

В-23

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4-2936



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

И.Ш.Вашакидзе

Аналоговые состояния ядер с $A=16$

1966

P4-2936

У588/3 ир

И.Ш.Вашикидзе

Аналоговые состояния
ядер с $A=16$

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР
Тбилиси

В в е д е н и е

Как известно, оболочечная модель хорошо объясняет спины и четности ядер. По-видимому, для ядер с замкнутыми или почти замкнутыми оболочками справедлива сферическая оболочечная модель. Расчеты энергетических уровней таких ядер хорошо согласуются с экспериментальными данными, за исключением некоторых уровней с положительной четностью, для которых аномально большая вероятность электромагнитных переходов указывает на сильные коллективные свойства этих уровней. Таковы вторые 0^+ уровни в ядрах 0^{16} , 0^{18} , Ca^{42} и другие. Вибрационные уровни с отрицательной четностью не обладают столь сильными коллективными свойствами, поэтому ограничимся только их рассмотрением в ядрах с $A = 16$. Такие уровни в дважды магических ядрах C^{12} , O^{16} , Ca^{40} неоднократно исследовались /1-4/. Расчеты проводились методом Хартри-Фока, который в этом случае дает хорошие результаты.

То обстоятельство, что метод Хартри-Фока хорошо объясняет коллективные движения, часто вызывает удивление, так как он опирается на движение независимых частиц в самосогласованном поле. Но именно это последнее обстоятельство и указывает на то, что движение является коллективным.

Самосогласованное поле представляет собой суммарное воздействие всех остальных частиц на данную частицу. Если ядро вращается как целое или совершает колебание, самосогласованное поле становится зависящим от времени. Существует несколько методов, описывающих такие движения: метод случайных фаз, приближенное вторичное квантование, зависящий от времени метод Хартри-Фока, метод линеаризации уравнений движения, обобщенная оболочечная модель и другие. Каждый из этих методов на определенном этапе конкретного расчета требует знания нуклон-нуклонного взаимодействия внутри ядра. Для упрощения расчетов часто пользуются контактными взаимодействиями, которые, конечно, очень далеки от истинного нуклон-нуклонного взаимодействия. Лишь в последние годы в определенных расчетах начали применять взаимодействия,

связанные с истинными нуклон-нуклонными взаимодействиями в свободном состоянии^{/5/}. В этом направлении следует отметить работу Каллио и Колтвейта^{/8/}, которые пользуются потенциалом Хамада-Джонсона для взаимодействующих частиц в S -состоянии. Аналогична и работа Трина, Каллио и Колтвейта^{/7/}, в которой использован потенциал Гамела-Талера. Имеются попытки учесть тензорные компоненты потенциала Хамада-Джонсона^{/3/}.

Все эти расчеты обладают тем недостатком, что их можно проводить только для S -состояния относительного движения. Правда, в них учитывается наличие отталкивающей сердцевинки, но не учитываются нецентральные компоненты взаимодействия.

Расчеты с использованием нелокальных факторизирующихся потенциалов хорошо объясняют эксперименты по нуклон-нуклонному рассеянию до 320 Мэв и некоторые свойства ядерной материи. Полученные результаты показали, что согласие теории с экспериментом улучшено (табл 1), хотя еще остаются некоторые разногласия.

Целью настоящей работы является исследование этих разногласий. Мы рассматриваем изобарные состояния в ядрах с $A = 16$ и ограничиваемся только низколежащими уровнями с $T = 1$. В расчетах применяется точное нуклон-нуклонное взаимодействие в свободном состоянии, а также учитываются кулоновские эффекты.

1. Постановка задачи

Рассмотрим низколежащие отрицательные уровни с изотопическим спином $T = 1$ для ядер с $A = 16$. Известно,^{/1-4/} что эти уровни можно получить возбуждением системы частица - дырка в генерализированном вакууме (основное состояние 0^{16}). Ограничимся тремя ядрами N^{16} , O^{16} , F^{16} . Легко догадаться, что нечетные уровни N^{16} получаются образованием в ядре O^{16} системы протонная дырка - нейтрон. Возбужденные уровни O^{16} получаются путем образования систем протонная дырка - протон и нейтронная дырка - нейтрон, а в случае F^{16} путем возбуждения системы нейтронная дырка - протон. Возбуждение большого количества систем дырка-частица мы рассматривать не будем, так как исследуем только основные и низколежащие уровни. Кроме того, мы ограничиваемся возбуждениями $1\hbar\omega$.

В этих приближениях возникают лишь конфигурации системы дырка-частица, представленные в табл. 2.

В расчетах используются реальные нуклон-нуклонные взаимодействия, содержащие отталкивание на малых расстояниях. Как известно, задачу многих тел при сингулярных потенциалах можно формулировать с помощью t -матрицы.^{/9/} При возбуждении одной пары дырка-частица Гамильтониан системы в формализме вторичного квантования имеет вид:

$$H = \sum \langle \alpha | H_0 | \beta \rangle a_\alpha a_\beta + \frac{1}{2} \sum \langle \alpha \beta | V | \gamma \delta \rangle a_\alpha a_\beta a_\gamma^+ a_\delta^+ = \delta, \quad (1)$$

где H_0 - одночастичный оператор, а t - матрица, удовлетворяющая уравнению

$$\langle \alpha \beta | t | \gamma \delta \rangle = \langle \alpha \beta | V | \gamma \delta \rangle + \sum_{k_1 k_2} \frac{\langle 2\beta | V | k_1 k_2 \rangle \langle k_1 k_2 | t | \gamma \delta \rangle}{E_\gamma + E_\delta - E_{k_1} - E_{k_2}}. \quad (2)$$

Так как гамильтониан является трансляционно-инвариантным, то и t - матрица - трансляционно-инвариантна и не зависит от координаты центра масс взаимодействующих частиц. В выражении (2) V - потенциал взаимодействия. В нашем случае V содержит и кулоновское взаимодействие.

Обычно в низшем приближении в гамильтониане (1) t - матрица заменяется V - матрицей. Для нахождения одночастичного оператора H_0 необходимо решить самосогласованную задачу, что, по-видимому, на сегодняшний день невозможно. Обычно одночастичные энергии берут из экспериментальных данных. В случае ядра O^{16} такие данные существуют. В расчетах нам потребуются одночастичные энергетические уровни нейтрона, протона, нейтронной дырки и протонной дырки в поле ядра O^{16} . Их можно взять из данных по ядрам O^{17} , F^{17} , O^{18} и N^{18} . Для нахождения энергии системы необходимо диагонализировать гамильтониан (1) во всем конфигурационном пространстве, что практически невозможно. Для низколежащих уровней диагонализацию можно проводить в конфигурационном пространстве ограниченной размерности (табл. 2).

На рис. 1 приведены одночастичные энергетические уровни дырок и нуклонов в поле ядра O^{16} . Мы видим, что один нейтронный и один протонный уровни лежат в области непрерывного спектра. Поэтому диагонализацию гамильтониана (1) следует проводить с учетом открытого канала. К сожалению, из-за того, что мы не имеем самосогласованного поля в виде конечной ямы, одночастичная волновая функция непрерывного спектра нам неизвестна.

Ферель и Бауэр^{/10/} показали, что в таких случаях для определения энергетического спектра совершенно достаточно работать с закрытыми каналами. Наличие открытых каналов существенно только для определения ширины уровней и сечения процессов распада.

Исходя из вышесказанного и с целью упрощения задачи, мы будем работать в базисе осцилляторных волновых функций.

В заключение отметим, что так как мы ограничиваемся состояниями с $T = 1$, возникающими в результате колебания нейтронов относительно протонов, то ложные состояния не возникают. Также нет необходимости учитывать корреляции в основном состоянии.

2. Матричные элементы взаимодействия

Произвольный нелокальный трансляционно-инвариантный потенциал записывается в следующем виде:

$$\langle \vec{r}_1 \vec{r}_2 | V | \vec{r}'_1 \vec{r}'_2 \rangle = \delta(\vec{R} - \vec{R}') V(\vec{r} | \vec{r}'), \quad (3)$$

где координаты центра масс и относительного движения определяются равенствами:

$$2\vec{R} = \vec{r}_1 + \vec{r}_2, \quad \vec{r} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2,$$

\vec{r}_1 и \vec{r}_2 - радиус-векторы первой и второй частицы относительно произвольной системы координат. Наличие $\delta(\vec{R} - \vec{R}')$ в потенциале (3) обеспечивает его трансляционную инвариантность, так что полный импульс взаимодействующих частиц сохраняется.

Локальный статический потенциал получается из нелокального потенциала только в том случае, если последний диагонален:

$$V(\vec{r} | \vec{r}') = \delta(\vec{r} - \vec{r}') V(\vec{r}).$$

Обычно рассматривают нелокальные потенциалы, в разложении которых по полным моментам каждый член факторизуется.

Потенциалы выбираем в виде:

$$V(\vec{r} | \vec{r}') = \lambda \sum_{\alpha M L L'} [-g_{\alpha L}(\vec{r}) g_{\alpha L}(\vec{r}') + R L_{\alpha L}(\vec{r}) L_{\alpha L}(\vec{r}')] Y_{\alpha L}^M(\vec{r}) Y_{\alpha L}^{M*}(\vec{r}'), \quad (4)$$

где α - совокупность квантовых чисел S, I, T ; I - полный момент взаимодействующих частиц; T - изотопический спин; S - обычный спин. $Y_{\alpha L}^M$ - нормированная функция состояния с моментом I и проекцией M

$$Y_{\alpha L}^M(\vec{r}) = \sum_{M_S M_L} (L M_S M_L | I M) Y_{L M_S}(\vec{r}) \chi_{S M_S}^{\hat{P}_T}, \quad (5)$$

\hat{P}_T - оператор проекции изотопического спина

$$\hat{P}_T \chi_T^{T_3} = \delta_{T T'} \chi_T^{T_3}.$$

Такой потенциал обеспечивает независимое взаимодействие между частицами в каждом из возможных состояний, приведенных в табл. 3.

$V(\vec{r} | \vec{r}')$ коммутирует с I^2, I_z, T^2, T_3 и S^2 , поэтому полный момент, спиновый момент и изотопический спин являются интегралами движения. Инвариантность относительно отражения обеспечивает действительность $g(\vec{r})$ и $L(\vec{r})$ функций. Так как для каждого допустимого состояния $(-1)^L = (-1)^{L'}$, то четность сохраняется. Из-за суммирования по L и L' орбитальный момент не является хорошим квантовым числом для

смешанных состояний. Такие свойства соответствуют нецентральной силе.

В случае локальных потенциалов для нуклон-нуклонных взаимодействий на малых расстояниях характерно сильное отталкивание. Существование таких потенциалов не совсем очевидно. Бринк показал, что если в каждом парциальном состоянии имеется бесконечно отталкивающий потенциал, то можно определить потенциал, зависящий от скорости, $U(\vec{r}) + \vec{P}V(\vec{r})\vec{P}$, не имеющий сингулярностей и дающий те же фазовые сдвиги для любых энергий и связанные состояния. С другой стороны, каждый зависящий от скорости потенциал эквивалентен нелокальному потенциалу.

Действительно,

$$\int V(\vec{r}|\vec{r}') d\vec{r}' \psi(\vec{r}) = \left[\int V(\vec{r}|\vec{r}') e^{\frac{1}{\hbar}(\vec{r}' - \vec{r})\vec{P}} d\vec{r}' \right] \psi(\vec{r}),$$

поэтому эквивалентный зависящий от скорости потенциал имеет вид

$$V(\vec{r}|\vec{r}') = \int V(\vec{r}|\vec{r}'') e^{\frac{1}{\hbar}(\vec{r}'' - \vec{r}')\vec{P}} d\vec{r}''.$$

При малых импульсах, разлагая в ряд экспоненту, получаем привычный вид зависящего от скорости потенциала. Факторизующиеся потенциалы содержат также и более высокие степени \vec{P} , которые, в свою очередь, улучшают гладкость потенциалов и позволяют использовать их в расчетах типа Хартри-Фока.

Анализ экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию с помощью потенциала (4) был проведен Табакиным^{/11/}. Фазовый анализ рассеяния до 320 Мэв позволил определить взаимодействия в S-, P- и D-состояниях. Эти данные достаточны для расчетов по оболочечной модели.

Чтобы диагонализировать гамильтониан (1) в конфигурационном пространстве, необходимо вычислить матричные элементы взаимодействия дырка-частица. Обычно в аналогичных расчетах учитывались только взаимодействия протонной дырки с протонами и нейтронной дырки с нейтроном. Исследования, проведенные по β -распаду^{/12/} и (p, n)-реакциям, показали, что взаимодействия протонной дырки с нейтроном и нейтронной дырки с протоном также вызывают существенное смешивание конфигураций, и их необходимо учесть в расчетах.

Вычислим ядерные матричные элементы. Спин-пространственную часть волновой функции системы дырка-частица запишем в виде:

$$|j_1 j_2 JM\rangle = \sum_{m_1 m_2} (j_1 j_2 m_1 m_2 | JM) (-1)^{j_1 - m_1} a_{j_1 m_1}^+ a_{j_2 m_2} |0\rangle, \quad (7)$$

где $|0\rangle$ - генерализированный вакуум, $(j_1 j_2 m_1 m_2 | JM)$ - коэффициенты Клебша-Гордана.

Наличие множителя $(-1)^{j_1 - m_1}$ обеспечивает одинаковые трансформационные свойства волновых функций дырки и частицы.

Матричные элементы гамильтониана (1) между двумя различными состояниями типа (7) легко вычислить. Достаточно только вычислить матричные элементы взаимодействия частица-частица. Взаимодействие между частицей-частицей и частицей-дыркой обозначим соответственно V_{pp} и V_{pL} . Тогда имеет место следующее равенство: ^{13/}

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 JM | V_{pL} | \bar{j}'_1 j_2 JM \rangle &= \sum_{m_1 m_2} \sum_{m'_1 m'_2} (-1)^{j_1 - m_1 + j'_1 - m'_1} \langle j_1 j_2 - m_1 m_2 | JM \rangle \times \\ &\times \langle j'_1 j'_2 - m'_1 m'_2 | JM \rangle \langle j'_1 m'_1 ; j_2 m_2 | V_{pp} | j_1 m_1 ; j_2 m'_2 \rangle - \langle j'_1 m'_1 ; j_2 m_2 | V_{pp} | j_2 m'_2 ; j_1 m_1 \rangle \quad (8) \\ &= (-1)^{j_1 + j'_1 + j_2 + j'_2} \sum_k (2k+1) W(j'_2 j_1 j'_1 j_2 ; k J) \langle j'_1 j_2 k | V_{pp} | j'_1 j_2 k \rangle . \end{aligned}$$

$W(j_1 j_2 j_3 j_4 ; k J)$ - коэффициенты Рака. В последнем матричном элементе необходимо использовать антисимметризованные волновые функции. При рассмотрении смешанной системы (частицы одного сорта и дырки другого сорта) антисимметризацию проводить не следует. Оба эти случая можно рассмотреть одновременно, заменяя в прямом члене частицы и дырки одного сорта V_{pL} на $V_{pL}(1 - P^\sigma P^r)$, что эквивалентно антисимметризации.

Матричный элемент кулоновского взаимодействия вычисляется просто, так как существует простая связь между кулоновским взаимодействием частицы-дырки и частицы-частицы.

Ограничимся низшим приближением и заменим в гамильтониане (1) матричные элементы t матричными элементами V . Вычисления проведем в (jj) -связи. Волновую функцию системы дырка-частица запишем в виде:

$$\begin{aligned} |\bar{j}_1 j_2 JM \rangle &= \sum_{\lambda s m_\lambda m_s} \hat{j}'_1 \hat{j}_2 \hat{\lambda} \hat{s} \begin{Bmatrix} \ell_1 & \lambda & j_1 \\ \ell_2 & \lambda & j_2 \\ \lambda & s & J \end{Bmatrix} (\lambda s m_\lambda m_s | JM_J) \sum_{m_1 m_2} (\ell_1 \ell_2 m_1 m_2 | \lambda m_\lambda) (-1)^{\ell_1 + m_\ell} \times \\ &\times \phi_{n_1 \ell_1 - m_1}^*(\vec{r}_1) \phi_{n_2 \ell_2 m_2}(\vec{r}_2) \sum_{\mu_1 \mu_2} (\lambda \mu_1 \mu_2 | s m_s) (-1)^{\lambda + \mu_1} s \mu_1 (1) s \mu_2 (2) \times \quad (9) \end{aligned}$$

$$\times \sum_{\nu_1 \nu_2} (\frac{1}{2} \frac{1}{2} \nu_1 \nu_2 | TT_3) (-1)^{\frac{1}{2} + \nu_1} r_{-\nu_1}^{+} (1) r_{\nu_2} (2),$$

где $\hat{j}_1 = \sqrt{2j_1 + 1}$ и $\begin{Bmatrix} \ell & \frac{1}{2} & j_1 \\ \lambda & \frac{1}{2} & j_1 \end{Bmatrix}$, ϕ_j - символ Вигнера.

Все остальные обозначения являются общеизвестными. При вычислении матричных элементов (8) расчеты спин-пространственной и изоспинавой частей удобно проводить в отдельности. Подставляя взаимодействие (4) в (8) и отделяя координаты центра масс взаимодействующих частиц от координат относительного движения, получим:

$$\begin{aligned} \langle j_1 j_2 J | V_{\text{NL}} | j'_1 j'_2 \rangle &= (-1)^{j_1 + j_2 + j'_1 + j'_2} \sum_k (2k + 1) W(j'_2 j'_1 j'_1 j_2; kJ) \times \\ &\times \sum_{\lambda \lambda' s l} (-1)^{\lambda + \lambda'} \hat{j}_1 \hat{j}_2 \hat{j}'_1 \hat{j}'_2 \hat{\lambda} \hat{\lambda}' \hat{s} \hat{s}' \begin{Bmatrix} \ell & \frac{1}{2} & j_1 \\ \ell' & \frac{1}{2} & j'_1 \\ \lambda & s & J \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} \ell' & \frac{1}{2} & j'_1 \\ \ell & \frac{1}{2} & j_2 \\ \lambda' & s & J \end{Bmatrix} \sum_{n \ell' \ell''} (2l + 1) \hat{\lambda} \hat{\lambda}' W(L \ell k s; \lambda l) \times \\ &\times W(L \ell' k s; \lambda' l) \langle n \ell N L | n'_1 \ell'_1 n_2 \ell_2 \lambda \rangle \langle n' \ell' N L \lambda' | n'_1 \ell'_1 n'_2 \ell'_2 \lambda' \rangle [1 + (-1)^n \times \\ &\times [1 + (-1)^T]] A_{nn' \ell \ell'}(\text{SIT}). \end{aligned}$$

Здесь $\langle n \ell N L | n'_1 \ell'_1 n_2 \ell_2 \lambda \rangle$ - коэффициенты Бруди-Мошинского; $A_{nn' \ell \ell'}(\text{SIT})$ определяются радиальной зависимостью взаимодействия и имеют вид:

$$\begin{aligned} A_{nn' \ell \ell'}(\text{SIT}) &= \iint r^2 r'^2 [-g_{\alpha \ell}(r) g_{\alpha \ell'}(r') + L_{\alpha \ell}(r) L_{\alpha \ell'}(r')] R_{n \ell}(r) R_{n' \ell'}(r') dr dr'; \\ R_{n \ell}(r) &= \left[\frac{2n!}{\Gamma(n + \ell + \frac{1}{2}) b^3} \right]^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r}{b} \right)^{\ell} e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{r}{b} \right]^2} L_n^{\ell} \left[\left(\frac{r}{b} \right)^2 \right] - \end{aligned}$$

нормированная радиальная функция осциллятора потенциала; $L_n^{\ell}(x)$ - полином Лагера; $b = (2 \frac{\hbar}{m \omega})^{\frac{1}{2}}$ и $(\frac{\hbar}{m \omega})^{\frac{1}{2}}$ - параметр длины. В матричном элементе (10) множитель $\{1 + (-1)^n [1 + (-1)^T]\}$ возникает из-за обмена. Когда обмен не учитывается, его следует заменить на единицу.

Вычисление интегралов $A_{nn'}^{ll'}$ удобно проводить в импульсном представлении, так как это позволит непосредственно использовать результаты фазового анализа и перейти к потенциалам, зависящим от скорости.

Эти интегралы вычисляются численно. Нам необходимо знание $A_{nn'}^{ll'}$ в случае нескольких первых значений n и l .

Кулоновский матричный элемент вычисляется сравнительно просто:

$$\langle \bar{j}_1 j_2 J | V_\theta | \bar{j}'_1 j'_2 J \rangle = (-1)^{l_1 + l'_1 + n} \sum_{\lambda} \sum_{\lambda'} \sum_{\lambda''} \sum_{\lambda'''} \sum_{\lambda''''} \sum_{\lambda'''''} \left\{ \begin{matrix} l_1 & \frac{1}{2} & j_1 \\ l_2 & \frac{1}{2} & j_2 \\ \lambda & & J \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} l'_1 & \frac{1}{2} & j'_1 \\ l'_2 & \frac{1}{2} & j'_2 \\ \lambda' & & J \end{matrix} \right\} \times \quad (11)$$

$$\times \sum_{n'l'n'l'} \langle n'l'n'l' | n_1 l_1 n_2 l_2 \lambda \rangle \langle n'l'n'l' | n'_1 l'_1 n'_2 l'_2 \lambda' \rangle \theta_{nn'}^{ll'}$$

где

$$\theta_{nn'}^{ll'} = \frac{a^3}{2b} [\Gamma(n+1)\Gamma(n'+1)\Gamma(n+l+3/2)\Gamma(n'+l+3/2)]^4 \sum_{m=0}^n \sum_{m'=0}^{n'} \times$$

$$\frac{(-1)^{m+m'} \Gamma(m+m'+2l)}{\Gamma(n-m+1)\Gamma(m+l+3/2)} \times \frac{1}{\Gamma(m+1)\Gamma(n'-m'+1)\Gamma(m'+l+3/2)\Gamma(m'+1)}$$

Возникновение в кулоновском члене множителя $1/2$ вызвано тем, что в состоянии с $T = 1$ и $T_3 = 0$ имеем конфигурацию $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})$, а кулоновское взаимодействие имеет место только в системе $p\bar{p}$. Очевидно, что в состояниях $p\bar{n}$ и $n\bar{p}$, т.е. в ядрах N^{16} и F^{16} , кулоновский матричный элемент отсутствует.

При вычислении кулоновских матричных элементов мы не учитывали смешивания состояний с различными изотопическими спинами, так как эти состояния далеко отстают друг от друга из-за ядерного взаимодействия.

Кулоновские матричные элементы между этими состояниями малы, не вызывают существенного смешивания конфигураций и соответственно не могут влиять на положения энергетических уровней.

3. Уровни с $T = 1$ в ядрах с $A = 16$.

После нахождения двухчастичных матричных элементов вычисление энергетических уровней системы сводится к решению следующего секулярного уравнения:

$$\| E - E_1 \delta_{ij} - V_{ij} \| = 0.$$

где E_1 — невозмущенные энергии системы дырка-частица. Обычно в расчетах они берутся из экспериментов по O^{16} и O^{17} , ^{15/} что соответствует $\bar{p}\bar{n}$ -конфигурации. Так как мы хотим учесть влияние кулоновских эффектов, нам необходимо включить и другие конфигурации. Существует три типа поправок, обусловленных электростатическим взаимодействием.

1. Кулоновское взаимодействие меняет самосогласованное поле, поэтому невозмущенные энергии нейтрона-протона, нейтронной дырки и протонной дырки будут различными. Как видно из табл. 2, это различие достигает нескольких Мэв. Поэтому оно может существенно изменить энергетический спектр. Энергия конфигурации $\frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n})$ приведена в таблице, определена как полусумма энергий конфигураций $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$.

2. Наряду с кулоновским взаимодействием необходимо учесть и различие в массах нейтрона и протона. Учет этого эффекта сводится к смешиванию энергий основных состояний зеркальных ядер. На рис. 2 приведены экспериментальные уровни ядер N^{16} , O^{16} и F^{16} . При сравнении изобарных состояний основное состояние N^{16} следует опустить на 0,783 Мэв, а основное состояние F^{16} — поднять на ту же величину. Мы видим, что вторая поправка также существенна.

3. В случае O^{16} следует учесть кулоновское взаимодействие между протоном и протонной дыркой.

Поправка, обусловленная этим взаимодействием, меньше предыдущих поправок.

Для сравнения с экспериментальными и уже существующими теоретическими данными нами проведен расчет как для нелокальных факторизирующихся потенциалов, так и для потенциала Хамада-Джонсона. В последнем случае мы учитывали взаимодействие только в 1S_0 - и 3S_1 - состояниях, а вычисления матричных элементов проводили методом сепарации Скотта-Московского ^{18/}. Нами были взяты следующие значения параметров сепарации:

$$d_n = 1.025 \text{ fm} \quad \text{и} \quad d_p = 0.925 \text{ fm}.$$

Полученные результаты представлены в табл. 4.

Как видим, согласие теории с экспериментом удовлетворительное. Следует отметить то обстоятельство, что четыре уровня с изотопическим спином $T=1$ в ядре O^{16} расположены в энергетическом интервале $\Delta E = 0,95$ Мэв, тогда как экспериментальное значение этого интервала 0,7 Мэв. Теоретическая последовательность уровней в этом интервале соответствует экспериментальной.

Основное состояние ядра $N^{16} - 2^-$ и три первых возбужденных уровня расположены в интервале 0,4 Мэв. Эта четверка уровней изолирована (следующий возбужденный уровень лежит в области 3,53 Мэв). Вычисленные уровни лежат в интервале 0,7 Мэв. Экспериментальная и вычисленная последовательности уровней совпадают.

Положение основных состояний N^{16} и F^{16} относительно основного состояния - 10,55 и 16,20 Мэв, а их экспериментальные значения - 10,40 и 15 63 Мэв.

К сожалению, возбужденные состояния F^{16} экспериментально плохо изучены, и мы лишены возможности сравнивать.

Вычисленное основное состояние $F^{16} O^{-}$, что, по-видимому, согласуется с другими данными /1/

Следует отметить, что в основном состоянии ядро F^{16} протонно радиоактивно. Это свойство можно объяснить, исходя из модели частиц - дырочного возбуждения.

В поле ядра O^{16} имеет систему $p\bar{n}$ с энергией 16,50 Мэв (основное состояние ядра F^{16}), в том же поле имеем состояние \bar{p} с энергией 15,8 Мэв (см. рис. 1), между ними происходит переход с выделением энергии 0,8 - 0,9 Мэв.

Следует отметить, что применение проведенных расчетов не ограничивается данной конкретной задачей. Совершенно аналогичные расчеты можно проводить и для других околomagических ядер.

В заключение автор благодарит В.Г. Соловьева, Г.Н. Виноградова и Г.А. Чмлашвили за ценные замечания, а также Ф.Г. Ткебучаву за программирование интегралов.

Литература

1. J.P.Elliot and B.H.Flowers, Proc. Roy. Soc., A242, 57 (1959).
2. G.E.Brown, L.Castillejo and L.A.Evans, Nucl. Phys., 22, 1 (1961).
3. N.Vinh-Mau and G.Brown, Nucl. Phys., 29, 89 (1962).
4. V.Gillet and N.Vinh-Mau, Phys. Lett., 1, 25 (1962).
5. J.F.Dawson, I.Talmi, J.D.Walecka, Ann. Phys. (N.Y.) 18, 339 (1962).
6. A.Kallio and Kolltveit, Nucl. Phys., 53, 87 (1964); B.Engeland and Kallio, Nucl. Phys., 59, 211 (1964).
7. A.M.Green, A.Kallio and Kolltveit, Physics Letters, 14, 142 (1965).
8. T.T.S.Kuo and G.E.Brown, Phys. Lett., 16, 54 (1965).
9. К. Кумар. Теория возмущений и проблема многих тел для атомного ядра. Изд. "Мир" Москва, 1984.
10. R.A.Ferrell, Eastern Theoretical Physics Conference, Ed. by M.E.Rose, New-York-London (1962); M. Bauer, University of Maryland, Physics Department Technical Report No 260 (1962); R.A.Ferrell, University of Maryland, Physics Department, Technical Report, No 279 (1962).
11. F.Tabakin, Ann. Phys. (N.Y.), 30, 51 (1964).
12. J.Fujita, Phys. Rev., 126, 202 (1962).
13. D.Brink and G.Satchler, Nuovo Cim., 4, 549 (1956).
14. T.A.Brody and M.Moshinsky, Tables of transformation brackets (Monografias Del Instituto De Fisica, Mexico, 1960.

15. F. Ajzenberg-Selove and L. Lauritsen, Nucl. Phys., 11, 1 (1959); Nuclear Data Sheets (U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1960).
 16. B.L. Scott and S.A. Moszkowski, Ann. Phys. (NY.), 14, 107 (1961).

Рукопись поступила в издательский отдел
 21 сентября 1988 г.

Таблица 1. Низколежащие возбужденные уровни O^{16} , вычисленные с помощью нелокального факторизирующегося потенциала

J^{π}	0^{-}		1^{-}		2^{-}		3^{-}	
	0	I	0	I	0	I	0	I
1	11,5	13,1	7,85	13,75	9,6	12,9	5,9	13,4
2	22,8	25,7	10,63	18,2	16,1	18,3	12,1	14,1
3	-	-	12,93	20,4	17,6	18,9	19,3	21,4
4	-	-	21,1	21,2	19,8	20,8	-	-
5	-	-	-	25,9	22,2	23,3	-	-

Таблица 2. Конфигурации, в пространстве которых диагонализируется гамильтониан (1), и соответствующие невозмущенные энергии.

	Конфигурации	Энергии в МэВ				
		$\frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{p}\bar{p} - \bar{n}\bar{n})$ O ¹⁶	$\bar{p}\bar{p}$ N ¹⁶	$\bar{p}\bar{n}$ F ¹⁶	$\bar{p}\bar{p}$ O ¹⁶	$\bar{n}\bar{n}$ O ¹⁶
1	$(0p_{8/2})^{-1}(1s_{1/2})$	18,43	15,95	20,93	18,35	18,52
2	$(0p_{8/2})^{-1}(0d_{5/2})$	17,75	15,08	20,43	17,85	17,66
3	$(0p_{1/2})^{-1}(0d_{3/2})$	16,25	13,83	18,68	15,92	16,59
4	$(0p_{3/2})^{-1}(1s_{1/2})$	12,20	9,62	14,78	12,02	12,38
5	$(0p_{3/2})^{-1}(0d_{3/2})$	22,49	20,16	24,83	22,25	22,74
6	$(0p_{1/2})^{-1}(0d_{5/2})$	11,51	8,75	14,28	11,52	11,51

Таблица 3. Возможные состояния двухнуклонной системы.

	Синглет $s = 0$	Триплет $s = 1$
Изотопический триплет, $T = 1$	1S_0 1D_2	3P_0 3P_1 $^3P_2 + ^3F_2$ 3F_3
Изотопический синглет, $T = 0$	1P_1 1F_3 1D_3	$^3S_1 + ^3D_1$ $^3P_2 + ^3F_2$ $^3D_3 + ^3G_3$ $^3F_4 + ^3G_4 + ^3H_4$

Таблица 4. Полученные результаты с учетом кулоновских эффектов.

	Нелокальный факторизирующийся потенциал			Нелокальный факторизирующийся потенциал s-состояния			Потенциал Хамада-Джонсона		
	N^{16}	O^{16}	F^{16}	N^{16}	O^{16}	F^{16}	N^{16}	O^{16}	F^{16}
0^-	10,96	13,34	16,20	12,15	14,42	16,35	12,06	14,32	16,33
1^-	11,28	13,66	17,13	12,45	14,50	17,67	12,25	14,43	17,59
2^-	10,55	12,90	16,77	11,98	13,30	16,97	11,75	13,35	16,91
3^-	11,10	13,85	17,58	12,64	13,45	17,31	12,96	13,40	17,79

$$3/2^- \text{ ————— } \bar{n} \quad 21.805$$

$$3/2^- \text{ ————— } \bar{p} \quad 19.226$$

$$1/2^- \text{ ————— } \bar{n} \quad 15.655$$

$$1/2^- \text{ ————— } \quad 12.836$$

$$3/2^+ \text{ ————— } p \quad 3.021$$

$$3/2^+ \text{ ————— } n \quad 0.934$$

Основное состояние O^{16}

$$1/2^+ \text{ ————— } p \quad -0.879$$

$$5/2^+ \text{ ————— } p \quad -1.379$$

$$1/2^+ \text{ ————— } \quad -3.280$$

$$3/2^+ \text{ ————— } \quad -4.146$$

Рис. 1. Энергии частиц и дырок в поле ядра O^{16} , для получения энергии системы их следует сложить алгебраически.

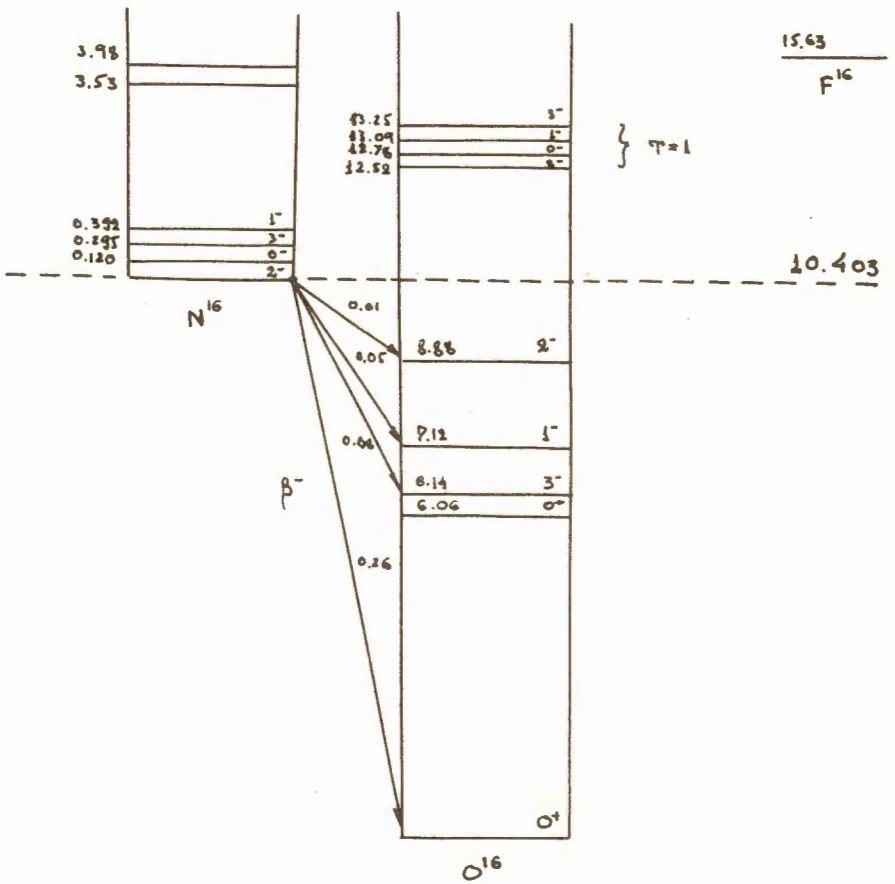


Рис. 2