

СТРУКТУРА НУКЛОНОВ И NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕПЕРТУРБАТИВНОЙ КХД КАК НАСУЩНАЯ ЗАДАЧА ФИЗИКИ XXI ВЕКА

*В. И. Комаров*¹

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждается проблема структуры нуклонов и их взаимодействия в концепции непертурбативной КХД как подход к исследованию преобразования токовых кварков в конstituентные и к поиску механизма такого преобразования, создающего основную массу нуклона. Обращается внимание на возможности, которые дает изучение центральных нуклон-нуклонных соударений в этом аспекте.

The problem of the structure of nucleons and their interaction in the concept of nonperturbative QCD is discussed as an approach to the study of the transformation of current quarks into constituent ones and to the search for the mechanism of such a transformation creating the bulk of the nucleon mass. Attention is drawn to the possibilities offered by the study of central nucleon–nucleon collisions in this aspect.

PACS: 44.25.+f; 44.90.+c

Современная физика оперирует сотнями элементарных частиц. Первые параметры идентификации частицы — среднее значение и дисперсия ее массы. При этом масса нуклонов определяет массу объектов окружающего нас мира. Естественно, что проблема возникновения массы является первостепенной фундаментальной проблемой физики частиц. Открытие механизма генерации массы, предложенного Браутом, Энглером и Хиггсом, триумфально подтвержденное в экспериментах, оказалось крупнейшим достижением физики частиц последних десятилетий. Этот механизм стал широко известным научным фактом. Если спросить, как генерируются массы элементарных частиц, большинство физиков наверняка ответит: механизмом Хиггса. И это будет неправильный ответ. Неправильный потому, что механизм хиггсовского бозона генерирует массы только лептонов и токовых кварков и не имеет отношения к массе конstituентных кварков, образующих нуклоны [1]. А эта масса составляет не менее 80% массы видимой Вселенной (адроны, лептоны и электромагнитное поле) и еще большую долю массы на Земле.

¹E-mail: komarov@jinr.ru

Для описания генерации массы нуклонов не существует достоверного и общепринятого подхода. Известно лишь, что такая генерация обусловлена спонтанным нарушением киральности вакуума, но вопрос о механизме перехода «легкого», 5 МэВ-ного, токового кварка в «тяжелый», 300 МэВ-ный, конституентный кварк остается совершенно открытым. Каким образом взаимодействие с вакуумом трех токовых кварков высокого импульса преобразует их кинетическую энергию в массу конституентных кварков, слипающихся в нуклон, — неизвестно. Очевидно, что фундаментальность такого перехода не уступает фундаментальности механизма Хиггса.

Открытие механизма этого перехода, безусловно, требует знания структуры нуклона и динамики взаимодействия конституентных кварков в концепции *непертурбативной* квантовой хромодинамики (НПКХД). Такая КХД достигла значительных успехов. Эффективные киральные лагранжианы позволили воспроизвести все основные свойства легких мезонов и их взаимодействия при низких энергиях [2, 3]. Наиболее успешное, последовательное и универсальное микроскопическое описание легких барионных систем, достигнутое в киральной модели конституентных кварков [4], одновременно воспроизводит барионные спектры и барион-барионные взаимодействия при низких энергиях. Фазовые сдвиги NN -рассеяния, энергии связи легчайших ядер, волновая функция и формфакторы дейтрона, массы и каналы сильного распада дибарионных резонансов, сечения гиперон-нуклонных взаимодействий и даже определенные свойства пентакварков [5] оказались доступны этой модели. Однако НПКХД не имеет прямого вывода из основных постулатов КХД и ее достижения не указывают на механизм перехода токовых кварков в конституентные.

Неконструктивна в этом отношении и информация о структуре нуклонов, получаемая при высоких энергиях в концепции пертурбативной КХД. Грандиозные усилия приложены к настоящему времени для выяснения структуры нуклонов в этой концепции, но успешно полученная при этом «высокоэнергетическая» структура нуклонов очень далека от «низкоэнергетической». Достаточно вспомнить, что основная масса данных имеет вид одномерных партонных распределений, в то время как распределения кварков в основном состоянии нуклона, безусловно, имеют пространственно-трехмерный характер. В последние десятилетия интенсивно развивается теория обобщенных кварковых распределений, являющихся функцией трех переменных [6], и делаются попытки связать «высокоэнергетические» и «низкоэнергетические» распределения для единого описания во всей энергетической области (см., например, [7]).

Но проблема состоит не только в размерности распределений. Различие имеет более принципиальный характер: «высокоэнергетические» данные имеют дело с токовыми кварками, а «низкоэнергетические» — с конституентными. Получить информацию о распределениях конституентных кварков непосредственно из распределений токовых можно было бы, лишь зная связь токовых кварков с их глюонным и кварк-антикварковым окружением в конституентных кварках. Однако такая информация отсутствует. Поэтому изучение кварковой структуры нуклонов в «низкоэнергетической» области остается вполне специальной и самодостаточной проблемой. Ее решение очевидно требует получения новых экспериментальных данных, и наиболее эффективным направлением является их получение в широкой области энергий, включающей как «низкоэнергетическую», так и «высокоэнергетическую».

В этом аспекте большое достоинство имеет создаваемый в ОИЯИ комплекс NICA, энергетически перекрывающий обе интересующие области. Переход мезон-барионной

фазы материи к кварк-глюонной фазе традиционно изучается в соударениях тяжелых ядер. Однако для исследования НПКХД-структуры нуклонов такие соударения создают весьма существенные осложнения:

- малая кварковая плотность ядер по сравнению с плотностью нуклонов требует высоких энергий соударения для достижения интересующих барионных и энергетических плотностей;
- флуктуации нуклонной плотности в начальном состоянии ядер приводят к значительному разбросу локальных барионных и энергетических плотностей в промежуточном состоянии;
- большое число нуклонов, участников соударения, создает сложный динамический сценарий соударения, в частности, с присутствием смешанных мезон-барионной и кварк-глюонной фаз.

Поэтому исследование элементарного процесса перехода между конституентными и токовыми кварками в нуклон-нуклонных соударениях имеет кардинально более определенные начальные условия и является более доступным для интерпретации, чем в соударениях тяжелых ядер.

Проект NICA предусматривает создание установки для исследования нуклон-нуклонных соударений (SPD) [8]. Одной из приоритетных целей этой установки может стать именно исследование структуры нуклонов в «низкоэнергетической» области, т. е. в области НПКХД, а также при переходе в пертурбативную область. Оптимальные условия исследований создаются в кинематике соударений, обеспечивающей перекрытие центральных кварковых областей нуклонов [9]. Соударения с большими прицельными параметрами, определяемые мезон-барионными процессами, неэффективны для исследования кварковых степеней свободы возникающих состояний. Поэтому особое значение имеет выделение соударений с прицельными параметрами порядка и менее радиуса кварковой области нуклонов, т. е. $r_c \approx 0,4$ фм. Соответствующий критерий центральности обсуждался недавно в работе [10].

Следует подчеркнуть, что неупругие центральные соударения нуклонов имеют значительную вероятность, не исчезающую с ростом энергии. Еще Р. Фейнман в работе 1969 г. [11] обратил внимание на то, что постоянная с энергией часть полного неупругого поперечного сечения соударения адронов определяется событиями с высокой множественностью рождаемых частиц. Высокая множественность широко используется сейчас как критерий центральности соударения. Поэтому обсуждаемую Фейнманом не исчезающую с энергией часть полного неупругого сечения соударения нуклонов можно связать с соударением их кварковой сердцевины.

Полное сечение центрального соударения нуклонов находится на уровне $\sigma_{cNN}^{\text{inel}} = \pi r_c^2 = 5$ мбн. При соударении протонов, в силу сохранения барионного числа, в конечном состоянии возникают нуклонные пары: pp , np , pn . Поэтому каждое соударение сопровождается почти изотропным испусканием по крайней мере одного протона с вероятностью, близкой к 100%. В результате при почти изотропной эмиссии, дифференциальное сечение испускания одного протона под углом, близким к 90° , составляет около $\sigma_{cNN}^{\text{inel}}/4\pi = 0,4$ мбн/ср.

Многочисленные экспериментальные данные показывают, что для широкого круга процессов, а также угловых и энергетических условий измерения эмиссия протонов сопровождается испусканием дейтронов с отношением около $3 \cdot 10^{-3}$. Если использовать для идентификации центральности соударения регистрацию дейтрона под углом,

близким к 90° [10], интересующий нас процесс происходит с дифференциальным сечением ≈ 1 мкбн/ср, вполне достаточным для проведения корреляционных и поляризационных измерений.

Центральные NN -соударения открывают широкий диапазон исследования структуры и динамики взаимодействия нуклонов в режиме непертурбативной КХД. Объектом исследования являются характеристики реакции

$$p + p \rightarrow d(90^\circ) + M, \quad (1)$$

где M — система мезонов с примесью барион-антибарионных пар при достаточно высоких энергиях.

Первостепенный интерес представляет поиск эффектов перехода конstituентных кварков в токовые. Существенно, что область такого перехода должна находиться в пределах энергетического диапазона SPD (4–28 ГэВ). Действительно, согласно уже давно мотивированным оценкам [12], характерный импульс спонтанного нарушения киральности имеет величину, близкую к $P_\chi \approx 1,2$ ГэВ/с. Если переход происходит при разрушении всех шести сталкивающихся конstituентных кварков, необходимая для этого полная энергия в СЦМ составляет $\sqrt{s_{NN}} \approx 12$ ГэВ. Это означает, что в центральных NN -соударениях в области от энергии перекрытия кваркового содержания нуклонов ($\sqrt{s_{NN}} \approx 3$ ГэВ) до ≈ 12 ГэВ создается фазовое состояние, в котором действующими степенями свободы являются конstituентные кварки, голдстоуновские бозоны и глюоны. Такое состояние можно назвать *конституент-кварковой фазой* сильновзаимодействующей материи.

Изучение энергетической зависимости процессов центрального соударения нуклонов может оказаться эффективным средством наблюдения обсуждаемого фундаментального перехода конstituентных кварков в токовые. Можно ожидать, что такой переход проявится в энергетической зависимости импульсных и множественных распределений частиц, образующихся в определенных каналах конечного состояния, в их корреляциях и поляризационных характеристиках.

Заметим, что в течение последнего десятилетия возник значительный интерес к изучению центральных pp -соударений при высоких энергиях. Однако используемые энергии в сотни ГэВ [13] и ТэВ [14] слишком велики для наблюдения обсуждаемого перехода конstituентных кварков в токовые, в то время как уникальные условия для такого наблюдения, вероятно, сможет обеспечить SPD.

Среди первоочередных задач должно быть также изучение дибарионных резонансов. Их КХД-спектроскопия возникла уже в пионерской работе [15] 60-х гг. прошлого века. Легкие дибарионные резонансы с массами 2,1–2,2 ГэВ [16, 17] первоначально рассматривались как слабосвязанные $N\Delta(1238)$ -пары. Возникшие при этом трудности применения мезон-барионного описания дибарионных резонансов еще более возросли после наблюдения [18] относительно тяжелого резонанса с массой 2,38 ГэВ, близкой к массе $\Delta(1238)\Delta(1238)$ -пары. Это стимулировало успешное рассмотрение дибарионных резонансов в рамках киральной модели конstituентных кварков [19]. КХД-природа более тяжелых дибарионных резонансов не вызывает сомнения. Само существование таких резонансов с массой 3,0 ГэВ [20] и 2,65 ГэВ [21] показано в уже проведенных экспериментах. Изучение дибарионных резонансов в режиме центральных NN -соударений может стать перспективной программой исследования

механизмов реакций, определяемых степенями свободы НПКХД. Чувствительность процессов генерации пионов в NN -соударениях в ГэВ-ной области энергий к таким механизмам была показана в работах В. И. Кукулина (в частности, в [22]). Центральные соударения могут стать испытательным стендом для НПКХД-моделей механизма реакций, определяемых взаимодействием киральных конститuentных кварков.

Среди задач первой очереди следует назвать также исследование ожидаемой зависимости параметров рождаемых мезонов и мезонных корреляций от энергетической и барионной плотностей в NN -соударениях [23, 24].

Ограничившись кратким указанием экспериментов, инициируемых современными теоретическими ожиданиями, следует упомянуть и возможность проявления совершенно новых неожиданных эффектов, как это часто бывает при открытии новой экспериментальной области.

Обсуждая предлагаемые эксперименты центральных нуклон-нуклонных соударений, нужно иметь в виду, что программа SPD с самого начала проекта была ориентирована на поляризационные исследования спиновой структуры нуклона [25].

В целом создание SPD откроет возможности для широкой программы исследования структуры нуклонов в НПКХД. Возможности SPD для проведения поляризационных исследований в этом аспекте трудно переоценить. Накопление эмпирической информации и развитие адекватных феноменологических моделей может стать базой для создания строгой НПКХД-теории барионов. Такая программа требует, с одной стороны, интенсифицировать теоретическую работу в обсуждаемой проблематике, а с другой — привлечь экспериментаторов к подготовке соответствующих опытов на SPD. Первым шагом в решении обсуждаемой задачи должно стать осознание ее фундаментальности.

Автор благодарен В. А. Беднякову, А. В. Куликову, Е. А. Строковскому и Д. А. Циркову за интерес к проблеме и полезные обсуждения. Неоценима поддержка, оказанная В. И. Кукулиным, недавно безвременно ушедшим из жизни.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Roberts C. D.* Insights into the Origin of Mass // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2020. V. 1643. P. 012194.
2. *Volkov M. K.* Effective Chiral Lagrangians and Nambu–Jona-Lasinio Model // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 1993. V. 24. P. 82.
3. *Arriola E. R.* Pion Structure at High and Low Energies in Chiral Quark Models // *Acta Phys. Polon. B.* 2002. V. 33. P. 4443.
4. *Valcarce A., Garcilazo H., Fernandez F., Gonzalez P.* Quark-Model Study of Few-Baryon Systems // *Rep. Prog. Phys.* 2005. V. 68. P. 965.
5. *Dong Y., Shen P., Huang F., Zhang Z.* Selected Strong Decays of Pentaquark State $P_c(4312)$ in a Chiral Constituent Quark Model // *Eur. Phys. J. C.* 2020. V. 80. P. 341.
6. *Diehl M.* Generalized Parton Distributions // *Phys. Rep.* 2003. V. 388. P. 41.
7. *Boffi S., Pasquini B., Traini M.* Linking Generalized Parton Distributions to Constituent Quark Models // *Nucl. Phys. B.* 2003. V. 649. P. 243.
8. *Abazov V. M. et al. (SPD NICA Collab.).* Conceptual Design of the Spin Physics Detector. 2021. arXiv:2102.00442.
9. *Komarov V. I.* On the Possibility of Revealing the Transition of a Baryon Pair State to a Six-Quark Confinement State // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2018. V. 15. P. 69.

10. Komarov V. I., Baimurzinova B., Kunsafina A., Tsirkov D. Centrality Criteria of the Inelastic Nucleon–Nucleon Collisions // Phys. Part. Nucl. Lett. 2020. V. 17. P. 290.
11. Feynman R. Very High-Energy Collisions of Hadrons // Phys. Rev. Lett. 1969. V. 23. P. 1415.
12. Manohar A., Georgi H. Chiral Quarks and the Non-Relativistic Quark Model // Nucl. Phys. B. 1984. V. 234. P. 189.
13. Welsh K., Singer J., Heinz U. Initial State Fluctuations in Collisions between Light and Heavy Ions // Phys. Rev. C. 2016. V. 94. P. 024919.
14. Nachman B., Mangano M. Observables for Possible QGP Signatures in Central pp Collisions // Eur. Phys. J. C. 2018. V. 78. P. 343.
15. Dyson F., Xuong N. H. $Y = 2$ States in $SU(6)$ Theory // Phys. Rev. Lett. 1964. V. 13. P. 815.
16. Arndt R. A., Roper D., Workman R. L., McNaughton M. W. Nucleon–Nucleon Partial-Wave Analysis to 1.6 GeV // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 3995.
17. Komarov V. I., Tsirkov D., Azaryan T., Bagdasarian Z., Dymov S., Gebel R., Gou B., Kacharava A., Khoukaz A., Kulikov A., Kurbatov V., Lorentz B., Macharashvili G., Mchedlishvili D., Merzliakov S., Mikirtychiants S., Ohm H., Papenbrock M., Rathmann F., Serdyuk V., Shmakova V., Ströher H., Trusov S., Uzikov Y., Valdau Y. Evidence for Excitation of Two Resonance States in the Isovector Two-Baryon System with a Mass of 2.2 GeV/ c^2 // Phys. Rev. C. 2016. V. 93. P. 065206.
18. Clement H. On the History of Dibaryons and Their Final Observation // Prog. Part. Nucl. Phys. 2017. V. 93. P. 195.
19. Dong Y., Shen P., Huang F., Zhang Z. Theoretical Study of the $d^*(2380) \rightarrow d\pi\pi$ Decay Width // Phys. Rev. C. 2015. V. 91. P. 064002.
20. Andersen H. L., Dixit M. S., Evans H. J., Klare K. A., Larson D. A., Sherbrook M. V., Martin R. L., Kessler D., Nagle D. E., Thiessen H. A., Hargrove C. K., Hincks E. P., Fukui S. Forward Differential Cross Sections for the Reaction $pp \rightarrow d\pi^+$ in the Range 3.4–12.3 GeV/ c // Phys. Rev. D. 1971. V. 3. P. 1536.
21. Tsirkov D., Komarov V., Azaryan T., Dymov S., Kunsafina A., Kurbatov V., Kurmanaliyev Z., Uzikov Y. Recent Dibaryon Studies at ANKE // Eur. Phys. J. Web Conf. 2019. V. 199. P. 02016.
22. Kukulín V. I., Obukhovskiy I. T., Pomerantsev V. N., Faessler A. Two-Component Dressed-Bag Model for NN Interaction: Deuteron Structure and Phase Shifts up to 1 GeV // Int. J. Mod. Phys. E. 2002. V. 11. P. 1.
23. Hatsuda T., Kunihiro T. Character Changes of Pion and σ Meson at Finite Temperatures // Phys. Lett. B. 1987. V. 185. P. 304.
24. Blaschke D., Kalinovsky Yu. L., Radzhabov A. E., Volkov M. K. Scalar σ Meson at Finite Temperature in Nonlocal Quark Model // Phys. Part. Nucl. Lett. 2006. V. 3. P. 92.
25. Arbuzov A. et al. (SPD NICA Collab.). On the Physics Potential to Study the Gluon Content of Proton and Deuteron at NICA SPD // Prog. Part. Nucl. Phys. 2021. P. 103858.