

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ПОИСКА ПЕНТАКВАРКОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ZEUS

© 2025 г. Р. К. Дементьев^{1),*}, И. А. Коржавина^{1),**}

Поступила в редакцию 12.08.2024 г.; после доработки 12.08.2024 г.; принята к публикации 14.09.2024 г.

Результаты поиска пентакварков Θ^+ и $\bar{\Theta}^+$ в эксперименте ZEUS анализируются в рамках модели образования пятикварковых состояний. Рассмотрены критерии отбора пентакварков, приводящие к различным результатам наблюдения резонансного сигнала. Определены возможные причины отрицательных результатов поиска пентакварков.

Ключевые слова: пентакварки, эксперимент ZEUS, критерии отбора, резонансный сигнал

DOI: 10.31857/S0044002725010087, EDN: GSEYRR

1. ВВЕДЕНИЕ

Отсутствие устойчивых результатов наблюдения пентакварка Θ^+ неоднократно меняло представление о реальности существования пятикварковых состояний. Наряду с положительными результатами поиска пентакварка Θ^+ [1–8] в ряде экспериментальных данных [9–15] существование Θ^+ не подтвердилось. Поэтому первые положительные результаты наблюдения Θ^+ были названы “миражом”, а работы по поиску пентакварков сравнивались с трудом мифического Сизифа [16]. В обзоре результатов физики элементарных частиц в 2008 г. [17] Particle Data Group определила пентакварки как “любопытный эпизод в истории науки” или пример того, как в результатах эксперимента можно увидеть больше того, чем есть на самом деле. Результаты наблюдения коллаборацией LHCb трех пятикварковых состояний $P_c(4312)$, $P_c(4440)$ и $P_c(4457)$ со статистической значимостью 7.3σ и 5.4σ [18, 19] стали значительным событием в истории изучения экзотических барионов и в очередной раз развеяли сомнения в существовании пентакварков. Но открытие новых пятикварковых состояний не закрывает вопросы к предыдущим результатам их поиска. В частности, наблюдение сигналов от пентакварков в одних экспериментах и их отсутствие в других, особенно проведенных в близких кинематических условиях, требует анализа и объяснения.

Неопределенность в результатах наблюдения Θ^+ послужила стимулом попытаться объяснить образование этого состояния способами [20–25],

не связанными с моделью киральных топологических солитонов [26–29], в рамках которой и появилось представление о пентакварках. В работе [25] обсуждался один из возможных механизмов образования пентакварка Θ^+ , основанный на предположении о том, что образование пентакварков реализуется при участии во взаимодействии конstituентов из высокоимпульсной части кварковой структуры адрона. Развита на этой основе модель образования пентакварков позволила объяснить ряд особенностей экспериментального наблюдения Θ^+ и показать, что успех наблюдения сигнала Θ^+ связан с выбором измеряемых переменных. В настоящей работе с помощью модели образования пятикварковых состояний [25] анализируются результаты поисков пентакварка Θ^+ в эксперименте ZEUS.

Коллаборация ZEUS дважды проводила анализ спектров эффективных масс комбинаций K_S^0 -мезонов с протонами ($K_S^0 p$) и антипротонами ($K_S^0 \bar{p}$) в процессах инклюзивного глубоконеупругого электрон-протонного ($e^- p$) и позитрон-протонного ($e^+ p$) рассеяния на коллайдере HERA при энергиях в системе центра масс $\sqrt{s} = 300\text{--}318$ ГэВ. В первом анализе [6] в спектрах эффективных масс ($K_S^0 p$)- и ($K_S^0 \bar{p}$)-комбинаций наблюдался резонансный сигнал с центральным значением 1520 МэВ и статистической чувствительностью $\approx 4\sigma$. Однако при повторном поиске пентакварков на увеличенной статистике резонансный сигнал обнаружен не был [30]. Выяснение причин отличий в результатах наблюдения Θ^+ в одном и том же эксперименте при одинаковых кинематических условиях представляется полезным как для понимания механизма образования пентакварков, так и для совершенствования методов их наблюдения.

¹⁾ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына, Россия.

* E-mail: roman@sinp.msu.ru, dement@mail.desy.de

** E-mail: irina@sinp.msu.ru, irina@mail.desy.de

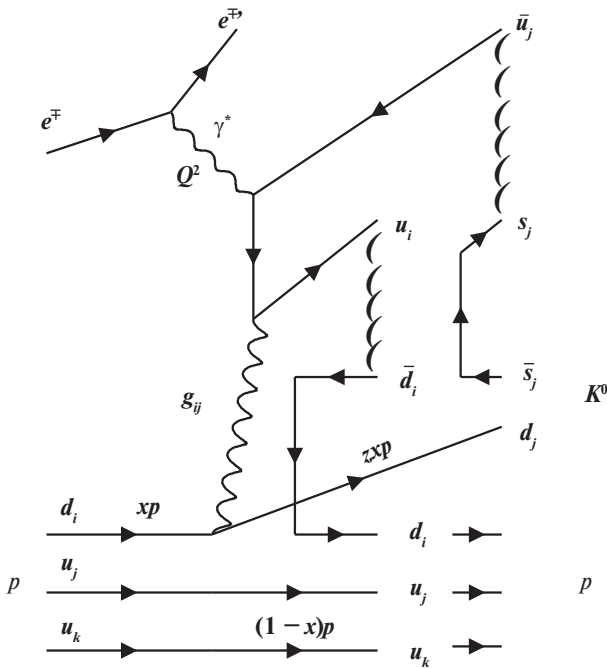


Рис. 1. Диаграмма e^+p -взаимодействий в режиме глубоконеупругого рассеяния. Фотон γ^* с виртуальностью Q^2 через механизм фотон-глюонного слияния взаимодействует с глюоном g_{ij} . С увеличением энергии цветового поля между кварком d_j и дикварком $(u_j u_k)$ появляются морские d_i - и $\bar{s}_j$ -кварки, которые вместе с кварками начального протона образуют бесцветную пятикварковую систему $(u_k u_j d_i d_j \bar{s}_j)$. i, j и k — цветовые индексы партонов.

2. МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ ПЕНТАКВАРКА Θ^+

Кратко опишем модель механизма образования Θ^+ в кинематических условиях эксперимента ZEUS. В электрон-протонных и позитрон-протонных взаимодействиях в режиме глубоконеупругого рассеяния обмениваемый фотон с виртуальностью $Q^2 > 1.5 \text{ ГэВ}^2$ через механизм фотон-глюонного слияния взаимодействует с глюоном, излучаемым одним из кварков протона (рис. 1). При этом протон с 3-импульсом p , энергией E_p и массой m_p меняет свое начальное состояние, а эволюция протонного состояния в модели представляется трехшаговым процессом.

На первом шаге d -кварк с импульсом xp и массой $m_q = xm_p$ (p — 3-импульс протона, x — доля импульса протона, переносимая кварком), излучая глюон g , уменьшает в z раз свой 3-импульс и получает 4-импульс P_q с энергией $E_q = \sqrt{(zxp)^2 + m_q^2}$ и 3-импульсом $|q| = zx|p|$. Спектаторная часть протона, в дальнейшем называемая дикварком dq , сохраняет

свой 4-импульс P_{dq} . Излучение глюона нарушает бесцветное состояние конstituентов протона-мишени. Кварк, излучивший глюон, отталкивается от дикварка, так как его изменившийся цвет перестает быть дополнительным по отношению к цвету дикварка.

На втором шаге кварк, излучивший глюон, движется относительно дикварка в цветовом поле, потенциал которого в приближении одноглюонного обмена имеет вид

$$U(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr, \quad (1)$$

где кварк-глюонная константа связи $\alpha_s = 0.15$, а $k = 0.2 \text{ ГэВ/фм}$ — плотность энергии цветовой струны.

Удаление кварка от дикварка на расстояние R , большее радиуса нуклона, приводит к увеличению энергии цветового поля, что сопровождается появлением из моря кварк-антикварковых пар. Рассмотрим этот процесс, когда энергии цветового поля достаточно для образования двух кварк-антикварковых пар $d\bar{d}$ и $s\bar{s}$ с 4-импульсами d - и $\bar{s}$ -кварков P_d и $P_{\bar{s}}$ и цветами, дополнительными к цветам дикварка и кварка, излучившего глюон. Тогда на третьем шаге кварк-дикварковой эволюции морские d - и $\bar{s}$ -кварки вместе с кварками начального протона образуют бесцветную пятикварковую систему $uudd\bar{s}$ (см. рис. 1), которая путем рекомбинации переходит в конечное состояние: нейтральный K -мезон $K^0\{d\bar{s}\}$ и протон $p\{uud\}$. В модели не учитываются моды распада K^0 -мезона и нет разделения на состояния K_S^0 и K_L^0 . Поэтому здесь и далее под символом K^0 подразумеваются K_S^0 -мезоны, так как в работах по поиску пентакварка Θ^+ идентифицировались только K_S^0 -мезоны, имеющие доминирующую адронную моду распада на два π -мезона.

Обозначим через τ время прохождения кварком, излучившим глюон, расстояния R в поле потенциала (1) от момента излучения глюона до образования конечного состояния $K^0 p$. Чтобы движение этого кварка подчинялось квантовомеханическому описанию, как движение частицы с определенной массой m_q и скоростью V_q , соответствующий ему волновой пакет не должен расплываться за время $\tau = R/V_q$. Расплывание волнового пакета за время τ оценивается величиной $\Delta r = \sqrt{\tau/m_q}$, а условие $\Delta r \ll R$ приводит к неравенству $|q|R \gg 1$. Чтобы удовлетворить этому неравенству, его левая часть должна быть по крайней мере на порядок больше правой: $xm_p V_q R / \sqrt{1 - V_q^2} \geq 10$. Из этого условия следует оценка минимальной доли импульса протона $x_{\min}$, переносимой кварком до излучения глюона,

а также связь $x_{\min}$ со скоростью этого кварка V_q после излучения им глюона и расстоянием R :

$$x_{\min} = \frac{10\sqrt{1 - V_q^2}}{V_q R m_p}. \quad (2)$$

Использование цветового потенциала (1), имеющего нерелятивистскую природу, в рамках релятивистской кинематики требует соответствия значений кинематических переменных условиям задачи. В частности, скорость кварка, излучившего глюон, должна быть ограничена: $V_q = z|\mathbf{p}|/\sqrt{(z\mathbf{p})^2 + m_p^2} \leq V_{q\max}$ (где $V_{q\max}$ — параметр модели), что приводит к ограничению величины переменной z :

$$z \leq \frac{m_p}{|\mathbf{p}|} \frac{V_{q\max}}{\sqrt{1 - V_{q\max}^2}} = z_{\max}. \quad (3)$$

При $V_{q\max} = 0.6$ и при энергиях взаимодействия от 1 ГэВ до нескольких сотен ГэВ $z_{\max}$ принимает значения в интервале $0.001 < z_{\max} < 0.5$. Малая величина z означает, что кварк, излучивший глюон, обладает малым импульсом $|\mathbf{q}| \leq z_{\max}x|\mathbf{p}|$, а глюон уносит большую часть импульса протона $\mathbf{g} = x\mathbf{p}(1 - z)$. Из соотношения (2) следует, что допустимая кинематическая область “слаборелятивистского” кварка ($V_q < 0.6$) ограничена значениями $x > 0.85$ и $R > 2.5$ фм. Такие ограничения означают, что описание процесса образования пентакварка принадлежит непертурбативной области квантовой хромодинамики — области больших расстояний и больших значений x . Когда валентный кварк несет большую часть импульса нуклона, можно воспользоваться известным правилом сумм для функции распределения партонов $f(x)_{x \rightarrow 1} \rightarrow (1 - x)^{2n_s - 1}$, где n_s — число валентных кварков-спектаторов. Распределение кварков с малыми x определяется условием $f(x)_{x \rightarrow 0} \rightarrow \frac{1}{x}$. В приведенных ниже расчетах использовалась функция распределения кварков нуклона $f(x) = x^{-1}(1 - x)^3$. Переменная z определялась в соответствии с вероятностью $P(z) = (4/3)(1 + z^2)/(1 - z)$ найти кварк, излучивший глюон, с импульсом, в z раз меньшим его начальной величины.

При движении кварка в поле потенциала (1) его волновая функция в парциальной волне l искажается, приобретая фазовый сдвиг. Увеличение фазового сдвига прекращается при достижении такого расстояния R между кварком и дикварком, при котором кварк-дикварковая система обесцвечивается путем присоединения морских кварков с соответствующими дополнитель-

ными цветами. Фазовый сдвиг волновой функции кварка полностью определяет фазу измененной кварк-дикварковой системы, поскольку дикварк в процессе этого изменения остается спектатором. Фаза δ_l кварк-дикварковой системы тем больше, чем больше время τ , в течение которого кварк движется в поле потенциала (1), а кварк-дикварковая система присоединяет обесцвечивающие ее кварк-антикварковые пары и получает массу $M_{5q} = \sqrt{(P_q + P_{dq} + P_{\bar{s}} + P_d)^2}$. Если фаза δ_l достигает значения $\pi/2$, в парциальной волне l возникает резонансное состояние с массой M_{Res} . Волновая функция такого состояния в зависимости от времени t имеет вид $\psi_l(t) = \psi_l(0)e^{-iM_{\text{Res}}t}e^{-t/2\tau} = \psi_l(0)e^{-t(iM_{\text{Res}} + \Gamma_l/2)}$, а ее Фурье-образ имеет Брейт-Вигнерову форму зависимости амплитуды описанной кварк-дикварковой эволюции от массы пятикварковой системы M_{5q}

$$\begin{aligned} \Phi_l(M_{\text{Res}}, \Gamma_l, M_{5q}) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \psi_l(t) e^{iM_{5q}t} dt = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{i\psi_l(0)}{(M_{5q} - M_{\text{Res}}) + i\Gamma_l/2}. \end{aligned}$$

$|\Phi_l|^2$ определяет вероятность образования резонансного состояния, величина $\Gamma_l = 1/\tau$ служит оценкой времени жизни этого состояния в парциальной волне l , а $\psi_l(0)$ — нормировочная константа. Сечение кварк-дикварковой эволюции без образования резонанса имеет вид

$$\sigma_l^{q-dq} = \frac{4\pi}{q^{*2}} (2l + 1) \sin^2 \delta_l. \quad (4)$$

q^* — 3-импульс кварка, излучившего глюон, в системе центра масс кварка и дикварка.

3. РАСЧЕТЫ ДЛЯ СРАВНЕНИЯ С ДАННЫМИ ЭКСПЕРИМЕНТА ZEUS

Характеристики пятикварковой системы $uudd\bar{s}$ определялись монте-карло-моделированием глубоконеупругих $e^\pm p$ -взаимодействий (далее называемых событиями) в соответствии с предположениями модели, описанными в предыдущем разделе, и кинематическими условиями эксперимента ZEUS: импульс протона 920 ГэВ, импульс электрона (позитрона) 27.5 ГэВ, виртуальность обмениваемого фотона $Q^2 > 1.5$ ГэВ². В процессе моделирования для каждого события вычислялись кинематические переменные и определялись 4-импульсы партонов, формирующих пятикварковое состояние, состоящее из комбинации K^0 -мезона и протона p . Значения масс u -, d - и s -кварков разыгрывались согласно нормальному распределению со средними значениями $\langle m_u \rangle = \langle m_d \rangle = 150$ МэВ, $\langle m_s \rangle = 300$ МэВ

и дисперсиями $\sigma_u = \sigma_d = \sigma_s = 50$ МэВ. При вычислении фазы потенциал (1), непрерывно меняющийся на расстоянии R , заменялся на ряд ступенчатых потенциалов с шириной $a \ll R$, для которых рассчитывалась парциальная фаза путем “сшивания” волновой функции кварка во внутренней области ступенчатого потенциала $U(r < a)$ с решением во внешней области $U(r > a)$. При этом граничное условие в точке $r = a$ сводилось к требованию непрерывности логарифмической производной волновой функции. Полная фаза δ_l вычислялась как сумма всех парциальных фаз.

Смоделированные события разделялись на две группы: события (Res), в которых кварк после излучения глюона обладает малой скоростью

$$V_q < V_q^{\text{CUT}}, \quad (5)$$

и события (nRes), в которых кварк после излучения глюона обладает большей скоростью

$$V_q > V_q^{\text{CUT}}. \quad (6)$$

Для описания резонанса с массой M_{Res} настройка генератора производилась путем подбора таких значений параметров модели V_q^{CUT} и $V_{q \text{ max}}$, при которых фаза пятикварковой системы с массой $M_{5q} = M_{\text{Res}}$ приобретала значение $\pi/2$.

На рис. 2 приведены результаты расчетов средних значений фазы δ_l в зависимости от массы пятикварковой системы M_{5q} . С ростом M_{5q} среднее значение фазы переходит через $\pi/2$ при $M_{5q} = 1.54 \pm 0.02$ ГэВ для событий, удовлетворяющих условию (5), и не достигает этого значения для событий, удовлетворяющих условию (6). В приведенных ниже расчетах M_{Res} полагалась равной 1.522 ГэВ, $V_q^{\text{CUT}} = 0.35$ и $V_{q \text{ max}} = 0.6$. Событиям, отвечающим условию (5), приписывался вес, равный вероятности образования резонанса

$$W = \Phi_l^*(M_{\text{Res}}, \Gamma_l, M_{5q}) \cdot \Phi_l(M_{\text{Res}}, \Gamma_l, M_{5q}),$$

а событиям, удовлетворяющим условию (6), приписывался вес, равный сечению кварк-дикварковой эволюции (4) без образования резонанса. При моделировании событий, удовлетворяющих условию (6), учитывался, как и в работе [6], возможный вклад в массовый спектр комбинаций K^0 -мезона и протона наблюдаемого возмущения этого спектра (так называемого $\Sigma \text{ bupr}$ [31] при массе комбинаций K^0 -мезона и протона 1480 МэВ, исключенного из PDG таблиц в 2022 г.), что улучшает описание формы экспериментально измеряемого спектра масс $K^0 p$ -комбинаций.

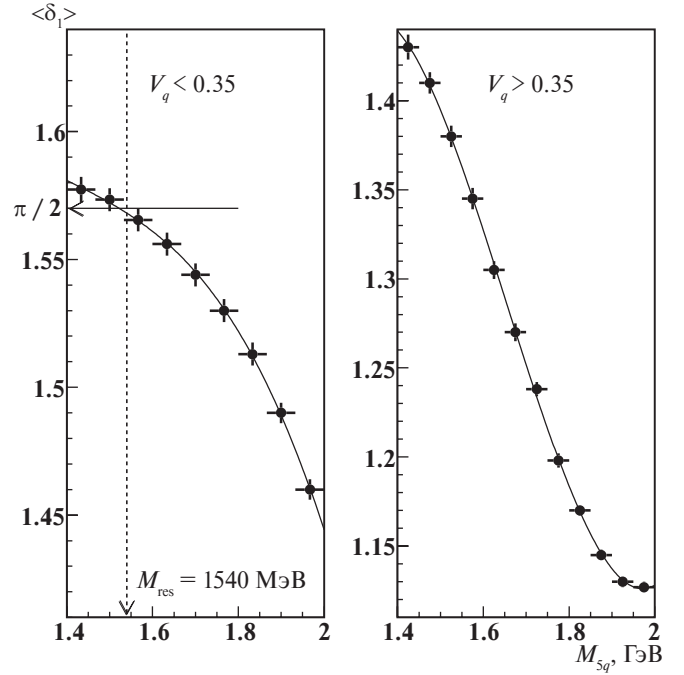


Рис. 2. Средние значения фазы $\delta_{l=1}$ в зависимости от массы пятикварковой системы M_{5q} для двух областей изменения скорости кварка, излучившего глюон: $V_q < 0.35$ и $V_q > 0.35$. Сплошные кривые – результаты фитирования полиномом $\langle \delta_l \rangle = 2.8 - 2.5 \cdot M_{5q} + 1.7 \cdot M_{5q}^2 - 0.4 \cdot M_{5q}^3$ (для $V_q < 0.35$) и полиномом $\langle \delta_l \rangle = -8.7 + 19.7 \cdot M_{5q} - 12.4 \cdot M_{5q}^2 + 2.5 \cdot M_{5q}^3$ (для $V_q > 0.35$).

Модель не позволяет проводить расчеты в абсолютной нормировке, поэтому для сравнения с экспериментом результаты расчетов нормировались на экспериментальные распределения.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Характерной особенностью пентакварка Θ^+ является узкая ширина резонансного сигнала. Результаты расчетов, представленные на рис. 3а и 3б, показывают, что узкая ширина Θ^+ является следствием отрицательной корреляции расстояния R и скорости кварка V_q , следующей из соотношения (2).

В модели одним из условий образования Θ^+ является участие во взаимодействии кварков с большой долей x импульса протона. В силу методических ограничений в эксперименте ZEUS поиск Θ^+ проводился при виртуальности обмениваемого фотона $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$. В работе [25] было показано, что условие $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$ в силу предсказанной моделью положительной корреляции x и Q^2 в процессах e^+p -столкновений ограничивает область изменения переменной x значениями $x > 0.85$. Необходимые для образования Θ^+ большие значения x соответствуют малым значениям им-

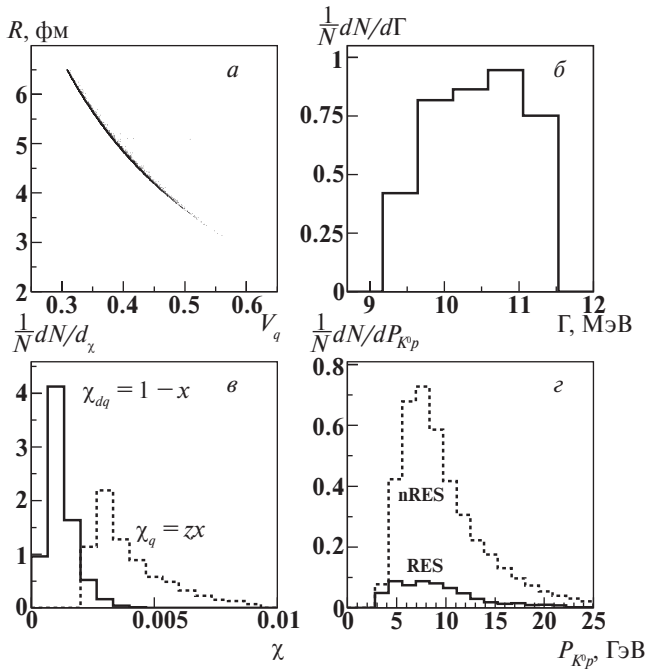


Рис. 3. *a* — соотношение R и V_q для событий, удовлетворяющих условиям (5) и (6); *б* — распределение по $\Gamma = V_q/R$ для событий, удовлетворяющих только условию (5); *в* — распределение по доле импульса протона, уносимой кварком, излучившим глюон, $\chi_q = zx$, и дикварком, $\chi_{dq} = 1 - x$; *г* — распределения по импульсу $K^0 p$ -комбинаций в резонансных (RES) и в нерезонансных (nRES) событиях.

пульсов дикварка $|dq| = (1 - x)|p|$. Вследствие отрицательной корреляции x и импульса дикварка-спектратора dq , а также вследствие малых значений $z^{1)}$, резонансным событиям отвечают события с малыми импульсами дикварка и кварка, излучившего глюон (рис. 3в). Поэтому в конечное состояние дают вклад резонансные $K^0 p$ -комбинации, преимущественно с малыми импульсами (рис. 3г). Протоны, входящие в резонансные $K^0 p$ -комбинации, также обладают малыми импульсами. Приведенные на рис. 4а распределения по импульсам протонов p_p , входящих в $K^0 p$ -комбинацию, указывают на возможность выделения резонансного сигнала Θ^+ путем сепарации событий с малыми p_p . В работе [6] поиск событий с образованием пентакварков Θ^+ и $\bar{\Theta}^+$ осуществлялся с использованием ограничений на виртуальность обмениваемого фотона $Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2$, а также на величины измеряемых импульсов протонов p_p и величины псевдобыстрот $\eta_{K^0} = -\ln(\text{tg} \frac{\vartheta_{K^0}}{2})$ K^0 -мезонов, входящих в

$K^0 p$ -комбинации²⁾:

$$Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2 \quad p_p < 1.5 \text{ ГэВ} \quad |\eta_{K^0}| < 1.5. \quad (7)$$

Но в работе [30] в процедуру селекции пентакварков было добавлено условие ограниченности величин псевдобыстрот $K^0 N$ -комбинаций, в которых в качестве нуклонного партнера K^0 -мезона выбирались и протоны и антипротоны ($N = p, \bar{p}$):

$$Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2 \quad p_N < 1.5 \text{ ГэВ} \quad |\eta_{K^0 N}| < 1.5. \quad (8)$$

Для сепарации пентакварка $\bar{\Theta}^+$ использовались такие же ограничения для импульсов антипротонов, псевдобыстрот K^0 -мезонов и $K^0 N$ -комбинаций, как и для сепарации пентакварка Θ^+ . Описанная выше модель предсказывает образование только пентакварка Θ^+ , что позволяет провести проверку влияния ограничений (7) и (8) на процесс сепарации пентакварка Θ^+ . На рис. 4б–4г приведено сравнение распределения по массе $K^0 p$ -комбинаций, полученного в работе [6], с результатами модельных расчетов, проведенных при различных ограничениях импульсов протона p_p и фиксированном ограничении псевдобыстроты K^0 -мезона $|\eta_{K^0}| < 1.5$. Ограничение $|\eta_{K^0}| < 1.5$ использовалось в эксперименте по причине максимальных значений акцептанса и разрешения в этой области центрального трекового детектора ZEUS. Уменьшение резонансного сигнала с увеличением верхней границы значений p_p является следствием уменьшения отношения сигнал/фон при увеличении вклада событий с большими значениями p_p . Лучшее описание массового спектра $K^0 p$ -комбинаций дают расчеты с ограничениями (7) (см. рис. 4б).

В рассматриваемой модели величина сигнала Θ^+ оказывается весьма чувствительной и к вариациям значений псевдобыстрот $K^0 p$ -комбинаций. Результаты расчетов распределений по псевдобыстроте резонансных (Res) и нерезонансных (nRes) $K^0 p$ -комбинаций (рис. 5а) показывают, что резонансные комбинации сосредоточены в области $|\eta_{K^0 p}| < 3.5$. При этом резонансные $K^0 N$ -комбинации полностью попадают в эту область псевдобыстрот, а часть нерезонансных фоновых комбинаций отсекается. Роль ограничения величины $|\eta_{K^0 p}|$ видна из рис. 5б–5г, представляющих сравнение расчетов зависимости величины резонансного

¹⁾ В соответствии с (3) для кинематических условий эксперимента ZEUS $z < 0.015$.

²⁾ ϑ_{K^0} — полярный угол в координатной системе ZEUS, где ось Z, относительно которой рассчитываются полярные углы, направлена вдоль сталкивающихся пучков протонов и электронов (позитронов) по направлению протонного пучка.

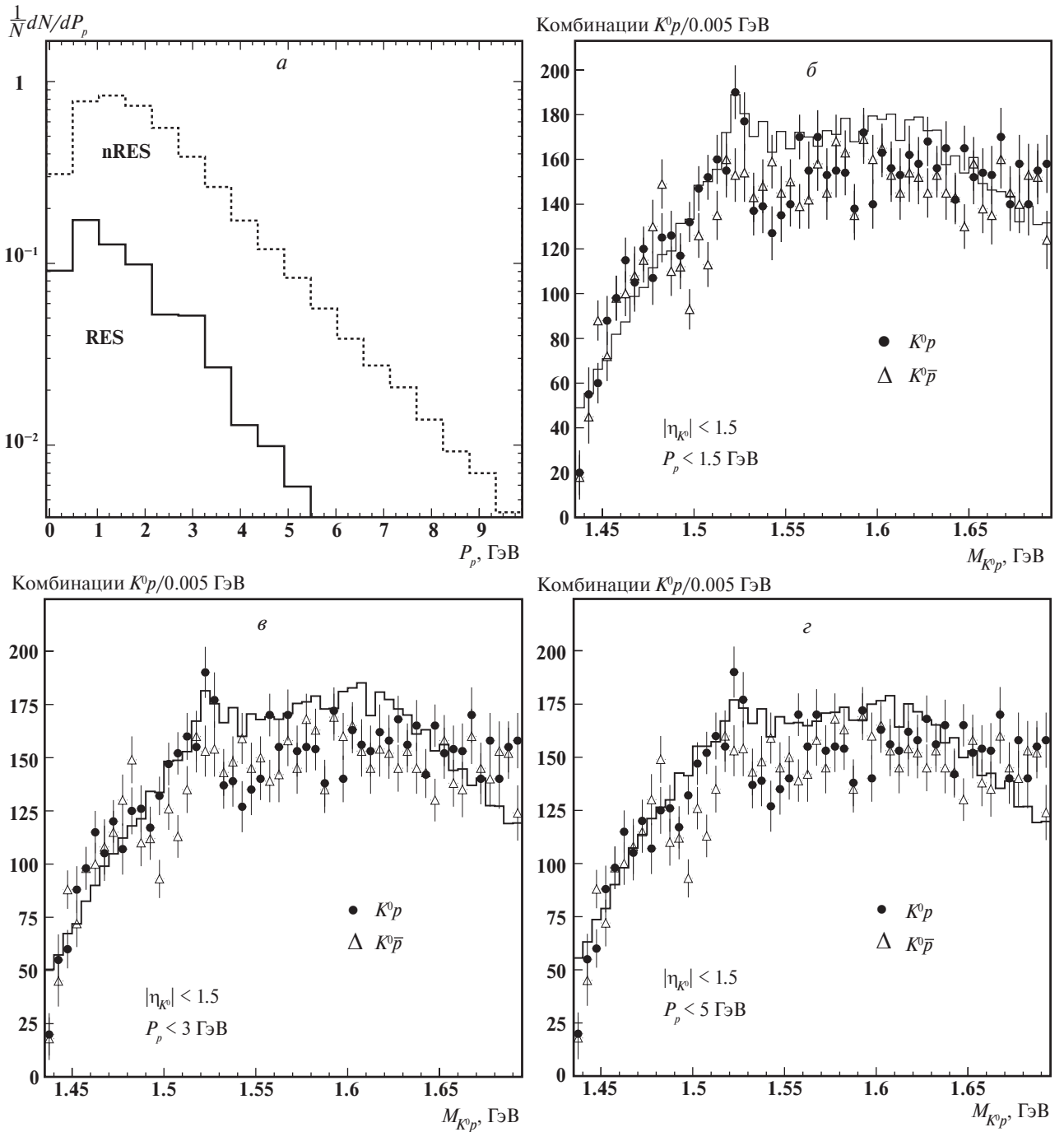


Рис. 4. *a* – рассчитанные по модели распределения по импульсу протонов из K^0p -комбинаций для резонансных (RES) и нерезонансных (nRES) событий; гистограммы *б*, *в* и *з* – расчеты массовых спектров K^0p -комбинаций при различных ограничениях импульсов протона. Точки – данные эксперимента ZEUS [6].

сигнала от ограничения величин псевдобыстрот K^0p -комбинаций при фиксированном ограничении импульса протона p_p с данными коллаборации ZEUS [6]. С уменьшением области изменения псевдобыстроты η_{K^0p} уменьшается отношение сигнал/фон, принимая значения 0.19 при $|\eta_{K^0p}| < 3.5$, 0.11 при $|\eta_{K^0p}| < 2$ и 0.06 при $|\eta_{K^0p}| < 1.5$. Это означает, что ограниче-

ние $|\eta_{K^0N}| < 1.5$ в рамках рассматриваемой модели может служить причиной существенного уменьшения наблюдаемого резонансного сигнала в экспериментально измеряемом спектре эффективных масс K^0N -комбинаций. На рис. 6 представлен результат расчета спектра масс K^0N -комбинаций для суммы событий, удовлетворяющих условиям (8) с протонами

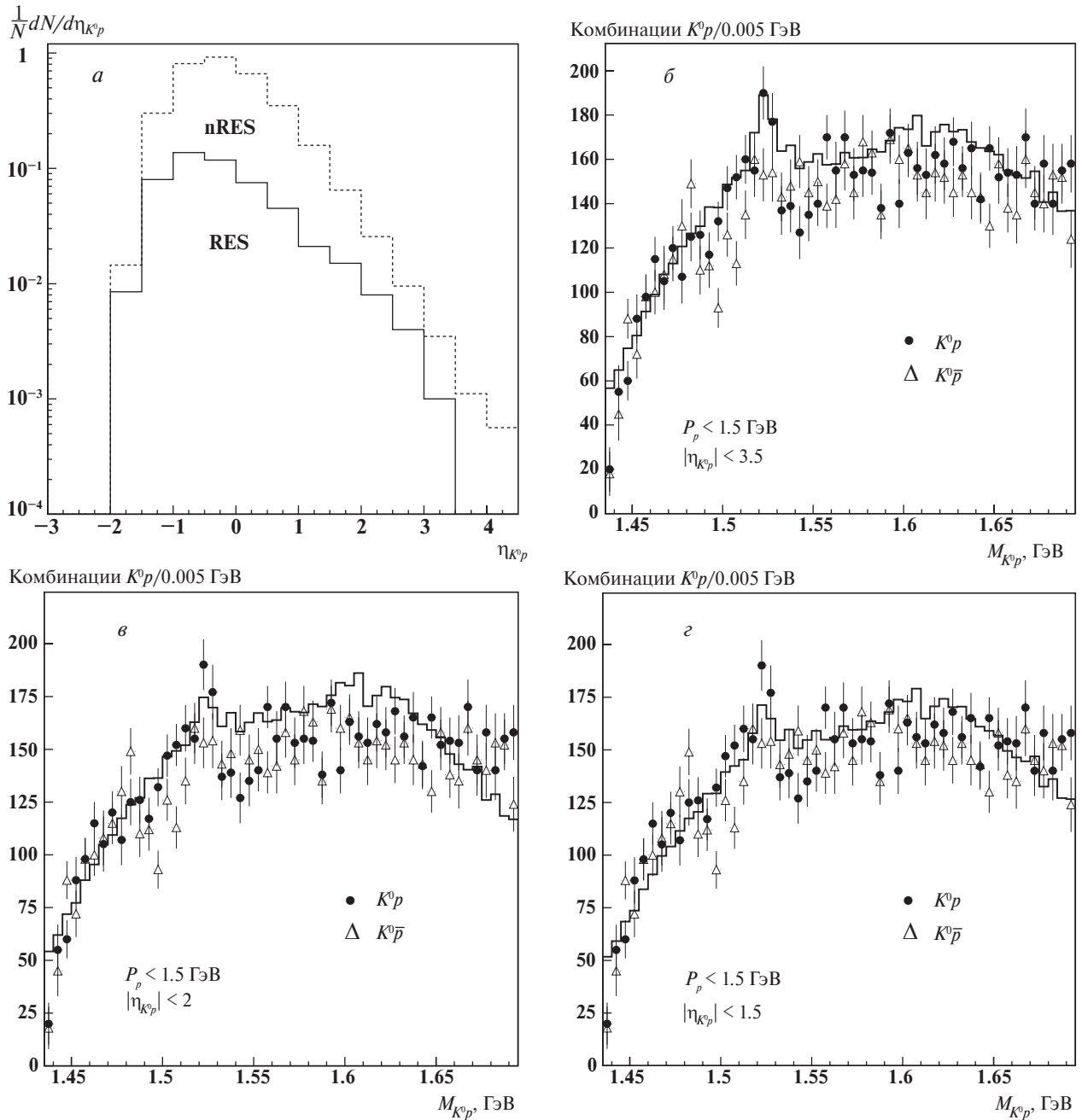


Рис. 5. *a* – рассчитанные по модели распределения по псевдобыстроте $K^0 p$ -комбинаций для резонансных (RES) и нерезонансных (nRES) событий; гистограммы *б*, *в* и *г* – расчеты массовых спектров $K^0 p$ -комбинаций при различных ограничениях псевдобыстрот $K^0 p$ -комбинаций. Точки – данные эксперимента ZEUS [6].

($N = p$), и такого же числа событий, удовлетворяющих условиям (8), в которых протоны в $K^0 N$ -комбинациях заменены (“назначены”) антипротонами ($N = \bar{p}$)³. При этом часть событий с $K^0 p$ -комбинациями удовлетворяет условию (5), другая часть – условию (6), а все

³В работе [30] анализировалось примерно одинаковое количество событий с идентифицированными протонами и антипротонами. А именно, 3107 событий с $K^0 p$ -комбинациями и 2833 события с $K^0 \bar{p}$ -комбинациями.

события с $K^0 \bar{p}$ -комбинациями удовлетворяют условию (6). Результат расчетов показывает исчезновение резонансного сигнала в массовом спектре $K^0 N$ -комбинаций при уменьшении области изменения их псевдобыстрот и согласие с экспериментальными данными из работы [30]. Аналогичный расчет распределения по массе $K^0 N$ -комбинаций для суммы событий с протонами и антипротонами, но удовлетворяющих условиям

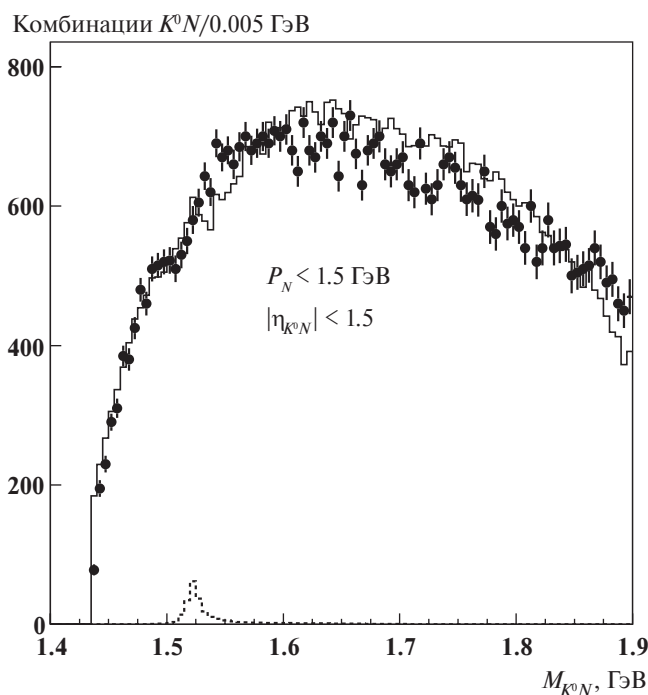


Рис. 6. Результаты расчета распределений по массе $K^0 N$ -комбинаций, где $N = p, \bar{p}$. Сплошная гистограмма — сумма распределений по массе $K^0 p$ -комбинаций (для резонансных и нерезонансных событий) и по массе $K^0 \bar{p}$ -комбинаций (для нерезонансных событий). Точечная гистограмма — распределение по массе $K^0 p$ -комбинаций только для резонансных событий. Точки — данные эксперимента ZEUS [30].

$$Q^2 > 20 \text{ ГэВ}^2 \quad p_N < 1.5 \text{ ГэВ} \quad |\eta_{K^0 N}| < 3.5,$$

показывает (рис. 7) удовлетворительное согласие с данными эксперимента [6], демонстрируя наличие резонансного сигнала. Таким образом, результаты модельных расчетов могут служить подтверждением предположения о том, что причиной отсутствия резонансного сигнала в массовом спектре $K^0 N$ -комбинаций и отрицательного результата поиска пентакварков в работе [30] является ограничение величин псевдобыстрот $K^0 N$ -комбинаций.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Феноменологический анализ механизма образования пятикварковых состояний в процессах инклюзивного глубоконеупругого $e^- p$ - и $e^+ p$ -рассеяния на коллайдере HERA позволяет дать одно из возможных объяснений противоречивости результатов поиска пентакварков Θ^+ и $\bar{\Theta}^+$ в эксперименте ZEUS. Показано, что экспериментальное ограничение псевдобыстрот каон-нуклонных комбинаций существенно уменьшает величину резонансного сигнала по отношению к

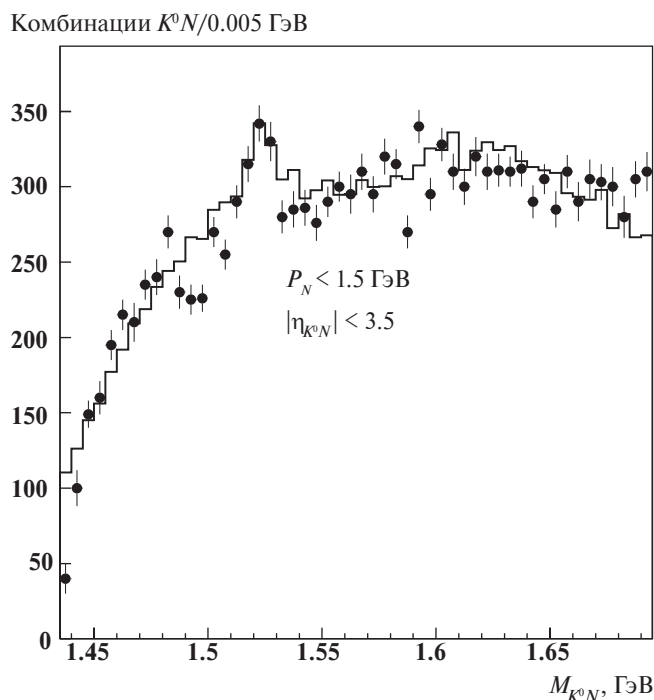


Рис. 7. Результаты расчета распределений по массе $K^0 N$ -комбинаций, где $N = p, \bar{p}$. Гистограмма — сумма распределений по массе $K^0 p$ -комбинаций (для резонансных и нерезонансных событий) и по массе $K^0 \bar{p}$ -комбинаций (для нерезонансных событий). Точки — данные эксперимента ZEUS [6].

нерезонансному фону, что является причиной отрицательного результата наблюдения пентакварков.

Результаты расчетов по модели механизма образования пентакварков позволяют предложить стратегию обработки экспериментальных данных для надежного наблюдения пентакварка Θ^+ в эксперименте ZEUS, руководствуясь следующей схемой:

- отбор событий с идентифицированными протонами, имеющими импульс $p_p < 1.5 \text{ ГэВ}$;
- отбор в качестве кандидатов в пентакварк Θ^+ только $K^0 p$ -комбинаций;
- отбор $K^0 p$ -комбинаций с псевдобыстротами $|\eta_{K^0 p}| < 3.5$.

В рамках рассматриваемой модели образование $\bar{\Theta}^+$ возможно в процессах столкновения электронов или позитронов с антипротонами. В этом случае механизм образования $\bar{\Theta}^+$ с кварковым составом $\bar{u}\bar{u}\bar{d}\bar{d}s$ может быть проиллюстрирован диаграммой, зарядово-сопряженной диаграмме на рис. 1, при взаимной перестановке кварков и антикварков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Barmin *et al.* (DIANA Collab.), **ЯФ** **66**, 1763 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1715 (2003)].
2. T. Nakano *et al.* (LEPS Collab.), Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
3. S. Stepanyan *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **91**, 252001 (2003).
4. J. Barth *et al.* (SAPHIR Collab.), Phys. Lett. B **572**, 127 (2003).
5. V. Kubarovsky *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **92**, 032001 (2004).
6. S. Chekanov *et al.* (ZEUS Collab.), Phys. Lett. B **591**, 7 (2004).
7. А. Н. Алеев и др. (SVD Collab.), **ЯФ** **68**, 1012 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 974 (2005)].
8. A. Aleev *et al.* (SVD Collab.), arXiv: 0803.3313 [hep-ex].
9. Yu. M. Antipov *et al.* (SPHINX Collab.), Eur. Phys. J. A **21**, 455 (2004).
10. I. Abt *et al.* (HERA-B Collab.), Phys. Rev. Lett. **93**, 212003 (2004).
11. D. O. Litvintsev, Nucl. Phys. B Proc. Suppl. **142**, 374 (2005).
12. K. Stenson, Int. J. Mod. Phys. A **20**, 3745 (2005).
13. B. McKinnon *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **96**, 212001 (2006).
14. M. Battaglieri *et al.* (CLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **96**, 042001 (2006).
15. N. Akopov *et al.* (HERMES Collab.), Phys. Rev. D **91**, 057101 (2015).
16. J. Pochodzalla, arXiv: 0406077 [hep-ph].
17. C. Amsler *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. B **667**, 1124 (2008).
18. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
19. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 222001 (2019).
20. R. Jaffe and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 232003 (2003).
21. M. G. Ryskin and Yu. M. Shabelski, Eur. Phys. J. C **50**, 81 (2007).
22. Ajay Kumar Rai, J. N. Pandya, and P. C. Vinodkumar, Nucl. Phys. A **782**, 406 (2007).
23. S. P. Baranov, arXiv: 0803.3012 [hep-ph].
24. Su Houn Lee and Shigehiro Yasui, arXiv: 0901.2977v2 [hep-ph].
25. Р. К. Дементьев, **ЯФ** **78**, № 3–4, 328 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, № 2, 301 (2015)].
26. T. H. R. Skyrme, Nucl. Phys. **31**, 5561962 (1962).
27. E. Witten, Nucl. Phys. B **223**, 422 (1983).
28. M. Chemtob, Nucl. Phys. B **256**, 600 (1985).
29. D. Diakonov, V. Petrov, and M. Polyakov, Z. Phys. A **359**, 305 (1997).
30. H. Abramowicz *et al.* (ZEUS Collab.), Phys. Lett. B **759**, 446 (2016).
31. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).

ANALYSIS OF THE SEARCH RESULTS FOR PENTAQUARKS IN THE ZEUS EXPERIMENT

© 2025 R. K. Dementiev¹⁾, I. A. Korzhavina¹⁾

¹⁾ M. V. Lomonosov Moscow State University,
Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics (SINP MSU), Moscow, Russia

The results of the search for the pentaquarks Θ^+ and $\bar{\Theta}^+$ in the ZEUS experiment are analyzed within the framework of the model of formation of five-quark states. The criteria for selecting pentaquarks, leading to different results of observing the resonant signal, are considered. Possible reasons for the negative results of the search for pentaquarks are identified.