar{q}q \rangle^2} - \frac{4 \langle \bar{s}s \rangle m_q^*}{9 \langle \bar{q}q \rangle m_s^*} \right) (c+s)^2 (2c-s)^2 - \frac{11 \langle \bar{s}s \rangle^2 m_q^*}{18 \langle \bar{q}q \rangle^2 m_s^*} (c+s)(2c-s)^3 \right] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{32n_{eff}\rho_c^4 \langle \bar{s}s \rangle m_s}{\pi^6 m_q^{*2}} I_2(q) \left[\left(1 - \frac{2 \langle \bar{q}q \rangle m_q^*}{3 \langle \bar{s}s \rangle m_s^*} \right) (c+s)^2 (2c-s)^2 - \frac{11m_q^*}{6m_s^*} (c+s)(2c-s)^3 \right] \\
& - \frac{64n_{eff}\rho_c^6 \langle \bar{q}q \rangle}{3\pi^6 m_q^{*2} m_s^*} g_0(q) \left[2(c+s)^3 (2c-s) - \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle} (c+s)^2 (2c-s)^2 \right]
\end{aligned} \quad (10)$$

이 결과에는 반인스턴톤 (Antiinstanton)에 의한 기여까지 포함되었고, n_{eff}, ρ_c 는 각각 QCD진공에 있는 인스턴톤의 평균 밀도와 크기이다 [24]. 쿼크를 구분하는 q 는 u, d 쿼크를 의미한다. 함수 $I_i(q)$ 를 포함하는 항들은 Fig. 1에 있는 (a), (b), (c), (e), (f), (h)와 같이 두 쿼크

사이의 인스턴톤에 의해서 나온 것이고, 마지막에 있는 함수 $g_0(q)$ 를 포함하는 항은 Fig. 1에 있는 (d), (g)와 같이 세 쿼크들 사이의 인스턴톤에 의한 것이다. 결과에 있는 함수들은 유클리디안 공간에서 정의되며 각각은

$$\begin{aligned}
I_0(q) &= \int d^4 z_0 \int d^4 x \frac{e^{iq \cdot x}}{[z_0^3 + \rho_c^2]^3 [(x-z_0)^2 + \rho_c^2]^3}, & I_2(q) &= \int d^4 z_0 \int d^4 x \frac{e^{iq \cdot x}}{x^2 [z_0^3 + \rho_c^2]^3 [(x-z_0)^2 + \rho_c^2]^3}, \\
I_6(q) &= \int d^4 z_0 \int d^4 x \frac{e^{iq \cdot x}}{x^6 [z_0^3 + \rho_c^2]^3 [(x-z_0)^2 + \rho_c^2]^3}, & g_0(q) &= \int d^4 z_0 \int d^4 x \frac{e^{iq \cdot x}}{[z_0^3 + \rho_c^2]^{9/2} [(x-z_0)^2 + \rho_c^2]^{9/2}}
\end{aligned} \quad (11)$$

이다. 쿼크의 진공응축에 대한 인스턴톤의 기여에 해당하는 $x^2 = 0$ 에 있는 극 (pole)에 의한 기여를 빼고 각 함수들의 보렐 변환을 계산하면 다음과 같다 :

$$\begin{aligned}
\hat{B}[I_0(q)] &= \frac{\pi^4 M^6}{16} e^{-M^2 \rho_c^2/2} (K_0(M^2 \rho_c^2/2) + K_1(M^2 \rho_c^2/2)), \\
\hat{B}[I_2(q)] &= \frac{\pi^4}{\rho_c^8} \int_0^1 dy y^2 (1-y)^2 e^{-Y} (Y^3 + 3Y^2 + 6Y + 6), \\
\hat{B}[I_6(Q)] &= -\frac{\pi^4 M^{12}}{2^{12}} \int_0^1 dy \frac{1}{y^2 (1-y)^2 Y^6} [e^{-Y} (Y^3 + 9Y^2 + 36Y + 60)] \\
\hat{B}[g_0(Q)] &= \frac{\pi^4 M^{12}}{2^{10} \Gamma(9/2)^2} \int_0^1 dy \frac{e^{-Y}}{y^{7/2} (1-y)^{7/2}}
\end{aligned} \quad (12)$$

K_n 은 맥도날드 (McDonald) 함수이고 $Y(y)$ 는

$$Y(y) = \frac{\rho_c^2 M^2}{4y(1-y)} \quad (13)$$

로 정의된다.

III. 결과 분석 및 논의

스칼라 중간자 $f_0(980)$ 가 두 유사스칼라 중간자 η 의 단순 구속 상태라면 QCD 합규칙인 식 (5) 양변의 부호가 우선 같아야만 한다. 식 (5)의 오른쪽은 지수함수로 표현되기 때문에 모든 보렐 질량 영역에서 양의 값을 가지므로 왼쪽도 최소한 양의 값을 가져야만 한다. 인스턴톤에 의한 기여를 분석하기 위해서 u, d 쿼크들의 질량

은 무시하였고, 아래와 같은 쿼크들의 진공 응축, s 쿼크의 질량, 인스턴톤의 평균 크기, 그리고 쿼크들의 유효 질량이 만족하는 관계식을 이용하였다 [3,18-20].

$$\begin{aligned}
\langle \bar{q}q \rangle &= -(0.23 \text{GeV})^3, \quad \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle} = 0.8, \\
m_s &= 0.13 \text{GeV}, \quad \rho_c = 1.6 \text{GeV}^{-1} \\
\frac{n_{eff}}{m_q^{*2}} &= \frac{3}{4\pi^2 \rho_c^2}, \quad \frac{m_q^*}{m_s^*} = \frac{1}{0.8 - \frac{3m_s}{2\pi^2 \rho^2 \langle \bar{q}q \rangle}}
\end{aligned} \quad (14)$$

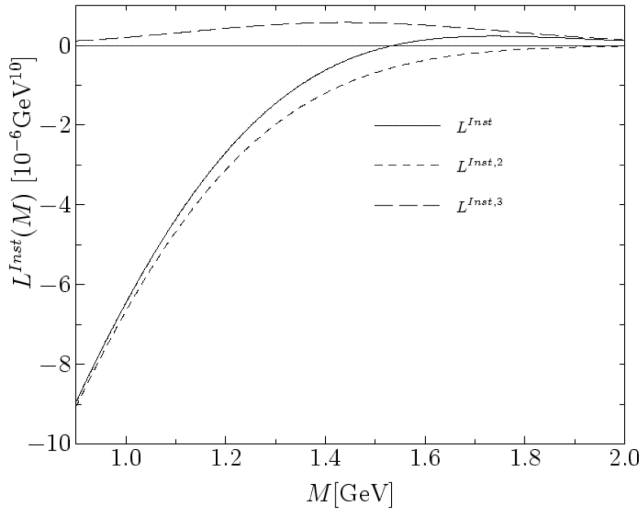


Fig. 2. Instanton contribution to the QCD sum rule. Short (Long) dashed line corresponds to the instanton contribution in two quarks (three quarks). Solid line corresponds to $L^{Inst}(M)$, the sum of the two contributions.

인스턴톤에 의한 기여 $L^{Inst}(M)$ 를 Fig. 2에 보였다. $L^{Inst,2}(M)$ 와 $L^{Inst,3}(M)$ 각각은 두 쿼크 사이에서와 세 쿼크 사이에서의 인스턴톤에 의한 기여이다. 그림에서 볼 수 있듯이 $L^{Inst,2}(M)$ 이 음의 값을 가지면서 QCD 합규칙에 주로 기여한다. 대략적으로, $M < 1.5$ GeV인 영역에서 $L^{Inst}(M)$ 은 음의 값을 갖는다. $M > 1.5$ GeV에서는 양의 값을 갖는 $L^{Inst,3}(M)$ 의 기여가 $L^{Inst,2}(M)$ 보다 커서 $L^{Inst}(M)$ 은 양의 값을 갖게 된다 Ref. 14에서 계산된 $L^{OPE}(M)$ 는 Fig. 2의 보렐 영역 모두에서 음의 값을 갖는다. 그에 따라 $L^{OPE}(M)$ 와 $L^{Inst}(M)$ 를 더해서 만든 QCD 합규칙 (5)로부터 보렐 창은 존재하기 어렵게 된다. 결과적으로 인스턴톤에 의한 기여를 QCD 합규칙에 포함하여도 [14]의 논의와 같이 스칼라 중간자 $f_0(980)$ 를 두 유사스칼라 중간자 η 의 단순 구속 상태로 이해하기는 어려워 보인다.

감사의 글

이 논문은 2013년도 정부 (교육과학기술부)의 재원으로 한국연구재단의 지원을 받아 수행된 기초연구사업임 (2013R1A1A2009695).

REFERENCES

[1] C. Amsler and N. A. Törnqvist, Phys. Rep. **389**, 61 (2004).

[2] J. Beringer, J.-F. Arguin, R. M. Barnett, K. Copic and O. Dahl *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
 [3] H.-J. Lee, Sae Mulli **58**, 680 (2009).
 [4] R. L. Jaffe, Phys. Rep. **409**, 1 (2005).
 [5] L. Maiani F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Rev. Lett. **93**, 212002 (2004).
 [6] H.-X. Chen, A. Hosaka and S.-L. Zhu, Phys. Rev. D **74**, 054001 (2006).
 [7] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. Lett. **48**, 659 (1982).
 [8] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. D **27**, 588 (1983).
 [9] J. Weinstein and N. Isgur, Phys. Rev. D **41**, 2236 (1990).
 [10] F. E. Close, N. Isgur and S. Kumano, Nucl. Phys. B **389**, 513 (1993).
 [11] T. Branz, T. Gutsche and V. E. Lyubovitskij, Eur. Phys. J. A **37**, 303 (2008).
 [12] Yu. S. Surovtsev, P. Bydzovsky, T. Gutsche and V. E. Lyubovitskij, Int. J. Mod. Phys. A **26**, 610 (2011).
 [13] Yu. S. Surovtsev P. Bydzovsky and V. E. Lyubovitskij, Phys. Rev. D **85**, 036002 (2012).
 [14] H.-J. Lee, New Phys.: Sae Mulli **61**, 586 (2011).
 [15] N. I. Kochelev, H.-J. Lee and V. Vento, Phys. Lett. B **594** 87 (2004).
 [16] R. L. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
 [17] E. Shuryak and I. Zahed, Phys. Lett. B **589**, 21 (2004).
 [18] A. E. Dorokhov and N. I. Kochelev, Z. Phys. C **46**, 281 (1990).
 [19] H.-J. Lee and N. I. Kochelev, Phys. Lett. B **642**, 358 (2006).
 [20] H.-J. Lee, N. I. Kochelev and V. Vento, Phys. Rev. D **73**, 014010 (2006).
 [21] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 385 (1979).
 [22] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, Nucl. Phys. B **147**, 448 (1979).
 [23] P. Colangelo, hep-ph/0010175.
 [24] T. Schäfer and E. V. Shuryak, Rev. Mod. Phys. **70**, 1323 (1998).