

Ж.Ж. Тюлемисов<sup>1,2\*</sup> , А.Е. Тюлемисова<sup>1,2</sup> , А.Н. Исадыков<sup>1,2</sup> 

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Российская Федерация, г.Дубна

<sup>2</sup>Институт ядерной физики, Казахстан, г.Алматы

\*e-mail: zhomart161@mail.ru

## НЕЛЕПТОННЫЙ РАСПАД $\Omega$ -ГИПЕРОНА В РАМКАХ КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

$\Omega^-$ -гиперон – это адрон с массой  $M_\Omega = 1.67245$  ГэВ, спином  $J^P = 3/2^+$  и состоящим из трёх  $s$ -кварков. Основными каналами распада данного бариона являются слабые моды  $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$  и  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . Экспериментальные данные в рамках коллаборации BESIII в 2021 году сподвигли физиков-теоретиков к новым изучением данного бариона. Мы решили сфокусироваться на нелептонной моде слабого распада  $\Omega \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . Так как  $\Omega$  состоит из трёх  $s$ -кварков, он обладает симметрией относительно их перестановок. Распад  $\Omega \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  описывается факторизуемым вкладом типа Ia, т.е. его можно разделить на две части: слабый барион-барионный переход и излучение константы лептонного распада. В качестве подхода для изучения данного распада будем использовать математический аппарат ковариантной модели кварков, который был удачно апробирован на очарованных и дважды очарованных барионах. Ковариантная модель кварков позволяет эффективно учитывать размеры барионов и мезонов, участвующих в распаде. В результате вычислений было показано, что в узком диапазоне размерного параметра  $\Omega$ -гиперона есть хорошее согласие с экспериментальными данными. Данный результат свидетельствует о том, что описание нелептонных распадов  $\Omega$ -гиперона возможно без учета полюсных диаграмм.

**Ключевые слова:** стандартная модель, релятивистская модель, ковариантная модель кварков, слабые распады.

Ж.Ж. Тюлемисов<sup>1,2\*</sup>, А.Е. Тюлемисова<sup>1,2</sup>, А.Н. Исадыков<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Біріккен ядролық зерттеу институты, Ресей, Дубна қ.

<sup>2</sup>Ядролық физика институты, Қазақстан, Алматы қ.

\*e-mail: zhomart161@mail.ru

## Ковариантты шектелген кварк моделіндегі $\Omega$ -гиперондың лептонсыз ыдырауы

$\Omega^-$ -гиперон – массасы  $M_\Omega = 1,67245$  ГэВ, спині  $J^P = 3/2^+$  және үш  $s$ -кварктан тұратын адрон. Бұл барионның негізгі ыдырау арналары  $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$  және  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  әлсіз режимдері болып табылады. 2021 жылы BESIII ынтымақтастығынан алынған эксперименттік деректер теориялық физиктерді осы барионға жаңа зерттеулер жүргізуге итермеледі. Біз  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  әлсіз ыдырауының лептоникалық емес режиміне тоқталуды шештік.  $\Omega$  үш  $s$ -кварктан тұратындықтан, олардың ауыстырылуына қатысты симметрияға ие.  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  ыдырауы Ia типті факторланатын үлеспен сипатталады, яғни. оны екі бөлікке бөлуге болады: әлсіз барион-барион ауысуы және лептонның ыдырау константасының эмиссиясы. Бұл ыдырауды зерттеу тәсілі ретінде біз шарланған және екі еселенген бариондарда сәтті сыналған ковариантты шектелген кварк моделінің математикалық аппаратын қолданамыз. Ковариантты шектелген кварк моделі ыдырауға қатысатын бариондар мен мезондардың өлшемдерін тиімді есепке алуға мүмкіндік береді. Есептеулер нәтижесінде  $\Omega$ -гиперон өлшемі параметрінің тар диапазонында тәжірибелік мәліметтермен жақсы сәйкестік бар екені көрсетілді. Бұл нәтиже  $\Omega$ -гиперонның лептоникалық емес ыдырауын сипаттау полюстік диаграммаларды есепке алмай-ақ мүмкін болатынын көрсетеді.

**Түйін сөздер:** стандартты модель, релятивистік модель, ковариантты шектелген кварк моделі, әлсіз ыдыраулар.

Z.Z. Tyulemisov<sup>1,2\*</sup>, A.E. Tyulemisova<sup>1,2</sup>, A.N. Issadykov<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Joint Institute for Nuclear Research, Russia, Dubna

<sup>2</sup>Institute of Nuclear Physics, Kazakhstan, Almaty

\*e-mail: zhomart161@mail.ru

## Nonleptonic decay of $\Omega$ -hyperon in the framework of covariant confined quark model

$\Omega^-$ -hyperon is a hadron with mass  $M_\Omega = 1.67245$  GeV, spin  $J^P = 3/2^+$  and consisting of three  $s$ -quarks. The main decay channels of this baryon are the weak modes  $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$  and  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . Experimental data from the BESIII collaboration in 2021 prompted theoretical physicists to conduct new studies of this baryon. We decided to focus on the nonleptonic mode of the weak decay  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . Since  $\Omega$  consists of three  $s$ -quarks, it has symmetry with respect to their permutations. The decay  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  is described by a factorizable contribution of type Ia, i.e., it can be divided into two parts: the weak baryon-baryon transition and the emission of the leptonic decay constant. As an approach to study this decay, we will use the mathematical apparatus of the covariant confined quark model, which was successfully tested on charmed and doubly charmed baryons. The covariant confined quark model makes it possible to effectively take into account the sizes of baryons and mesons involved in decay. As a result of calculations, it was shown that in a narrow range of the  $\Omega$ -hyperon size parameter there is good agreement with experimental data. This result indicates that the description of nonleptonic decays of the  $\Omega$ -hyperon is possible without taking into account the pole diagrams.

**Keywords:** standard model, relativistic model, covariant quark model, weak decays.

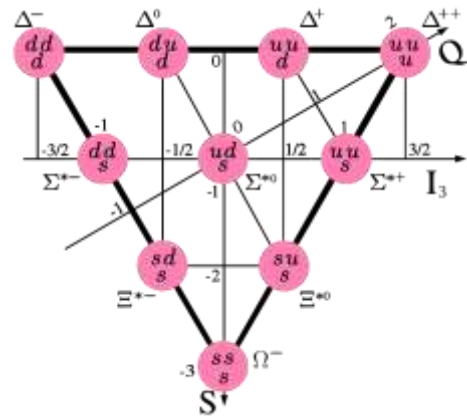
### Введение

Легкие барионы со спином  $J^P = 3/2^+$  объединяются в барионный декуплет представленный на рисунке 1. Данные барионы состоят только из легких ( $u$ -,  $d$ -,  $s$ -) кварков. Существование таких барионов как  $\Delta^-$ ,  $\Delta^+$  и  $\Omega^-$ -барионов потребовало введение дополнительного квантового числа – «цвет». Изоспиновые мультиплеты (частицы с одинаковыми  $I = \max |I_3|$ ) связаны следующими соотношениями:  $\Delta^- = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \Delta^+ = \Delta^{++}$ ,  $\Sigma^{*-} = \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma^{*0} = \Sigma^{*+}$ ,  $\Xi^{*-} = \Xi^{*0}$ . Спинор соответствующий изосинглету  $\Omega$ -гиперона симметричен по перестановкам кварков и удовлетворяет уравнению Рариты-Швингера.

Обнаружение частицы со странностью  $S = -3$  [1] было первым открытием, подтверждающим справедливость кварковой модели Гелл-Мана и Цвейга [2-3]. С тех пор интерес физиков-теоретиков и экспериментаторов привлечен к изучению данной частицы, т.к. этот гиперон распадается по слабому нелептонному каналу [4]. Следовательно, данные адроны пригодны не только для изучения матричных элементов матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, но и для исследования природы слабых распадов барионов со спином  $3/2$ .

Изучение распадных свойств этих барионов удобно тем, что они обладают симметрией по

перестановкам кварков. Данное условие позволяет описать слабые переходы только с учётом самых простых – факторизуемых диаграмм.



**Рисунок 1** – Декуплет барионов со спином  $3/2$ , состоящий из легких кварков. Ось  $Q$  – заряд бариона,  $I_3$  – проекция изоспина,  $S$  – странность.

Исследованием  $\Omega^-$ -гиперона занимались различные ученые. Одна из работ была посвящена матрице спиновой плотности [5]. Другие авторы в рамках киральной кварк-солитонной модели изучали влияние каонного облака на электромагнитные и аксиально-векторные форм-факторы  $\Omega^-$ -гиперона [6]. Для описания спектра  $\Omega^-$ -гиперона до состояния  $N = 2$  Liu с соавторами использовали потенциальную модель нерелятивистских конститuentных кварков [7].

Экспериментальное открытие [8] в 2020 году новой моды распада  $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 K^-$  дало толчок для новых теоретических исследований.

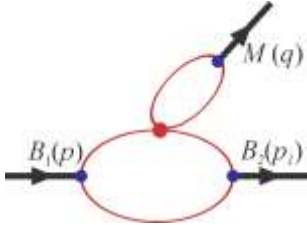
В рамках данной статьи будет рассматриваться слабый нелептонный распад  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . В качестве подхода будет использован математический аппарат ковариантной модели кварков, удачно апробированный для вычисления факторизуемых и нефакторизуемых  $W$ -обменных вкладов [9]. Мы хотим описать данный распад с учетом нелокальности взаимодействующих адронов. Для этого мы будем использовать вершинные функции, которые описывают их размеры. Работа разделена на следующие части: метод исследования, где будет представлен математический аппарат ковариантной модели кварков, и результаты, где перечислены основные параметры модели и приведены полученные результаты.

$$\bar{J}_\Omega(x) = \int dx F(x; x_1, x_2, x_3) \varepsilon^{a_1 a_2 a_3} [\bar{s}^{a_3}(x_3) \Gamma_2 C \bar{s}^{a_2}(x_2)] \bar{s}^{a_1}(x_1) \Gamma_1,$$

$$J_\Xi(y) = \int dy F(y; y_1, y_2, y_3) \varepsilon^{b_1 b_2 b_3} \gamma_\mu \gamma_5 u^{b_1}(y_1) [s^{b_2}(y_2) C \gamma^\mu s^{b_3}(y_3)], \quad (2)$$

$$J_\pi(v) = \int dv F(v; x_1, v_2) \delta^{c_1 c_2} [\bar{u}^{c_1}(v_1) i \gamma_5 d^{c_2}(v_2)]$$

где  $\Gamma_2 \otimes \Gamma_1 = [\gamma^\nu \otimes I + \frac{i}{2} \sigma^{\nu\alpha} \otimes \gamma^\alpha]$ , подробнее см. [11]. Данному лагранжиану соответствует следующая диаграмма Фейнмана (рис.2).



**Рисунок 2** – Слабый двухчастичный распад  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 + \pi^-$ .

Матричный элемент после всех математических операций в импульсном пространстве будет иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} T(p_1; p_2) &= 4\pi \delta^4(p_1 - p_2 - q) M(p_1; p_2), \\ M(p_1; p_2) &= f_\pi q^\mu \int \frac{d^4 k_1}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 k_2}{(2\pi)^4 i} \bar{\Phi}_\Omega[-\vec{Q}_q^2] \bar{\Phi}_\Xi[-\vec{Q}_r^2] \\ &\quad \gamma_\mu \gamma_5 S_u(k_1 + p_2) \cdot \quad (3) \\ &\quad \cdot O_L S_s(k_1 + p_1) \Gamma_1 \text{tr}[S_s(k_1 + k_2) \gamma^\mu S_s(k_2) \Gamma_2] \end{aligned}$$

Используя пропагаторы Фока-Швингера, повороты Вика записываем петлевые импульсы в качестве дифференциалов и проинтегрируем экспоненту по Гауссу. Затем программируя в

## Методы исследования

### Лагранжиан взаимодействия и эффективный гамильтониан

Двухчастичный нелептонный распад  $\Omega$ -бариона описывается лагранжианом вида:

$$\mathcal{L}_{int} = g_\Omega \mathbf{B}_1(x) \bar{J}_\Omega(x) + g_\Xi \bar{\mathbf{B}}_2(y) J_\Xi(y) + g_\pi \bar{\mathbf{M}}(v) J(v) + H_{eff}(z). \quad (1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} H_{eff}(z) &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{us}^* V_{ud} [C_1 (\bar{u}_a O_L s_b) (\bar{d}_b O_L u_a) + \\ &\quad + C_2 (\bar{u}_a O_L s_a) (\bar{d}_b O_L u_b)] \end{aligned}$$

– эффективный гамильтониан слабого взаимодействия с коэффициентами Вильсона  $C_1 = -0.625$  и  $C_2 = 1.361$  [10]:

программном пакете FORM и FORTRAN окончательно получим

$$\begin{aligned} \langle B_2 M_\pi | M(p_1, p_2) | B_1 \rangle &= \\ = \bar{u}^\nu(p_1) p_2^\nu (A + B \gamma_5) u(p_2), \quad (4) \end{aligned}$$

где  $A, B$  – это инвариантные матричные элементы.

Ширину нелептонного двухчастичного распада можно записать как

$$\begin{aligned} \Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-) &= \frac{G_F^2}{48\pi} \frac{|\mathbf{p}_2|^3}{m_1^2} |V_{us}^* V_{ud}|^2 \cdot \\ &\quad \cdot (Q_+ A^2 + Q_- B^2) \cdot ((m_1 + m_2)^2 - q^2), \quad (5) \end{aligned}$$

где  $Q_+ = (m_1 + m_2)^2 - q^2$ ,

$$Q_- = (m_1 - m_2)^2 - q^2.$$

Тогда брэнчинг данного распада будет иметь вид:

$$\text{Br}(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-) = \frac{\Gamma(\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-)}{\Gamma_{tot}} \cdot 100\%. \quad (6)$$

## Результаты и обсуждение

В рамках ковариантной модели кварков мы использовали следующие модельные параметры (см. таблицы 1 и 2).

**Таблица 1** – Параметры модели

$\lambda$	$\Lambda_\pi$	$\Lambda_\Xi$	$\Lambda_\Omega$	$m_{u,d}$	$m_s$
0.181	0.87	0.6925	0.7	0.241	0.428

**Таблица 2** – Массы адронов, константа лептонного распада и полная ширина распада [4].

Параметр	Значение (ГэВ)
$M_\Omega$	1.67245
$M_\Xi$	1.31486
$M_\pi$	0.13957
$f_\pi$	0.130
$\Gamma_\Omega$	$0.8017 \cdot 10^{-14}$

Использование параметров модели из Таблицы 1 и величин из Таблицы 2 для вычисления инвариантных матричных элементов позволяет вычислить такие параметры как ширина и брэнчинг слабого двухчастичного распада  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ . Численные значения, полученные интегрированием в FORTRAN трехпетлевых выражений, приведены в Таблице 3.

**Таблица 3** – Сравнение с экспериментальными данными

Модель	Значение брэнчинга (в %)
KMK	$25.8 \pm 2.9$
PDG [4]	$23.6 \pm 0.7$
CERN-SPS [12]	$23.4 \pm 1.3$

При заданном выборе параметров  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$  согласуется с экспериментальными значениями.

Ошибки нашей модели составляют порядка 10%, что является удовлетворительным описанием экспериментальных данных и согласуется с ошибками, полученными в наших ранних работах, что свидетельствует о стабильности модельных решений в независимости от адронов участвующих в распаде.

### Заключение

В данной работе был получен размерный параметр для нелептонного распада  $\Omega^- \rightarrow \Xi^0 \pi^-$ , который будет использован для будущих исследований  $\Omega^-$ . Уравнения Рариты-Швингера, тождества Фирца, математический аппарат ковариантной модели кварков и программные пакеты FORM и FORTRAN позволили описать экспериментальные данные на основании только факторизуемых вкладов. Следовательно, это является убедительным фактом того, что распады барионов со спином  $J^P = 3/2^+$  не должны учитывать полюсных вкладов, в отличие от слабых распадов октета барионов основного состояния.

### Благодарность, конфликт интересов

Авторы выражают благодарность Иванову М.А. за плодотворные обсуждения, в результате которых были сформулированы основные идеи данной статьи.

Работа выполнена в рамках проекта (грант №AP19680084) при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан.

### Литература

- 1 Barnes V.E., Connolly P.L., Crennell D.J., Culwick B.B., Delaney W.C., Fowler W.B., Hagerty P.E., Hart E.L., Horwitz N. and Hough P.V.C., et al. Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three //Phys. Rev. Lett. – 1964. – Vol.12. – P.204-206.
- 2 Gell-Mann M. A Schematic Model of Baryons and Mesons //Phys. Lett. – 1964. – Vol.8. – P.214-215.
- 3 Zweig G. An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2,” CERN-TH-412.
- 4 Workman R.L. et al. [Particle Data Group] //Review of Particle Physics. PTEP. – 2022. – Art.No 083C01.
- 5 Zhang Z. and Song J.J. Spin density matrix for  $\Omega^-$  and its polarization alignment in  $\psi(3686) \rightarrow \Omega^- \bar{\Omega}^{*+}$  // Chin. Phys. C. – 2023. – Vol.47, No.9. – Art.No 093101.
- 6 Jun Y.S., Kim H.C., Kim J.Y. and Suh J.M. //Structure of the  $\Omega$  baryon and the kaon cloud //PTEP. – 2022. – No.4. – Art.No 49302.
- 7 Liu M.S., Wang K.L., Lu Q.F. and Zhong X.H.  $\Omega$  baryon spectrum and their decays in a constituent quark model //Phys. Rev. D. – 2020. – Vol.101, No.1. – Art.No 016002.
- 8 Ablikim M. et al. [BESIII]. Model-Independent Determination of the Spin of the  $\Omega^-$  and Its Polarization Alignment in  $\psi(3686) \rightarrow \Omega^- \bar{\Omega}^+$  // Phys. Rev. Lett. – 2021. – Vol.126, No.9. – Art.No 092002.
- 9 Gutsche T., Ivanov M.A., Korner J.G., Lyubovitskij V.E. and Tyulemisov Z. Ab initio three-loop calculation of the W-exchange contribution to nonleptonic decays of double charm baryons // Phys. Rev. D. – 2019. – Vol.99, No.5. – Art.No 056013.
- 10 Buchalla G., Buras A.J. and Lautenbacher M.E. Weak decays beyond leading logarithms // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol.68. – P.1125-1144.

- 11 Ivanov M.A., Nurbakova G. and Tyulemissov Z.  $\Delta$  Isobar decay in covariant quark model // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2018. – Vol.15, No. 1. – P.1-11.  
 12 Bourquin M. et al. [Bristol-Geneva-Heidelberg-Orsay-Rutherford-Strasbourg]. First Measurement of the  $\Omega^-$  Decay Branching Ratios // Phys. Lett. B. – 1979. – Vol.88. – P.192-198

### References

- 1 V.E. Barnes, P.L. Connolly, et al. Phys. Rev. Lett. 12, 204-206 (1964).
- 2 M. Gell-Mann, Phys. Lett. 8, 214-215 (1964).
- 3 G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2, CERN-TH-412.
- 4 R.L. Workman, et al. [Particle Data Group], Review of Particle Physics, PTEP 2022, 083C01 (2022).
- 5 Z. Zhang and J.J. Song, Chin. Phys. C 47 (9), 093101 (2023).
- 6 Y.S. Jun, H.C. Kim, J.Y. Kim and J.M. Suh, PTEP 2022, 4, 49302 (2022).
- 7 M.S. Liu, K.L. Wang, Q.F. Lu and X.H. Zhong, Phys. Rev. D 101 (1), 016002 (2020).
- 8 M. Ablikim, et al. [BESIII], Phys. Rev. Lett. 126 (9), 092002 (2021).
- 9 T. Gutsche, M.A. Ivanov, J.G. Korner, V.E. Lyubovitskij, and Z. Tyulemissov, Phys. Rev. D 99 (5), 056013 (2019).
- 10 G. Buchalla, A.J. Buras, and M.E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. 68, 1125-1144 (1996).
- 11 M.A. Ivanov, G. Nurbakova, and Z. Tyulemissov, Phys. Part. Nucl. Lett. 15 (1), 1-11 (2018).
- 12 M. Bourquin, et al. [Bristol-Geneva-Heidelberg-Orsay-Rutherford-Strasbourg], Phys. Lett. B 88, 192-198 (1979).

#### История статьи:

Поступила 21 октября 2023 г.  
 Принята 28 февраля 2024 г.

#### Мақала тарихы:

Түсті – 21.10.2023  
 Қабылданды – 28.02.2024

#### Информация об авторах:

1. **Жомарт Тюлемисов** (автор корреспондент) – канд. физ.-мат. наук, Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: zhomart161@mail.ru)
2. **Акмарал Тюлемисова** – Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: akmaral\_1996@mail.ru)
3. **Айдос Исадыков** – PhD, Объединенный институт ядерных исследований (Россия, г. Дубна), Институт ядерной физики (Казахстан, г. Алматы, email: issadykov.a@gmail.com)

#### Information about authors:

1. **Zhomart Tyulemissov** – (corresponding author) Cand. of Phys. and Math. Sc., Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: zhomart161@mail.ru).
2. **Akmaral Tyulemissova** – Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: akmaral\_1996@mail.ru).
3. **Aidos Issadykov** – PhD, Joint Institute for Nuclear Research (Russia, Dubna), Institute of Nuclear Physics (Almaty, Kazakhstan, email: issadykov.a@gmail.com).