Лекция 1. Мезонные теории ядерных сил

История вопроса. Идеи Юкавы. Виртуальные и реальные частицы. Псевдоскалярная природа πN-связи. Тензорное NN-взаимодействие. Экспериментальные доказательства существования тензорного NN-взаимодействия. Феноменологические NN-потенциалы. Современное развитие модели Юкавы. Эффективная теория поля для NN-взаимодействия.

1.1. ИСТОРИЧЕСКИЙ ЭКСКУРС

В 1932–1933 гг., сразу после открытия Чедвиком нейтрона, Дмитрий Иваненко и вскоре после него Вернер Гайзенберг предположили, что атомные ядра состоят из нейтронов и протонов — частиц с очень близкими массами. А поскольку к этому времени уже было известно, что существуют разные изотопы одного и того же элемента, например, ^{12}C, ^{13}C, ^{14}C и т.д., то Гайзенберг предположил, что нейтрон и протон — это фактически одна и та же частица — нуклон, которая может находиться в двух разных зарядовых состояниях. На современном языке, протон и нейтрон соответствуют нуклону с двумя разными проекциями изоспина $t_N = 1/2$, т.е. $t_{+1/2} = +1/2$ и $t_{-1/2} = -1/2$.

Далее Гайзенберг предположил [1], что нуклоны в ядре держатся за счет “обмена местами” (нем. “Platzwechsel”). Соответствующий механизм взаимодействия нуклонов в дейтроне проиллюстрирован на Рис. 1.1.

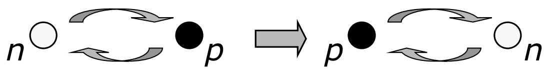

Рис. 1.1. Иллюстрация идеи Гайзенберга об обменном взаимодействии между протоном и нейтроном в дейтроне.

Напомним, в начале 1930-х годов еще не было известно о π-мезонах, и поэтому было неясно, каким путем протон может перейти в нейтрон и обратно за счет сильного взаимодействия. Затем Энрико Ферми (вскоре после создания теории β-распада на основе четырехфермионного взаимодействия в 1933 г.), а также Игорь Тамм и Дмитрий Иваненко (в 1934 г.), по аналогии с процессами β-распада, т.е. слабого взаимодействия, предположили, что нейтрон и протон в ядре взаимодействуют путем излучения и поглощения пары лептонов — нейтрино и электрона [2] (см. Рис. 1.2).

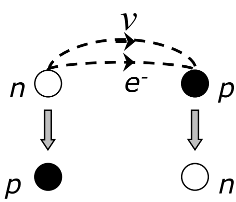

Рис. 1.2. Иллюстрация гипотезы Ферми *np*-взаимодействия за счет обмена парой лептонов.

Однако такая сила (слабого взаимодействия) оказалась слишком слабой и неспособной связать нуклоны в ядрах. Тогда Хидеки Юкава (в 1935 г.) предположил, по аналогии с теорией электромагнитных взаимодействий (см. Рис. 1.3), что нуклоны могут обмениваться квантами «тяжелого» или массивного поля, т.е. частицами, которые несут положительный или отрицательный электрический заряд [3] (см. Рис. 1.4).

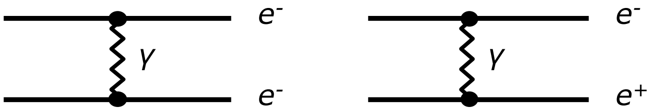

Рис. 1.3. Электромагнитное взаимодействие двух электронов или электрона и позитрона за счет обмена γ-квантом в квантовой электродинамике.

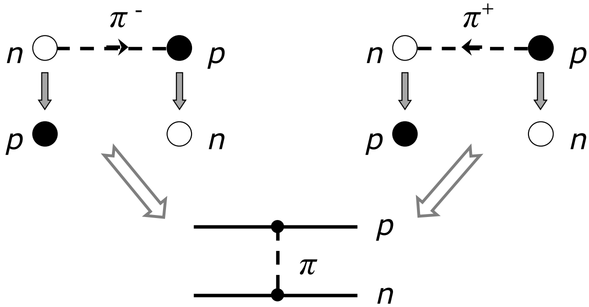

Рис. 1.4. Нуклон-нуклонное взаимодействие согласно гипотезе Юкавы.

Таким образом, Юкава предположил [3], что должны существовать еще не открытые «тяжелые» заряженные частицы — мезоны, которые переносят сильное взаимодействие между нуклонами в ядре. Исходя из известного радиуса ядерных сил, Юкава оценил примерную массу таких частиц, которая оказалась в 250–280 раз больше хорошо известной массы электрона.

Получим теперь выражение для такого обменного взаимодействия. Будем считать π-мезон квантом скалярного релятивистского поля $\Psi(\mathbf{r},t)$ с массой m.

Если в релятивистском соотношении для энергии $E^2 = p^2c^2 + m^2c^4$ сделать замену $\mathbf{p} \to -i\hbar\nabla$, $E \to i\hbar\dfrac{\partial}{\partial t}$, как обычно в квантовой механике, то получается хорошо известное релятивистское уравнение Клейна–Гордона для скалярного поля $\Psi(\mathbf{r},t)$:

$$\left(\boldsymbol{\nabla}^2 - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mu^2\right)\Psi(\mathbf{r},t) = 0, \quad \mu = \frac{mc}{\hbar}, \tag{1}$$

где μ — масса частицы — кванта скалярного поля.

При $\mu = 0$ получаем обычное волновое уравнение для безмассового фотона. Такое уравнение описывает распространение электромагнитной волны в пустоте, т.е. там, где нет зарядов – источников электромагнитного поля. В случае распространения электромагнитной волны определим скалярный Ф и векторный **А** потенциалы:

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t}, \quad \mathbf{H} = \nabla\times\mathbf{A}. \tag{2}$$

Тогда из уравнений Максвелла следуют волновые уравнения для Ф и **А**:

$$\begin{gathered}\nabla^2\Phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2} = -4\pi\rho,\\ \nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}j,\end{gathered} \tag{3}$$

где ρ — плотность заряда, j — плотность тока источников поля. В вакууме ρ и j равны нулю, и для Ф и **А** получаем обычные волновые уравнения.

Юкава рассмотрел статический случай, т.е. когда нуклоны покоятся (или движутся очень медленно). Тогда волновая функция $\Psi(\mathbf{r},t) \Rightarrow \Psi(\mathbf{r})$, т.е. не зависит от времени. И тогда получаем уравнение

$$\left(\nabla^2 - \mu^2\right)\Psi(\mathbf{r}) = 0. \tag{4}$$

Запишем теперь лапласиан ∇^2 в сферических координатах:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\Psi}{dr}\right)-\frac{\hat{l}^2}{r^2}\Psi-\mu^2\Psi=0, \tag{5}$$

где $\hat{l}^2$ — оператор квадрата орбитального момента (включает угловые зависимости). Для сферически симметричного случая $\hat{l}^2=0$ находим:

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{d\Psi}{dr}\right)-\mu^2\Psi=0. \tag{6}$$

Легко найти решение этого уравнения явно:

$$\Psi(r)=g\frac{e^{-\mu r}}{r}, \tag{7}$$

где константа g играет роль заряда источника. Второе (независимое) решение $\Psi(r)=g'\frac{e^{+\mu r}}{r}$ экспоненциально растет и поэтому отбрасывается из физических соображений.

Каков смысл полученного нами решения $\Psi(r)$? Эта волновая функция отвечает волновой функции виртуального скалярного мезона, который излучается покоящимся нуклоном, с “сильным” зарядом g, находящимся в начале координат.

Теперь поместим в это мезонное поле второй нуклон с таким же зарядом g на расстоянии r_{12} от первого нуклона. Ясно, что потенциальная энергия второго нуклона в этом поле будет

$$U_{12}=g\Psi(r_{12})=g^2\frac{e^{-\mu r_{12}}}{r_{12}} \tag{8}$$

(Например, в электромагнетизме потенциальная энергия электрического заряда e в скалярном поле Ф есть $U = e\Phi$, и у нас $\Psi(r)$ играет роль Ф, ибо уравнения для них одинаковы.)

Таким образом, в теории Юкавы потенциальная энергия взаимодействия двух нуклонов, которые обмениваются мезоном с массой μ, равна

$$U_{12} = g^2 \frac{e^{-\mu r_{12}}}{r_{12}}. \tag{9}$$

Оценим массу этого мезона из условия, что радиус обменной силы примерно равен радиусу ядра $r_я \sim 10^{-13}$ см = 1 Фм. Легко получить массу $m_\pi \approx 140$ МэВ, если взять $\frac{1}{\mu} = \frac{\hbar}{m_\pi c} \approx$ 1 Фм.

Впоследствии (в 1947 г.) эти (псевдо)скалярные частицы, предсказанные Юкавой, были открыты в космических лучах, и их масса оказалась на самом деле около 140 МэВ, т.е. они в 280 раз тяжелее электрона.

1.2. ВИРТУАЛЬНЫЕ И РЕАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ: В ЧЕМ РАЗЛИЧИЕ?

Теперь возникает важный вопрос: как физически понять такой обменный механизм взаимодействия двух нуклонов (см. Рис. 1.5)?

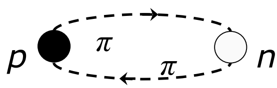

Рис. 1.5. Обмен пионом между протоном и нейтроном.

Если протон испускает π-мезон с массой m_π = 140 МэВ, то кажется, что его масса должна уменьшиться на величину m_π.

Тогда протон должен превратиться совсем в другую частицу! И обратно: если нейтрон поглощает такой мезон, то его масса должна увеличиться на 140 МэВ, и он тогда должен превратиться совсем в другую частицу. Однако в реальности протон, испуская π-мезон, превращается в нейтрон почти такой же массы, и наоборот: нейтрон, поглощая π-мезон, превращается в протон. Как примирить реальную ситуацию с нашими интуитивными ожиданиями?

Для этого вспомним принцип неопределенности Гайзенберга для энергии:

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar.$$

Это означает, что на очень короткое время t можно родить или поглотить частицу с массой $m \approx E/c^2$. Таким образом, рождение и поглощение пионов нуклонами не нарушает закона сохранения энергии, т.к. находится в согласии с соотношением неопределенностей для энергии и времени.

Если рождается промежуточная частица с массой m, то неопределенность в энергии должна быть $\Delta E \approx mc^2$, и поэтому длительность существования такой частицы будет $\Delta t \approx \hbar/\Delta E = \hbar/mc^2$, а путь, который частица может пройти, будет $l = c \cdot \Delta t \approx \hbar/mc = \lambda_C$. Отсюда следует, что у взаимодействия, связанного с обменом частицей, имеющей массу m, радиус действия должен быть порядка комптоновской длины волны $\lambda_C = \hbar/mc$.

Пусть теперь рождаются сразу n мезонов. Тогда энергии промежуточных состояний равны $n \cdot mc^2$, а радиус соответствующего взаимодействия будет равен λ_C/n, т.е. в n раз короче. Таким образом, взаимодействие, отвечающее обмену одним пионом ($n = 1$), имеет самый большой радиус (~1.4 Фм) и называется потенциалом однопионного обмена (OPEP — One-Pion-

Exchange Potential). Радиус двухпионного обмена будет в два раза меньше (~ 0.7 Фм) и т.д.

1.3. ПСЕВДОСКАЛЯРНАЯ ПРИРОДА ПИОНА И πN-СВЯЗИ

На самом деле пион — не скаляр, а псевдоскаляр, т.к. его внутренняя волновая функция имеет отрицательную (внутреннюю) четность, что связано с его кварковой структурой [4]. Это означает, что при зеркальных пространственных отражениях волновая функция пиона меняет знак!

Кроме того, было экспериментально найдено, что имеются три различных пиона: два заряженных π^+ и π^- и один нейтральный π^0. Эти три пиона соответствуют частице с изотопическим спином $\boldsymbol{\tau} = 1$, имеющим три проекции $\boldsymbol{\tau}_{+1} = +1$, $\boldsymbol{\tau}_0 = 0$, $\boldsymbol{\tau}_{-1} = -1$. Т.е. пион — это изовектор (вектор в изотопическом пространстве).

Это приводит к тому, что потенциал взаимодействия пиона и нуклона включает в себя не только константу взаимодействия g (т.е. “заряд”), но и операторы изоспина $\boldsymbol{\tau}$ и спина $\boldsymbol{\sigma}$:

$$\Psi(\mathbf{r},\boldsymbol{\tau},\boldsymbol{\sigma}) = g^2(\boldsymbol{\tau}\cdot\boldsymbol{\sigma})\frac{e^{-\mu r_{12}}}{r_{12}}. \qquad (10)$$

Тогда правильный юкавский потенциал равен:

$$V = \frac{1}{3}\frac{f^2}{\hbar c} m_\pi c^2 \left(\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2\right)\left(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2\right)\frac{e^{-\mu r_{12}}}{\mu r_{12}}, \qquad (11)$$

где $\mu = \dfrac{m_\pi c}{\hbar}$ = 0.7 Фм$^{-1}$, $\dfrac{f^2}{\hbar c}$ = 0.081±0.002 – так называемая псевдоскалярная константа связи пиона с нуклоном.

Но и это еще не все. Благодаря присутствию оператора ($\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2$) спин нуклона при излучении или поглощении пиона (в P-волне) переворачивается. И тогда появляется новая сила взаимодействия, тесно связанная со спином двухнуклонной системы.

Именно, если общий спин двух нуклонов $S_{NN} = 1$, то при фиксированном полном угловом моменте возможны два значения орбитального момента L. Например, для дейтрона $J = 1$, $S = 1$, $L = J \pm 1 = 0$ (S-волна) или 2 (D-волна). Для описания такой (тензорной) силы введем оператор:

$$S_{12} \equiv \frac{3}{r^2}(\boldsymbol{\sigma}_1\mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2\mathbf{r}) - (\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2) = \frac{6}{r^2}(\mathbf{Sr}) - 2(\mathbf{S})^2, \quad (12)$$

где $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2$. Тогда полный потенциал однопионного обмена равен:

$$V^{OPEP} = \frac{1}{3}\frac{f^2}{\hbar c} m_\pi c^2 (\boldsymbol{\tau}_1\boldsymbol{\tau}_2)\left[(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2) + \left(1 + \frac{3}{\mu r} + \frac{3}{(\mu r)^2}\right) S_{12}\right]\frac{e^{-\mu r}}{\mu r}, \quad (13)$$

где $V_0 = \dfrac{1}{3}\dfrac{f^2}{\hbar c} m_\pi c^2 = 3.73$ МэВ.

Это означает, что, когда $\mathbf{S}\|\mathbf{r}$, тензорный потенциал между двумя нуклонами будет притягивающим, а когда $\mathbf{S}\perp\mathbf{r}$, — отталкивающим (см. Рис. 1.6).

Рис. 1.6. Тензорная сила между двумя нуклонами в дейтроне (тензорное притяжение и тензорное отталкивание).

Поэтому конфигурация в дейтроне, когда спины обоих нуклонов направлены вдоль соединяющего их радиус-вектора $\boldsymbol{r}$, отвечает более сильному притяжению, чем при перпендикулярном взаимном направлении спинов нуклонов и радиус-вектора $\boldsymbol{r}$. В результате дейтрон должен иметь форму с небольшой вытянутостью вдоль направления полного спина **S**.

1.4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ ТЕНЗОРНОГО *NN*-ПОТЕНЦИАЛА В ДЕЙТРОНЕ

Если два нуклона в дейтроне с $J^{\pi} = 1^{+}$, находящиеся в триплетном ($S = 1$) спиновом состоянии, находятся также в S-состоянии относительного движения ($L = 0$), то, если пренебречь вкладом обменных токов, дейтрон должен обладать полностью аддитивным магнитным моментом:

$\mu_{\mathrm{d}} = \mu_p + \mu_n$, т.е. $\mu_d = (2.7927 - 1.9135)\ \mu_N = 0.8792\ \mu_N$ (μ_N – ядерный магнетон).

Однако экспериментальное значение магнитного момента дейтрона равно $\mu_d^{\mathrm{exp}} = 0.85739\ \mu_N$!

С другой стороны, экспериментально известно (с 1939 г.), что дейтрон обладает квадрупольным моментом $Q_d \neq 0$ ($Q_d = +2.86 \cdot 10^{-27}$ см^2), что возможно только при наличии в дейтроне D-волны (компоненты с $L = 2$). Тогда волновая функция дейтрона имеет вид:

$$\Psi_d = \alpha_S \Psi(^3S_1) + \alpha_D \Psi(^3D_1), \qquad (14)$$

с учетом нормировки $|\alpha_S|^2 + |\alpha_D|^2 = 1$. Экспериментальные значения μ_d и Q_d можно одновременно получить, если взять $|\alpha_S|^2 = 0.96$ и $|\alpha_D|^2 = 0.04$. Т.е. в дейтроне должно быть 96% S-волны и 4% D-волны.

К сожалению, с такими значениями для вероятности S- и D-волн в дейтроне очень трудно описать другие важные параметры тензорного взаимодействия, например, параметр смешивания ε_1 для $^3S_1$- и $^3D_1$-каналов в упругом np-рассеянии. Поэтому почти все современные NN-потенциалы, которые очень хорошо описывают экспериментальные данные по NN-рассеянию, дают значение $|\alpha_D|^2 = 0.055$, т.е. они не воспроизводят экспериментальные значения μ_d и Q_d. И тогда можно было бы включить небольшой вклад обменных мезонных токов (см. Рис. 1.7), которым мы здесь пренебрегли. Однако вклад такого обменного тока в квадрупольный момент дейтрона оказывается очень малым и не решает проблему точного описания квадрупольного момента дейтрона.

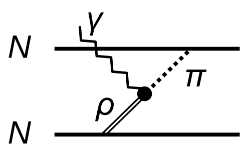

Рис. 1.7. Диаграмма $\rho\pi\gamma$-обменного тока в NN-системе [5] (такие обменные токи дают малый вклад в зарядовую плотность в дейтроне).

1.5. ПОСТРОЕНИЕ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИХ *NN*-ПОТЕНЦИАЛОВ

1.5.1. Понятие о парциальных фазовых сдвигах рассеяния

Рассмотрим сначала свободное движение бесспиновой частицы в сферической системе координат. Тогда орбитальный угловой момент и его проекция являются “хорошими” квантовыми числами, и решение уравнения Шредингера (УШ) для свободной частицы можно разложить по базису сферических гармоник $Y_{lm}(\theta,\varphi)$. Тогда, отделяя угловые переменные в УШ, получим радиальное уравнение

$$\left(\frac{d^2}{d\rho^2}+\frac{2}{\rho}\frac{d}{d\rho}+\left(1-\frac{l(l+1)}{\rho^2}\right)\right)R_l(\rho)=0, \qquad (15)$$

где $\rho = kr$.

Это уравнение Бесселя. При $E > 0$ уравнение имеет одно физически приемлемое решение — сферическую функцию Бесселя $j_l(\rho)$. Тогда

$$\Psi_{lm}(r)= Y_{lm}(\theta,\varphi)\, j_l(kr). \qquad (16)$$

На больших расстояниях, когда $r \to \infty$, получаем:

$$j_l(kr)\big|_{r\to\infty}=\frac{1}{kr}\sin\left(kr-\frac{l\pi}{2}\right). \qquad (17)$$

Если теперь частица находится в центрально-симметричном поле $V(r)$, то УШ имеет вид:

$$\left(-\left(\frac{d^2}{dr^2}+\frac{2}{r}\frac{d}{dr}\right)+\frac{l(l+1)}{r^2}+\frac{2\mu}{\hbar^2}V(r)\right)R_l(r)=\frac{2\mu E}{\hbar^2}R_l(r). \qquad (18)$$

В асимптотической области, при $r\to\infty$, $V(r) \to 0$ в случае короткодействующего потенциала. Тогда в асимптотической области $r \to \infty$ снова приходим к свободному УШ, решения которого имеют вид линейной суперпозиции двух линейно независимых решений радиального уравнения:

$$rR_l(r)\big|_{r\to\infty}=a_l\sin\left(kr-\frac{l\pi}{2}\right)+b_l\cos\left(kr-\frac{l\pi}{2}\right). \qquad (19)$$

Это решение можно переписать в виде:

$$rR_l(r)\big|_{r\to\infty}=A_l\sin\left(kr-\frac{l\pi}{2}+\delta_l\right), \qquad (20)$$

где δ_l — фазовый сдвиг упругого рассеяния.

В итоге получается, что вся информация о взаимодействии частиц содержится в фазовых сдвигах $\delta_l(E)$. Тогда разные модели потенциалов взаимодействия приводят к разным значениям фазовых сдвигов $\delta_l(E)$ и их разному поведению с энергией (см. Рис. 1.8–1.11).

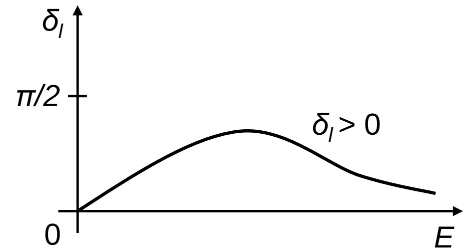

Рис. 1.8. Энергетическая зависимость парциального фазового сдвига $\delta_l(E)$ для притягивающего потенциала V(r) в отсутствие связанных состояний.

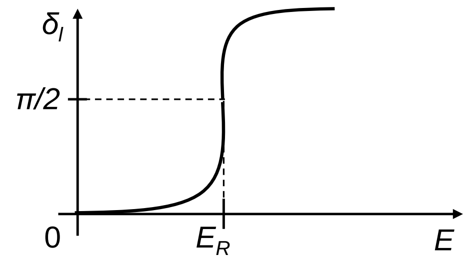

Рис. 1.9. Энергетическая зависимость парциального фазового сдвига $\delta_l(E)$ для притягивающего потенциала V(r) при наличии резонанса.

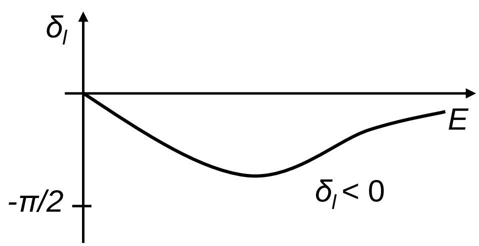

Рис. 1.10. Энергетическая зависимость парциального фазового сдвига $\delta_l(E)$ для отталкивающего потенциала V(r).

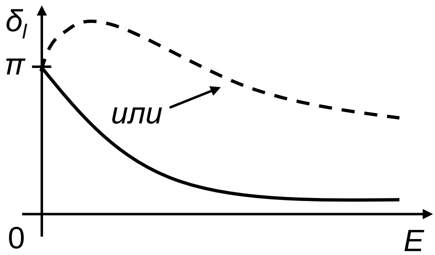

Рис. 1.11. Энергетическая зависимость парциального фазового сдвига $\delta_l(E)$ для притягивающего потенциала V(r) при наличии одного связанного состояния.

1.5.2. Каковы фазовые сдвиги *NN*-рассеяния на самом деле?

Эмпирические нуклон-нуклонные фазовые сдвиги, полученные в результате парциально-волнового анализа (PWA) многочисленных экспериментальных данных по *NN*-рассеянию, выполненного американской группой SAID в Вашингтонском университете [6] (решение SM16) показаны на Рис. 1.12(а–г).

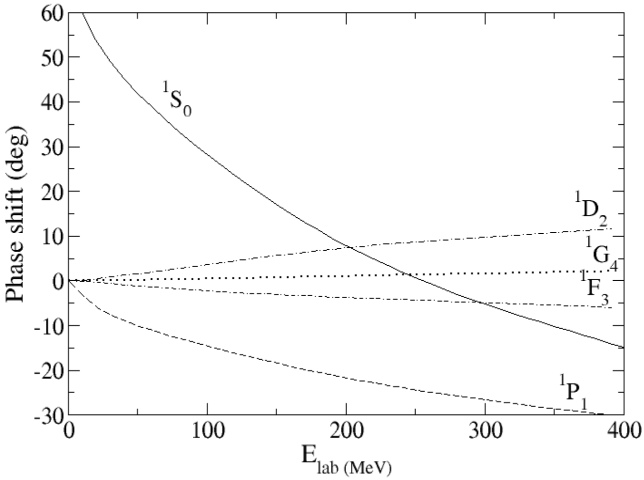

Рис. 1.12а. Эмпирические синглетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния.

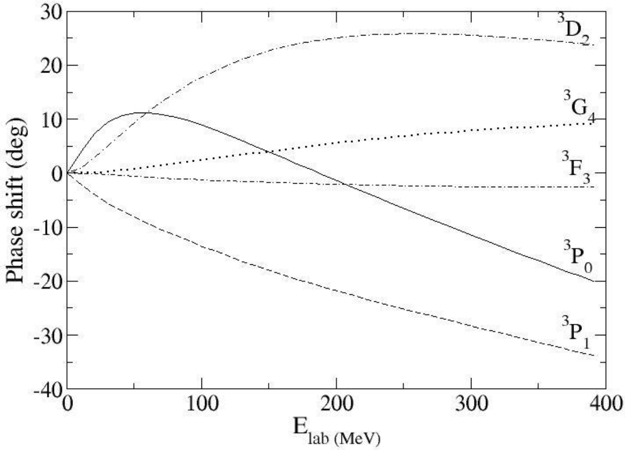

Рис. 1.12б. Эмпирические триплетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния для несвязанных каналов [6].

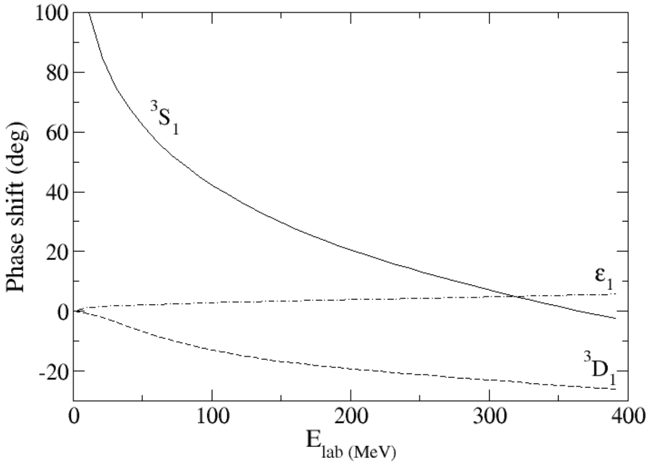

Рис. 1.12в. Триплетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния для связанных каналов $^3S_1$–$^3D_1$ и параметр смешивания ε_1.

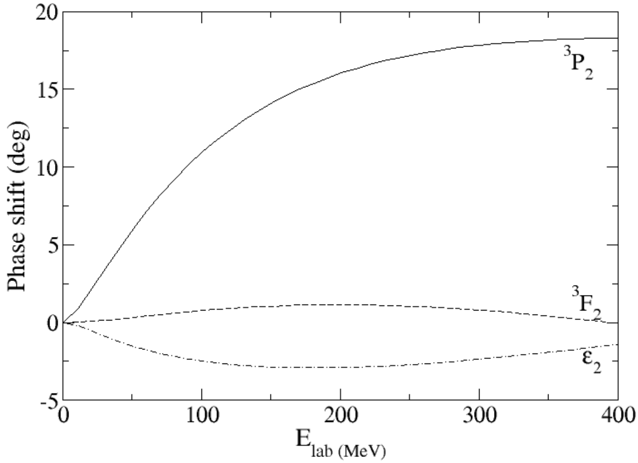

Рис. 1.12г. Триплетные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния для связанных каналов $^3P_2$–$^3F_2$ и параметр смешивания ε_2.

Хорошо видно, насколько сложное энергетическое поведение демонстрируют реальные фазовые сдвиги *NN*-рассеяния. Чтобы описать такое сложное поведение *NN*-фазовых сдвигов, необходимо ввести в *NN*-потенциал члены типа $(\mathbf{LS})$ и $(\mathbf{L}^2)$ в дополнение к центральным и тензорным силам. В дополнение к обмену псевдоскалярными π-мезонами, эти потенциалы также включают в себя следующие обмены:

– скалярными σ-мезонами ($m_\sigma \approx 500$ МэВ);

– вектор-изовекторными ρ-мезонами ρ^+, ρ^-, ρ^0 ($m_\rho \approx 780$ МэВ);

– вектор-изоскалярными ω-мезонами ($m_\omega \approx 800$ МэВ)

– еще несколькими мезонами, разными для различных моделей *NN*-потенциала.

В итоге, современные NN-потенциалы включают в себя много членов типа [7]:

$$V = V_C(r) + V_T(\mathrm{r})\, S_{12} + V_{LS}(\mathrm{r})\, \mathbf{LS} + V_{LL}(\mathrm{r})\, L_{12}, \qquad (21)$$

где

$$S_{12} = \frac{3}{r^2}(\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{r})(\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{r}) - (\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2), \qquad (22)$$

$$L_{12} = (\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)\mathbf{L}^2 - \frac{1}{2}\big((\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{L})(\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{L}) + (\boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{L})(\boldsymbol{\sigma}_1 \mathbf{L})\big) =$$

$$= \big(\delta_{JL} + (\boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2)\big)\mathbf{L}^2 - (\mathbf{LS})^2. \qquad (23)$$

При этом радиальные функции каждого типа (т.е. V_C, V_T, V_{LS} и V_{LL}) также включают в себя суперпозицию нескольких (4–6) членов с множеством подгоночных параметров.

На Рис. 1.13 показана радиальная зависимость различных вариантов Наймегенского NN-потенциала для отдельных синглетных и триплетных несвязанных каналов с $L \le 3$ [7].

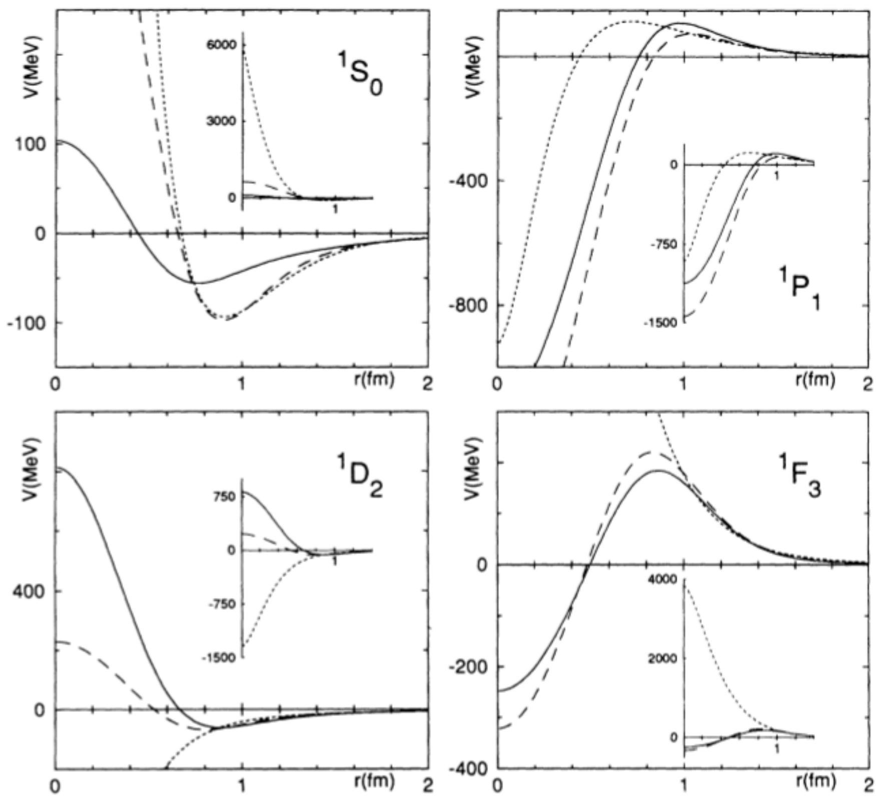

Рис. 1.13а. Варианты Наймегенских *NN*-потенциалов для синглетных каналов с $L \leq 3$: сплошные линии — NIJM I, штриховые — NIJM II, точечные — Reid 93.

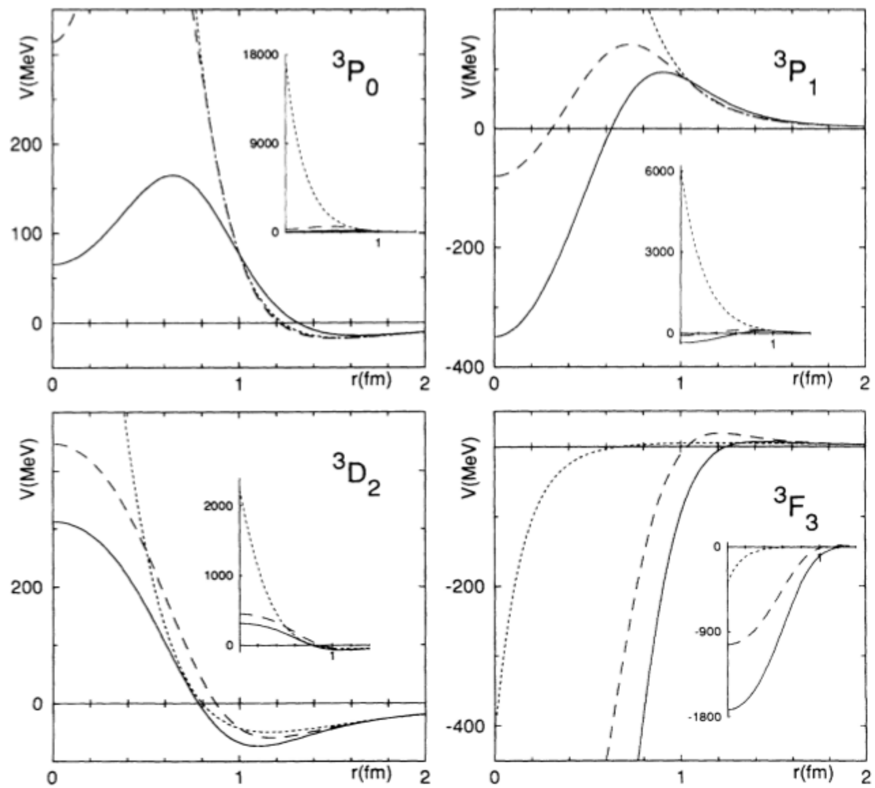

Рис. 1.13б. Варианты Наймегенских *NN*-потенциалов для триплетных несвязанных каналов с $L \leq 3$. Обозначения те же, что на Рис. 1.13а.

Таким образом, современные феноменологические *NN*-потенциалы включают в себя 40–45 подгоночных параметров, но при этом позволяют хорошо описать 2–3 тысячи (!) экспериментальных точек, отвечающих сечениям упругого *NN*-рассеяния и разным спин-зависящим наблюдаемым.

Все вышесказанное составляет в первом приближении современный *NN*-потенциал. Он хорошо описывает данные *NN*-

рассеяния вплоть до энергий E_N = 350 МэВ (в лабораторной системе).

1.6. СОВРЕМЕННОЕ РАЗВИТИЕ ЮКАВСКОЙ МОДЕЛИ ЯДЕРНЫХ СИЛ

Современное развитие мезонной теории ядерных сил пошло по двум основным направлениям:

построение феноменологических реалистических потенциалов высокой точности, которые очень хорошо подгоняют непосредственно *NN*-наблюдаемые с $\chi^2 \approx 1$ (в течение 80-х – 90-х гг. XX века);

развитие эффективной теории поля — effective field theory (EFT) — для *NN*-взаимодействия (1990–2005 гг.).

В настоящее время наиболее хорошо известны четыре высокоточных феноменологических *NN*-потенциала:

Аргоннский *NN*-потенциал [R.B. Wiringa, V.G.J. Stocks, R. Schiavilla, Phys. Rev. C 51, 38 (1995)];

Боннский *NN*-потенциал; одна из последних версий — CD-Bonn [R. Machleidt, Phys. Rev. C 63, 024001 (2001)];

Наймегенский *NN*-потенциал [V.G.J. Stocks et al., Phys. Rev. C 49, 2950 (1994)];

Улучшенный *NN*-потенциал Рейда (Reid93) [V.G.J. Stocks et al., Phys. Rev. C 49, 2950 (1994)].

Иногда также используется более старый и менее точный Парижский *NN*-потенциал [M. Lacombe et al., Phys. Rev. C 21, 861 (1980)].

Все эти так называемые реалистические потенциалы подогнаны под *NN*-данные, т.е. не под эмпирические фазовые сдвиги, а непосредственно под измеренные наблюдаемые, вплоть до энергий E_N = 350 МэВ (в л.с.) с величиной $\chi^2 \approx 1$. Они отличаются друг от друга формой радиальной зависимости различных компонент, степенью нелокальности, зависимостью от относительного импульса и числом свободных параметров. Однако все они обеспечивают примерно одинаковое качество описание наблюдаемых в упругом NN-рассеянии.

Кроме того, имеется нетрадиционный Московский NN-потенциал, предложенный в середине 1970-х гг. в работах В.Г. Неудачина с сотрудниками [8] и обобщенный для всех парциальных волн в 1998 г. [9]. Но он уже более тесно связан с кварковой моделью, чем с классической картиной мезонного обмена Юкавы. Поэтому мы будем обсуждать его в следующих Лекциях.

1.7. ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ ДЛЯ NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Главная трудность в точном и последовательном теоретическом описании ядерных сил заключается в неприменимости теории возмущений в квантовой хромодинамике (КХД), в отличие от квантовой электродинамики, где ряд теории возмущений по параметру $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ быстро сходится. В КХД, которая является теоретическим фундаментом физики сильных взаимодействий, теория возмущений практически бесполезна, так как основными объектами КХД являются ненаблюдаемые глюоны и кварки, а не нуклоны и мезоны, составляющие естественный язык для описания ядерных сил. Кроме того, для вычисления NN-взаимодействия в рамках КХД необходимо точное численное решение уравнений КХД для системы шести взаимодействующих кварков и глюонов. Эта задача оказывается слишком сложной, хотя определенный прогресс в этом направлении был достигнут японскими исследователями (см. обсуждение в разделе 2.3 следующей лекции). Один возможный выход был предложен в начале 70-х годов прошлого века Стивеном Вайнбергом [10,11] — это так называемая эффективная теория поля (Effective Field Theory — EFT).

Идея Вайнберга была навеяна известным формализмом приближения эффективного радиуса в теории рассеяния, справедливым при низких энергиях. В свою очередь приближение эффективного радиуса основано на наблюдении, что при низкой энергии столкновения частиц длина волны де Бройля λ намного больше радиуса их взаимодействия. При таких условиях детали взаимодействия (т.е. форма потенциала) оказываются несущественными, и влияние потенциала на амплитуду рассеяния можно описать с помощью нескольких констант (длины рассеяния и эффективного радиуса). Таким образом, амплитуду рассеяния при низких энергиях можно представить рядом по безразмерному параметру R/λ, где R — радиус сил, а λ — длина волны де Бройля. Все это хорошо известно из теории дифракции в оптике.

В EFT вместо λ используется малый относительный импульс сталкивающихся частиц k, а вместо радиуса сил R — характерный импульс Λ_{QCD}, отвечающий возбуждению внутренних (кварк-глюонных) степеней свободы нуклона или другой сильно взаимодействующей частицы. Т.е. в EFT используется разложение по безразмерному параметру k/Λ_{QCD}. Ясно, что такое разложение амплитуды рассеяния является низкоэнергетическим и справедливо при $k << \Lambda_{QCD} \approx 1$ ГэВ/c. Членам такого ряда с увеличивающимися степенями импульса отвечают диаграммы Фейнмана для пионов и нуклонов все более высокого порядка, т.е. все более сложные диаграммы с большим числом промежуточных мезонных линий. Однако, очевидно, что никакая конечная комбинация таких членов ряда теории возмущений, включающая только кратные пионные обмены между нуклонами, не может дать точное описание эмпирических *NN*-амплитуд, поскольку даже в минимальном варианте амплитуды включают вклады, обусловленные обменами ρ- и ω-мезонами, а также возбуждения промежуточных Δ-изобар. Поэтому для описания эмпирических *NN*-амплитуд, даже в области применимости EFT (при $E_N < 350$ МэВ), кроме суперпозиции диаграмм Фейнмана определенного типа, необходимо включить также короткодействующие компоненты сил, которые находятся вне рамок такого подхода. Эти короткодействующие силы обычно параметризуются в EFT контактными членами в форме δ-функций с коэффициентами, которые подгоняются прямо под эмпирические амплитуды в каждой парциальной волне [12].

В соответствии с максимальной степенью учитываемых членов в ряде по k/Λ_{QCD} различают следующие порядки EFT: LO (leading order) — ведущий порядок, NLO (next-to-leading order) — следующий за ведущим порядок, NNLO (next-to-next-to-leading order), N^3LO, N^4LO и т. д. К 2017 году были вычислены члены разложения EFT вплоть до N^5LO для парных *NN*-сил и NNLO для трехнуклонных сил.

Чем выше учитываемый порядок разложения, тем больше подгоночных констант включает этот подход. При использовании N^3LO требуется около 45 подгоночных параметров для контактных членов. Согласно изначальной идее Вайнберга, параметры контактных членов не должны зависеть от используемого порядка EFT, т.е. в принципе их можно определить один раз и зафиксировать на все дальнейшее развитие этого подхода. Однако, в действительности это оказалось неверным, и параметры контактных членов в каждом порядке теории возмущений меняются при переходе от более низкого к более высокому порядку EFT, что, конечно, снижает ценность всего подхода.

Преимуществом эффективной теории поля Стандартной модели является возможность описания не только нуклон-нуклонного взаимодействия, но и $\pi\pi$-взаимодействия, а также взаимодействия пионов с другими частицами (N, Δ, ρ и т. д.) при низких энергиях.

На Рис. 1.14 в качестве иллюстрации показан эффективный изоскалярный центральный NN-потенциал в приближении NNLO, как функции межнуклонного расстояния r. На верхнем рисунке показан центральный потенциал при $r \leq 2$ Фм, а на нижнем при $r > 2$Фм. Здесь сплошными линиями показаны потенциалы, отвечающие бесконечной константе Λ, тогда как серая полоса отвечает вариации Λ от 500 до 800 МэВ. Линии с короткими (длинными) штрихами отвечают учету феноменологических вкладов σ (σ+ω+ρ), основанных на изоспин-триплетном Боннском потенциале OBEPR.

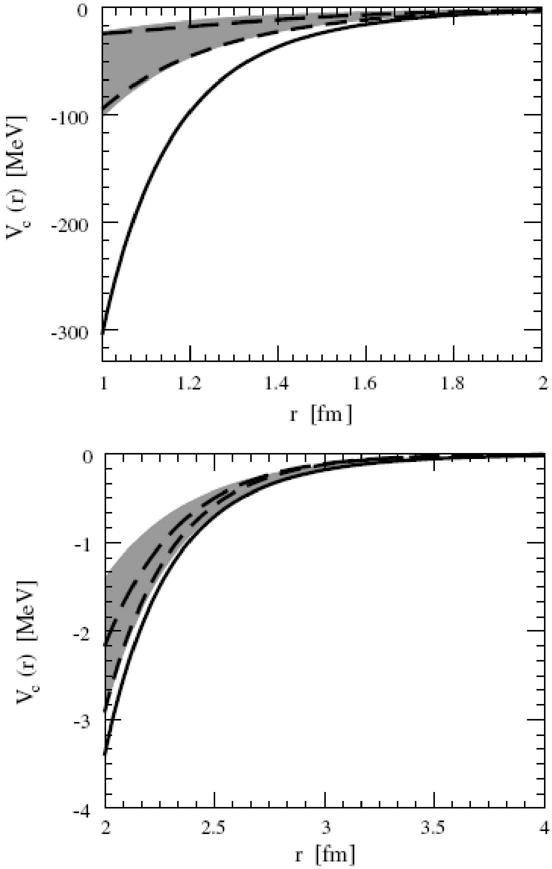

Рис. 1.14. Изоскалярный центральный *NN*-потенциал двухпионного обмена в приближении NNLO [см. E. Epelbaum et al., Eur. Phys. J. A 19, 125 (2004)].

На Рис. 1.15 показаны *D*-волновые фазовые сдвиги *NN*-рассеяния: синглетные ${}^1D_2$ и триплетные ${}^3D_J$ (J = 1,2,3) в зависимости от энергии столкновения (в лабораторной системе).

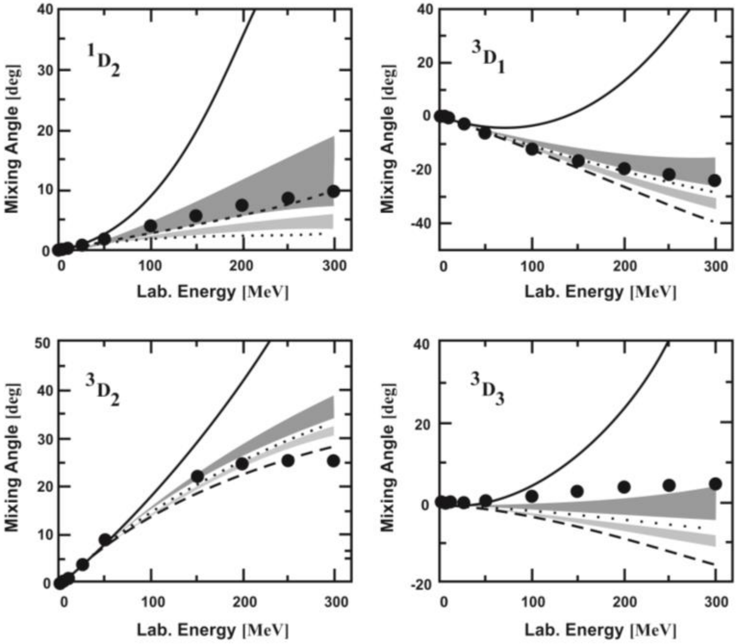

Рис. 1.15. *D*-волновые фазовые сдвиги *NN*-рассеяния, рассчитанные в рамках EFT. Жирными точками показаны эмпирические фазовые сдвиги, найденные в фазовом анализе экспериментальных данных по упругому *NN*-рассеянию. Точечные кривые отвечают низшему порядку LO (этот порядок фактически соответствует чисто Юкавскому потенциалу одномезонного обмена), штриховые (сплошные) кривые отвечают NLO (NNLO). Заштрихованная темная (светлая) область соответствует NLO- (NNLO-) результатам со специальной параметризацией на малых расстояниях с параметром обрезания Λ = 500–800 МэВ.

Из рисунка видно, что *NN*-потенциал, построенный в NNLO с использованием специальной регуляризации, в целом правильно описывает *NN*-фазы вплоть до энергий E_N = 300 МэВ. При этом результаты сильно зависят от выбора параметра обрезания Λ.

В настоящее время (2017 год) EFT-подход стал очень популярным и доминирует в теоретических исследованиях ядерных сил [12]. На этом пути удалось внести некоторую систему в почти произвольные феноменологические подходы, широко используемые в предыдущие годы. Однако ни одного известного парадокса, связанного с ядерными силами, с помощью EFT разрешить не удалось. Это означает, что причиной многочисленных ранее замеченных ранее парадоксов является не неверная параметризация отдельных компонент ядерных сил, а отсутствие каких-то базовых механизмов, выходящих за рамки концепции EFT. В следующих Лекциях мы обсудим некоторые из таких альтернативных механизмов, связанных с природой короткодействующих $2N$- и $3N$-сил.

1.8. ВЫВОДЫ

Хотя современная картина мезонных обменов в NN-взаимодействии (особенно в рамках эффективной теории поля) выглядит намного более точной и последовательной, чем 20 лет назад, не говоря уже о 50-х годах прошлого века, в ней имеется еще столь много необъяснимых парадоксов и загадок, а также явных непоследовательностей, что это заставляет сильно усомниться в правильности этой модели, в особенности на средних и малых межнуклонных расстояниях. В этой области в игру вступают кварковые степени свободы.

Литература

1. W. Heisenberg, Z. Phys. **77**, 1 (1932); *ibid.* **78**, 156 (1932); *ibid.* **80**, 587 (1933).
2. E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934); Ig. Tamm, Nature **133**, 981 (1934); D. Iwanenko, Nature **133**, 981 (1934).

3. H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Japan **17**, 48 (1935) [см. перепечатки в сборниках R.T. Beyer, *Foundation of Nuclear Physics* (Dover, N.Y., 1949); D.M. Brink, *Nuclear Forces* (Pergamon Press, 1965), p. 214].
4. Л.Б. Окунь, *Лептоны и кварки*, Изд. третье (УРСС, М., 1990).
5. D.O. Riska, G. Brown, Phys. Lett. B **32**, 662 (1970); *ibid*. **38**, 193 (1972); D.O. Riska, R. Schiavilla, arXiv:1603.0153 [nucl-th].
6. M. Paris, D. Arndt, R. Workman, W. Briscoe, I. Strakovsky, *The SAID amplitudes*, Preprint University Washington (INT-JLab Workshop on Hadron Spectroscopy, 12 Nov. 2009).
7. J.J. de Swart, R.A.M.M. Klomp, M.C.M. Rentmeester, Th.A. Rijken, Few-Body Syst. Suppl. **99**, 1 (2008).
8. V.G. Neudatchin, I.T. Obukhovsky, V.I. Kukulin, N.F. Golovanova, Phys. Rev. C **11**, 128 (1975).
9. V.I. Kukulin, V.N. Pomerantsev, A. Faessler, Phys. Rev. C **59**, 3021 (1999).
10. S. Weinberg, Phys. Lett. B **251**, 288 (1990); *ibid.* **295**, 114 (1992); Nucl. Phys. B **363**, 3 (1991).
11. E. Epelbaum, *Nuclear forces from chiral effective field theory — a primer*, Talk at the 2009 Joliot-Curie School (Lancau, France, 27 Sept. 2009).
12. R. Machleidt, *Chiral effective field theory for nuclear forces: Achievements and challenges*, EPJ Web of Conferences **66**, 01011 (2014).