

## **Лекция 7. Дибарионная модель ядерных сил в системе двух нуклонов**

Двухканальный формализм для описания  $NN$ -системы с учетом кварк-мезонных степеней свободы. Фазовые сдвиги  $NN$ -рассеяния и свойства дейтрона в дибарионной модели. Интерпретация дибарионного механизма в терминах возбужденной струны. Мезонные токи в ядрах.

### **7.1. ДВУХКАНАЛЬНЫЙ ФОРМАЛИЗМ ДЛЯ ОПИСАНИЯ $NN$ -СИСТЕМЫ С УЧЕТОМ КВАРК-МЕЗОННЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ**

В предыдущей лекции мы начали излагать основы дибарионной концепции ядерных сил, позволяющей дать ответы на многие важные вопросы ядерной физики, не решенные в рамках традиционных мезон-обменных моделей нуклон-нуклонного взаимодействия. В этой и последующих лекциях мы продолжим рассмотрение этой новой нетривиальной концепции, введем необходимый теоретический формализм и обсудим предсказания дибарионной модели для основных свойств двух- и трехнуклонных систем.

Мы начнем с изложения формализма для описания системы двух нуклонов в рамках дибарионной модели [1]. Если при описании  $NN$ -системы мы хотим явно учесть ненуклонные степени свободы, то волновую функцию системы можно представить как столбец Фока, состоящий из двух (или, в общем случае, нескольких) компонент совершенно различной природы, например:

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi^{NN} \\ \Psi^{6q+\sigma} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $\Psi^{NN}$  — функция нуклон-нуклонного (внешнего) канала,  $\Psi^{6q+\sigma}$  — функция внутреннего канала, включающего ненуклонные (кварковые и мезонные) степени свободы. В нашем случае функция  $\Psi^{6q+\sigma}$  описывает шестикварковый мешок, одетый полем скалярных  $\sigma$ -мезонов, т.е. дибарион.

Соответственно, система может находиться в двух различных состояниях:

— в  $NN$ -канале, где волновая функция зависит от координаты относительного движения двух нуклонов ( $\mathbf{r}_{NN} \equiv \mathbf{r}$ ), полного спина ( $\mathbf{S}_{NN} \equiv \mathbf{S}$ ), изоспина ( $\mathbf{T}_{NN} \equiv \mathbf{T}$ ) и полного углового момента ( $\mathbf{J}_{NN} \equiv \mathbf{J}$ );

— в  $(6q+\sigma)$ -канале, где следует использовать переменные одетого мешка, например, координаты кварков  $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6$  и их индивидуальные спины, изоспины, цвета, полный спин  $6q$ -системы  $\mathbf{S}_{6q}$ , а также импульс  $\sigma$ -мезона  $\mathbf{k}$  и полный угловой момент мешка  $\mathbf{J}_B \equiv \mathbf{J}$ .

Гамильтониан такой двухканальной системы записывается в матричном виде:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} H^{NN} & H^{NN,6q+\sigma} \\ H^{6q+\sigma,NN} & H^{6q+\sigma} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь  $H^{NN}$  — гамильтониан внешнего  $NN$  канала

$$H^{NN} = t + v^{ex}, \quad (3)$$

где  $t$  — кинетическая энергия, а  $v^{ex}$  описывает прямое взаимодействие между нуклонами на больших расстояниях ( $r > 1.4$  Фм), обусловленное традиционными механизмами одно- и двухпион-

ного обмена (OPE и TPE) с низким значениям константы обрезания в вершине  $\Lambda_{\pi NN}$  ( $\sim 0.5\text{--}0.7$  ГэВ). Гамильтониан  $H^{6q+\sigma}$  описывает взаимодействие между кварками и мезонами внутри одетого шестикваркового мешка. Операторы связи каналов  $H^{6q+\sigma, NN}$  и  $H^{NN, 6q+\sigma}$  описывают переходы из  $NN$ - в  $(6q+\sigma)$ -канал и обратно.

Уравнение Шредингера для матричного гамильтониана (2) сводится к системе связанных уравнений для компонент столбца Фока (1):

$$\begin{cases} H^{NN}\Psi^{NN} + H^{NN, 6q+\sigma}\Psi^{6q+\sigma} = E\Psi^{NN}, \\ H^{6q+\sigma}\Psi^{6q+\sigma} + H^{6q+\sigma, NN}\Psi^{NN} = E\Psi^{6q+\sigma}. \end{cases} \quad (4)$$

Исключая компоненту одетого мешка  $\Psi^{6q+\sigma}$  из системы (4), получаем уравнение Шредингера только для  $NN$ -компоненты волновой функции:

$$H^{eff}(E)\Psi^{NN} = E\Psi^{NN}, \quad (5)$$

с эффективным зависящим от энергии гамильтонианом

$$H^{eff}(E) = H^{NN} + w(E), \quad (6)$$

где эффективное взаимодействие, обусловленное связью  $NN$ - и  $(6q+\sigma)$ -каналов, равно

$$w(E) = H^{NN, 6q+\sigma} (E - H^{6q+\sigma})^{-1} H^{6q+\sigma, NN}. \quad (7)$$

Для резольвенты гамильтониана одетого мешка  $H^{6q+\sigma}$  будем использовать следующее простое спектральное представление:

$$(E - H^{6q+\sigma})^{-1} = \sum_{\alpha} \int \frac{|\alpha, \mathbf{k}\rangle \langle \alpha, \mathbf{k}| d^3k}{E - E_{6q+\sigma}(\alpha, \mathbf{k})}, \quad (8)$$

где  $|\alpha\rangle$  — шестикварковые волновые функции состояний кваркового мешка и  $|\mathbf{k}\rangle$  — плоские волны, описывающие мезонные состояния. В этом приближении не учитывается взаимодействие  $\sigma$ -мезона с кварками. Энергия одетого кваркового мешка в таком приближении определяется суммой:

$$E_{6q+\sigma}(\alpha, \mathbf{k}) = m_\alpha + \frac{k^2}{2m_\alpha} + \omega_\sigma(k), \quad (9)$$

где  $m_\alpha$  — масса шестикваркового мешка и  $\omega_\sigma(k)$  — релятивистская кинетическая энергия  $\sigma$ -мезона:

$$\omega_\sigma(k) = \sqrt{m_\sigma^2 + k^2}. \quad (10)$$

После разложения по парциальным волнам резольвента (8) может быть записана так:

$$\begin{aligned} & \left( E - H^{6q+\sigma} \right)^{-1} = \\ & = \sum_\alpha \int_0^\infty k^2 dk \sum_{L_\sigma, S_{6q}} \sum_{J, M} \frac{\left| \alpha \{ S_{6q} + L_\sigma \}_{JM}, k \right\rangle \left\langle \alpha \{ S_{6q} + L_\sigma \}_{JM}, k \right|}{E - m_\alpha - \frac{k^2}{2m_\alpha} - \omega_\sigma(k)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь  $|\alpha \{ S_{6q} + L_\sigma \}_{JM}, k\rangle$  — волновая функция одетого мешка, отвечающая угловому моменту  $\mathbf{J} = \mathbf{S}_{6q} + \mathbf{L}_\sigma$  и его проекции  $M$ .

Тогда в однополусном приближении (т.е. когда для каждого значения  $J$ ,  $S_{6q}$  и  $L_\sigma$  в (11) берется один член в сумме по  $\alpha$ ) эффективное взаимодействие в  $NN$ -канале, обусловленное связью с  $(6q+\sigma)$ -каналом, может быть представлено выражением:

$$w(E) = H^{NN,6q+\sigma} (E - H^{6q+\sigma})^{-1} H^{6q+\sigma,NN} = \int_0^\infty k^2 dk \sum_{L_\sigma} \sum_{J=|S_{6q}+L_\sigma|}^{|S_{6q}+L_\sigma|} \sum_M \sum_{J=|S_{6q}-L_\sigma|}^{|S_{6q}-L_\sigma|} \sum_M \frac{H^{NN,6q+\sigma} \left| d_0 \{S_{6q} + L_\sigma\}_{JM}, k \right\rangle \left\langle d_0 \{S_{6q} + L_\sigma\}_{JM}, k \right| H^{6q+\sigma,NN}}{E - m_{d_0} - \frac{k^2}{2m_{d_0}} - \omega_\sigma(k)}. \quad (12)$$

Такой оператор  $NN$ -взаимодействия, индуцированного рождением промежуточного дибариона, т.е. шестикваркового мешка, одетого  $\sigma$ -полем, можно проиллюстрировать с помощью диаграммы, изображенной на Рис. 7.1.

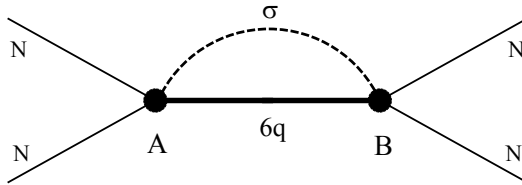


Рис. 7.1.  $NN$ -взаимодействие, обусловленное образованием промежуточного дибариона.

Чтобы определить операторы перехода  $H^{NN,6q+\sigma}$  из нуклон-нуклонного в дибарионный канал, необходимо как-то связать между собой компоненты столбца Фока. Для этого можно использовать микроскопическое шестикварковое описание системы в обоих каналах.

Для определения  $NN$ -компоненты волновой функции можно использовать анзац метода резонирующих групп (МРГ):

$$\Psi_{\text{МРГ}}^{NN}(1,2,3,4,5,6) = A(\psi_N(1,2,3)\psi_N(4,5,6)\chi_{NN}(\mathbf{r})), \quad (13)$$

где  $\Psi_{\text{МРГ}}^{NN}(i,j,k)$  — волновая функция нуклона, записанная в терминах кварковых переменных,  $\chi_{NN}(\mathbf{r})$  функция относительно-го движения, зависящая от межнуклонного расстояния  $\mathbf{r}$ , и  $A$  —

антисимметризатор, включающий перестановки всех шести кварков:  $A = \sum_P (-1)^P P_{6q}$ .

Тогда волновую функцию в  $NN$ -канале можно заменить перенормированной МРГ-функцией относительного движения:

$$\Psi^{NN}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathcal{N}^{-1/2} \chi_{NN}(\mathbf{r}), \quad (14)$$

где  $\mathcal{N}$  — так называемое ядро перекрывания:

$$\mathcal{N}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi_N \psi_N | A \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}') | \psi_N \psi_N \rangle, \quad (15)$$

а гамильтониан  $H^{NN}$  следует заменить МРГ-гамильтонианом

$$H^{\text{МРГ}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \langle \psi_N \psi_N | A H_{6q} | \psi_N \psi_N \rangle, \quad (16)$$

выраженным через некоторый микроскопический шестикварковый гамильтониан  $H_{6q}$ .

При такой трактовке образование одетого дибариона можно проиллюстрировать более детальной диаграммой, показанной на Рис. 7.2, где  $\sigma$ -петля находится в середине  $6q$ -пропагатора, а не охватывает весь пропагатор.

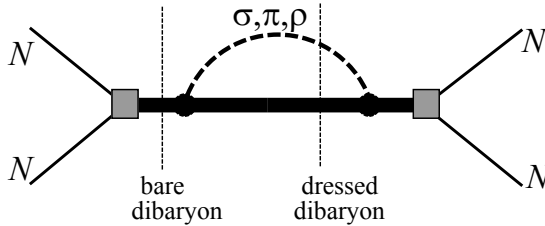


Рис. 7.2. Образование промежуточного одетого дибариона в  $NN$ -взаимодействии: 1 —  $6q$ -состояние со структурой  $|s^4 p^2 [42] LST\rangle$ , 2 — симметричное  $6q$ -состояние  $|s^6 [6]\rangle$ .

Такая диаграмма отвечает тому, что сначала из двух нуклонов образуется начальная шестикварковая конфигурация  $|s^4 p^2 [42] LST\rangle$  с перекрытыми нуклонами, но без мезонов, после чего это возбужденное состояние переходит в полностью сим-

метричное состояние  $|s^6[6]\rangle$ , излучая  $\sigma$ -мезон. Этот  $\sigma$ -мезон захватывается шестикварковым остовом благодаря сильному притяжению, и вокруг остова образуется скалярное мезонное облако, что соответствует одетому кварковому мешку  $|s^6[6]+\sigma\rangle$ . Затем одетое состояние  $|s^6[6]+\sigma\rangle$  возвращается в исходное состояние двух нуклонов, проходя снова через безмезонное кварковое состояние смешанной симметрии.

Для получения эффективного взаимодействия (12) нам не нужно определять полный оператор перехода  $H^{NN,6q+\sigma}$ . Как видно из (12), необходимо только знать, как оператор перехода действует на те состояния одетого мешка  $|\alpha, \mathbf{k}\rangle$ , которые включены в резольвенту (11):  $H^{NN,6q+\sigma}|\alpha, \mathbf{k}\rangle$ . В случае использования однополюсного приближения (14) эта величина имеет вид суммы факторизованных членов:

$$H^{NN,6q+\sigma}|\alpha, \mathbf{k}\rangle = \sum_L B_{L_\sigma LS}^J(\mathbf{k}, E) |Z_{L_\sigma S}^{JM}\rangle, \quad (17)$$

где вершинные функции  $B_{L_\sigma LS}^J$  определяют переход из  $NN$ -канала в  $(6q+\sigma)$ -канал.

В рамках МРГ-описания «внешнего»  $NN$ -канала действие оператора перехода из состояний  $NN$ -канала в состояния  $|d_0, \mathbf{k}\rangle$  одетого мешка можно формально записать как

$$H^{NN,6q+\sigma}|d_0, \mathbf{k}\rangle = \langle \{\psi_N \psi_N\}_{ST} | \hat{O}_\sigma(\mathbf{k}, E) | d_0, \mathbf{k}\rangle, \quad (18)$$

где  $\hat{O}_\sigma(\mathbf{k}, E)$  — оператор уничтожения  $\sigma$ -мезона с импульсом  $\mathbf{k}$ , а индексы  $ST$  означают спин-изоспиновые квантовые числа  $NN$ -состояния.

Вершинные функции  $B_{L_\sigma L S}^J(\mathbf{k}, E)$  были вычислены в рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек, примененной к шестикварковой системе, в предположении испускания  $\sigma$ -мезона из начального шестикваркового состояния  $|s^4 p^2[42]_x\rangle$  [2].

На Рис. 7.3 изображена диаграмма для процесса испускания двух пионов при переходе из шестикваркового состояния  $|s^4 p^2[42]_x\rangle$  в состояние одетого кваркового мешка  $d_0 + \sigma(2\pi)$ . Процесс идет в два этапа через промежуточное  $6q$ -состояние  $d'(d'')$ , обозначенное на диаграмме вертикальной штриховой линией:

$$NN \rightarrow d'(d'') + \pi \rightarrow d_0 + \sigma(2\pi).$$

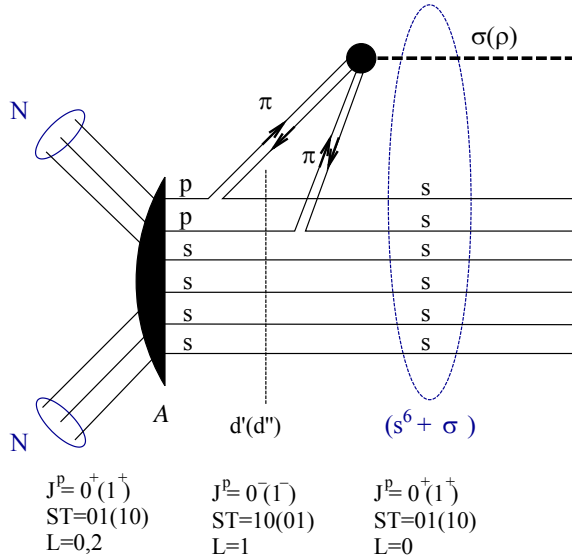


Рис. 7.3. Диаграмма, иллюстрирующая формфактор перехода из  $NN$ -канала в дибарионный ( $6q + \sigma$ )-канал через последовательное испускание двух пионов из двух кварков, находящихся на  $p$ -орбите.

Для четных парциальных волн в начальном состоянии с  $L = 0,2$  это промежуточное состояние имеет структуру  $|s^5 p[51]_x\rangle$ .



Микроскопические кварковые расчеты амплитуды такого перехода приводят к следующему результату. Эффективный  $NN$ -потенциал (12), обусловленный связью  $NN$ -канала с внутренним дибарионным каналом, может быть представлен в виде суммы простых сепарабельных членов для каждой парциальной волны. В координатном представлении он имеет вид:

$$w(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = \sum_{S, J, L, L'} V_{LL'}^{SJ}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E), \quad (19)$$

где

$$V_{LL'}^{SJ}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = \sum_M Z_{LS}^{JM}(\mathbf{r}) \lambda_{SLL'}^J(E) Z_{L'S}^{JM*}(\mathbf{r}'). \quad (20)$$

$Z_{LS}^{JM}(\mathbf{r})$  — формфакторы потенциала:

$$Z_{LS}^{JM}(\mathbf{r}) = \zeta_{LS}^J(r) Y_{LS}^{JM}(\hat{\mathbf{r}}). \quad (21)$$

Зависящие от энергии константы связи  $\lambda_{SLL'}^J(E)$  в формуле (20) для эффективного взаимодействия выражаются через интегралы по импульсу  $k$  от произведения двух вершин перехода  $B$  и свертки мезонного и кваркового пропагаторов (отвечает знаменателю в подынтегральном выражении в (22):

$$\lambda_{SLL'}^J = \sum_{L_\sigma} \int_0^\infty k^2 dk \frac{B_{L_\sigma LS}^J(k, E) B_{L_\sigma L'S}^{J*}(k, E)}{E - m_{d_0} - \frac{k^2}{2m_{d_0}} - \omega_\sigma(k)}. \quad (22)$$

Дибарионная  $(6q + \sigma)$ -компонента полной волновой функции может быть вычислена чисто алгебраически:

$$|\Psi_{6q+\sigma}^{JM}(E)\rangle = \Psi_\sigma^{JM}(\mathbf{k}, S_{6q}, E) d_0(r_1, \dots, r_6), \quad (23)$$

где функцию

$$\Psi_{\sigma}^{JM}(\mathbf{k}, S_{6q}, E) = \sum_{L=|J-S|}^{L=|J+S|} C_S^{LJ}(E) \sum_{L_{\sigma}} \frac{B_{L_{\sigma}LS}^J(k, E) Y_{L_{\sigma}S_{6q}}^{JM}(\bar{\mathbf{r}})}{E - m_{d_0} - \frac{k^2}{2m_{d_0}} - \omega_{\sigma}(k)} \quad (24)$$

следует рассматривать как мезонную часть волновой функции одетого мешка, а  $d_0(r_1, \dots, r_6)$  — как ее кварковую часть. Коэффициенты  $C_S^{LJ}(E)$  определяются перекрыванием нуклон-нуклонной компоненты волновой функции и форм-факторов сепарабельного потенциала (17):

$$C_S^{LJ}(E) = \int_0^{\infty} r^2 dr \Psi_{NN}^{LSJ}(r, E) \zeta_{LS}^J(r). \quad (25)$$

Сумма по  $L_{\sigma}$  в формуле (24) учитывает возможность ненулевого углового момента  $\sigma$ -мезона в мешке. Такие вклады очень важны для описания взаимодействия в высоких парциальных волнах.

На Рис. 7.4 показан шестикварковый мешок, окруженный скалярным  $\sigma$ -полем, которое вращается вокруг кора, т.е. имеет ненулевой угловой момент  $L_{\sigma} \neq 0$ .

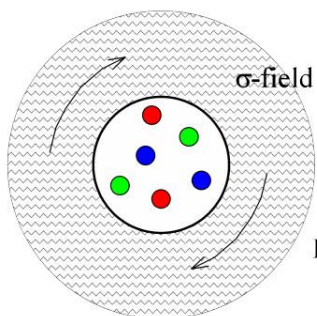


Рис. 7.4. Шестикварковый мешок, окруженный скалярным  $\sigma$ -полем с угловым моментом  $L_{\sigma} \neq 0$ .

Например, в  $NN$ -системе для связанных каналов  ${}^3S_1$ – ${}^3D_1$  возможна компонента с  $L_{\sigma} = 2$ . Соответствующая дибарионная компо-

нента с  $L_\sigma = 2$  дает вклад в  $D$ -волну в дейтроне, несколько увеличивая ее вес и, следовательно, увеличивает величину квадрупольного момента дейтрона  $Q$ , приближая ее к экспериментальной.

В кварковой осцилляторной модели такая конфигурация с  $L_\sigma \neq 0$  возникает из  $D$ -волновой функции дейтрона  $|s^4 p^2 [42] L=2, S=1, T=0\rangle$ , вес которой примерно равен весу  $S$ -волновой компоненты  $|s^4 p^2 [42] L=0, S=1, T=0\rangle$ . Тогда  $D$ -волновая компонента смешанной симметрии может перейти в симметричное шестикварковое состояние  $|s^6 [6] + \sigma\rangle$  с  $d$ -волновым  $\sigma$ -мезоном. Интересно, что в таком кварковом мешке  $s$ - и  $d$ -волновые компоненты, в резком отличии от  $NN$ -компонент в дейтроне, представлены примерно с равным весом. Таким образом, эта существенно мешковая  $d$ -компонента должна давать дополнительный вклад в квадрупольный момент дейтрона, что вероятно позволит компенсировать 6%-ную недостачу в величине квадрупольного момента дейтрона, имеющуюся в большинстве современных моделей  $NN$ -взаимодействия.

С другой стороны, эта короткодействующая  $D$ -волновая компонента кваркового происхождения качественно хорошо объясняет тензорный характер короткодействующих  $NN$ -корреляций в ядрах, надежно установленный в пионерских экспериментах типа  $A(p, ppn)$  и  $A(e, e'pn)$ , выполненных в Брукхейвенской [3] и Джефферсоновской [4] лабораториях в США.

В  $NN$ -рассеянии в высших парциальных волнах картина выглядит так, как изображено на Рис. 7.5.

Вклад компоненты одетого мешка в волновую функцию  $NN$ -системы пропорционален норме функции  $\Psi_{6q+\sigma}$  (используем при этом выражение (24) для  $\Psi_{\sigma}^{JM}$ ):

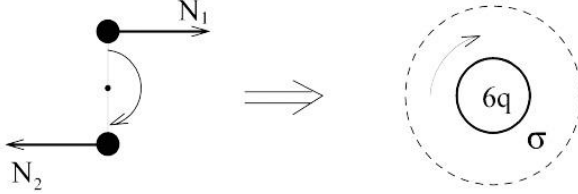


Рис. 7.5. Преобразование углового момента в  $NN$ -системе в угловой момент мезонного облака, например,  $(L_{NN} = 2, J = 2) \Rightarrow (S_q = 0, L_{\sigma} = 2, J = 2)$ .

$$\begin{aligned}
 |\Psi^{6q+\sigma}|^2 &= |d_0|^2 \int \Psi_{\sigma}^{JM}(\mathbf{k}, E) \Psi_{\sigma}^{JM*}(\mathbf{k}, E) d^3k = \\
 &= \sum_{LL'} C_S^{LJ}(E) C_S^{L'J*}(E) \sum_{L_{\sigma}} \int_0^{\infty} \frac{B_{L_{\sigma}LS}^J(k, E) B_{L_{\sigma}L'S}^J(k, E) k^2 dk}{\left( E - m_{d_0} - \frac{k^2}{2m_{d_0}} - \omega_{\sigma}(k) \right)^2} = \\
 &= \sum_{LL'} C_S^{LJ}(E) C_S^{L'J*}(E) P_{LL'S}^J(E) \equiv \sum_{LL'} \gamma_{LL'S}^J(E). \tag{26}
 \end{aligned}$$

Множители  $P_{LL'S}^J(E)$  вычисляются через константы связи  $\lambda_{LL'S}^J(E)$  (см. формулу (22)):

$$P_{LL'S}^J(E) = -\frac{d\lambda_{LL'S}^J(E)}{dE}. \tag{27}$$

Полная волновая функция связанного состояния  $\Psi^J$  двухнуклонной системы должна быть ортонормированна:  $|\Psi^J|^2 = 1$ . Таким образом, она может быть записана в виде

$$\Psi^J = \beta \begin{pmatrix} \Psi_{NN}^J \\ \Psi_{6q+\sigma}^J \end{pmatrix}. \quad (28)$$

Предполагая, что нуклонная часть волновой функции  $\Psi_{NN}^J$ , найденная из эффективного уравнения Шредингера, имеет стандартную нормировку  $|\Psi_{NN}^J|^2 = 1$ , получаем полную нормировку столбца Фока:

$$\beta^2(E) = \left( 1 + \sum_{LL'} \lambda_{LL'S}^J(E) \right)^{-1}. \quad (29)$$

Тогда вес одетого мешка равен  $(1 - \beta^2(E))$  и зависит от энергии. Для двухканального состояния дейтрона  ${}^3S_1$ – ${}^3D_1$  этот вес ненуклонной компоненты составляет от 2.5 до 3.7% для разных версий дибарионной модели.

Интересно проследить, как вероятность образования одетого мешка  $W(E) = 1 - \beta^2(E)$  ведет себя в зависимости от энергии столкновения.

Здесь необходимо сделать некоторые разъяснения относительно масс «голых» и «одетых» дибарионов. Под одетыми дибарионами мы подразумеваем шестикварковые мешки с учетом не только мезонных, но и барионных петель (см. Рис. 6.15 в Лекции 6). Тогда масса дибариона в дейтроне, т.е. в каналах  ${}^3S_1$ – ${}^3D_1$ , а также в синглетном канале  ${}^1S_0$  должна быть очень близка к массе двух нуклонов ( $\sim 1.88$  ГэВ), тогда как масса голых дибарионов в этих каналов совсем другая и составляет, вероятно, 2.1–2.2 ГэВ. Благодаря мезонным и барионным петлям, т.е. «одеванию», масса одетого дибариона сдвигается вниз к экспериментальному значению, соответствующему энергии связи дейтрона или синглетного дейтрона. Соответственно, нормировочный ко-

эффициент  $\beta$  в полном столбце Фока и константа связи  $\lambda_{LL'S}^J$  учитывают присутствие одетого дибариона в полной волновой функции системы. Можно предположить, что с ростом энергии столкновения и приближении ее к массе одетого дибариона вес дибарионной компоненты в полной волновой функции будет возрастать.

Проведенное исследование [5] подтверждает этот вывод. Как уже указывалось, дибарионная компонента  $J^\pi I=1^+0$  составляет лишь малую примесь (2.5–3.7%) в полной волновой функции дейтрона, в то время как вес дибарионной компоненты  $3^+0$ , найденный из подгонки сечений двухпионного рождения в  $pn$ -соударениях при энергиях протонов порядка 1 ГэВ, т.е. вблизи массы дибариона  $d^*$  с квантовыми числами  $I(J^P) = 0(3^+)$ , достигает 70–90%, оставляя на долю  $NN$ -компоненты не более 30%.

Таким образом, мы описали схему для динамического описания системы двух нуклонов как двухканального объекта, включающего в себя обычный  $NN$ -канал и канал одетого дибариона ( $6q+\sigma$ ). Теперь посмотрим, какие предсказания дает эта дибарионная модель для основных свойств дейтрона и  $NN$ -рассеяния.

## 7.2. ФАЗОВЫЕ СДВИГИ $NN$ -РАССЕЯНИЯ И СВОЙСТВА ДЕЙТРОНА В ДИБАРИОННОЙ МОДЕЛИ

Выбор всего двух–трех основных параметров потенциала дибарионной модели в каждой парциальной волне позволяет очень хорошо описать эмпирические фазовые сдвиги нуклон-нуклонного рассеяния вплоть до энергии  $E_{\text{лаб}} = 600$  МэВ (см. Рис. 7.6–7.8), что примерно вдвое выше максимальной энергии

350 МэВ, до которой подогнано большинство современных  $NN$ -потенциалов традиционного мезон-обменного типа.

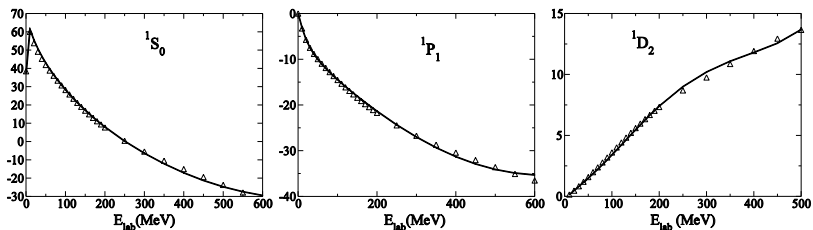


Рис. 7.6. Эмпирические фазовые сдвиги  $NN$ -рассеяния (в град.) для синглетных парциальных волн с  $L \leq 3$  (показаны точки) в сравнении с предсказаниями дибарионной модели (версия 1) (сплошные кривые), взято из работы [6].

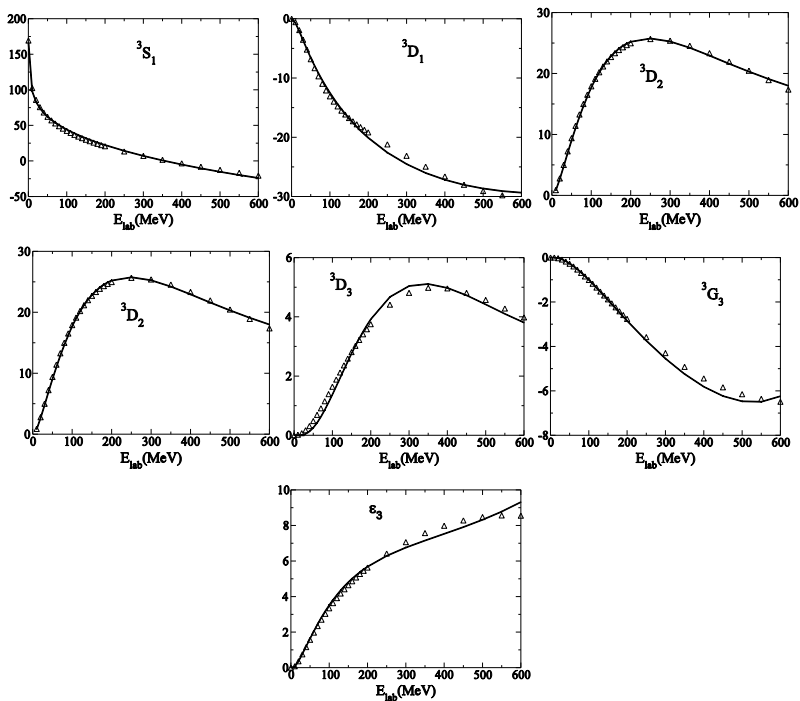


Рис. 7.7. То же, что на Рис. 7.6, но для триплет-четных фазовых сдвигов.

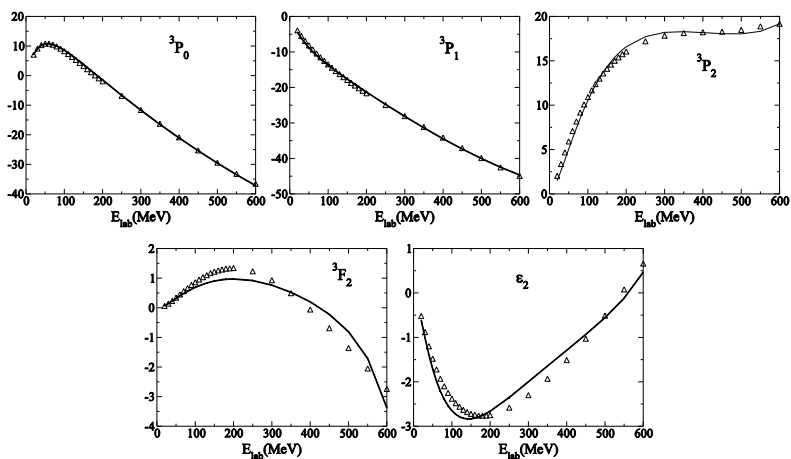


Рис. 7.8. То же, что на Рис. 7.6, но для триплет-нечетных фазовых сдвигов.

Более того, путем небольшой модификации основных параметров соответствующих дибарионов (версия модели 2) удастся описать низшие парциальные фазовые сдвиги вплоть до энергии  $E_{\text{лаб}} = 1000$  МэВ (см. Рис. 7.9).



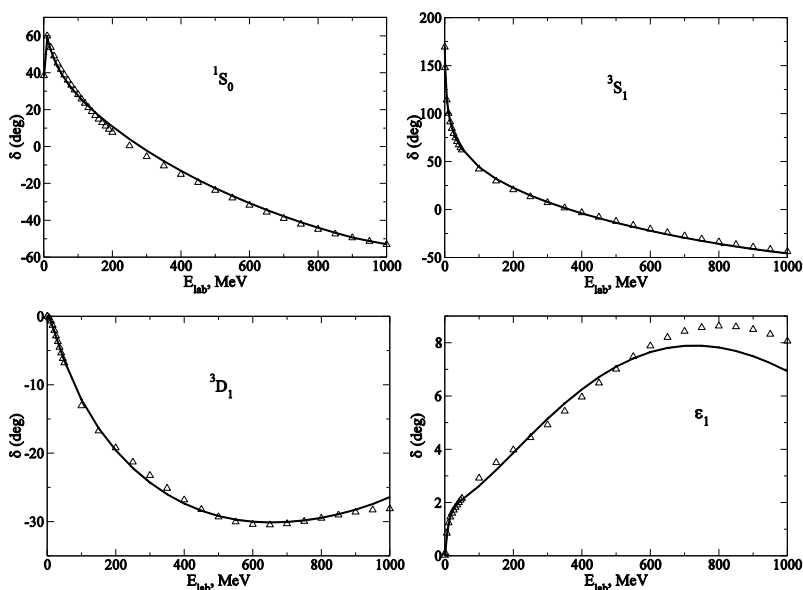


Рис. 7.9. Сравнение эмпирических фазовых сдвигов  $NN$ -рассеяния (в град.) для низших парциальных волн  $^1S_0$  и  $^3S_1$ – $^3D_1$  (точки) с предсказаниями дибарионной модели (версия 2) (сплошные кривые) вплоть до энергии  $E_{\text{лаб}} = 1000$  МэВ.

Столь хорошее описание фазовых сдвигов, достигаемое с помощью подгонки всего двух–трех параметров в каждой парциальной волне, свидетельствует об адекватности дибарионной модели  $NN$ -взаимодействия как на больших, так и на малых межнуклонных расстояниях.

Дополнительной проверкой правильности этой модели ядерных сил является сравнение ее предсказаний для свойств дейтрона с экспериментальными данными, представленное в Таблице 7.1.

Таблица 7.1. Сравнение параметров дейтрона, предсказываемых дибарионной моделью и традиционными реалистическими потенциалами, с экспериментальными значениями.

Модель	$E_d$ (МэВ)	$P_D$ (%)	$\langle r^2 \rangle^{1/2}$ (Фм)	$Q_d$ (Фм <sup>2</sup> )	$A_S$	$A_D/A_S$	$\mu$ ( $\mu_N$ )
RSC	2.22461	6.47	1.9602	0.2796	0.8773	0.0262	0.8429
Bonn 2001	2.224575	4.85	1.966	0.270	0.8846	0.0256	0.8521
DBM (1)* $P_{db} = 3.66\%$	2.22454	5.22	1.9715	0.2754	0.8864	0.0259	0.8548
DBM (2)** $P_{db} = 2.5\%$	2.22459	5.31	1.970	0.2768	0.8866	0.0263	0.8538
Экспери- мент	2.224575 (9)	—	1.9660 (68)	0.2859 (3)	0.8846 (16)	0.0263 (1)	0.857406 (1)

\* — первая версия дибарионной модели

\*\* — вторая версия дибарионной модели

В таблице использованы следующие обозначения:  $E_d$  — энергия связи дейтрона,  $P_D$  — вес  $D$ -волны в дейтроне,  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  — среднеквадратичный радиус распределения материи в дейтроне,  $Q_d$  — квадрупольный момент,  $A_S$  и  $A_D$  — асимптотические константы для  $S$ - и  $D$ -волн соответственно,  $\mu$  — магнитный момент дейтрона в ядерных магнетонах ( $\mu_N$ ),  $P_{db} = (1 - \beta^2(E_d))$  — вес дибарионной компоненты в дейтроне. Две версии дибарионной модели, результаты для которых представлены в Таблице 7.1, отличаются друг от друга параметризацией вершинных констант  $B_{L\sigma LS}^J(\mathbf{k}, E)$ .

Из Таблицы 7.1 хорошо видно, что точность предсказаний дибарионной модели заведомо не хуже той точности, которую дают другие модели ядерных сил, например, Боннский потенциал 2001 года, который включает более 40 подгоночных параметров.

Вес дибарионной компоненты  $P_{db}$  в полной двухканальной волновой функции дейтрона составляет 3.66 и 2.5% для первой и второй версии дибарионной модели, соответственно.

Важно подчеркнуть, что именно рождение промежуточного одетого дибариона, несмотря на его малый вес в полной волновой функции, и формирует основные наблюдаемые свойства дейтрона и вообще  $NN$ -притяжения. Огромная притягивающая сила между нуклонами, которую порождает дибарион, хотя и действует очень небольшую часть времени, успевает почти полностью сформировать свойства дейтрона, а также, вероятно, всех ядер вплоть до самых тяжелых.

Этот вывод позволяет совершенно по-новому взглянуть на ядерную структуру, поскольку в рамках дибарионной модели обычные мезон-обменные силы дают лишь относительно слабое периферическое взаимодействие, тогда как основное притяжение между нуклонами обусловлено именно рождением промежуточного дибариона. Но в дибарионах нет никаких нуклонов, а мезонные обмены только слабо искажают однонуклонные волновые функции в ядрах. Таким образом, получается, что ядра состоят из нуклонов, которые около 90% всего времени движутся почти свободно, зато в течение остальных 10% времени подвергаются очень сильному взаимодействию, которое фактически и определяет всю картину ядерной динамики. Ясно, что эта большая короткодействующая сила искажает ядерные волновые функции на малых расстояниях, слабо затрагивая средние и большие расстояния. Вероятно, именно этим объясняется хорошая применимость модели оболочек или модели независимых частиц для описания структуры ядер!

Заметим, что такая физическая картина ядерной динамики, хорошо согласующаяся с применимостью модели независимых частиц и модели ядерных оболочек, резко противоречит традиционной трактовке ядерной динамики в модели ферми-жидкости и ей подобных. В модели ферми-жидкости предполагается, что нуклоны в ядрах взаимодействуют так сильно, что от свойств свободных нуклонов для нуклонов, двигающихся внутри ядра, не остается никакого следа. И вместо нуклонов для описания динамики ядра, согласно основной концепции ферми-жидкости, следует рассматривать квазичастицы, которые являются коллективными состояниями, образованными из нуклона и сильно связанной с ним группы соседних нуклонов. Свойства таких квазичастиц не должны быть похожи на свойства исходных нуклонов.

### 7.3. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДИБАРИОННОГО МЕХАНИЗМА С ПОМОЩЬЮ ВОЗБУЖДЕННОЙ СТРУНЫ

В этом разделе мы попытаемся связать те огромные силы притяжения, которые действуют внутри мультикварковых мешков с работой цветных струн внутри дибарионов.

Весьма интересная версия дибарионной модели на основе шестикварковой картины и цветных струн была предложена в 80-е годы XX века известной голландской группой ученых [6]. В этой модели дибарион состоит из двух цветных кварковых кластеров  $(4q)$  и  $(2q)$ , соединенных цветной струной. Впоследствии российская группа из ИТЭФ [7] обобщила эту модель, введя в нее релятивистские спин-орбитальные силы. Далее эта модель была обобщена учеными из МГУ [8], которые включили в нее шестикварковые состояния смешанной симметрии, отвечающие

$2\hbar\omega$ -возбужденной струне (см. Рис. 7.10), а также скалярное поле, масса которого меняется при восстановлении киральной симметрии в дибарионе (см. Лекции 9 и 11).

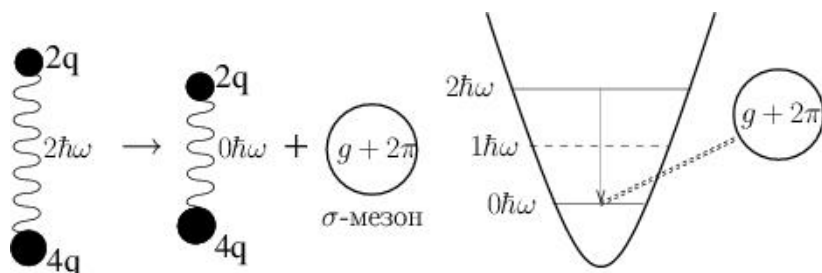


Рис. 7.10. Кварк-струнная картина образования промежуточного дибариона, одетого скалярным  $\sigma$ -полем.

В таком подходе  $\sigma$ -мезон рассматривается как гибридная частица, состоящая из двух пионов и двух глюонов. В рамках обобщенной кварк-струнной модели можно количественно описать двухпионное рождение в  $NN$ - и  $Nd$ -соударениях при энергиях около 1 ГэВ, в области так называемого АВС-резонанса [9] (см. Лекцию 11). Из Рис. 7.10 следует, что рождение легких скалярных  $\sigma$ -мезонов является неотъемлемым атрибутом образования промежуточного одетого дибариона (имеется в виду изоскалярный дибарион с  $I = 0$ ).

#### 7.4. МЕЗОННЫЕ ТОКИ В ЯДРАХ

Мезоны, являющиеся основными действующими агентами в традиционной картине ядерных сил, не фигурируют обычно в ядерных моделях как реальные частицы, а только как виртуальные переносчики сильного взаимодействия между нуклонами. Другими словами, мезонные степени свободы обычно исключаются из ядерно-физических гамильтонианов. Однако

можно показать [10], что при этом мезонные степени свободы должны явно фигурировать в мезонных обменных токах (meson exchange currents — MEC). Тогда внешнее электромагнитное поле будет взаимодействовать не только с нуклонами, но и с виртуальными мезонами, как показано на диаграммах на Рис. 7.11.

Принято считать, что  $t$ -канальные обменные токи (см. диаграммы слева на Рис. 7.11) объясняют многие явления в физике электромагнитных взаимодействий в ядрах, например, сечения радиационного захвата тепловых нейтронов в водороде  $n + p \rightarrow d + \gamma$ .

В самом деле, расчет с реалистическими  $NN$ -потенциалами дает для сечения радиационного захвата величину  $\sigma_{\text{capt}} = 303\text{--}306$  мбн, тогда как его экспериментальное значение равно 334.5 мбн, т.е. на 10% выше теоретического. В работе 1970 года Браун и Риска объяснили это различие вкладом обменного тока  $\rho\pi\gamma$  [11]. Однако последующие исследования показали, что вклад таких  $t$ -канальных обменных токов сильно зависит от выбора мезон-нуклонных формфакторов в вершинах  $\rho NN$ ,  $\pi NN$ ,  $\pi N\Delta$  и т. д. В то время хорошо разработанной теории для расчета таких вершин не существовало. К сожалению, вопрос о выборе (или правильном определении) мезон-нуклонных вершинных формфакторов до сих пор является открытым, что не позволяет сделать однозначные выводы о вкладах мезон-обменных токов.

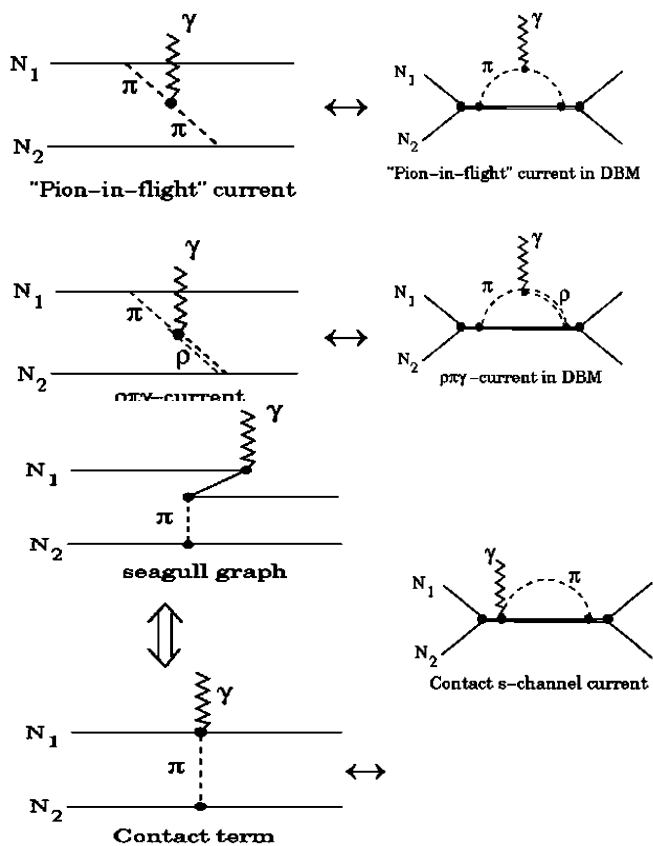


Рис. 7.11. Сравнение диаграмм для  $t$ -канальных мезон-обменных токов на больших  $NN$ -расстояниях (слева) с  $s$ -канальными токами на малых и средних  $NN$ -расстояниях (справа).

Та же проблема выбора формфакторов в мезон-нуклонных вершинах возникает и при построении потенциальных моделей  $NN$ -взаимодействия (см. также Лекцию 1). Оказалось, что правильное описание фазовых сдвигов  $NN$ -рассеяния и многих других экспериментальных данных требует выбора весьма «жестких» вершинных формфакторов, тогда как объяснение других экспериментальных данных, в частности, по рас-

сеянию мезонов на нуклонах, а также фундаментальная теория мезон-нуклонного взаимодействия требуют, наоборот, «мягких» формфакторов (см. Лекцию 10). Жесткость формфактора определяется константой обрезания  $\Lambda$ , которая управляет тем, насколько глубоко мезонное поле проникает внутрь кваркового остова нуклона или нуклонной изобары. Эти мезонные формфакторы чаще всего выбираются в одном из двух видов:

$$F(q^2) = \left( \frac{\Lambda + \mu}{\Lambda + q^2} \right)^p, \quad (30)$$

где  $\mu$  — масса мезона,  $\Lambda$  — константа высокоимпульсного обрезания, а показатель  $p = 1$  или  $2$ . При  $p = 1$  говорят о монопольном формфакторе, при  $p = 2$  — о дипольном формфакторе.

Значения  $\Lambda \sim 0.3\text{--}0.7$  ГэВ считаются «мягкими», а значения  $\Lambda > 1$  ГэВ считаются «жесткими» и соответствуют глубоко-му проникновению мезонного поля внутрь нуклона. Отметим, что во всех реалистических  $NN$ -потенциалах используются сильно завышенные («жесткие») значения  $\Lambda \sim 1.3\text{--}1.5$  ГэВ. Это отвечает почти точечным нуклонам (с радиусом  $r_N \sim 0.15$  Фм), что не соответствует реальной мезон-нуклонной динамике. Операторы мезон-обменных токов, показанных на Рис. 7.11 слева, почти всегда используются при вычислении вклада МЕС с высокими значениями  $\Lambda \sim 1.5$  ГэВ, соответствующими выбранной модели  $NN$ -взаимодействия. Такой выбор означает экстраполяцию мезон-нуклонного взаимодействия в область сильного перекрывания нуклонов, что не соответствует физической картине.

При рождении одетого  $\sigma$ -полем дибариона появляются также новые типы  $s$ -канальных токов, показанные на Рис. 7.12 и проявляющиеся при больших переданных импульсах.



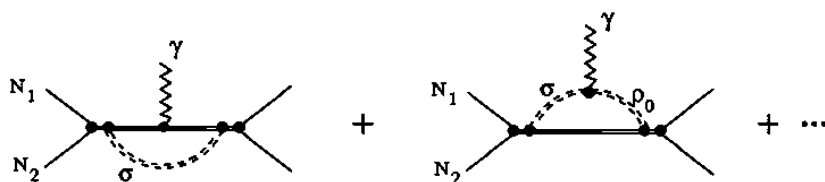


Рис. 7.12. Диаграммы для  $s$ -канальных токов с участием одетого  $\sigma$ -полем дибариона: слева — прямое взаимодействие  $\gamma$ -кванта с дибарионом, справа —  $\sigma\rho\gamma$ -ток.

Хорошим тестом на присутствие дибарионной компоненты в дейтроне и других ядрах являются экспериментально измеренные электромагнитные формфакторы ядер (т.е. распределение заряда и токов в них). Одной из таких важных характеристик является магнитный формфактор дейтрона  $B(q^2)$ , чувствительный к спин-зависящим компонентам ядерных сил. Этот формфактор был исследован в рамках дибарионной модели в работе [10]. Основной результат этой работы показан на Рис. 7.13. Хорошо видно, что вклад дибарионного тока дает существенную поправку к простому импульсному приближению и позволяет добиться вполне удовлетворительного согласия с экспериментальными данными.

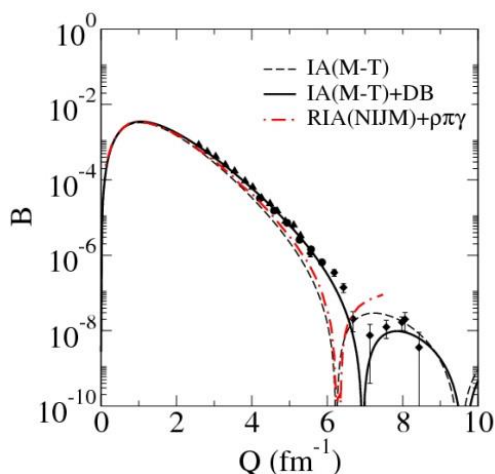


Рис. 7.13. Описание магнитного формфактора дейтрона  $B(q^2)$  с использованием различных моделей  $NN$ -сил: штриховая кривая — импульсное приближение для потенциала Мальфлие–Тьона; штрих-пунктирная кривая — импульсное приближение для Наймегенского потенциала с учетом мезон-обменного  $\rho\pi\gamma$ -тока; сплошная кривая — импульсное приближение плюс вклад промежуточного дибариона.

Имеется еще целый ряд наблюдаемых, чувствительных к наличию дибарионных компонент в ядерных волновых функциях и ядерных взаимодействиях, о которых пойдет речь в следующих Лекциях.

## 7.5. ВЫВОДЫ

Дибарионная модель ядерных сил приводит к многочисленным следствиям в ядерной физике. Главное из них — наличие ненуклонных компонент в ядерных волновых функциях с большим весом ( $\geq 10\%$ ). Это означает, что ядра состоят не только из нуклонов (что соответствует парадигме, общепринятой в

ядерной физике), но также и из одетых дибарионов, которые определяют все свойства ядер, связанные с малыми межнуклонными расстояниями и проявляющиеся в процессах с большими передачами импульса.

Эти ненуклонные компоненты приводят, в свою очередь, к новым большим трехчастичным силам, в том числе кулоновским, а также новым электромагнитным токам, естественной трактовке кумулятивных процессов в рассеянии адронов на ядрах, переоценке эффектов нарушения зарядовой симметрии и др.

Новые экспериментальные данные по двухпионному и двухфотонному рождению, которые подтверждают дибарионную концепцию ядерных сил, мы обсудим в следующих Лекциях.

### Литература

1. V.N. Pomerantsev, V.I. Kukulin, V.T. Voronchev, A. Faessler, ЯФ **68**, 1511 (2005).
2. V.I. Kukulin, I.T. Obukhovsky, V.N. Pomerantsev, A. Faessler, Phys. At. Nucl. **64**, 1667 (2001); J. Phys. G **27**, 1851 (2001).
3. D.W. Higinbotham, E. Piasetzky, S.A. Wood, J. Phys. Conf. Ser. **299**, 012010 (2011); P. Shneur et al., Phys. Rev. Lett. **99**, 072501 (2007); R. Subedi et al., Science **320**, 1476 (2008).
4. A. Tang et al., Phys. Rev. Lett. **90**, 042301 (2003).
5. V.I. Kukulin, I.T. Obukhovsky, V.N. Pomerantsev, A. Faessler, Int. J. Mod. Phys. E **11**, 1 (2002).
6. P.J. Mulders, A.T.M. Aerts, J.J. De Swart, Phys. Rev. D **21**, 2653 (1980).
7. Л.А. Кондратюк, Б.В. Мартемьянов, М.Г. Щепкин, ЯФ **45**, 1252 (1987).
8. В.И. Кукулин, В.Н. Померанцев, ЯФ **72**, 1786 (2009); V.I. Kukulin et al., Ann. Phys. (N.Y.) **325**, 1173 (2010).
9. М.А. Платонова, V.I. Kukulin, Phys. Rev. C **87**, 025202 (2013).
10. D.O. Riska, R.Schiavilla, arXiv:1603.0153 [nucl-th].
11. D.O. Riska, G. Brown, Phys. Lett. B **32**, 662 (1970); *ibid.* **38**, 193 (1972).