

The role of the color in the NN interaction and
in the electroproduction of nucleon resonances

I.T. Obukhovsky

QFTHPEP-270 30.06.2025

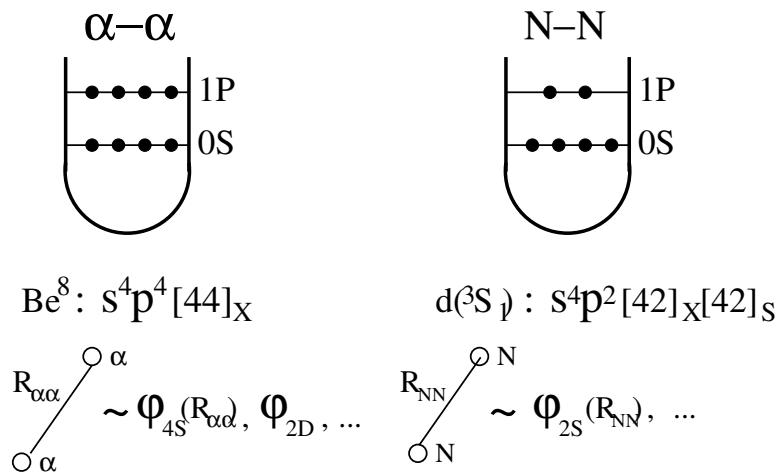
1. Введение

Роль цвета в NN-взаимодействии при умеренных энергиях можно оценить, используя методы, развитые в кластерной модели ядер. Нужно только заменить α -кластеры на $3q$ -кластеры и добавить новое квантовое число – цвет. Важную роль при этом играет взаимная дополнительность адронного и кваркового базисов – т.н. дуальность.

Дуальность согласуется не только с глубоконеупругим рассеянием, но, по-видимому, и с NN-взаимодействием, если ограничиться областью малых расстояний, $Q \gtrsim R_N^{-1}$. В этой области, наряду с описанием NN взаимодействия в терминах адронного базиса (обмен векторными мезонами), возможно и альтернативное описание в терминах кваркового базиса, интересное тем, что в этом случае определяющую роль играет принцип запрета Паули.

2. Аналогия с $\alpha\alpha$ -взаимодействием

Рассеяние нуклонов как $3q$ -кластеров рассматривалось еще до открытия цвета по аналогии с $\alpha\alpha$ -рассеянием в трансляционно инвариантной модели оболочек (ТИМО), где ключевую роль играет принцип Паули, который запрещает наиболее симметричные нуклонные конфигурации $s^8[8]_X$ и $s^4p^2[62]_X$ в области перекрывания α -частиц, и, соответственно, должен был бы запрещать наиболее симметричную $6q$ -конфигурацию $s^6[6]_X$ при перекрывании нуклонов:



Хорошо известно, как запрет Паули реализуется в $\alpha\alpha$ -рассеянии: волновая функция $\psi_{\alpha\alpha}(R)$, вследствие ортогональности к запрещенным состояниям, имеет узловой вид в области $R \lesssim R_\alpha$, что проявляется в фазовых сдвигах S - и D -волн как отталкивающий кор в $\alpha\alpha$ -потенциале. Аналогично, в NN -рассеянии, волновая функция $\psi_{NN}(R)$ должна иметь стабильный узел на малых расстояниях $R \lesssim R_N \approx 0.5-0.6 \text{ fm}$, который проявится в S -волновых фазовых сдвигах как отталкивающий кор радиуса $R_c \approx R_N$. Эта идея, как альтернатива концепции юкавского обменного взаимодействия в этой области, была реализована в известной модели **Московского потенциала**, который с минимальным количеством подгоночных параметров вполне адекватно описывает данные по упругому NN -рассеянию.

3. Роль цвета

Учет **цвета** кварков, казалось бы, должен все это отменить, поскольку теперь утраивается число "свободных мест" в конфигурации $s^6[6]_X$, и это снимает запрет Паули (вплоть до конфигурации $s^{12}[12]_X$, которая теперь допустима в ядре 4He). Однако, поскольку цветной заряд $6q$ -системы фиксирован ($C=0$, схема Юнга $[2^3]_C$), определяющую роль теперь играют ограничения, связанные с симметрией состояния в цвет-спиновом (CS) пространстве. Например, в дейтронном канале ($S=1, T=0$) допустимы **5** различных CS -состояний, как это следует из внутреннего произведения:

$$[2^3]_C \circ [42]_S = [42]_{CS} + [321]_{CS} + [2^3]_{CS} + [31^3]_{CS} + [2^21^2]_{CS},$$

но окончательный выбор разрешенного состояния ограничен из-за принципа Паули, поскольку в симметричной конфигурации $s^6[6]_X$ однозначно фиксирована схема Юнга в изоспин-координатном пространстве ($[3^2]_{T \circ [6]_X} = [3^2]_{TX}$), и только одно ($[2^3]_{CS}$) из пяти допустимых CS -состояний удовлетворяет принципу Паули:

$$[2^3]_{CS} \circ [3^2]_{TX} = [1^6]_{CSTX}$$

Таким образом, конфигурация $s^6[6]_X$ хотя и не запрещена, но **сильно ограничена** в **CS**-пространстве и, как было показано в известной работе, [V.A. Matveev, P. Sorba, Is deuteron a six-quark system?, Lett. Nuovo Cimento 20 \(1977\)435](#), симметричная конфигурация слабо перекрывается с NN-каналом ($\sim 10\%$), и в ней преобладают барион-барионные пары со **скрытым цветом** (**80%**).

Более того, аналогичными выкладками можно показать, перемножая более громоздкие схемы Юнга в $9q$ - и $12q$ -конфигурациях $s^9[9]_X$ и $s^{12}[12]_X$, что и в легчайших ядрах вплоть до ${}^4\text{He}$ существуют аналогичные "полузапрещенные" состояния, которые в адронном базисе соответствуют состояниям со скрытым цветом.

[V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovsky, Yu.F. Smirnov, E.V. Tkalya, Z. Phys. 313 \(1983\) 357](#).

Таким образом, из-за цвета в ядрах, начиная с дейтрона, естественным образом формируются **ненуклонные** степени свободы типа **дибарионов**, **трибарионов** и т.д., но их статус как адронов пока неясен.

Напротив, в конфигурации с нетривиальной пространственной симметрией $s^4p^2[42]_X$ разрешены все возможные **CS**-состояния, поскольку во внутреннем произведении координатной и изоспиновой схем Юнга содержатся все необходимые сопряженные схемы Юнга:

$$[3^2]_T \circ [42]_X = [2^21^2]_{TX} + [41^2]_{TX} + [3^2]_{TX} + [321]_{TX} + [42]_{TX}$$

Из-за отсутствия ограничений на **CS**-схемы Юнга допустимы любые их суперпозиции, в частности и такие, которые с максимальным весом проектируются на **NN**-состояния. Именно в этой конфигурации формируется **кластерный NN**-канал, в котором волновая функция имеет узел на малых **NN**-расстояниях $R_c \simeq 0.5 \text{ fm}$, что проявляется как отталкивающий кор в **NN**-рассеянии.

Это элементарные выкладки, но при проектировании кварковых ВФ в адронные каналы они требуют обобщения стандартной техники генеалогических коэффициентов (ГК) ядерной физики на случай учета цвета.

I.T. Obukhovsky, V.G. Neudatchin, Yu.F. Smirnov, Yu.M. Chuvilsky, Phys.Lett.B88(1979)231

4. Динамические модели

Оценки, полученные на качественном уровне в терминах схем Юнга, были подтверждены кварковым расчетом **S**-волнового **NN**-рассеяния в рамках метода резонирующих групп (МРГ)

$$\Psi_{NN}^{RGM}(123456) = \mathcal{A}_{6q} \{ \psi_N(123) \psi_N(456) \chi(r) \}, \quad r = \frac{1}{3}(r_1 + r_2 + r_3 - r_4 - r_5 - r_6).$$

Использовался **qq**-потенциал, согласованный со спектром барионов,

$$h_q = \sum_{i=1}^6 (m_q + \frac{p_i^2}{2m_q}) + \sum_{i>j=1}^6 (V_{ij}^{OGE} + V_{ij}^{Conf} + V_{ij}^{Ch}),$$

$$V_{ij}^{OGE} = \alpha_s \frac{\lambda_i \lambda_j}{4} \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{m_q^2} (1 + \frac{2}{3} \sigma_i \sigma_j) \delta(r_{ij}) - \frac{1}{4m_q^2} \frac{1}{r_{ij}} S_{ij} \right], \quad V_{ij}^{Conf} = -\frac{\lambda_i \lambda_j}{4} (g_C r_{ij} - V_0),$$

V_{ij}^{Ch} – потенциал π - и σ -обмена ($V_{ij}^{OPE} + V_{ij}^{OSE}$) в модели спонтанного нарушения киральной симметрии, в которой связь кварков с киральным полем $\phi(x)$ определена как $h_{Ch} = m_q(Q) \bar{\psi} \exp(i\gamma_5 \boldsymbol{\tau} \boldsymbol{\phi} / f_\pi) \psi$, $4\pi f_\pi \approx 1 \text{ GeV}$ – масштаб.

Полученное решение согласуется с МРГ-результатами других авторов, но мы получили в добавок **оценку относительного веса** "полузапрещенной" конфигурации $s^6[6]_X[2^3]_{CS}$ в волновой функции **NN**-рассеяния.

Использовалось разложение ВФ по схемам Юнга $\{f\} = \{[f_X], [f_{CS}]\}$ в терминах ГК и двухцентрового базиса метода генераторных координат

$$|s_+^3(R)s_-^3(R)\{f\}LST\rangle, \text{ где } s_{\pm}(R) = \exp[-\frac{1}{2b^2} \sum_{i=1}^3 (r_i \mp \frac{R}{2})^2].$$

Тогда \mathcal{A}_{6q} трансформируется в интеграл по генераторной координате R

$$\Psi_{NN}^{RGM}(1, 2, \dots, 6) = \int_0^\infty \sum_f \chi_f^L(R) |s_+^3(R)s_-^3(R)\{f\}LST\rangle R dR,$$

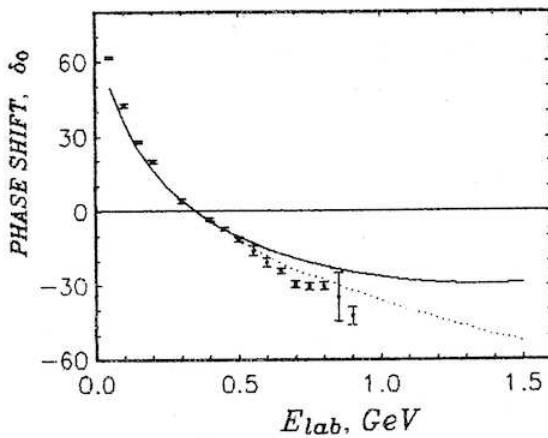
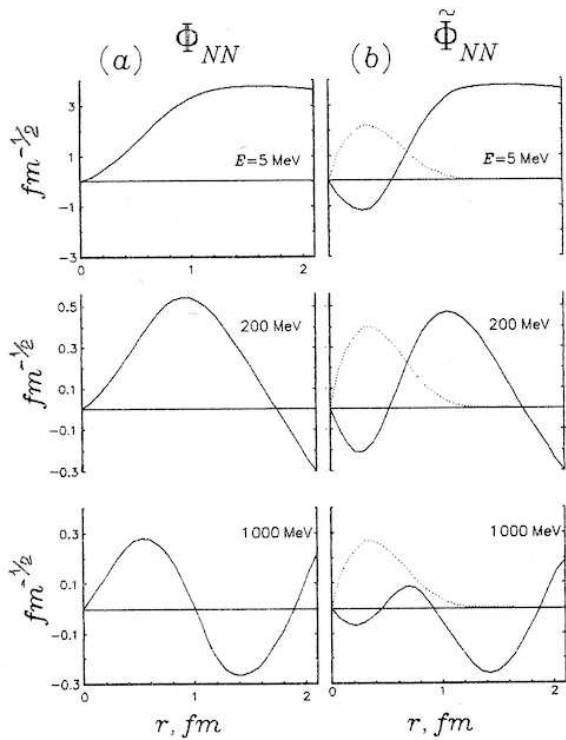
где под интегралом – суперпозиция состояний со всеми допустимыми схемами Юнга и пробная функция имеет вид

$$\chi_f^L(R) = C_f^L(k) \frac{\delta(R)}{R} + U_f^{NN} [\tilde{N}_{f_X}^L(k, R) + \text{ctg } \delta^L(k) \tilde{J}_{f_X}^L(k, R)]$$

(C_f^L и δ^L варьируются, U_f^{NN} – генеалогические коэффициенты).

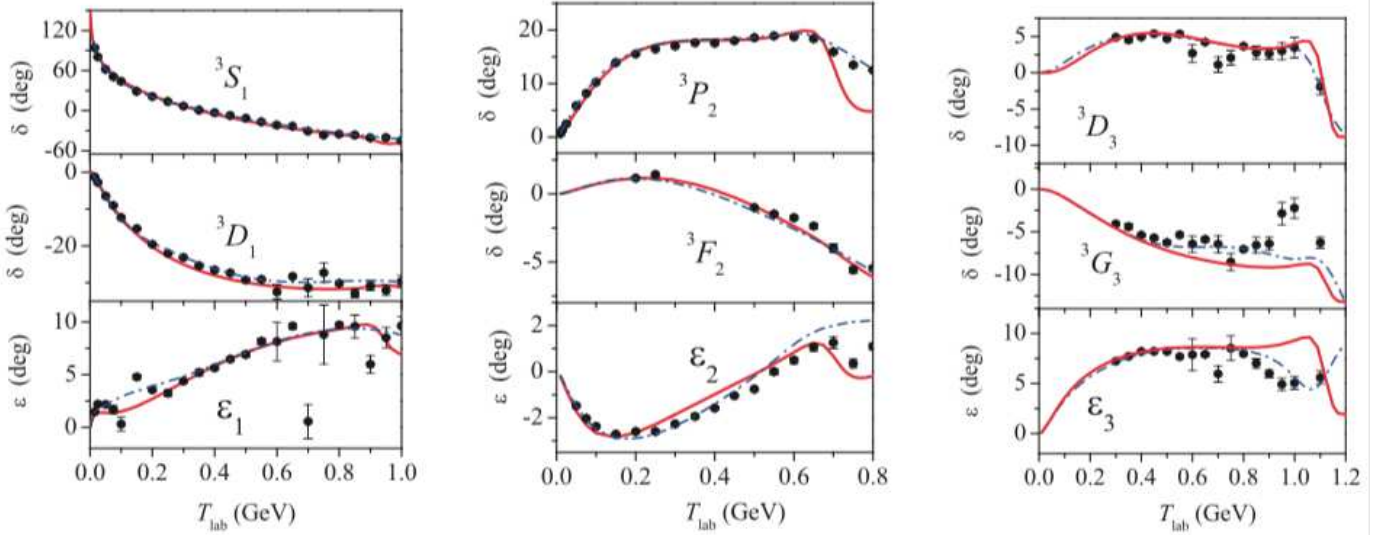
NN-проекцию МРГ-решения теперь несложно разбить на оболочечную Φ_{s^6} и кластерную $\tilde{\Phi}_{NN}$ части:

$$\Phi_{NN}^{L=0}(r) \equiv \langle NN | \Psi_{NN}^{RGM} \rangle = C_{f_0} \Phi_{s^6}(r) + \tilde{\Phi}_{NN}(r), \quad f_0 = \{[6]_X, [2^3]_{CS}\}$$



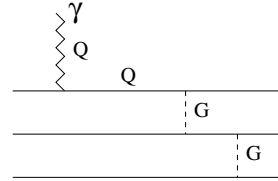
$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_h^{ex} \oplus \mathcal{H}_q^{in}, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi^{ex} \\ \psi^{in} \end{pmatrix}, \quad h = \begin{pmatrix} h^{ex} & h^{ex,in} \\ h^{in,ex} & h^{in} \end{pmatrix}, \quad h\Psi = E\Psi, \quad \psi^{in} = \frac{1}{E - h^{in}} h^{in,ex} \psi^{ex}$$

$$\rightarrow h^{eff}(E)\psi^{ex} = E\psi^{ex}, \quad h^{eff}(E) = h^{ex} + h^{ex,in} \frac{1}{E - h^{in}} h^{in,ex}$$



5. Рассеяние/переходы при больших передаваемых импульсах

Другая проблема, связанная как с нуклонными, так и ненуклонными степенями свободы, – это описание амплитуд eN -, ed -, ... и т.д. рассеяния при больших передаваемых импульсах ($Q^2 \gtrsim 1-2 \text{ GeV}^2$). Здесь необходимо не только релятивистское обобщение кварковой модели, но и существенное ее дополнение, поскольку передача адрону большого импульса Q идет за счет жестких глюонных обменов (pQCD):



Как известно, это приводит к правилам кваркового счета $F_1(Q^2) \sim (\frac{1}{Q^2})^{n_q-1}$.

V.A. Matveev, R.M. Muradian, F.N. Tavkhelilze, Lett. Nuovo Cimento 7 (1973)435,

Чтобы удовлетворить этому требованию, нужно, по крайней мере, модифицировать кварковые волновые функции адронов. Для оценки возникающих при этом трудностей полезно рассмотреть более простой случай: электровозбуждение резонансов на нуклоне.

Например, электровозбуждение резонанса Ропера $R = N(1440)\frac{1}{2}^+$ в формализме **на световом фронте**. В нерелятивистском базисе ТИМО – это переход $s^3[3]_X[21]_{CS} \rightarrow sp^2[21]_X[21]_{CS}$, который при учете некоторых поправок типа смешивания кварковой ВФ с "молекулярным" $N\sigma$ -состоянием,

$$R = \cos \theta |sp^2\rangle + \sin \theta |N + \sigma\rangle$$

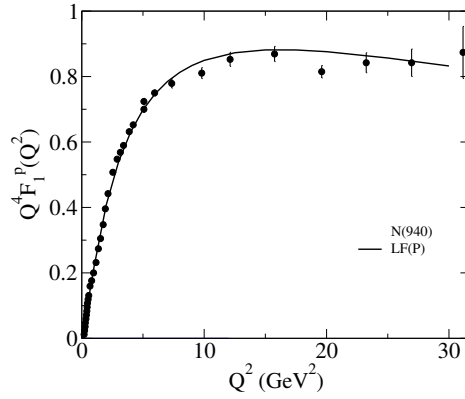
неплохо согласуется с данными JLab при $Q^2 \lesssim 1-2 \text{ GeV}^2$, но с ростом Q^2 "молекулярный" вклад ожидаемо затухает, а "оболочечная" часть ВФ предсказывает слишком мягкое поведение переходных формфакторов по сравнению с более жесткими экспериментальными данными в области $2 \lesssim Q^2 \lesssim 5 \text{ GeV}^2$.

Поэтому на световом фронте мы используем кварковые ВФ $\Phi(k_\perp, k_\perp, \xi, \eta)$ полюсного вида (k_\perp, ξ и k_\perp, η – относительные импульсы в $3q$ -системе)

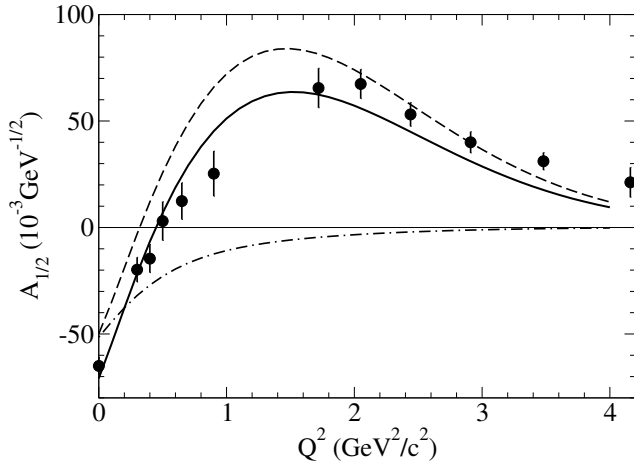
$$\Phi_N = [1 + M_0^2/\beta^2]^{-\gamma}, \quad \Phi_R = \mathcal{N}_2(1 - C_R M_0^2)\Phi_N, \quad \gamma = 3.5, \quad \beta \approx 2m_q,$$

$$M_0^2 = \frac{k_\perp^2 + m^2}{\eta\xi(1-\xi)} + \frac{K_\perp^2 + \eta m^2}{\eta(1-\eta)}, \quad \xi = \frac{x_1}{x_1 + x_2}, \quad \eta = 1 - x_3$$

Хорошо известно, что Φ_N неплохо описывает упругие формфакторы нуклона и согласована с асимптотикой кваркового счета $Q^4 F_1(Q^2) \rightarrow const$:

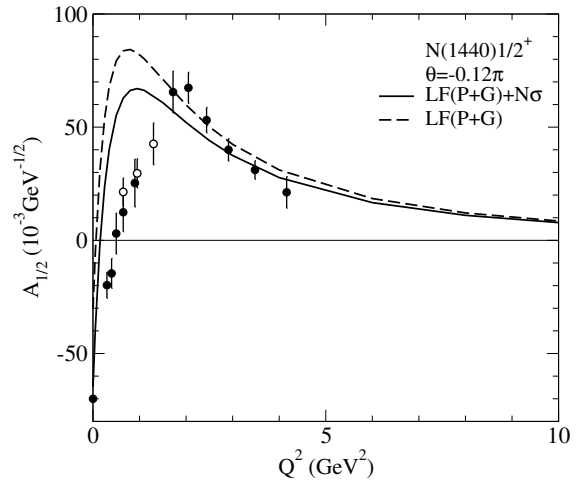


Nonrelativistic. 3P_0 model



I.T.Obukhovsky et al., Phys.Rev.D84(2011);

Light-front model



Phys.Rev.D100(2019)094013

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!

- 17 -