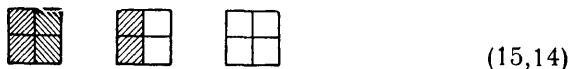
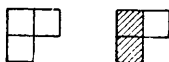


подразделяют волновые функции Φ , соответствующие определенной схеме Юнга $[i, k, \dots]$, на схемы Юнга с тем или иным значением числа пар клеток, соответствующих проекциям момента m_i и $-m_i$. Например, волновые функции, изображаемые схемой Юнга $[2, 2]$, можно подразделить на функции, соответствующие схемам, в которых



(15,14)

каждая пара заштрихованных клеток относится к частицам с проекциями моментов m и $-m$. Эти схемы полностью определяются указанием числа синьорити (s) и приведенного изотопического спина (t), которые изображают с помощью формулы $\frac{s}{2} \pm t$ число незаштрихованных клеток в обоих возможных столбцах схемы Юнга, соответствующей функции Φ . Значения чисел синьорити и приведенного изотопического спина обычно обозначают скобками: (s, t) . Так, например, схемы Юнга (15, 14) соответствуют $(0, 0)$, $(2, 1)$ и $(4, 0)$. Значения s и t для схем Юнга



будут соответственно изображаться $(3, 1/2)$, $(1, 1/2)$.

Итак, схеме Юнга $[2, 2]$ с четырьмя эквивалентными нуклонами ($j = 3/2$) соответствуют четыре различных состояния $(j_{3/2}^0; 0, 0, 0, 0)$, $(j_{3/2}^1; 0, 2, 2, 1)$, $(j_{3/2}^2; 0, 2, 4, 0)$, $(j_{3/2}^3; 0, 4, 4, 0)$. Для изображения этих состояний мы использовали сокращенное обозначение $(j_{3/2}^t; T, J, s, t)$.

При данном значении T и J уровень с меньшей энергией имеет наименьшее значение числа синьорити. Следовательно, нижайшее энергетическое состояние $(j_{3/2}^1; 0, 2, 2, 1)$ лежит ниже возможных состояний $(j_{3/2}^2; 0, 2, 4, 0)$.

Для более полного знакомства с классификацией состояний эквивалентных нуклонов в оболочечной модели с jj -связью следует обратиться к работам Флауерса, Эдмунда [25] и В. Неудачина [26].

§ 16. Магнитные моменты и «конфигурация» легких ядер на основе оболочечной модели

Оболочечная модель ядра позволяет говорить о состоянии каждого нуклона в ядре. Если известны состояния всех нуклонов в ядре, то мы будем условно говорить, что известна «конфигурация» атомного ядра из состояний отдельных нуклонов. «Конфигурация» многих легких ядер, т. е. совокупность квантовых чисел отдельных нуклонов,

почти однозначно определяется из экспериментальных данных о магнитных моментах и электрических квадрупольных моментах ядер *).

В связи с тем, что вычисление возможных состояний нуклонов в ядре в настоящее время практически не выполнимо, приходится прибегать к феноменологическому описанию, базирующемуся на опытных данных. У ядер с магическим числом протонов и нейтронов оболочки заполнены. Спин, магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты таких ядер равны нулю. Если к такому ядру присоединяется еще один нуклон, то полный момент количества движения ядра будет равен (в некотором приближении) моменту этого нуклона $J=j$. При недостатке одного нуклона в заполненной оболочке спин ядра также будет определяться спином недостающего нуклона — моментом нуклонной «дырки» в заполненной оболочке.

При наличии двух нуклонов вне заполненной оболочки энергия ядра зависит от относительной ориентации моментов этих двух нуклонов. Учет такой зависимости может быть проведен путем введения феноменологического взаимодействия $W=cj_1j_2$. Величина и знак постоянной c зависят от типа взаимодействующих нуклонов. Поскольку, как показывает опыт, все исследованные ядра с четным числом протонов и четным числом нейтронов имеют полный ядерный механический и магнитный моменты, равные нулю, то минимум W соответствует антипараллельной ориентации моментов нуклонов, т. е. надо считать, что c_{nn} и $c_{pp} > 0$. Связь между моментами протона и нейтрона c_{np} , по-видимому, благоприятствует параллельной ориентации, так как все известные стабильные нечетно-нечетные ядра имеют не равный нулю спин. Так, например, спин ядер H_1^1 , Li_3^6 , N_7^{14} равен 1, а спин ядра B_5^{10} равен 3.

Поскольку все четно-четные ядра имеют спин, равный нулю, то в некотором грубом приближении состояния четно-нечетных и нечетно-четных ядер **) можно отождествить с состоянием последнего нечетного нуклона, который движется в центральном поле четно-четного ядра. Такая модель используется для вычисления электрического квадрупольного и магнитного дипольного моментов ядра, и наоборот, из опытных данных по спину, магнитному моменту и электрическому квадрупольному моменту можно делать заключения о структуре ядра. В этой модели волновая функция ядра записывается в виде

$$\Psi_{jm} = \Phi_0 \Psi_{nizm}, \quad (16,1)$$

где Ψ_{nizm} — волновая функция последнего нечетного нуклона; Φ_0 —

*) Структура легких ядер определяется также из исследования углового рассеяния нуклонов в реакциях срыва (см. § 99), при прямых взаимодействиях нуклонов с ядрами (§ 97), при изучении взаимодействия γ -квантов с ядрами (глава XI) и др.

**) Ядра с четным числом протонов и нечетным числом нейтронов будем называть четно-нечетными, а ядра с нечетным числом протонов и четным числом нейтронов будем называть нечетно-четными.

волновая функция всех остальных нуклонов. Волновую функцию отдельного нуклона можно записать в виде

$$\Psi_{nljm} = \sum_{\sigma=-1/2}^{1/2} (l^{1/2}, m-\sigma, \sigma | jm) \chi_{\sigma} f_{nl}(r) Y_{l, m-\sigma}$$

где $(l^{1/2}, m-\sigma, \sigma | jm)$ — коэффициенты векторного сложения; (см. приложение I, § Б); χ_{σ} — спиновая волновая функция; $f_{nl}(r)$ — радиальная волновая функция, значение которой определяется выбором потенциала; Y_{lm} — сферическая функция. Каждому значению j (кроме $j=1/2$) соответствует два значения орбитального момента $l=j \pm 1/2$, одно из них будет иметь положительную четность, а другое — отрицательную.

Магнитный момент нуклона является суммой орбитального μ_l и спинового μ_s моментов нуклона. Эти два магнитных момента (выраженные в единицах ядерного магнетона $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2Mc} = 5,043 \cdot 10^{-24}$ эрг/гаусс) связаны с соответствующими механическими моментами соотношениями:

$$\mu_l = g_l I, \quad \mu_s = g_s S. \quad (16,2)$$

Гиромангнитные множители (g) свободных нуклонов приведены в таблице 8.

Т а б л и ц а 8. Гиромангнитные множители свободных нуклонов

Нуклоны	g_l	g_s
Протоны . . .	1	5,586
Нейтроны . . .	0	— 3,826

Под магнитным моментом ядра понимают усредненное значение оператора магнитного момента по волновым функциям (16, 1) при $m=j$, т. е. усредненное значение по внутриядерным движениям, период которых порядка 10^{-22} сек. Этот средний магнитный момент всегда направлен (в квантовомеханическом смысле) по полному механическому моменту (спину) ядра, так как это единственное выделенное направление в ядре. Таким образом, полный магнитный момент ядра, определяемый в нашем приближении магнитным моментом одного нуклона, равен

$$\mu_j = g_j j, \quad (16,3)$$

где g_j — полный гиромангнитный множитель нуклона. Для элементарного вывода величины гиромангнитного отношения g_j надо учесть, что l и s прецессируют вокруг j . Итак, по определению магнитного момента ядра

$$\mu_j = \left\langle \frac{g_l(lj) + g_s(sj)}{j^2} \right\rangle j,$$

следовательно,

$$g_j = \left\langle \frac{g_l(lj) + g_s(sj)}{j^2} \right\rangle. \quad (16,4)$$

В связи с тем, что $j-l=s$ и $j-s=l$, имеем:

$$2(jl) = j^2 + l^2 - s^2 \quad \text{и} \quad 2(js) = j^2 + s^2 - l^2.$$

Подставляя полученные соотношения в (16,4), приходим к выражению

$$g_j = \frac{1}{2} (g_l + g_s) + \frac{1}{2} (g_l - g_s) \left\langle \frac{l^2 - s^2}{j^2} \right\rangle,$$

а подставляя собственные значения операторов \hat{l}^2 , \hat{s}^2 и \hat{j}^2 , получим окончательно:

$$g_j = \frac{1}{2} (g_l + g_s) + \frac{1}{2} (g_l - g_s) \frac{l(l+1) - s(s+1)}{j(j+1)}.$$

Если положить $s = \frac{1}{2}$ и $j = l \pm \frac{1}{2}$, то

$$g_j = \begin{cases} \left(l g_l + \frac{1}{2} g_s \right) \left(l + \frac{1}{2} \right)^{-1}, & \text{если } j = l + \frac{1}{2}, \\ \left[(l+1) g_l - \frac{1}{2} g_s \right] \left(l + \frac{1}{2} \right)^{-1}, & \text{если } j = l - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (16,5)$$

Подставляя (16,5) в (16,3), определим магнитный момент ядра

$$\mu_j = \begin{cases} l g_l + \frac{1}{2} g_s, & \text{если } j = l + \frac{1}{2}, \\ \left[(l+1) g_l - \frac{1}{2} g_s \right] \frac{2l-1}{2l+1}, & \text{если } j = l - \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (16,6)$$

Вычисленные из формул (16,6) значения магнитных моментов протона и нейтрона приведены в таблице 9. На рис. 8 изображена графическая зависимость (кривые Шмидта) магнитных моментов протона и нейтрона от j .

Таблица 9. Шмидтовские значения магнитных моментов нечетных ядер

Ядра нечетные по протонам				Ядра нечетные по нейтронам			
$j = l + \frac{1}{2}$		$j = l - \frac{1}{2}$		$j = l + \frac{1}{2}$		$j = l - \frac{1}{2}$	
$s_{1/2}$	2,793			$s_{1/2}$	-1,913		
$p_{3/2}$	3,793	$p_{1/2}$	-0,264	$p_{3/2}$	-1,913	$p_{1/2}$	0,638
$d_{5/2}$	4,793	$d_{3/2}$	0,124	$d_{5/2}$	-1,913	$d_{3/2}$	1,148
$f_{7/2}$	5,793	$f_{5/2}$	0,862	$f_{7/2}$	-1,913	$f_{5/2}$	1,366
$g_{9/2}$	6,793	$g_{7/2}$	1,713	$g_{9/2}$	-1,913	$g_{7/2}$	1,488
$h_{11/2}$	7,793	$h_{9/2}$	2,624	$h_{11/2}$	-1,913	$h_{9/2}$	1,565

Экспериментальные значения магнитных моментов ядер с нечетным числом нуклонов в большинстве случаев не попадают на кривые Шмидта, но для всех ядер, кроме H^3 , He^3 , N^{15} и C^{13} , оказываются между ними.

Рассмотрим теперь, какие заключения можно сделать о «конфигурации» нуклонов в легких ядрах на основе экспериментальных данных о спинах и магнитных моментах ядер.

Хотя отклонение от шмидтовских линий у некоторых ядер достигает $\frac{1}{2} - \frac{3}{2}$ ядерного магнетона, тем не менее для многих ядер можно сравнительно однозначно указать, к какой из шмидтовских линий относится их магнитный момент, и тем самым определить четность состояния, если известен полный момент. В большинстве случаев магнитные моменты ядер, имеющих один нуклон сверх заполненной оболочки, сравнительно близко расположены от шмидтовских линий. Исключение составляет ядро Bi^{209} , которое, хотя и отличается от дважды магического Pb^{208} только одним лишним протоном, имеет магнитный момент, на 1,4 единицы отклоняющийся от соответствующего значения на шмидтовской линии.

Отклонение магнитных моментов ядер от значений, вычисленных указанным выше методом, можно качественно объяснить, во-первых, приближенным характером волновой функции (16.1), используемой для определения состояния ядра, и, во-вторых, возможным отличием магнитных моментов свободных нуклонов от магнитных моментов нуклонов, находящихся внутри ядра.

В ряде работ [27, 28] допускалось, что магнитные моменты нуклонов внутри ядра принимают значения промежуточные между их значениями для свободных нуклонов и значениями, которые следуют из теории Дирака без учета взаимодействия с мезонным полем, т. е.

$$2,79 \geq \mu_p \geq 1,$$

$$0 \geq \mu_n \geq -1,91.$$

Аномальные магнитные моменты свободных нуклонов согласно современной теории качественно объясняются виртуальным испусканием и поглощением мезонов. В работе [28] указывалось, что этот процесс для

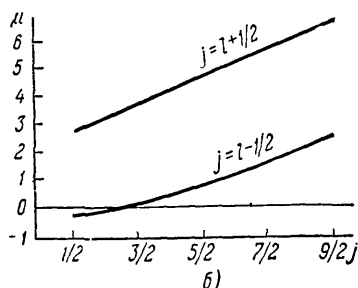
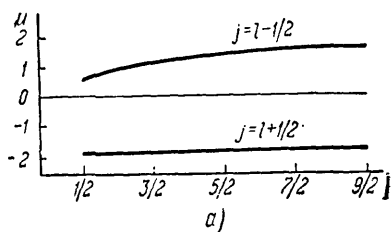


Рис. 8. Шмидтовские линии, определяющие магнитный момент ядер нечетных по нейтронам (а) и ядер нечетных по протонам (б).

нуклонов, находящихся внутри ядра, частично затрудняется тем, что в ядре из-за принципа Паули запрещаются такие процессы испускания мезонов, при которых нуклоны отдачи попали бы в уже занятые другими нуклонами состояния. Однако современная мезонная теория не в состоянии дать количественную оценку роли этого эффекта в наблюдаемом отклонении магнитных моментов от шмидтовских линий. Необходимо также отметить, что существует ряд других несомненных причин, которые должны вызывать такие отклонения.

Укажем три явления, которые могут быть ответственны за отклонение магнитных моментов от шмидтовских линий.

1) Как уже отмечалось выше, схемы связи LS и jj осуществляются в ядрах только приближенно. Даже малые отклонения от jj -связи (или LS -связи) могут существенно сказаться на величине магнитного момента [29].

2) Если вне заполненных оболочек находится несколько нуклонов, то их взаимодействие может иметь существенное влияние на отклонение значений спина и магнитного момента от значений, даваемых оболочечной моделью. Например, ядро Na^{23} имеет 12 нейтронов и 11 протонов, из которых три внешних нуклона должны находиться в оболочке $1d_{3/2}$. Согласно оболочечной модели такое ядро должно иметь спин, равный спину нечетного нуклона, т. е. $\frac{5}{2}$. Опыт же показывает, что спин ядра Na^{23} равен $\frac{3}{2}$. Такое значение спина можно объяснить взаимодействием нуклонов в слое $d_{3/2}$, приводящем к суммарному спину $\frac{3}{2}$.

3) В ряде случаев на магнитные свойства ядра оказывают существенное влияние и нуклоны, входящие в состав заполненных оболочек. Этот эффект будет рассмотрен в § 22.

Несмотря на большое несовершенство оболочечной модели для объяснения магнитных моментов ядер, она с успехом использовалась для приближенного описания и позволила в ряде случаев сравнительно однозначно установить «конфигурацию» некоторых легких ядер на основе экспериментальных данных о их спинах и магнитных моментах. Рассмотрим некоторые примеры.

Ядро гелия He^4 . Ядро гелия He^4 имеет механический и магнитный моменты, равные нулю, и большую энергию связи, приходящуюся на один нуклон. Поэтому следует считать, что в ядре гелия He^4 все четыре нуклона находятся в состоянии $1s$, что кратко можно записать так: $(1s)^4$. Следовательно, состояние $1s$ полностью заполняется в He^4 .

Ядро гелия He^3 . В этом ядре недостает одного нейтрона до заполненной оболочки. Следовательно, конфигурация нуклонов соответствует $(1s)^3$. Опытное значение спина ядра гелия-три равно $\frac{1}{2}$, а магнитный момент $\mu = -2,13 \mu_0$. Поскольку до заполненной оболочки не

хватает одного нейтрона, то спин и магнитный момент ядра должны равняться спину и магнитному моменту этого нейтрона, т. е. $J = 1/2$, а $\mu_{\text{теор}} = -1,91$, что отличается на $0,22 \mu_0$ от экспериментального значения. Если учесть примесь 3D_1 состояния, обусловленного влиянием тензорных сил, то можно получить хорошее согласие.

Ядро трития H^3 . Экспериментальные значения: $J = 1/2$, $\mu = 2,98 \mu_0$. До заполненной оболочки не хватает одного протона. Конфигурация $(1s)^3$. Магнитный момент должен быть равен магнитному моменту протона, т. е. $2,79 \mu_0$, что меньше экспериментального значения на $0,19 \mu_0$.

Ядро лития Li^6 . Экспериментальные значения: $J = 1$, $\mu = 0,82 \mu_0$. Сверх заполненной оболочки $(1s)^4$ имеется протон и нейтрон. Поскольку квадрупольный момент Li^6 равен нулю, то оба внешние нуклона должны также находиться в s -состоянии, поэтому возможной конфигурацией основного состояния Li^6 будет $(1s)^4(2s)^2$. Чтобы получился спин, равный 1, необходимо, чтобы спины внешних нуклонов были параллельны, тогда магнитный момент должен равняться $0,88$, что на $0,06$ выше экспериментального значения.

Однако, конфигурация $(1s)^4(2s)^2$, соответствующая так называемой *альфа-дейтронной модели*, противоречит обычному расположению энергетических уровней в оболочечной модели ядра (см. рис. 7), согласно которой уровень $2s$ лежит значительно выше уровней $1p_{3/2}$ и $1p_{1/2}$. В связи с этим делались многократные попытки объяснить наблюдаемые значения спина и магнитного момента ядра Li^6 исходя из конфигурации $(1s)^4(1p_{3/2})^2$. Если предположить, что имеет место чистая jj -связь, то два нуклона в состоянии $1p_{3/2}$ могли бы образовать состояния с полным спином 3, 2, 1 и 0. Из соображений симметрии Финберг [30] пришел к заключению, что нижайшим из этих состояний должно быть состояние с $J = 3$, что противоречит эксперименту. Для объяснения экспериментально наблюдаемых значений спина и магнитного момента ядра Li^6 пришлось предположить, что в этом ядре Li^6 имеет место связь промежуточного типа между LS -связью и jj -связью (с большим весом со стороны LS -связи). Теория промежуточной связи в состояниях $1p$ развивалась в ряде работ [31].

Ядро бора B^{10} . Экспериментальные значения: $J = 3^+$, $\mu = 1,80 \mu_0$. Шесть нуклонов сверх оболочки $(1s)^4$, по-видимому, заполняют оболочку $(1p_{3/2})^6$. Полное число мест в оболочке $1p_{3/2}$ равно 8, поэтому до заполненной оболочки не хватает одного протона и одного нейтрона. Предполагая, что момент каждого нуклона $j = 3/2$ и они параллельны, получим $J = 3$, а магнитный момент согласно схеме Шмидта равен $\mu = 1,88 \mu_0$.

Ядро бора B^{11} . Экспериментальные значения: $J = 3/2$, $\mu = 2,69 \mu_0$. Конфигурация, по-видимому, имеет вид $(1s)^4(1p_{3/2})^5(2s)^2$, так как конфигурация $(1s)^4(1p_{3/2})^7$ дает $\mu = 3,79 \mu_0$, что сильно отличается от наблюдаемого значения магнитного момента.

Ядро углерода C^{12} . Экспериментальные значения: $J = 0$, $\mu = 0$, что указывает на полное заполнение двух ядерных оболочек: $(1s)^4(1p_{3/2})^8$.

Ядро углерода C^{12} . Экспериментальные значения: $J = 1/2$, $\mu = 0,70 \mu_0$. Один нейтрон вне двух заполненных оболочек $(1s)^4$ и $(1p_{3/2})^8$, по-видимому, находится в состоянии $1p_{1/2}$; тогда согласно схеме Шмидга $\mu = 0,64 \mu_0$.

Ядро азота N^{14} . Экспериментальные значения $J = 1$, $\mu = 0,40 \mu_0$. Протон и нейтрон сверх двух заполненных оболочек должны иметь параллельные спины и находиться в состоянии $1p_{1/2}$. Таким образом, конфигурация будет иметь вид $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^2$. Суммарный магнитный момент должен равняться $0,37 \mu_0$.

Ядро кислорода O^{16} и неона Ne^{20} . Экспериментальные значения: $J = 0$, $\mu = 0$. Их конфигурации нуклонов относятся к заполненным оболочкам: $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4$ для кислорода и $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (2s)^4$ для неона.

Ядро кислорода O^{17} . Это ядро, по-видимому, соответствует конфигурации $(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (1d_{5/2})^1$, что согласуется с экспериментальными значениями $J = \frac{5}{2}$ и $\mu = -1,89 \mu_0$.

Ядро фтора F^{19} . Оно соответствует конфигурации

$$(1s)^4 (1p_{3/2})^8 (1p_{1/2})^4 (2s)^3,$$

так как экспериментальные значения $J = \frac{1}{2}$ и $\mu = 2,63 \mu_0$ близки к значениям механического и магнитного моментов одного недостающего протона до заполненной оболочки $(2s)^4$.

Приведенные примеры указывают, что у легких ядер последовательность заполнения оболочек соответствует в основном следующему ряду состояний (см. рис. 7): $1s$, $1p_{3/2}$, $1p_{1/2}$, $2s$. Однако в ряде случаев наблюдаются отклонения от такой последовательности заполнения. Такая «нерегулярность» заполнения не будет казаться странной, если мы вспомним, что состояния нуклонов относятся не к одному заданному извне полю, а к «потенциальной яме», которая сама соответствует данному состоянию ядра, поэтому это самосогласованное поле будет разным для разных ядер. Далее следует иметь в виду, что у легких ядер часто наблюдается связь промежуточного типа между LS - и jj -типами связи.

§ 17. Структура средних и тяжелых ядер на основе модели оболочек

Для объяснения наблюдаемых у ядер значений спинов, магнитных моментов и квадрупольных моментов предлагались [32, 33] различные схемы расположения энергетических уровней в ядрах. Наиболее распространенная схема расположения уровней приведена на рис. 7.

В предыдущем параграфе уже отмечалось, что для объяснения механических и магнитных моментов легких ядер приходится часто при-