только состояния $^3S_1$ и $^3D_1$. Наличие $^3D_1$ состояния в дейтроне обусловливает отклонение распределения заряда от сферически симметричного. Для получения правильной величины квадрупольного момента дейтрона и отклонения величины магнитного момента дейтрона от простой суммы магнитного момента протона и нейтрона приходится допустить, что доля $^3D_1$-состояния в дейтроне составляет примерно 4%.

Малый квадрупольный момент дейтрона еще не свидетельствует о малой величине тензорных сил. На основе имеющихся экспериментальных данных нельзя сделать однозначного выбора величины потенциала взаимодействия тензорных сил, даже при фиксированной форме потенциала, например прямоугольной потенциальной яме. Можно увеличить вклад тензорных сил, компенсируя это увеличение соответствующим уменьшением центральных сил. Значение радиуса действия и величина тензорных сил, вообще говоря, не очень сильно отличаются от соответствующих величин центральных сил. Возможно, что потенциал взаимодействия тензорных сил имеет несколько больший радиус действия и менее глубок, чем потенциал центральных сил.

§ 13. Проблема насыщения ядерных сил

При изучении ядер с числом нуклонов, превышающем два, возникает прежде всего вопрос о том, не изменяются ли силы взаимодействия между двумя нуклонами, если около них находятся другие нуклоны. Другими словами, можно ли представить взаимодействие между N нуклонами как сумму взаимодействий между всеми парами нуклонов:

$$V = \sum_{i<j}^{A} V_{ij}. \tag{13,1}$$

В настоящее время еще нет достаточно убедительного однозначного ответа на этот вопрос. Представляют большой интерес попытки объяснить наблюдаемые свойства ядер путем выбора специального вида V_{ij}, исходя из предположения, что (13,1) справедливо.

Покажем, что если потенциал взаимодействия V_{ij} между нуклонами i и j в (13,1) выбирается в виде парных сил притяжения, то нельзя объяснить наблюдаемое на опыте приблизительное постоянство плотности вещества и энергии связи, приходящейся на один нуклон в ядре. Если допустить, что ядерные силы между нуклонами не зависят от их зарядового состояния, то согласно (13,1) потенциальная энергия взаимодействия при увеличении числа нуклонов должна расти пропорционально числу пар взаимодействующих частиц, т. е.

$$\overline{V} = \frac{A(A-1)}{2}\overline{V}_{12},$$

где $\overline{V}_{12}$ — средняя энергия взаимодействия двух нуклонов.

Предположим, что потенциальная энергия взаимодействия между двумя нуклонами может быть представлена в виде ямы ширины d и глубины V_0, тогда $\overline{V}_{12} = -V_0 W(d)$, где $W(d)$ — вероятность того, что взаимное расстояние между нуклонами меньше d. Если допустить, что нуклоны движутся независимо внутри ядра радиуса R, то при радиусе ядра, меньшем d, вероятность $W(d) = 1$; если же $R \gg d$, то $W(d) = (d/R)^3$, т. е. равна отношению объема сферы взаимодействия к объему ядра. Таким образом, при данном составе ядра потенциальная энергия как функция радиуса ядра R будет иметь вид кривой $\overline{V}$, изображенной на рис. 3. При уменьшении линейных размеров системы в a раз импульс возрастает в a раз, а кинетическая энергия возрастет в a^2 раз. Таким образом, кинетическая энергия как функция радиуса ядра (при постоянном A) может быть изображена кривой $\overline{K}$ (рис. 3). Полная энергия $E = \overline{K} + \overline{V}$, как показывает расчет, имеет минимум при $R \approx d/2$. Следовательно, при условии справедливости сделанных выше предположений радиусы всех ядер были бы одинаковыми и равнялись примерно половине радиуса действия ядерных сил между парой нуклонов, т. е. $\sim 2 \cdot 10^{-13}$ *см*. Если выбрать в качестве парного потенциала потенциал, имеющий особенность в нуле, например потенциал Юкавы (см. (13,18)), то минимуму энергии соответствовал бы радиус ядра, приблизительно равный нулю. При этом плотность ядра и энергия стремились бы к бесконечности. Этот вывод противоречит хорошо установленному факту почти постоянной плотности ядерного вещества.

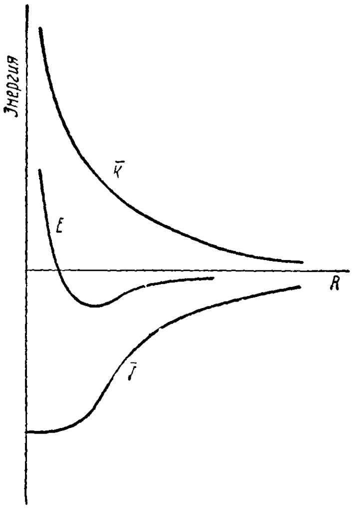

Рис. 3. Схема зависимости средней кинетической и потенциальной энергий нуклонов в ядре от радиуса ядра.

Для объяснения опытных данных необходимо допустить, что ядерные силы обладают свойством насыщения, т. е. должны быть силами притяжения только между некоторым сравнительно небольшим числом нуклонов и силами отталкивания по отношению к другим нуклонам.

Как известно, свойством насыщения обладают силы химической связи. Взаимодействие между атомами имеет характер притяжения либо отталкивания при уменьшении расстояния. Притяжение или отталкивание определяется свойствами симметрии волновой функции по отношению к перестановке (обмену) координат пар электронов, а соответствующие силы носят название обменных сил.

Для объяснения свойств насыщения ядерных сил в теорию ядра также вводились различного типа обменные силы. Другими словами, вводилось предположение о зависимости сил взаимодействия от свойств симметрии волновых функций по отношению к перестановке тех или иных координат пары нуклонов. Так, например, взаимодействие между двумя нуклонами описывалось потенциалом

$$V_{\text{М}} = (-1)^l M(r_{12}), \tag{13,2}$$

который соответствовал притяжению ($M < 0$) для четных состояний и отталкиванию для нечетных состояний.

Потенциал (13,2) называют *потенциалом сил Майорана.* Так как четность состояния для системы двух нуклонов определяется свойством симметрии волновых функций по отношению к перестановке пространственных координат частиц, то потенциал сил Майорана может быть выражен через оператор обмена пространственных координат пары нуклонов

$$V_{\text{М}} = M(r_{12}) P_{12}(r). \tag{13,3}$$

Можно ввести также силы, меняющие знак в зависимости от симметрии полных спиновых функций системы. Такие силы называются *силами Бартлета*, они выражаются через оператор обмена спиновых переменных

$$P_{12}(\sigma) = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2) \tag{13,4}$$

с помощью формулы

$$V_{\text{B}} = B(r_{12}) P_{12}(\sigma) = B(r_{12})(-1)^{S+1}. \tag{13,5}$$

Учитывая (13,5), можно выразить рассмотренный нами ранее центральный потенциал взаимодействия между двумя нуклонами, зависящий от спина, через потенциал Бартлета и потенциал обычных сил *(силы Вигнера):*

$$V = \alpha(r_{12}) + \beta(r_{12}) \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{\sigma}_2 = W(r_{12}) + B(r_{12}) P_{12}(\sigma), \tag{13,6}$$

где $W(r_{12}) = \alpha(r_{12}) - \beta(r_{12})$ — потенциал Вигнера; $B(r_{12}) = 2\beta(r_{12})$.

Равенство (13,6) показывает, что введение сил Бартлета эквивалентно учету неравенства ядерных сил в синглетном и триплетном спиновых состояниях.

Наконец, можно ввести силы, определяемые оператором одновременного обмена пространственными и спиновыми координатами двух нуклонов. Такие силы называются *силами Гейзенберга.* Потенциал сил Гейзенберга имеет вид

$$V_{\text{H}} = H(r_{12}) P_{12}(r) P_{12}(\sigma) = (-1)^{l+S+1} H(r_{12}). \tag{13,7}$$

Из выражений (13,3), (13,5) и (13,7) следует, что при $l = 0$ (S-состояние) силы Майорана не отличаются от сил Вигнера, а силы Бартлета не отличаются от сил Гейзенберга.

В силу обобщенного принципа Паули состояния системы нуклонов могут описываться только функциями, антисимметричными по отношению к перестановке всех пяти координат любой пары нуклонов, т. е.

$$P_{12}(\tau)P_{12}(r)P_{12}(\sigma)\Psi = -\Psi. \tag{13,8}$$

В дальнейшем мы будем использовать только функции, удовлетворяющие этому условию, поэтому действие операторов $P_{12}(r)P_{12}(\sigma)$ можно заменить действием оператора $P_{12}(\tau)$ с помощью соотношения

$$P_{12}(r)P_{12}(\sigma)\Psi = -P_{12}(\tau)\Psi. \tag{13,9}$$

Таким образом, можно написать:

$$V_{\text{H}} = -H(r_{12})P_{12}(\tau). \tag{13,10}$$

Оператор $P_{12}(\tau)$ является оператором обмена зарядовых переменных и имеет следующий вид (см. § 10):

$$P_{12}(\tau) = \frac{1}{2}(1 + \boldsymbol{\tau}(1)\,\boldsymbol{\tau}(2)).$$

Итак, введение сил Гейзенберга эквивалентно учету неодинаковости сил в синглетном и триплетном зарядовых состояниях.

С помощью (13,8) можно показать, что

$$P_{12}(r)\Psi = -P_{12}(\tau)P_{12}(\sigma)\Psi. \tag{13,11}$$

Это соотношение позволяет выразить действие оператора перестановки пространственных координат (оператор сил Майорана) через операторы перестановки спиновых и зарядовых координат, т. е.

$$P_{12}(r) = -\frac{1}{4}(1 + \boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2)(1 + \boldsymbol{\tau}(1)\,\boldsymbol{\tau}(2)). \tag{13,12}$$

Тензорные силы могут быть также обменными и необменными. Поскольку тензорный оператор S_{12} коммутирует с оператором обменных сил Бартлета, то имеются только два типа тензорных сил: обычные и обменные силы типа Майорана. Среднее значение тензорных сил в сферически симметричных ядрах равно нулю, и только в несферических ядрах оно отлично от нуля.

Итак, наиболее общий тип потенциальной энергии взаимодействия между двумя нуклонами может быть представлен в виде

$$\begin{aligned}V(r) = W(r) + B(r)P_{12}(\sigma) + M(r)\,P_{12}(r) + H(r)P_{12}(\tau) + T(r)S_{12} + \\ + T_{\text{M}}(r)P_{12}(r)S_{12} = \alpha(r) + \beta(r)\,\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2 + \delta(r)\,\boldsymbol{\tau}(1)\,\boldsymbol{\tau}(2) + \\ + h(r)(\boldsymbol{\sigma}_1\boldsymbol{\sigma}_2)(\boldsymbol{\tau}(1)\,\boldsymbol{\tau}(2)) + S_{12}[\gamma(r) + g(r)\,\boldsymbol{\tau}(1)\,\boldsymbol{\tau}(2)],\end{aligned}$$

где

$$\alpha(r) = W(r) + \frac{1}{2}B(r) - \frac{1}{2}H(r) - \frac{1}{4}M(r), \quad h(r) = -\frac{1}{4}M(r),$$

$$\beta(r) = \frac{1}{2}B(r) - \frac{1}{4}M(r), \quad \gamma(r) = T(r) - \frac{1}{2}T_M(r),$$

$$\delta(r) = -\frac{1}{2}B(r) - \frac{1}{4}M(r), \quad g(r) = -\frac{1}{2}T_M(r).$$

По установившейся сейчас терминологии обменными силами называют только силы, потенциал которых включает обмен либо зарядовыми переменными, либо пространственными, т. е. к обменным силам следует относить силы Майорана и Гейзенберга.

Наличие обменных сил между протонами и нейтронами было доказано экспериментально при изучении рассеяния нейтронов большой энергии (40—90 *Мэв*) на протонах [9]. Если бы между протонами и нейтронами действовали только обычные силы, то нейтроны должны были бы рассеиваться преимущественно вперед, а протоны отдачи преимущественно назад. Если бы силы были обменными, то в процессе взаимодействия произошла бы перезарядка и вперед летели бы не нейтроны, а протоны. Опыт показал, что угловое распределение в системе центра инерции почти симметрично относительно 90°.

Для объяснения экспериментального углового распределения рассеянных нейтронов необходимо предположить, что силы примерно наполовину обменные и наполовину обычные. Такие силы были введены Сербером. Потенциал этих сил выражается через обменный майорановский оператор $P_{12}(r)$ с помощью соотношения

$$V_S(r_{12}) = U(r_{12})\frac{1 + P_{12}(r)}{2}. \qquad (13,13)$$

Серберовский потенциал взаимодействия $V_S(r_{12})$ равен нулю для всех нечетных парных состояний нуклонов и равен $U(r_{12})$ для всех четных состояний.

Силы Сербера (13,13), однако, в общем случае не могут объяснить насыщения ядерных сил. Насыщение возможно только в том случае, когда роль обменных сил значительно выше, чем в (13,13), либо если ввести дополнительное предположение, что силы Сербера отличны от нуля только в S-состоянии [10,11]. В этом случае нуклон внутри ядерного вещества может взаимодействовать только с нуклонами, которые находятся в сфере (радиуса d) области действия ядерных сил и одновременно находятся в S-состоянии по отношению к данному нуклону. Таким образом, число взаимодействующих пар нуклонов, приходящихся на один нуклон, будет пропорционально числу возможных S-состояний в сфере радиуса d. Это число пропорционально $k_F d$, где k_F — волновое число нуклона с максимально возможной энергией в данном ядре. Следовательно, энергия притяжения, приходящаяся на один нуклон, будет $U = -Ak_F d$. Поскольку кинетическая энергия, приходящаяся на один нуклон $K = Bk_F^2$, то полная энергия одного нуклона

$E = Bk_F^2 - Ak_F d$ будет иметь минимум при определенном значении $k_{F_0} = \frac{Ad}{2B}$, а следовательно, и при определенном значении плотности ядра, так как $k_F \sim \frac{1}{r_0}$, где r_0 — среднее расстояние между нуклонами ядра.

В случае обычных сил или сил Сербера, отличных от нуля для всех четных состояний, потенциальная энергия притяжения пропорциональна k_F^3 и полная энергия нуклона неограниченно уменьшается при уменьшении среднего расстояния (r_0) между нуклонами (нет насыщения).

Возможно, что за насыщение ядерных сил ответственны так называемые «множественные» или многочастичные силы, не сводящиеся к парным силам. Для объяснения насыщения ядерных сил следует предположить, что множественные силы приводят к взаимному отталкиванию нуклонов. Эффект многочастичных сил отталкивания рассмотрен в работе Дриля и Нуанга [12]. Они показали, что при некотором феноменологическом выборе потенциала множественных сил можно дать удовлетворительное объяснение наблюдаемому насыщению ядерных сил. Эти результаты, однако, получены путем использования теории возмущений в проблеме с сильным взаимодействием, поэтому их достоверность не совсем очевидна. В последнее время появились попытки [13] объяснить насыщение введением сингулярного немонотонного потенциала взаимодействия между парой нуклонов. Такой потенциал был предложен Леви [14] на основе мезонной теории ядерных сил. На рис. 4 изображен качественный характер зависимости потенциальной энергии

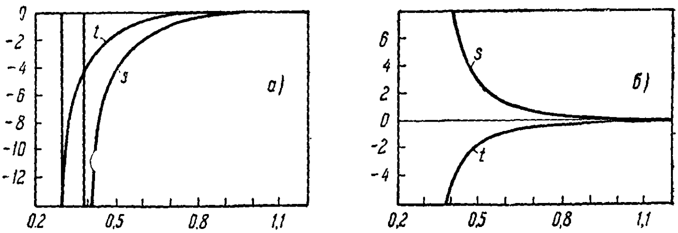

Рис. 4. Потенциал взаимодействия двух нуклонов в четном (*а*) и нечетном (*б*), синглетном (*s*) и триплетном (*t*) состояниях [13]. Энергия выражена в единицах, равных 140 *Мэв*, расстояние — в единицах $\frac{\mu c}{\hbar} = 9 \cdot 10^{-13}$ *см.*

взаимодействия двух нуклонов как функции их расстояния для четного и нечетного состояний и для двух спиновых состояний системы.

Проблема теоретического объяснения ядерных сил до сих пор еще не решена, хотя в вопросе объяснения природы ядерных сил достигнуты крупные успехи. В настоящее время не вызывает сомнения то, что ядерные взаимодействия осуществляются через мезонное поле, в частности через поле π-мезонов.

В отличие от электрических взаимодействий, которые переносятся фотонами (частицами с нулевой массой покоя), ядерные силы обусловлены частицами с массой покоя, отличной от нуля. Отличная от нуля масса покоя частиц, переносящих ядерное взаимодействие, обеспечивает малый радиус действия ядерных сил. Уже в первых работах Юкавы [15] по теории ядерных сил было показано, что для обеспечения экспериментально наблюдаемого радиуса действия ядерных сил необходимо допустить, что они переносятся частицами с массой покоя, превышающей массу электрона примерно в 200—300 раз. Этот вывод может быть получен из очень элементарных соображений. Статическое электромагнитное взаимодействие двух точечных электрических зарядов e_1 и e_2, положение которых определяется радиусами-векторами $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$, можно записать в виде

$$W_{12} = e_1 V(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|), \tag{13,14}$$

где потенциал удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 V = 4\pi e_2 \delta(\boldsymbol{r}_2). \tag{13,15}$$

Решение уравнения (13,15) имеет вид

$$V(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|) = -\frac{e_2}{|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|}. \tag{13,16}$$

Следовательно, статическое взаимодействие двух зарядов выражается законом Кулона

$$W_{12} = -\frac{e_1 e_2}{|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|}.$$

Если ядерные силы между нуклонами переносятся мезонами с массой покоя μ, то их статическое взаимодействие можно описать потенциалом, удовлетворяющим уравнению

$$\nabla^2 V - k^2 V = 4\pi g \delta(\boldsymbol{r}_2), \quad k = \frac{\mu c}{\hbar}, \tag{13,17}$$

где постоянная g может быть названа специфическим мезонным зарядом нуклона. При $\mu = 0$ уравнение (13,17) переходит в уравнение (13,15). Решение уравнения (13,17), аналогичное кулоновскому потенциалу, имеет вид

$$V(|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|) = -g\frac{e^{-k|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|}}{|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|},$$

а энергия взаимодействия пары нуклонов

$$W_{12} = -g^2 \frac{e^{-k|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|}}{|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|}. \tag{13,18}$$

Чтобы обеспечить достаточно быстрое убывание энергии взаимодействия (13,18) с расстоянием необходимо в (13,17) принять для μ значение, превышающее в 200—300 раз массу электрона.

Можно было надеяться, что (13,18) описывает при соответствующем подборе постоянных g и μ взаимодействие нуклонов так же, как кулоновский потенциал описывает взаимодействие заряженных частиц. Однако такая аналогия является очень грубой. Для объяснения всей совокупности экспериментальных данных о ядерных силах необходимо значительно усложнить теорию. Далее выяснилось, что вследствие большой величины ядерных взаимодействий обычные методы описания разработанные в теории слабых электромагнитных взаимодействий, становятся непригодными*).

В настоящее время выяснено, что теория ядерных сил должна существенно опираться на экспериментальные данные о взаимодействии нуклонов при больших энергиях и их взаимодействии с мезонами. Мы, однако, не будем останавливаться в нашем курсе на этих интересных вопросах теории атомного ядра и ядерных взаимодействий.

§ 14. Изотопический спин и уровни энергии легких изобарных ядер

Предположение о зарядовой независимости ядерных сил позволяет производить сопоставление энергетических уровней легких изобарных ядер, у которых влияние кулоновского взаимодействия не очень велико. В силу зарядовой независимости ядерных сил ядра, имеющие одинаковое число нуклонов (изобары) и отличающиеся разным количеством протонов и нейтронов в состояниях, допустимых принципом Паули, должны иметь подобные уровни, т. е. уровни с одинаковыми моментами, четностями, изотопическим спином и т. д.

Для сопоставления энергетических уровней изобарных ядер очень удобно пользоваться уже введенным в § 9 понятием изотопического спина ядра $T = \frac{1}{2}\sum_{i=1}^{A} \tau(i)$, который рядом авторов [16] называется также *изобарическим спином*.

Полный изотопический спин ядра для ядер с четным массовым числом принимает только целые значения: $T = 0,\ 1,\ 2, \ldots$ для ядер с нечетным массовым числом: $T = {}^1/_2,\ {}^3/_2,\ {}^5/_2, \ldots$ Соответственно этому следует различать две группы ядер: ядра с четным A и нечетным A.

Примером изобарных ядер нечетного массового числа являются Li^7 и Be^7. Эти два ядра называются *зеркальными ядрами*, так как они получаются друг из друга заменой протонов нейтронами, нейтронов —

*) Описание взаимодействия между нуклонами с помощью потенциала, зависящего от расстояния между нуклонами и векторов обычного и изотопического спина, возможно только на расстояниях, превышающих комптоновскую длину волны π-мезона ($\sim 10^{-13}$ *см*). При меньших расстояниях понятие потенциала становится грубо приближенным — взаимодействие, по-видимому, на этих расстояниях имеет нелокальный характер.