

МАССЫ АДРОНОВ В МОДЕЛИ ВАКУУМНОГО ПУЗЫРЬКА

М. В. Косов

ФГУП ВНИИА, Россия, Москва, Сущевская ул., 22

1. Введение

В работе [1] была предложена $SU(3) \times SU(6)$ модель кирального фазового объема CHIPS (Chiral-invariant phase space) для расчета масс адронов, состоящих из легких кварков. Главной задачей работы [1] было продемонстрировать, что температура кирального фазового перехода T_c , которая использовалась в динамической CHIPS модели [2–6] не противоречит статическим адронным массам и нуклонным структурным функциям [7, 8]. Но в то время как тяжелые кварки были включены моделью CHIPS в структурные функции [7], не было очевидно, что та же критическая температура сможет описать массы адронов, содержащих тяжелые кварки. В этой работе удалось обобщить цвето-электрические и цвето-магнитные сдвиги масс на тяжелые кварки, и универсальный статус критической температуры был подтвержден. Поскольку тяжелые кварки теперь включены в модель, модель не может больше называться киральной. По этой причине она переименована в модель Вакуумного Пузырька (VBM – Vacuum Bubble Model). Вакуумный пузырек имеет воображаемые границы, которые условно разделяют внутренний пертурбативный вакуум и внешний непертурбативный вакуум, который характеризуется температурой фазового перехода T_c .

Схематически Вакуумный пузырек показан на рис. 1. Валентные кварки $1S$ -адронов сконцентрированы вблизи области асимптотической свободы [9,10], расположенной в центре пузырька и имеющей радиус приблизительно 0,2 фм. Этот радиус соответствует энергии 1 ГэВ, при которой $\alpha_s(m)$ становится малой величиной. Непертурбативный вакуум восстанавливается на радиусе порядка $R = \hbar c/T_c = 1$ фм. Объем между этими двумя радиусами заполнен гипотетическим «виртуальным газом» глюонов и кварк-антикварковых пар с температурой T_c и может рассматриваться как термостат для локальной внутренней области конфайнмента. Формула для базовых масс, выведенная в [1] для температуры термостата T_c коротко обсуждается во втором разделе.

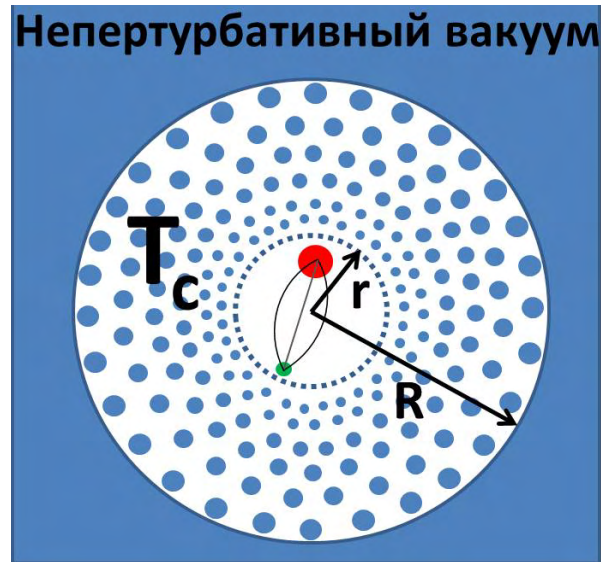


Рис. 1. Схематическое изображение Вакуумного Пузырька с переходом от «жидкой фазы» непертурбативного вакуума через «газовую фазу» к области асимптотической свободы

Цвето-электрический массовый сдвиг пренебрежимо мал для легких кварков, поскольку их ψ -функция распространяется далеко за пределы области асимптотической свободы, и поэтому их цвето-электрический заряд экранируется «виртуальным газом», присутствующим в промежуточной области. В VBM модели цвето-электрическое экранирование характеризуется радиусом $r_p = \hbar c/\rho = 0,32$ фм, где $\rho = 1,6$ ГэВ⁻¹ – это параметр функции экранировки $S = 1 - e^{-\rho r}$. Таким образом, цвето-электрический массовый сдвиг для кварковых пар с малой приведенной массой равен нулю. Для более тяжелых кварков цвето-электрический сдвиг возрастает, поскольку цвето-электрическое взаимодействие втягивает кварки в область асимптотической свободы с глубоким «Кулоновским» взаимодействием, где экранировка уже мала. С увеличением приведенной массы μ , например для sh кварковой пары (h обозначает s или b кварк), отрицательный цвето-электрический массовый сдвиг медленно растет от нуля, а когда μ

достигает большой величины для cc , bc и bb пар, он начинает уменьшаться пропорционально $\alpha_s(3\mu_{ij}/2)$, где $\mu_{ij} = m_i m_j / (m_i + m_j)$ – приведенная масса двух кварков, а коэффициент $f = 3/2$ – это параметр модели, позволяющий связать шкалу масс QCD с приведенной массой взаимодействующих кварков. Цвето-магнитное взаимодействие рассчитывается в соответствии с правилом пара-статистики для ориентации спинов, которое позволяет вычислить коэффициенты $a_{ij} = -\langle \lambda_i \lambda_j \rangle \langle s_i s_j \rangle$ [1]. Для легких кварков цвето-магнитное взаимодействие пропорционально цвето-магнитным моментам кварков и, следовательно, обратно пропорционально средним энергиям двух взаимодействующих кварков $\alpha_s(3\mu_{ij}/2) (M_{CM})^3 / (E_i E_j)$ [1]. Для тяжелых кварков оно обобщается в форме $A_{CM} \alpha_s(3\mu_{ij}/2) (\mu_{ij})^2 / (E_i E_j)$, поскольку кварки втягиваются в «кулоновскую» область, где эволюционные радиусы валентных кварков перекрываются. Было найдено, что область конфайнмента $4\pi R^3/3$ увеличивается с увеличением числа валентных кварков, и $|\psi_3(0)|^2$ в барионах оказалась на 9 % меньше, чем $|\psi_2(0)|^2$ в мезонах. Величина $|\psi(0)|^2$ является фактором цвето-магнитного взаимодействия. Детально цвето-электрические и цвето-магнитные массовые сдвиги обсуждаются в третьем разделе.

Полученных после подгонки параметров VBM масс сравниваются с экспериментальными значениями масс $1S$ -адронов. Демонстрируется точность описания масс в несколько МэВ. С использованием найденных параметров сделаны предсказания для масс барионов с двумя и тремя тяжелыми кварками, и VBM предсказания сравниваются с предсказаниями других моделей. Рассчитанные массы измеренных адронов и предсказания для неизмеренных адронов обсуждаются в четвертом разделе.

2. VBM формула для базовых масс

Формула для базовых масс, которая не учитывает цвето-электрические и цвето-магнитные сдвиги масс, была выведена в [1]. Эта масса адрона определяется как среднеквадратичная эффективная масса валентных кварков при температуре T_c :

$$M^2 = \sum m_i^2 + 2 \sum_{j>i} (2T_c + x_i)(2T_c + x_j), \quad (1)$$

где m_i – массы кварков, $x_i = m_i \cdot K_0(m_i \cdot R) / K_1(m_i \cdot R)$, $K_0(x)$ и $K_1(x)$ – функции Макдональда.

Для $m_i \gg T_c$ можно воспользоваться приближением $x_i = m_i - T_c/2$, что приводит к средней кинетической энергии $3(n-1)T_c/(2n)$ на один кварк, а в пределе $T_c \rightarrow 0$ получается очевидный результат $M = \sum m_i$. В ультра-релятивистском пределе ($m_i = 0$) получаем $M = (2n-1)T_c$. Вместо того, чтобы, как в [1], положить $m_u = 0$, в новом описании была выбрана масса u -кварка 2,2 МэВ и d -кварка 4,7 МэВ из [11], поскольку в первом приближении базовая масса адрона не чувствительна к малой массе легких кварков. Массы s , c и b кварков варьировались как свободные параметры модели.

В [1] отмечалось, что цвето-электрический массовый сдвиг мал и цвето-магнитный массовый сдвиг может быть вычтен для некоторых пар $S = 0, 1$ мезонов и $S = 1/2, 3/2$ барионов, например $m_{2q} = (m_\pi + 3m_\omega)/4 = 621,5$ МэВ ($T_c = m_{2q}/2\sqrt{2} = 219,7$ МэВ) и $m_{3q} = (m_N + m_\Delta)/2 = 1085,5$ МэВ ($T_c = m_{3q}/2\sqrt{6} = 221,5$ МэВ). Оценка T_c из π/ω и N/Δ пар оказались очень близки. В [1] при описании придавалось большое значение массе пиона. В этом случае оказывается необходимым ввести цвето-электрические массовые сдвиги даже для некоторых адронов, состоящих из легких кварков. При новой аппроксимации веса массы пиона и оцененной массы η_{ss} ($m_{\eta_{ss}} = m_\eta - (m_\eta - m)/2$ [1]) были малы из-за возможного смешивания рассчитанной массы пиона с малой массой пиона как Голдстоунского бозона, поэтому оказалось возможным положить все цвето-электрические сдвиги для легких адронов равными нулю. Сокращение цвето-магнитных массовых сдвигов возможно для qqq и Qqq барионов ($Q = s, c, b$, $q = u, d$) и для всех мезонов. Массы без цвето-магнитного сдвига обычно называются голыми массами. По сравнению с базовыми массами они учитывают цвето-электрические сдвиги.

Правила пара-статистики позволяют рассчитать массы нуклонов в виде $m_n(\downarrow u \uparrow d \uparrow d) = m_{3q} + 2\Delta_{dd}/3 - 8\Delta_{ud}/3$ и $m_p(\downarrow u \uparrow d \uparrow d) = m_{3q} + 2\Delta_{uu}/3 - 8\Delta_{ud}/3$. Та же спиновая структура справедлива для всех $S = 1/2$ барионов с двумя одинаковыми кварками. Для (uds) барионов с $S = 1/2$ только три спиновые конфигурации возможны: $(\downarrow d \uparrow u \uparrow s)$, $(\downarrow u \uparrow d \uparrow s)$ и $(\downarrow s \uparrow u \uparrow d)$. Последняя спиновая конфигурация соответствует Σ^0 бариону, поскольку согласно пара-статистике одинаковые кварки в Σ^+ и Σ^- должны находиться в состоянии $S = 1$: $\Sigma^-(\downarrow s \uparrow d \uparrow d)$ и $\Sigma^+(\downarrow s \uparrow u \uparrow u)$. Два $S = 0$ ud состояния оба возможны для Λ барионов, поэтому они должны быть смешаны: $m_\Lambda(uds) = (m_{uds} - 4\Delta_{ud}/3 - 4\Delta_{ds}/3 + 2\Delta_{us}/3 + m_{uds} - 4\Delta_{ud}/3 - 4\Delta_{us}/3 + 2\Delta_{ds}/3)/2 = m_{uds} - 4\Delta_{ud}/3 - \Delta_{ds}/3 - \Delta_{us}/3$, где m_{uds} – это голая масса. Аналогично $m_\Lambda(\downarrow q \uparrow q \uparrow Q) = m_{Qqq} - 4\Delta_{qq}/3 - 2\Delta_{qQ}/3$,

цвето-электрические и цвето-магнитные массовые сдвиги. Мы начнем с зависимости параметров E_{hs} , E_{cc} , E_{bc} и E_{bb} , введенных в предыдущем разделе, от приведенной массы взаимодействующих кварков. Для анализа нам нужна функция бегущей константы сильного взаимодействия $\alpha_s(m)$. На рис. 3 показаны данные о $\alpha_s(m)$, взятые из *PDG* [11] и аппроксимированы функцией $\alpha_s(m) = 0,464 \cdot (1 + \ln(m))^{-0,8}$, где m в ГэВ. Для того, чтобы избежать расхождений при расчете масс нами использовалось непрерывное продолжение $\alpha_s(m) = 0,464$ при $m < 1$.

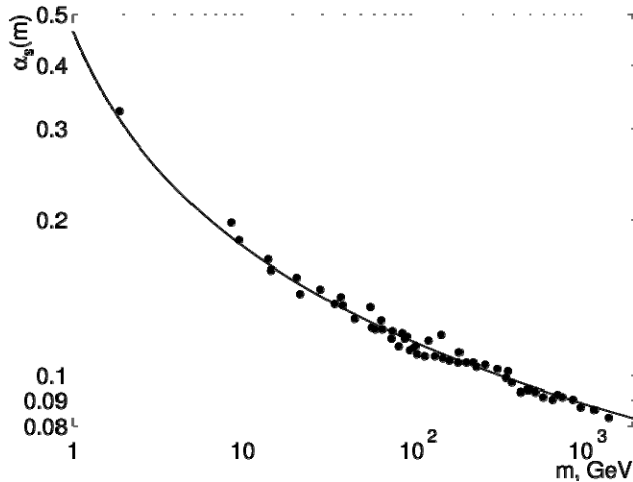


Рис. 3. Аппроксимация бегущей константы сильного взаимодействия формулой $\alpha_s(m) = 0,464 \cdot (1 + \ln(m))^{-0,8}$

Аналогично квантовой электродинамике в «кулоновской» области энергию связи можно рассчитать в виде $\Delta E_{CE} = \alpha_s(m) \cdot \varepsilon_{ij}$, где ε_{ij} – это релятивистская приведенная энергия. Следуя [1], вместо нерелятивистской приведенной массы мы используем приведенную энергию $\varepsilon_{ij} = E_i E_j / (E_i + E_j)$. Это необходимо для того, чтобы рассчитать цвето-магнитные массовые сдвиги и магнитные моменты легких адронов, состоящих из кварков с почти нулевой массой. Средние энергии E_i рассчитываются в приближении равной кинетической энергии: $E_1 = (M + m_1 - m_2)/2$, $E_2 = (M + m_2 - m_1)/2$ для мезонов, где M – базовая масса адрона, рассчитанная по формуле (1), и $E_1 = (M + 2m_1 - m_2 - m_3)/2$, $E_2 = (M + 2m_2 - m_1 - m_3)$ и $E_3 = (M + 2m_3 - m_1 - m_2)/2$ для барионов. Следует заметить, что для цвето-электрических сдвигов, которые существенны только для тяжелых кварков, величины приведенной энергии ε_{ij} и приведенной массы μ_{ij} практически совпадают. При нашем описании масс мы используем приведенную энергию для цвето-электрических сдвигов только для однородности расчетов для цвето-электрических и цвето-магнитных массовых сдвигов.

Но какую массу m надо использовать в $\alpha_s(m)$ при расчетах? Это может быть просто приведенная масса μ , но тогда для cc мезона $\mu = m_c/2$. Для того, чтобы привести ее к m_c , надо использовать определение $m = 2\mu$. Мы обнаружили, что можно достигнуть наилучшего описания, если использовать промежуточное решение $m = 1,5 \cdot \mu$. Так или иначе мы рассматриваем величину $f = 3/2$ как параметр модели. Другой свободный параметр цвето-электрического сдвига $\rho = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ уменьшает величину E_{CE} до нуля при уменьшении до нуля приведенной массы двух кварков: $E_{CE}(\mu) = (1 - e^{-\rho\mu}) \cdot \alpha_s(3\mu/2) \cdot \varepsilon_{ij}$, поскольку согласно *VBM* модели цвето-электрические заряды всех кварковых пар с приведенной массой меньше T_c экранированы в области кварк-глюонного «виртуального газа». Кварковая пара sh (h – тяжелый кварк c или b) принадлежит переходной области, поскольку его приведенная масса соизмерима с T_c . Таким образом, параметр ρ позволяет подстроить величину E_{CE} для промежуточной sh кварковой пары, которая и не полностью асимптотически свободна и не полностью погружена в широкую промежуточную область «виртуального газа». Похожий параметр будет использован и для расчета цвето-магнитного сдвига sh парой.

Как было отмечено в предыдущем разделе, только половина цвето-электрического коэффициента определяет вклад кварковой пары в цвето-электрический сдвиг массы барионов. Таким образом, кварк-кварковое взаимодействие подразделяется в *VBM* модели на три области: широкая область «виртуального газа» для легких кварков, переходная sh область и узкая область «кулоновски» связанных состояний для тяжелых кварков.

Цвето-магнитные взаимодействия различны в тех же трех областях приведенных масс. Главной задачей является параметризация фактора $|\psi(0)|^2$. Как было показано в [12], для пертурбативных взаимодействий (в нашей модели это «кулоновская» область) фактор $|\psi(0)|^2$ пропорционален некоторой степени приведенной массы кварковой пары, а для непертурбативных взаимодействий (в нашей модели область «виртуального газа») фактор $|\psi(0)|^2$ близок к $(\Lambda_{MS})^3$. В работе [12] для однородного в трехмерном пространстве решения была предложена третья степень приведенной массы. В случае адронной струны тяжелых кварков возникает двумерное движение, приводящее ко второй степени приведенной энергии с нормировочным параметром A_{CM} , который по соображениям размерности должен быть порядка Λ_{MS} : $E_{CM} \sim A_{CM} \alpha_s(m) \cdot \varepsilon_{ij}^2 / (E_i E_j)$. Вторая степень была подтверждена нашим описанием масс. Для легких

кварков взаимодействие аналогично квантовой электродинамике $E_{CM} \sim (B_{CM})^3 \cdot \alpha_s(m)/(E_i E_j)$, где согласно [12] фактор B_{CM} также должен быть порядка Λ_{MS} . Качественно разницу между двумя областями можно понять как следствие конечного QCD радиуса кварка, определяемого кварк-глюонной эволюцией вокруг токового кварка. Для легких кварков расстояние между ними много больше радиуса кварка, и взаимодействие становится подобным квантовой электродинамике. В «кулоновской» области расстояние между кварками становится меньшим, чем радиус кварка, и виртуальные токи вокруг взаимодействующих кварков перекрываются, так меняя закон взаимодействия, что цвето-магнитный сдвиг резко возрастает. В нашем описании вместо Λ_{MS} (или T_c) мы использовали свободный параметр B_{CM} (МэВ) для легких кварков и свободный параметр A_{CM} (МэВ) для тяжелых кварков. Следуя [1], цвето-магнитные моменты были обратно пропорциональны релятивистской энергии E_i , а не массе токового кварка, которая может быть равна нулю. Другой гипотезой работы [1] было то, что объем области конфайнмента растет с числом валентных кварков n пропорционально \sqrt{n} , и поэтому $|\psi(0)|^2 \sim n^{-1/2}$. В нашем новом описании масс мы рассматривали фактор уменьшения $|\psi_n(0)|^2$ как свободный параметр модели r_{23} .

Результирующие формулы для малых приведенных масс кварков:

$$E_{CE}^{(ij)} = 0, \quad E_{CM}^{(ij)} = (B_{CM})^3 \cdot a_{ij} \cdot \alpha_s(m_{ij}) / (r \cdot E_i E_j) \quad (2)$$

и для тяжелых кварковых пар:

$$E_{CE}^{(ij)} = \alpha_s^*(m_{ij}) \cdot E_i E_j / (E_i + E_j)$$

$$E_{CM}^{(ij)} = A_{CM} \cdot a_{ij} \cdot \alpha_s(m_{ij}) \cdot \varepsilon_{ij}^2 / (r \cdot E_i E_j), \quad (3)$$

где для мезонов $m_{ij} = 3\mu_{ij}/2$, и $r = 1$, а для кварковых пар барионов $m_{ij} = 3\mu_{ijk}/2$, и $r = r_{23}$. Приведенная масс для трех тел, используемая в $\alpha_s(3\mu_{ijk}/2)$ определяется как $\mu_{ijk} = (2/3) \times (m_i m_j + m_i m_k + m_j m_k) / (m_i + m_j + m_k)$. Фактор $\alpha_s^*(m_{ij})$ принимает во внимание гипотетическое экранирование цвето-электрического заряда в области от 0,2 до 1 фм. Он определяется как $\alpha_s^*(m_{ij}) = (1 - e^{-\rho m_{ij}}) \cdot \alpha_s(m_{ij})$, где $\alpha_s(m) = 0,464 \cdot (1 + \ln(m))^{-0,8}$ для $m \geq 1$ и $\alpha_s(m) = 0,464$ для $m < 1$. Резкий подъем цвето-магнитного массового сдвига $E_{CM}^{(ij)}$ с ε_{ij}^2 в переходной области кварковой пары sh корректируется дополнительным параметром k_{sh} : $E_{CM}^{(sh)} = k_{sh} \cdot E_{CM}^{(ij)}$, где $E_{CM}^{(ij)}$ определяется формулой (2). Таким образом, для расчета цвето-

электрического сдвига масс используется только два свободных параметра: $f = 3/2$ для расчета $\alpha_s(f \cdot \mu)$ и $\rho = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$ (0,32 фм) для экранировки цвето-электрического заряда. Для цвето-магнитного сдвига массы в дополнение к уже имеющемуся параметру $f = 3/2$ добавляется еще четыре параметра: $r_{23} = 1,09$, $B_{CM} = 282,4 \text{ МэВ}$, $A_{CM} = 185,7 \text{ МэВ}$ и $k_{sh} = 2,12$. И B_{CM} , и A_{CM} близки к Λ_{MS} , T_c и $(\langle qq \rangle^0)^{1/3} = 283 \text{ МэВ}$ [13]. Для $S = 0$ мезонов $a_{12} = -4$, а для $S = 1$ мезонов $a_{12} = 4/3$. Для $S = 3/2$ барионов все $a_{ij} = 2/3$. Величины a_{ij} для $S = 1/2$ барионов были фиксированы в предыдущем разделе. Третьей особенностью sh взаимодействия является перераспределение коэффициентов a_{ij} для Ξ_h барионов, содержащих sh кварковую пару. Для всех $S = 1/2$ барионов сумма коэффициентов a_{ij} должна быть равна -2 . Для того, чтобы отразить тот факт, что тяжелый кварк h притягивает не только s -кварк, но также и q -кварк, коэффициент $a_{qs} = -4/3$ был заменен на $-5/3$, а $a_{hq} = -1/3$ был уменьшен до нуля, сохранив при этом величину a_{sh} . Можно было использовать $a_{hq} = a_{sh} = -1/6$, но это не меняет точности описания. Этот простой прием улучшает наше описание масс Ξ_h барионов. Изменение спиновой функции было применено к Ξ_c^+ , Ξ_c^0 , Ξ_b^0 , и Ξ_b^- , а спиновые функции барионов, у которых все три кварка разные (Λ_c , Λ_b , Ξ_{bc} , и Ω_{bc}) по-прежнему сохранили спиновую структуру Λ^0 гиперона.

4. Результаты

В первом приближении величина критической температуры $T_c = 221,5 \text{ МэВ}$ определена массами нуклона и Δ -изобары, а массы u - и d -кварков $m_u = 2,2 \text{ МэВ}$, $x_u = 0,1033 \text{ МэВ}$ и $m_d = 4,7 \text{ МэВ}$, $x_d = 0,396 \text{ МэВ}$ могут быть взяты из PDG [11] и не варьироваться. Варьируемые параметры базовых масс адронов: $m_s = 260 \text{ МэВ}$ ($x_s = 189,5 \text{ МэВ}$), $m_c = 1500 \text{ МэВ}$ ($x_c = 1400 \text{ МэВ}$) и $m_b = 4855 \text{ МэВ}$ ($x_b = 4748 \text{ МэВ}$). Принимая во внимание параметры $f = 3/2$, $\rho = 1,6 \text{ ГэВ}^{-1}$, $r_{23} = 1,09$, $B_{CM} = 282,4 \text{ МэВ}$, $A_{CM} = 185,7 \text{ МэВ}$ и $k_{sh} = 2,12$, получается, что мы варьировались девять параметров. Результат описания масс адронов с указанными девятью параметрами показан на рис. 4. Сравнение с предсказаниями других моделей показывает, что VBM модель не уступает лучшим из них и при этом описывает одновременно и легкие и тяжелые адроны. Тем не менее, при описании масс не в полной мере приближаются изотопические сдвиги адронов. Изотопические сдвиги можно описать, если варьировать величину $T_c = 221,4$ и $m_d = 10,5 \text{ МэВ}$. Видно, что величина критической

7. M.V. Kossov, Eur. Phys. J. A **34**, 283 (2007)
8. M.V. Kossov, Eur. Phys. J. A **35**, 289 (2008)
9. D.J. Gross and F. Wilcheck, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973)
10. H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973)
11. Particle Data Group, Chin. Phys. C **40**, 100001 (2016)
12. H. Hamber and G. Parisi, Phys. Rev. Lett. **47**, 1792 (1981)
13. C. McNeile *et al.*, Phys. Rev. D **87**, 034503 (2013)
14. R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **119**, 112001 (2017)
15. S. Dürr *et al.*, Science **322**, 1224 (2008)
16. T. DeGrad, R.L. Jaffe, K. Johnson, J. Kiskis, Phys. Rev. D **58**, 2060 (1975)
17. A. Bernotas and V. Simonis, Lith. J. Phys. Tech. Sci. **52**, 181 (2012)
18. K.C. Bowler *et al.*, Phys. Rev. D **57**, 6948 (1998)
19. R. Roncaglia, D.B. Lichtenberg, E. Predazzi, Phys. Rev. D **52**, 1722 (1995)
20. Patel, A.R. Rai, P.C. Vinodkumar, Pramana J. Phys. **70**, 797 (2008)
21. Z. Ghalenovi, A.A. Rajabi, M. Hamzavi, Acta Phys. Polon. B **42**, 1849 (2011)
22. B. Patel, A.R. Rai, P.C. Vinodkumar, J. Phys. G **35**, 065001 (2008)
23. H. Nagash, S. Bhatnagar, arXiv:1711.07036[hep-hp]
24. G.-S. Yang, H.-C. Kim, M.V. Polyarjv, M. Praszalowicz, Phys. Rev. D **94**, 07150(R) (2016)
25. Z. Shah, A.K. Rai, Eur. Phys. J. C **77**, 129 (2017)
26. S. Fleck, J.-M. Richard, Prog. Theor. Phys. **82**, 760 (1989)
27. B. Tatischeff, E. Tomasi-Gustafsson, arXiv:1505.06643v1 (2015)
28. C. Amsler *et al.*, (Crystal Barrel Collaboration), Phys. Lett. **B346**, 203 (1995)