

В. А. Бабенко*, Н. М. Петров*Институт теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина*

*Ответственный автор: pet2@ukr.net

ОБ ОЦЕНКЕ МАССЫ СТРАННОГО КВАРКА НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ОБ ОКТЕТЕ ЛЕГЧАЙШИХ БАРИОНОВ

На основе феноменологической кварковой модели, согласованной с современной теорией структуры сильновзаимодействующих частиц – квантовой хромодинамикой (КХД), получены соотношения, связывающие массу странного s-кварка с расщеплениями масс легких гиперонов, входящих в октет легчайших барионов со спином 1/2. Рассчитанное в используемом подходе значение массы странного кварка $m_s = 89,5 \pm 19,5$ МэВ хорошо согласуется с современными оценками и расчетами данной величины, полученными преимущественно согласно методам решеточной КХД.

Ключевые слова: кварк, странный кварк, массы кварков, барион, гиперон, странная частица.

1. Странный s-кварк, входящий в состав странных адронов, является одной из важнейших фундаментальных составляющих материи и, наряду с u- и d-кварками, образовывал состав первоначальной кварковой модели адронов, предложенной в середине 1960-х гг. [1 - 3] и содержавшей три кварка – u, d и s. В настоящее время, согласно Стандартной модели элементарных частиц, принято считать, что число кварков ограничивается шестью фундаментальными частицами [4 - 9]. Масса s-кварка, согласно оценкам, более чем на порядок превышает массы легчайших u- и d-кварков. При этом нарушение зарядовой независимости и зарядовой симметрии сильного взаимодействия обусловлено различием масс и зарядов кварков, из которых «состоят» адроны, а важными проявлениями данного нарушения являются различие ядерных длин pp, np и пр-рассеяния, а также различие зарядовой и нейтральной констант пион-нуклонной связи [7, 10 - 15]. Учитывая основополагающий характер s-кварка для выяснения свойств странных адронов и таких широко обсуждаемых в последние десятилетия важнейших гипотетических объектов, как странная материя и странные кварковые звезды [16 - 20], изучению свойств s-кварка и оценке его массы постоянно уделяется большое внимание [8, 18 - 23]. Значительный прогресс при этом связан за последнее время с вычислениями согласно методам решеточной КХД (РКХД) [8, 22 - 27].

Таким образом, массы кварков являются одними из фундаментальных параметров Стандартной модели и от них зависит целый ряд важных наблюдаемых физических величин. При этом массы легких кварков, в силу сложности их расчета и оценки, до сих пор остаются одними из

наименее точно определенных параметров Стандартной модели. Так, масса странного кварка m_s в различных работах принимает значения примерно в интервале от 54 [28] до 270 МэВ [29]. И хотя в последние годы разброс рассчитываемых значений m_s ощутимо уменьшился благодаря развитию РКХД-вычислений, однако же, несмотря на это, в последнем обзоре Particle Data Group (PDG) [8] в таблицах значений m_s по-прежнему фигурируют результаты в широком интервале масс примерно от 70 до 150 МэВ. Отметим, что поскольку кварки удерживаются внутри адронов вследствие конфайнмента, то массы кварков не могут быть измерены напрямую в экспериментах, а определяются непрямые методы на основе их влияния на свойства наблюдаемых адронов. Отметим также, что вследствие достаточно сложного и нетривиального характера кварк-глюонной модели адронов первые оценки масс легких кварков были получены в [30 - 35] ощутимо позднее того, как в [1, 2] была предложена концепция и модель кварков. Современные же РКХД-вычисления являются сложными и затратными, поэтому предложение и развитие простых физических идей, которые позволяют оценить массы легких кварков исходя из имеющихся экспериментальных данных, представляется интересным и важным [6 - 9, 30 - 40].

Настоящая работа является прямым и непосредственным продолжением нашей предыдущей работы [41], в которой была предложена простая, согласованная с КХД и физически обоснованная феноменологическая модель для оценки масс легчайших u- и d-кварков на основе

данных о легчайших барионах и мезонах, которые включают в свой состав эти кварки, а именно на основе данных о нуклонах и π -мезонах. При этом полученные на основе простых физических соображений и расчетов результаты для масс легчайших u - и d -кварков дали разумную и хорошо согласующуюся с современными вычислительными данными оценку рассматриваемых величин. Данная же работа посвящена изучению, оценке и расчету массы более тяжелого странного s -кварка на основе модели и физических соображений, которые аналогичны предложенным ранее и являются их дальнейшим развитием. При этом для оценки массы более тяжелого по сравнению с u - и d -кварками странного s -кварка со-

гласно предложенной схеме, очевидно, необходимо рассмотреть некоторые легчайшие адроны, в состав которых входит данный s -кварк. В качестве таких адронов естественно рассмотреть легчайшие странные барионы (гипероны), входящие в состав хорошо известного октета наиболее легких барионов [5, 7, 8] со спином $1/2$ и положительной четностью ($J^P = 1/2^+$), построенного на основе кварковой модели. Основные характеристики данного октета легчайших барионов приведены в табл. 1. Гиперонами, напомним, называются странные барионы, содержащие минимум один странный s -кварк, но не содержащие более тяжелых c - и b -кварков.

Таблица 1. Октет легчайших барионов со спином $1/2$ и положительной четностью ($J^P = 1/2^+$)

Барион	Кварковый состав	Масса M^* , МэВ	M^{EM**} , МэВ	Странность S	Проекция изоспина I_3	Изоспин I
p	uud	938,272081	0,63	0	+1/2	1/2
n	udd	939,565413	-0,13	0	-1/2	1/2
Λ	$[ud]s^{***}$	1115,683	-0,41	-1	0	0
Σ^+	uus	1189,37	0,70	-1	+1	1
Σ^0	$\{ud\}s^{***}$	1192,642	-0,21	-1	0	1
Σ^-	dds	1197,449	0,87	-1	-1	1
Ξ^0	uss	1314,86	-0,07	-2	+1/2	1/2
Ξ^-	dss	1321,71	0,79	-2	-1/2	1/2

* Экспериментальные значения масс барионов взяты из обзора Particle Data Group [8].

** M^{EM} – экспериментальные значения электромагнитных (EM) вкладов в массы из [35].

*** Комбинация $[ud]s$, антисимметричная относительно замены $u \leftrightarrow d$, имеет изоспин, равный нулю, и описывает Λ -гиперон. Комбинация $\{ud\}s$, симметричная относительно замены $u \leftrightarrow d$, имеет изоспин, равный единице, и описывает Σ^0 -гиперон [5].

Напомним также здесь, что концепция изоспина в физике частиц предполагает, что кварковые системы, обладающие определенным изоспином I в изотропном изоспиновом пространстве, вырождены по его проекции I_3 и, следовательно, по массе. Эти системы частиц называются изоспиновыми мультиплетами. Число частиц в мультиплете определяется значением изоспина и равно $2I + 1$. Различные изоспиновые мультиплеты объединяются в группы по 8 - 10 частиц, характеризующиеся одинаковым спином и четностью J^P . Эти группы называются супермультиплетами. Такой барионный супермультиплет, в который группируются самые легкие барионы со спином $1/2$, является октетом, т.е. содержит 8 частиц. Октет легчайших барионов $J^P = 1/2^+$ состоит из изоспинового дублета нуклонов N (протон и нейтрон) ($I = 1/2$), изоспинового синглета лямбда-гиперона Λ ($I = 0$), изоспинового триплета сигма-гиперонов Σ ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$) ($I = 1$), а также изоспинового дублета кси-гиперонов Ξ

(Ξ^0, Ξ^-) ($I = 1/2$). Как видно из табл. 1, утяжеление гиперонов, принадлежащих к данному супермультиплету, происходит из-за массы s -кварка, который является более тяжелым по сравнению с u - и d -кварками.

2. Согласно предложенной в [41] схеме вначале определялась «затравочная» исходная масса нуклонов m_N как сумма масс голых кварков, из которых эти частицы «состоят»:

$$m_p = 2m_u + m_d, \quad (1)$$

$$m_n = m_u + 2m_d. \quad (2)$$

Для установления связи затравочных масс нуклонов с их реальными физическими массами далее полагалось, что экспериментальное значение

$$\Delta M_N \equiv M_n - M_p = 1,293332 \text{ МэВ} \quad (3)$$

разности масс реальных физических нуклонов

определяется разностью масс голых d- и u-кварков $m_d - m_u$, умноженной на константу m_p / m_n , т.е. имеет место соотношение

$$\Delta M_N = \frac{m_p}{m_n}(m_d - m_u) = \frac{m_p}{m_n}(m_n - m_p). \quad (4)$$

Аналогичные (1) - (4) соотношения записываются также для π -мезонов, откуда была получена оценка для масс легчайших u- и d-кварков, а также для их среднего:

$$m_u = 1,903 \text{ МэВ}, \quad (5)$$

$$m_d = 4,594 \text{ МэВ}, \quad (6)$$

$$\bar{m}_{ud} \equiv \frac{1}{2}(m_u + m_d) = 3,248 \text{ МэВ}, \quad (7)$$

которая дает очень разумные и хорошо согласующиеся с современными вычислительными данными [8] результаты. Отметим также при этом, что рассчитанные таким образом значения масс легчайших u- и d-кварков являются в нашем подходе практически точными величинами без погрешностей. Последнее является следствием того факта, что погрешности величин m_u и m_d определяются здесь экспериментальными погрешностями масс реальных легких адронов, которые достаточно малы.

Особо подчеркнем, что физическим обоснованием данной модели является тот хорошо известный факт, что реальные физические массы адронов более чем на 95 % определяются нейтральным глюонным полем [4 - 8]. Отсюда можно сделать вывод, что ответственными за разность масс реальных заряженных и нейтральных адронов одного и того же мультиплета являются голые заряженные валентные кварки, точнее разность масс этих кварков. К примеру, как отмечалось в [5], разность масс нейтрона и протона обусловлена в основном разностью масс d- и u-кварков. Таким образом, в кварковой модели расщепление масс между адронами отражает расщепление масс между кварками, что служит обоснованием предложенной нами феноменологической модели. И рассматриваемые странные адроны являются более тяжелыми по сравнению с нестранными (обычными) адронами именно по той причине, что странный кварк значительно тяжелее двух обычных u- и d-кварков первого поколения [5 - 8, 42]. Следует отметить также, что предложенная феноменологическая модель очень хорошо согласуется с предположением ранних работ по массам кварков [30, 33, 35]

о том, что разность масс между барионами определяется разностью масс образующих данные барионы кварков – так называемым правилом аддитивности. Более того, предложенную модельную схему рассуждений можно фактически рассматривать, с нашей точки зрения, как некоторое дальнейшее развитие и обобщение данного правила аддитивности. (Некоторые дальнейшие соображения по этому поводу см. в заключении.)

Также обоснованием выдвинутых предположений может являться, с нашей точки зрения, известное свойство асимптотической свободы КХД в теории сильных взаимодействий, вследствие которого кварки внутри адрона в асимптотическом пределе $r \rightarrow 0$ перестают взаимодействовать и становятся «свободными» [4 - 8]. Иными словами, в пределе бесконечно малых расстояний между кварками цветное взаимодействие между ними выключается, т.е. на малых расстояниях кварки почти свободны [5]. Данное обстоятельство позволяет определить массы затравочных адронов как суммы масс составляющих кварков. Отметим при этом, что явление конфайнмента, т.е. удержания кварков, может фактически рассматриваться в качестве обратной стороны явления асимптотической свободы кварков на малых расстояниях, а именно – на больших расстояниях цветное притяжение кварков становится непреодолимо сильным [5].

Используя теперь подобную вышеописанной схему рассуждений для легких гиперонов, входящих в октет легчайших барионов, мы определим вначале затравочную исходную массу гиперонов как сумму масс голых валентных кварков, входящих в их состав:

$$m_\Lambda = m_u + m_d + m_s, \quad (8)$$

$$m_{\Sigma^+} = 2m_u + m_s, \quad (9)$$

$$m_{\Sigma^0} = m_u + m_d + m_s, \quad (10)$$

$$m_{\Sigma^-} = 2m_d + m_s, \quad (11)$$

$$m_{\Xi^0} = m_u + 2m_s, \quad (12)$$

$$m_{\Xi^-} = m_d + 2m_s. \quad (13)$$

Обобщая теперь полученное для нуклонов соотношение (4) на случай гиперонов, входящих в октет $J^P = 1/2^+$, запишем для гиперонов следующие массовые соотношения:

$$\Delta M_{ij} \equiv M_j - M_i = \frac{m_j}{m_i}(m_j - m_i), \quad (14)$$

где индексы i и j пробегает значения

$$i = \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-; j = \Xi^0, \Xi^- \quad (15)$$

Соотношения (14) фактически устанавливают связь введенных затравочных масс гиперонов с их реальными физическими массами, точнее с разностями этих масс. В данном случае значения масс реальных физических гиперонов M_i и M_j приведены в табл. 1, а величины затравочных масс исходных «голых» гиперонов m_i и m_j определяются формулами (8) - (13), которые содержат массы u-, d- и s-кварков. Фактически соотношения (14) дают расщепление масс в октете барионов

между изодублетом кси-гиперонов, с одной стороны, и изотриплетом сигма-гиперонов либо изосинглетом лямбда-гиперона, с другой стороны.

Принимая теперь значения масс u- и d-кварков известными и равными (5) и (6), а затем решая уравнение (14) относительно неизвестной величины m_s в каждом конкретном случае, мы найдем значение массы странного s-кварка. Рассчитанные нами таким образом значения массы s-кварка для конкретных значений индексов i и j приведены в табл. 2.

Таблица 2. Результаты расчета массы s-кварка m_s (МэВ) согласно массовой формуле (14) для различных сочетаний гиперонов

j	i				
	Λ	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Σ
Ξ^0	109,195	67,273	70,448	72,566	70,096
Ξ^-	108,810	66,826	70,176	72,451	69,818

Примечание. В последнем столбце приведено усредненное по изотриплету Σ -гиперонов значение.

Учитывая обсуждавшийся разброс полученных в разных работах масс s-кварка в интервале примерно от 50 до 270 МэВ, следует признать полученный в табл. 2 разброс рассчитанных значений данной величины для различных использованных в массовой формуле (14) сочетаний гиперонов не очень большим и вполне приемлемым. Основное различие здесь, как видно, связано с отличием результатов, полученных для Σ -гиперонов, от результатов для Λ -гиперона. Вполне вероятно, что последнее может быть связано со спецификой кварковой структуры Λ -гиперона, а также, возможно, с более существенным отличием массы Λ -гиперона от массы Ξ -гиперона по сравнению с различием масс Σ - и Ξ -гиперонов (см. табл. 1). Однако сделать выбор между результатами, полученными для Σ - и Λ -гиперонов, с физической точки зрения вряд ли представляется возможным, хотя можно предположить, что результаты для Σ -гиперонов должны давать более точную оценку массы s-кварка вследствие близости по массе Σ - и Ξ -гиперонов. Тем не менее полученные в табл. 2 оценки следует усреднить, с учетом, естественно, их крайне малого отличия для членов одного и того же изоспинового мультиплетта. Усредняя таким образом результаты расчета массы s-кварка вначале для изотриплетта Σ -гиперонов в каждой из строк табл. 2 (результат см. в последнем столбце), а затем полученный в каждом случае результат усредняя с результатом для Λ -гиперона, получим в итоге окончательного усреднения по членам изодублета Ξ -гиперонов следующее значение массы s-кварка:

$$m_s = 89,480 \text{ МэВ} \quad (16)$$

Следует при этом особо подчеркнуть, что различие между собой результатов расчета величины m_s для двух членов изодублета Ξ -гиперонов (Ξ^0, Ξ^-) является крайне незначительным, как видно из двух строк табл. 2, и фактически им можно пренебречь на фоне остальных отличий (результат усреднения $m_s = 89,646$ МэВ для первой строки и $m_s = 89,314$ МэВ для второй). Итоговое окончательное округленное значение величины массы странного s-кварка по результатам расчетов табл. 2 можно принять равным, с учетом погрешности, вызванной разбросом значений между результатами для Σ - и Λ -гиперонов:

$$m_s = 89,5 \pm 19,5 \text{ МэВ} \quad (17)$$

Таким образом, фактически значение (17) есть результат усреднения значений $m_s^\Sigma \cong 70$ МэВ и $m_s^\Lambda \cong 109$ МэВ, полученных в табл. 2 для Σ -гиперона и для Λ -гиперона соответственно. И хотя, как указывалось выше, выбрать между двумя этими значениями невозможно, оба они являются разумными и согласуются с современными расчетными данными по массе s-кварка. Более конкретно следует говорить о полученной на основе предложенной модели оценке массы странного кварка из данных об октете легчайших барионов, лежащей в интервале значений $70 \text{ МэВ} \leq m_s \leq 109 \text{ МэВ}$, что является достаточно неплохой оценкой с учетом весьма больших

неопределенностей в современных оценках данной величины.

Рассчитанное нами таким образом значение (17) массы странного s-кварка находится в весьма хорошем согласии со значением

$$m_s^{\text{PDG}} = 95_{-3}^{+9} \text{ МэВ}, \quad (18)$$

предлагаемым в качестве усредненной оценки данной величины в последнем обзоре международной группы Particle Data Group [8]. Хотя погрешность нашего результата (17) является несколько завышенной, тем не менее она вполне согласуется с погрешностями современных оценок этой величины, как видно из выражения (18) и таблиц значений величины m_s , приведенных в обзоре PDG [8].

Следует отметить, что оценка (18) обзора PDG 2018 г. основана, по большей части, на результатах РКХД-расчетов массы s-кварка, полученных за последние 10 - 15 лет. При этом, однако, вряд ли можно считать значение (18) окончательным и устоявшимся, поскольку на протяжении довольно длительного периода времени в основном прослеживается постоянная тенденция к уменьшению оцениваемой величины массы странного кварка. К примеру, в одном из недавних обзоров PDG 2008 г. [43] в качестве оценки массы s-кварка приводится величина $m_s^{\text{PDG}}(2008) = 104_{-34}^{+26}$ МэВ. Из сравнения оценки (18) с оценкой PDG 2008 г. также видно, что вряд ли настолько малая оценка погрешностей, как в (18), является реалистической, несмотря на весь достигнутый прогресс в расчетах по методам РКХД.

Также следует заметить, что определенный разброс в рассчитываемые по методу РКХД массы легких кварков, а следовательно и в их погрешности, вносит зависимость от перенормировочного энергетического масштабного КХД-параметра μ ($\mu \sim 1-3$ ГэВ), характеризующего точку выбора энергии шкалы перенормировки КХД, или просто точку нормировки. На начальном этапе КХД-исследований было не вполне ясно, выбор какой именно точки нормировки следует связать с определенными значениями токовых масс легких кварков. И если до середины 1990-х гг. значение параметра μ при КХД-оценке масс кварков в основном выбиралось равным $\mu \cong 1$ ГэВ, то за последние 20 лет стало почти общепринятым выбирать это значение равным $\mu = 2$ ГэВ, чему и соответствует большинство современных РКХД-оценок, включая приводимые в обзоре PDG. Отметим, что энергии $\mu \sim 1-2$ ГэВ примерно соответствуют характеристической массе сильного взаимодействия

$M_{strong} \sim 0,5-1$ ГэВ, а также массам легчайших барионов октета $J^P = 1/2^+$. Таким образом, в качестве КХД-масс кварков рассматриваются, по-существу, феноменологические параметры, совпадающие со значениями так называемых бегущих масс кварков в $\overline{\text{MS}}$ -схеме перенормировки, нормированных при $\mu = 2$ ГэВ, реже при $\mu = 1$ ГэВ или $\mu = 3$ ГэВ.

Наряду с оценкой (18) полученное нами значение (17) также практически совпадает с результатом

$$m_s^{\text{PKХД}} = 90,1_{-6,1}^{+17,2} \text{ МэВ}, \quad (19)$$

полученным в работе [44] с использованием метода РКХД. Также значение массы странного кварка (17) хорошо согласуется еще с рядом других современных значений, рассчитанных в основном по методу РКХД и приводимых далее в МэВ: 81(22) [45], $84,5_{-1,7}^{+12,0}$ [46], 87(6) [47], 88(5) [23], 92(9) [48], 92(9) [49], 92,2(1,3) [50], 92,4(1,5) [51], 93(32) [52], 93,6(8) [53], 94(9) [54], 95(6) [55], 95,5(1,9) [27], 97,6(6,2) [56]. С рядом других результатов расчетов массы s-кварка, выпадающих преимущественно за пределы интервала $80 \text{ МэВ} \leq m_s \leq 100 \text{ МэВ}$, наш результат (17) согласуется, естественно, несколько хуже.

3. Рассмотрим теперь влияние на обсуждаемую и оцениваемую здесь величину массы странного кварка и на массы барионов легчайшего октета электромагнитных (ЕМ) эффектов [35, 40], учет которых важен для более точного определения масс барионов. Отметим, что в действительности различие масс легких адронов возникает не только за счет различия масс u-, d- и s-кварков и сильного взаимодействия между ними, но также за счет электромагнитных эффектов, связанных с различием электрических зарядов кварков, входящих в состав адронов. Напомним, что кварки имеют дробный электрический заряд $Q_u = +\frac{2}{3}e$, $Q_d = -\frac{1}{3}e$, $Q_s = -\frac{1}{3}e$ и полуцелый спин $J = \frac{\hbar}{2}$, т.е. являются фермионами. Рас-

смотрение предыдущего раздела было чисто квантовохромодинамическим, с пренебрежением электромагнитным взаимодействием, т.е. фактически некоторым предельным случаем равенства нулю элементарного заряда $e = 0$. Данный случай учета одного лишь сильного взаимодействия имеет смысл, поскольку это взаимодействие является основным для описания свойств адронов, а электромагнитные силы вносят ощутимо

меньший вклад, хотя он и может быть существенным. В чистом КХД-приближении все барионы октета являются стабильными нераспадающимися частицами. Если же включается электромагнитное плюс слабое (электрослабое) взаимодействие, то кварки начинают испускать и поглощать фотоны, а барионы становятся нестабильны по отношению к электрослабым распадам. Облако виртуальных фотонов, окружающее связанное состояние кварков, вносит определенный вклад в массу адрона или, как часто говорят, в его собственную энергию ("self-energy"). Порядок величины этого электромагнитного вклада определяется произведением постоянной тонкой структуры на характеристическую массу сильного взаимодействия, т.е. имеет порядок ~ 1 МэВ [35]. Таким образом, чтобы извлечь из наблюдаемых экспериментально измеренных масс адронов информацию о величине масс кварков, необходимо сначала скорректировать эти экспериментальные данные путем вычитания электромагнитного вклада, т.е. собственной энергии адрона, связанной с фотонным облаком. Иными словами, для применения массовых формул предыдущего раздела необходимо знание адронного спектра при выключенном электромагнитном взаимодействии, т.е. при $e = 0$.

Электромагнитный вклад M^{EM} в собственную энергию адронов, т.е. в их массу, исследовался многими авторами – см. ссылки в [35, 40]. В табл. 1 даны значения этой величины из классической обзорной работы [35] по массам кварков, приводимые там в качестве экспериментальных и найденные в борновском приближении для соответствующих матричных элементов квантовой электродинамики с учетом известных экспериментальных значений магнитных моментов барионов октета. При этом оценка электромагнитной массы Λ -гиперона дается нами из данных работы [35] с учетом рассчитанной и приводимой там поправки к электромагнитной массе Σ^0 -гиперона. В целом же, таким образом, можно сказать, что эффекты нарушения изоспиновой симметрии в расщеплениях масс легких адронов имеют своим происхождением два различных источника – во-первых, различие масс легких кварков (так называемая адронная или КХД-часть благодаря сильному взаимодействию) и, во-вторых, электромагнитные собственные энергии адронов или электромагнитные массы, известные также как энергии фотонного облака.

Итак, экспериментальные наблюдаемые разности масс адронов можно представить в виде

$$\Delta M_{ij}^{\text{expt}} = \Delta M_{ij}^{\text{КХД}} + \Delta M_{ij}^{\text{EM}}, \quad (20)$$

где КХД-вклады $\Delta M_{ij}^{\text{КХД}}$ даются полученной нами и рассмотренной выше формулой (14), а электромагнитные вклады $\Delta M_{ij}^{\text{EM}} \equiv M_j^{\text{EM}} - M_i^{\text{EM}}$ определяются из вышеприведенных данных четвертого столбца табл. 1. Отметим также, что формула (20) в точности соответствует исходной формуле (1) работы [40]. Повторяя теперь сходные разделу 2 расчеты с учетом вычитанных EM-вкладов в массы адронов согласно формуле (20) и данным табл. 1, аналогичным образом получим для оцениваемой величины массы s-кварка значение

$$m_s = 89,3 \pm 19,3 \text{ МэВ}, \quad (21)$$

которое практически совпадает с оценкой (17). Таким образом, учет электромагнитных эффектов вносит очень малый вклад в оцениваемую величину массы s-кварка. Постфактум, по результатам расчетов, малость вклада EM-эффектов, по-видимому, нетрудно понять и объяснить исходя из данных табл. 1. Действительно, электромагнитные вклады в массы адронов, как и в разности этих масс, имеют величину порядка 1 МэВ. В то же время разности масс гиперонов, по которым оценивается масса странного кварка, а также сама масса s-кварка имеют величину порядка 100 МэВ. Т.е. вклад электромагнитных эффектов в рассчитываемую величину m_s на два порядка меньше основных в данном случае КХД-вкладов, что и видно из сравнения результатов (21) и (17) с учетом и без учета EM-эффектов соответственно. В то же время следует отметить, что относительный вклад электромагнитных эффектов в величины масс более легких по сравнению с гиперонами сильновзаимодействующих частиц, таких как нуклоны и легкие мезоны, будет, очевидно, значительно больше. Следовательно, EM-эффекты существенно более важны при оценке масс легчайших u- и d-кварков, которые, к тому же, имеют тот же порядок величины ~ 1 МэВ. Проведенный также для сравнения расчет, аналогичный вышеприведенному, с учетом электромагнитных вкладов в массы адронов, рассчитанных согласно кварковой киральной солитонной модели [40], дал для оцениваемой массы s-кварка величину $m_s = 89,2 \pm 19,4$ МэВ, практически совпадающую с результатами (21) и (17). Т.е. расчет согласно модели [40] еще раз подтверждает малость вклада EM-эффектов для оценки массы s-кварка.

4. Поскольку данная работа является прямым и непосредственным продолжением наших предыдущих работ, то в заключение для полноты обсудим ряд важных вопросов, связанных с определе-

нием, оценкой и физическими свойствами масс легких кварков, которым ранее было уделено недостаточно внимания. Прежде всего следует особо подчеркнуть, что массы легких кварков и их оценки являются до сих пор предметом научных споров, разногласий и дискуссий и их до сих пор нельзя считать однозначно и хорошо определенными величинами как в смысле дефиниций, так и в смысле численных значений. Последнее обстоятельство связано как с отсутствием кварков в свободном состоянии и соответственно с невозможностью напрямую измерить их массы, так и с концептуально-вычислительной сложностью самой теоретической концепции КХД и в целом нетривиальным физическим характером кварк-глюонной модели адронов. Упомянем также в этой связи, к примеру, что в литературе имеются работы, где массы легчайших u - и d -кварков считаются равными нулю. Таким образом, никакие значения масс кварков на современном уровне знаний не следует понимать буквально, поскольку кварки не существуют в виде свободных изолированных частиц. Согласно современным теоретическим представлениям токовые значения масс кварков характеризуют эти массы глубоко внутри адронов, на малых расстояниях, где согласно свойству асимптотической свободы кварки можно считать невзаимодействующими [4 - 8, 57]. В целом же существенным элементом Стандартной модели является тот факт, что массы кварков и лептонов должны приниматься в качестве исходных входных параметров модели и у нас нет представления об их происхождении и объяснении их значений.

Отметим также, что предложенная нами феноменологическая модель хорошо согласуется с предположением ранних работ [30, 33, 35] о том, что разность масс между барионами определяется разностью масс образующих данные барионы кварков – так называемым правилом аддитивности, несколько обобщая и модифицируя его. К примеру, в работе Вейнберга [33] расщепление масс адронов внутри одного и того же унитарного мультиплетта описывалось приближенной формулой $m_h \approx m_0 + N_{hs} m_s$, где m_0 – некий общий массовый член, а N_{hs} – число странных кварков в данном адроне h . Объединяя полученное согласно данной формуле среднее расщепление масс в октете легчайших барионов ~ 190 МэВ с расщеплениями масс в других унитарных мультиплеттах, Вейнберг получил в качестве грубой, по его словам, оценки массы s -кварка среднюю величину $m_s \approx 150$ МэВ. Можно отметить в этой связи, что на первоначальном этапе развития КХД и кварковой модели метод оценки массы странного кварка из $SU(3)$ -расщеплений адронных масс был

основным, вплоть до появления РКХД-расчетов. Предложенная нами модель позволяет далее развить и уточнить данный подход, давая ощутимо более хорошие и более близкие ко всем современным оценкам результаты. Таким образом, предложенная простая физически обоснованная модель кварковой структуры легких адронов дает разумные и согласованные с современными расчетными данными результаты не только для масс легчайших u - и d -кварков, но также и для массы странного s -кварка. А полученные в рамках этого подхода простые и хорошо работающие феноменологические массовые формулы, устанавливающие связь между массами легких кварков и легких адронов, служат дальнейшим развитием правила аддитивности. Физическим обоснованием данной модели является тот известный факт, что реальные физические массы адронов определяются более чем на 95 % нейтральным глюонным полем, а потому ответственными за разность масс реальных заряженных и нейтральных адронов являются заряженные голые валентные кварки. Также определенным обоснованием предложенной модели может являться свойство асимптотической свободы кварков, вследствие которого кварки внутри адрона в асимптотическом пределе малых расстояний перестают взаимодействовать между собой и становятся «свободными», что позволяет определить массы затравочных адронов как суммы масс составляющих кварков.

С учетом вышеизложенного оказалось возможным получить некоторые соотношения для масс легких кварков. А именно в настоящей работе на основе предложенной феноменологической модели были получены простые массовые соотношения (14), связывающие массы легких кварков с расщеплениями масс гиперонов, входящих в октет легчайших барионов со спином $1/2$. Рассчитанное с использованием полученных соотношений значение массы s -кварка $m_s = 89,5 \pm 19,5$ МэВ находится в хорошем согласии с целым рядом современных значений данной величины, полученных в основном из РКХД-расчетов. В качестве более реальной оценки массы s -кварка из данных об октете легчайших барионов следует рассматривать интервал значений $70 \text{ МэВ} \leq m_s \leq 109 \text{ МэВ}$, что является неплохой оценкой с учетом весьма больших неопределенностей в современных оценках величины m_s . Рассчитанный также учет вклада электромагнитных эффектов в оцениваемую величину массы s -кварка показал малость этого вклада и дал для рассматриваемой величины значение $m_s = 89,3 \pm 19,3$ МэВ, практически совпадающее с предыдущим.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
2. G. Zweig. An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking. *CERN Report 8182/TH.401* (CERN-Geneva, 1964) 20 p.
3. Я. Коккедэ. *Теория кварков* (М.: Мир, 1971) 341 с.
4. F.J. Ynduráin. *The Theory of Quark and Gluon Interactions* (Berlin: Springer-Verlag, 2006) 476 p.
5. Л.Б. Окунь. *Физика элементарных частиц* (М.: Наука, 1988) 272 с.
6. V.V. Anisovich et al. *Quark Model and High Energy Collisions* (London: World Scientific, 2004) 530 p.
7. E.M. Henley, A. Garcia. *Subatomic Physics* (London: World Scientific, 2007) 620 p.
8. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Rev. D* **98** (2018) 030001.
9. Б.Л. Иоффе. Киральная эффективная теория сильных взаимодействий. *УФН* **171** (2001) 1273.
10. E.M. Henley, L.K. Morrison. n - n and n - p scattering lengths and charge independence. *Phys. Rev.* **141** (1966) 1489.
11. Т.Е.О. Ericson, G.A. Miller. Charge dependence of nuclear forces. *Phys. Lett. B* **132** (1983) 32.
12. R. Machleidt, M.K. Banerjee. Charge dependence of the πNN coupling constant and charge dependence of the nucleon-nucleon interaction. *Few-Body Syst.* **28** (2000) 139.
13. В.А. Бабенко, Н.М. Петров. О корреляции между характеристиками дейтрона и триплетными низкоэнергетическими параметрами пр-рассеяния. *Ядерная физика* **66** (2003) 1359.
14. В.А. Бабенко, Н.М. Петров. О низкоэнергетических характеристиках нейтрон-нейтронного взаимодействия в приближении эффективного радиуса. *Ядерная физика* **76** (2013) 734.
15. В.А. Бабенко, Н.М. Петров. Изучение зарядовой зависимости пион-нуклонной константы связи с использованием данных о нуклон-нуклонном взаимодействии при низких энергиях. *Ядерная физика* **79** (2016) 8.
16. A.R. Bodmer. Collapsed nuclei. *Phys. Rev. D* **4** (1971) 1601.
17. E. Witten. Cosmic separation of phases. *Phys. Rev. D* **30** (1984) 272.
18. J. Madsen. Physics and astrophysics of strange quark matter. *Lect. Not. Phys.* **516** (1999) 162.
19. F. Weber. Strange quark matter and compact stars. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** (2005) 193.
20. T. Klähn, D.B. Blaschke. Strange matter in compact stars. *EPJ Web of Conferences* **171** (2018) 08001.
21. S. Narison. Strange quark mass from e^+e^- revisited. *Phys. Rev. D* **74** (2006) 034013.
22. C. Gattringer, C.B. Lang. *Quantum Chromodynamics on the Lattice* (Berlin: Springer, 2010) 343 p.
23. A. Bazavov et al. Nonperturbative QCD simulations with 2+1 flavors of improved staggered quarks. *Rev. Mod. Phys.* **82** (2010) 1349.
24. В.Г. Борняков и др. Невылетание цвета и структура адронов в РКХД. *УФН* **174** (2004) 19.
25. S. Dürr et al. Ab initio determination of light hadron masses. *Science* **322** (2008) 1224.
26. В.Г. Борняков, М.И. Поликарпов. Компьютерные методы вычислений в решеточной квантовой хромодинамике. *Теоретическая физика* **11** (2010) 64.
27. S. Dürr et al. Lattice QCD at the physical point: light quark masses. *Phys. Lett. B* **701** (2011) 265.
28. B.J. Gough et al. The light quark masses from lattice gauge theory. *Phys. Rev. Lett.* **79** (1997) 1622.
29. M. Kremer et al. Model independent determination of QCD quark masses. *Phys. Lett. B* **143** (1984) 476.
30. S. Okubo. Asymptotic $SU(6)_W$ spectral sum rules II. *Phys. Rev.* **188** (1969) 2300.
31. H. Leutwyler. Mesons in terms of quarks on a null plane. *Nucl. Phys. B* **76** (1974) 413.
32. J. Gasser, H. Leutwyler. Implications of scaling for the proton-neutron mass difference. *Nucl. Phys. B* **94** (1975) 269.
33. S. Weinberg. The problem of mass. *Trans. N. Y. Acad. Sci.* **38** (1977) 185.
34. А.И. Вайнштейн и др. Правила сумм для легких кварков в КХД. *Ядерная физика* **27** (1978) 514.
35. J. Gasser, H. Leutwyler. Quark masses. *Phys. Rep.* **87** (1982) 77.
36. D.J. Gross et al. Light-quark masses and isospin violation. *Phys. Rev. D* **19** (1979) 2188.
37. M.A. Shifman et al. QCD and resonance physics: theoretical foundations. *Nucl. Phys. B* **147** (1979) 385.
38. M.A. Shifman et al. QCD and resonance physics: the ρ - ω mixing. *Nucl. Phys. B* **147** (1979) 519.
39. B.L. Ioffe. QCD (quantum chromodynamics) at low energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **56** (2006) 232.
40. G.-S. Yang et al. Electromagnetic mass differences of $SU(3)$ baryons within a chiral soliton model. *Phys. Lett. B* **695** (2011) 214.
41. В.А. Бабенко, Н.М. Петров. Об оценке масс двух легчайших кварков. *Ядерная физика та енергетика* **18** (2017) 222.
42. Д. Клайн и др. В поисках новых семейств элементарных частиц. *УФН* **120** (1976) 113.
43. C. Amsler et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Lett. B* **667** (2008) 1.
44. T. Ishikawa et al. Light-quark masses from unquenched lattice QCD. *Phys. Rev. D* **78** (2008) 011502.
45. E. Gámiz et al. V_{us} and m_s from hadronic τ decays. *Phys. Rev. Lett.* **94** (2005) 011803.
46. S. Aoki et al. Light hadron spectroscopy with two flavors of $O(a)$ -improved dynamical quarks. *Phys. Rev. D* **68** (2003) 054502.
47. Q. Mason et al. High-precision determination of the light-quark masses from realistic lattice QCD. *Phys. Rev. D* **73** (2006) 114501.
48. T.-W. Chiu, T.-H. Hsieh. Light quark masses, chiral condensate and quark-gluon condensate in quenched lattice QCD with exact chiral symmetry. *Nucl. Phys. B* **673** (2003) 217.
49. M. Jamin et al. Scalar $K\pi$ form factor and light-quark masses. *Phys. Rev. D* **74** (2006) 074009.
50. C. McNeile et al. High-precision c and b masses, and QCD coupling from current-current correlators

- in lattice and continuum QCD. *Phys. Rev. D* **82** (2010) 034512.
51. C.T.H. Davies et al. Precise charm to strange mass ratio and light quark masses from full lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 132003.
 52. S. Narison. Strange quark, tachyonic gluon masses and $|V_{us}|$ from hadronic tau decays. *Phys. Lett. B* **626** (2005) 101.
 53. B. Chakraborty et al. High-precision quark masses and QCD coupling from $n_f = 4$ lattice QCD. *Phys. Rev. D* **91** (2015) 054508.
 54. S. Bodenstein et al. Strange quark mass from sum rules with improved perturbative QCD convergence. *J. High Energy Phys.* **07** (2013) 138.
 55. B. Blossier et al. Average up/down, strange, and charm quark masses with $N_f = 2$ twisted mass lattice QCD. *Phys. Rev. D* **82** (2010) 114513.
 56. T. Blum et al. Electromagnetic mass splittings of the low lying hadrons and quark masses from 2 + 1 flavor lattice QCD+QED. *Phys. Rev. D* **82** (2010) 094508.
 57. Л.Б. Окунь. Современное состояние физики элементарных частиц. *УФН* **168** (1998) 625.

В. О. Бабенко*, **М. М. Петров**

Институт теоретичної фізики ім. М. М. Боголюбова НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: pet2@ukr.net

СТОСОВНО ОЦІНКИ МАСИ ДИВНОГО КВАРКА НА ОСНОВІ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ ПРО ОКТЕТ НАЙЛЕГШИХ БАРІОНІВ

На основі феноменологічної кваркової моделі, яка узгоджується із сучасною теорією структури сильновзаємодіючих частинок – квантовою хромодинамікою (КХД), одержано співвідношення, що пов'язують масу дивного s-кварка з розщепленнями мас легких гіперонів, які входять до октету найлегших баріонів із спіном 1/2. Розраховане у використаному підході значення маси дивного кварка $m_s = 89,5 \pm 19,5$ MeV добре узгоджується із сучасними оцінками та розрахунками цієї величини, отриманими переважно за методами ґраткової КХД.

Ключові слова: кварк, дивний кварк, маси кварків, баріон, гіперон, дивна частинка.

V. A. Babenko*, **N. M. Petrov**

N. N. Bogolyubov Institute of Theoretical Physics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: pet2@ukr.net

ON THE ESTIMATION OF THE STRANGE QUARK MASS FROM THE EXPERIMENTAL DATA ON THE LIGHT BARYON OCTET

Simple relations connecting the strange quark mass to the splittings of the light hyperon masses were obtained on the basis of the phenomenological quark model compatible with the present-day theory of strong interactions, i.e. with quantum chromodynamics (QCD). Strange quark mass $m_s = 89.5 \pm 19.5$ MeV, calculated in the proposed approach, is in good agreement with the modern evaluations and calculations of this quantity, mainly obtained by the lattice QCD methods.

Keywords: quark, strange quark, quark masses, baryon, hyperon, strange particle.

REFERENCES

1. M. Gell-Mann. A schematic model of baryons and mesons. *Phys. Lett.* **8** (1964) 214.
2. G. Zweig. An SU_3 model for strong interaction symmetry and its breaking. CERN Report 8182/TH.401 (CERN-Geneva, 1964) 20 p.
3. J.J.J. Kokkedee. *The Quark Model* (New York: W. A. Benjamin, 1969) 239 p.
4. F.J. Ynduráin. *The Theory of Quark and Gluon Interactions* (Berlin: Springer-Verlag, 2006) 476 p.
5. L.B. Okun. *Elementary Particle Physics* (Moskva: Nauka, 1988) 272 p. (Rus)
6. V.V. Anisovich et al. *Quark Model and High Energy Collisions* (London: World Scientific, 2004) 530 p.
7. E.M. Henley, A. Garcia. *Subatomic Physics* (London: World Scientific, 2007) 620 p.
8. M. Tanabashi et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Rev. D* **98** (2018) 030001.
9. B.L. Ioffe. Chiral effective theory of strong interactions. *Phys. Usp.* **44** (2001) 1211.
10. E.M. Henley, L.K. Morrison. n - n and n - p scattering lengths and charge independence. *Phys. Rev.* **141** (1966) 1489.
11. T.E.O. Ericson, G.A. Miller. Charge dependence of nuclear forces. *Phys. Lett. B* **132** (1983) 32.
12. R. Machleidt, M.K. Banerjee. Charge dependence of the πNN coupling constant and charge dependence of the nucleon-nucleon interaction. *Few-Body Syst.* **28** (2000) 139.
13. V.A. Babenko, N.M. Petrov. Correlation between the properties of the deuteron and the low-energy triplet parameters of neutron-proton scattering. *Physics of Atomic Nuclei* **66** (2003) 1319.

14. V.A. Babenko, N.M. Petrov. Low-energy parameters of neutron-neutron interaction in the effective-range approximation. *Physics of Atomic Nuclei* 76 (2013) 684.
15. V.A. Babenko, N.M. Petrov. Study of the charge dependence of the pion-nucleon coupling constant on the basis of data on low-energy nucleon-nucleon interactions. *Physics of Atomic Nuclei* 79 (2016) 67.
16. A.R. Bodmer. Collapsed nuclei. *Phys. Rev. D* 4 (1971) 1601.
17. E. Witten. Cosmic separation of phases. *Phys. Rev. D* 30 (1984) 272.
18. J. Madsen. Physics and astrophysics of strange quark matter. *Lect. Not. Phys.* 516 (1999) 162.
19. F. Weber. Strange quark matter and compact stars. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 54 (2005) 193.
20. T. Klähn, D.B. Blaschke. Strange matter in compact stars. *EPJ Web of Conferences* 171 (2018) 08001.
21. S. Narison. Strange quark mass from e^+e^- revisited. *Phys. Rev. D* 74 (2006) 034013.
22. C. Gattringer, C.B. Lang. *Quantum Chromodynamics on the Lattice* (Berlin: Springer, 2010) 343 p.
23. A. Bazavov et al. Nonperturbative QCD simulations with 2+1 flavors of improved staggered quarks. *Rev. Mod. Phys.* 82 (2010) 1349.
24. V.G. Bornyakov et al. Color confinement and hadron structure in lattice chromodynamics. *Phys. Usp.* 47 (2004) 17.
25. S. Dürr et al. Ab initio determination of light hadron masses. *Science* 322 (2008) 1224.
26. V.G. Bornyakov, M.I. Polikarpov. Computing methods in lattice quantum chromodynamics. *Teoreticheskaya fizika* 11 (2010) 64. (Rus)
27. S. Durr et al. Lattice QCD at the physical point: light quark masses. *Phys. Lett. B* 701 (2011) 265.
28. B.J. Gough et al. The light quark masses from lattice gauge theory. *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997) 1622.
29. M. Kremer et al. Model independent determination of QCD quark masses. *Phys. Lett. B* 143 (1984) 476.
30. S. Okubo. Asymptotic $SU(6)_W$ spectral sum rules II. *Phys. Rev.* 188 (1969) 2300.
31. H. Leutwyler. Mesons in terms of quarks on a null plane. *Nucl. Phys. B* 76 (1974) 413.
32. J. Gasser, H. Leutwyler. Implications of scaling for the proton-neutron mass difference. *Nucl. Phys. B* 94 (1975) 269.
33. S. Weinberg. The problem of mass. *Trans. N. Y. Acad. Sci.* 38 (1977) 185.
34. A.I. Vajnshtejn et al. Sum rules for light quarks in QCD. *Yadernaya fizika* 27 (1978) 514. (Rus)
35. J. Gasser, H. Leutwyler. Quark masses. *Phys. Rep.* 87 (1982) 77.
36. D.J. Gross et al. Light-quark masses and isospin violation. *Phys. Rev. D* 19 (1979) 2188.
37. M.A. Shifman et al. QCD and resonance physics: theoretical foundations. *Nucl. Phys. B* 147 (1979) 385.
38. M.A. Shifman et al. QCD and resonance physics: the ρ - ω mixing. *Nucl. Phys. B* 147 (1979) 519.
39. B.L. Ioffe. QCD (quantum chromodynamics) at low energies. *Prog. Part. Nucl. Phys.* 56 (2006) 232.
40. G.-S. Yang et al. Electromagnetic mass differences of $SU(3)$ baryons within a chiral soliton model. *Phys. Lett. B* 695 (2011) 214.
41. V.A. Babenko, N.M. Petrov. Evaluation of the two lightest quark masses. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 18 (2017) 222. (Rus)
42. D.C. Cline et al. The search for new families of elementary particles. *Sci. Am.* 234 (1976) 44.
43. C. Amsler et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Phys. Lett. B* 667 (2008) 1.
44. T. Ishikawa et al. Light-quark masses from unquenched lattice QCD. *Phys. Rev. D* 78 (2008) 011502.
45. E. Gámiz et al. V_{us} and m_s from hadronic τ decays. *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005) 011803.
46. S. Aoki et al. Light hadron spectroscopy with two flavors of $O(a)$ -improved dynamical quarks. *Phys. Rev. D* 68 (2003) 054502.
47. Q. Mason et al. High-precision determination of the light-quark masses from realistic lattice QCD. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 114501.
48. T.-W. Chiu, T.-H. Hsieh. Light quark masses, chiral condensate and quark-gluon condensate in quenched lattice QCD with exact chiral symmetry. *Nucl. Phys. B* 673 (2003) 217.
49. M. Jamin et al. Scalar $K\pi$ form factor and light-quark masses. *Phys. Rev. D* 74 (2006) 074009.
50. C. McNeile et al. High-precision c and b masses, and QCD coupling from current-current correlators in lattice and continuum QCD. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 034512.
51. C.T.H. Davies et al. Precise charm to strange mass ratio and light quark masses from full lattice QCD. *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010) 132003.
52. S. Narison. Strange quark, tachyonic gluon masses and $|V_{us}|$ from hadronic tau decays. *Phys. Lett. B* 626 (2005) 101.
53. B. Chakraborty et al. High-precision quark masses and QCD coupling from $n_f = 4$ lattice QCD. *Phys. Rev. D* 91 (2015) 054508.
54. S. Bodenstein et al. Strange quark mass from sum rules with improved perturbative QCD convergence. *J. High Energy Phys.* 07 (2013) 138.
55. B. Blossier et al. Average up/down, strange, and charm quark masses with $N_f = 2$ twisted mass lattice QCD. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 114513.
56. T. Blum et al. Electromagnetic mass splittings of the low lying hadrons and quark masses from 2+1 flavor lattice QCD+QED. *Phys. Rev. D* 82 (2010) 094508.
57. L.B. Okun'. Current status of elementary particle physics. *Phys. Usp.* 41 (1998) 553.

Надійшла 18.06.2018
Received 18.06.2018