

И. А. ВАЙСМАН

НЕКОТОРЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЯДЕРНОГО СПИНА И МОДЕЛЬ НУКЛЕОННЫХ ОБОЛОЧЕК

(Представлено академиком А. И. Алихановым 17 X 1952)

В зарубежной литературе о модели оболочек ((1^{-5}) и др.)* под термином «оболочка» понимается обычно конфигурация, образуемая совокупностью протонов или нейтронов в границах от одного «магического» числа до другого, например, 20—50, 50—82 и т. п. Однако при этом у орбит, входящих в состав оболочки, нет таких свойств, которые являлись бы для них общими. Мы условимся называть конфигурацию протонов или нейтронов, характеризуемых одинаковым главным квантовым числом, оболочкой, характеризуемых также и одинаковым орбитальным квантовым числом, — орбитой и, наконец, обладающих также и одинаково ориентированным спином, — суборбитой. Понятие оболочки следует сохранить, так как разница в уровне энергии между нуклеонными орбитами с одинаковым главным и разными орбитальными квантовыми числами гораздо меньше, чем между орбитами с одинаковым орбитальным, но разными главными квантовыми числами.

В настоящее время для доказательства реальности нуклеонных орбит и для выбора правильной схемы оболочек основное значение имеет возможность объяснения с ее помощью величины ядерных спинов. Из числа предложенных схем оболочек схема Эльзассера⁽¹⁾ дает гораздо меньше расхождений с экспериментальными значениями ядерных спинов, чем некоторые другие схемы^(2,3). Небольшие отступления от схемы Эльзассера (перестановки орбит $3s$ и $4p$), имеющиеся в так называемой основной схеме М. Мейер⁽¹⁹⁾ спорны. Поэтому в дальнейшем, говоря о теоретической схеме оболочек и орбит, мы будем иметь в виду схему Эльзассера. В табл. 1 она сопоставлена с фактическими значениями ядерных спинов и орбитальных квантовых чисел (см. вклейку).

С точки зрения величины спинов основным доводом в пользу существования оболочек и орбит является, во-первых, совпадение между значениями спинов и теоретической схемой в суборбитах $1s^{1/2}$, $2p^{3/2}$, $2p^{1/2}$, $3p^{3/2}$, $3p^{1/2}$, $5g^{9/2}$ и (у протонов) $5g^{7/2}$; к тому же спины $3/2$, $5/2$, $7/2$ и $9/2$ появляются впервые именно в тех ядрах, в которых они должны появляться согласно гипотезе оболочек (кроме F^{19}). Во-вторых, если сравнить ядра с нечетным числом протонов, с одной стороны, и с таким же нечетным числом нейтронов, с другой, то в первой половине периодической системы^(17,3) такие ядра обычно обладают одинаковым спином (ядра, входящие в состав каждой из таких пар, можно называть полужеркальными). При этом у каждой пары полужеркальных ядер, при наличии одинакового спина, магнитные моменты

* В советской литературе^(6-8,21) и др.) вопрос об оболочках ставился большей частью в иной плоскости, чем в зарубежной. Наряду с этим в советской литературе встречается ряд сторонников α -модели⁽⁹⁻¹²⁾.

по своему типу принадлежат не только к одной и той же группе, но и к одной и той же подгруппе из числа указанных в табл. 1 и в равной мере отклоняются от границ Шмидта (^{16, 18}).

В первой половине периодической системы наблюдаются, однако, и расхождения между теоретической схемой и фактическими значениями спинов в суборбитах $3d^{5/2}$, $3d^{3/2}$, $2s^{1/2}$, $4f^{5/2}$, а в отдельных случаях — и в других суборбитах. Начиная же с 59-го элемента, отклонения становятся еще более значительными. Так как они встречаются примерно у 60% всех ядер, то выяснение их причин является одним из необходимых условий признания модели оболочек. Действительные же причины отклонений следует, по видимому, искать в наличии некоторой взаимозависимости между величиной ядерного спина и энергетическим состоянием ядра, в том, что величина спина устанавливается в соответствии с условиями энергетического равновесия ядра.

Если рассматривать отклонения с этой точки зрения, то можно прежде всего констатировать, что поддержание энергетического равновесия ядра требует большей частью снижения его спина по сравнению со схемой оболочек (совпадение — у 42 ядер, снижение — у 61, повышение — у 7). Известно (^{3, 5}), что у ядер, содержащих нечетное число протонов, высокие спины сохраняются чаще, чем у ядер, содержащих соответствующее число нейтронов. Можно думать, что на отклонения влияют и другие свойства ядра и нуклеонов: 1) величина энергии связи, в том числе ее изменение вследствие замыкания орбит или суборбит; 2) величина орбитального момента непарного нуклеона; 3) некоторые особые изменения энергетического состояния ядер (не сводящиеся к замыканию орбит); 4) особенности некоторых нуклеонных конфигураций, обуславливающие в известных случаях повышение спинов по сравнению со схемой оболочек*. Этот перечень, вероятно, не является исчерпывающим.

1. Влияние энергии связи на отклонение значений ядерных спинов от схемы оболочек наиболее явно выражается в зависимости частоты и степени отклонений: а) от общего хода кривой упаковочных множителей, б) от изменения энергии связи после замыкания орбит. Вследствие снижения энергии связи после замыкания орбиты или суборбиты (на фоне общего уменьшения энергии связи в начале и в конце периодической системы) наблюдается наиболее низкий спин (^{1/2}) в начале протонных суборбит $3d^{5/2}$, $3d^{3/2}$, $6h^{11/2}$ и $6h^{9/2}$. Зависимость отклонений от общего хода кривой упаковочных множителей проявляется в том, что как в начале, так и особенно в конце периодической системы частота и степень снижения спинов больше, чем в той ее части, где упаковочный множитель более высок. В частности, только благодаря достаточно высокой энергии связи имеют возможность сохраниться в протонных суборбитах $4f^{7/2}$ и $5g^{9/2}$ такие сравнительно высокие спины, как ^{7/2} и ^{9/2}. При повышении энергии связи постепенно повышается и ядерный спин в протонных суборбитах $3d^{5/2}$ и $3d^{3/2}$, а при понижении энергии связи постепенно снижается также и спин в протонной суборбите $6h^{11/2}$ у ядер с зарядом 71—79. Случаи сохранения сравнительно высоких спинов у некоторых ядер в начале и в конце периодической системы можно объяснить специфическими особенностями данных ядер (например, сохранение высокого спина у ядра ${}_{83}\text{Bi}_{126}$ — высокой энергией связи этого ядра вследствие исключительной устойчивости его нейтронной конфигурации, у ядра ${}_{8}\text{O}_9$ — значительной энергией связи благодаря высокой устойчивости его протонной конфигурации).

2. Возможность сохранения ядерного спина в соответствии со схемой оболочек зависит отчасти и от величины орбитального момента

* Вопрос об этих особенностях должен быть рассмотрен отдельно.

	Атомный номер (Z)				Масса (M)	Тип магнитного момента	Орбитальный момент	Абсолютный магнитный момент		Символ	N	Z	A	I	μ	Тип магнитного момента	Орбитальный момент
	1	2	3	1/2				орбитальный момент	оболочки, орбиты, суборбиты								
H	1	0	1	1/2	2,793	Ia	0	0	n	1	0	1	1/2	-1,913	Ia	0	
H	1	2	(3)	1/2	2,979	Ia	0	0	He	1	2	3	1/2	(-) 2,127	Ia	0	
Li	3	4	7	3/2	3,256	I	1	1	Be	5	4	9	3/2	-1,177	I6	1	
B	5	6	11	3/2	2,689	I6	1	1									
N	7	8	15	1/2	-0,283	IIa	1	1	C	7	6	13	1/2	0,702	IIa	1	
F	9	10	19	1/2	2,629	I	0	2	O	9	8	17	5/2	-1,894	I	2	
Na	11	12	23	3/2	2,217	I	1	2	Ne	11	10	21	3/2	<0	I	>1	
Al	13	14	17	5/2	3,641	I6	2	2	Mg	13	12	25	5/2	-0,855	I6	>2	
P	15	16	31	1/2	1,132	I6	0	2	Si	15	14	29	(1/2)	(-0,555)	(I6)	(0)	
Cl	17	18	35	3/2	0,822	IIa	2	2	S	17	16	33	3/2	0,633	IIa	2	
Cl	17	20	37	3/2	0,684	II	2	2									
K	19	20	39	3/2	0,391	II	2	0	S	19	16	(35)	3/2				
K	19	22	41	3/2	0,215	II	2	0									
Sc	21	24	45	7/2	4,750	I	3	3									
V	23	28	51	7/2	5,141	I	3	3									
Mn	25	30	55	5/2	3,462	I?	2?	3									
Co	27	32	59	7/2	4,640	I	3	3									
Cu	29	34	63	3/2	2,226	I	1	3	Cr	29	24	53	3/2	(-0,45)	(I6)	(1)	
Cu	29	36	65	3/2	2,385	I	1	3									
Ga	31	38	69	3/2	2,017	I	1	3	Fe	31	26	57		~ 0			
Ga	31	40	71	3/2	2,561	I	1	3									
As	33	42	75	3/2	1,435	I?	1	3	Ni	33	28	61		~ 0			
Br	35	44	79	3/2	2,405	I	1	1	Zn	37	30	67	5/2	0,874	IIa	3	
Br	35	46	81	3/2	2,270	I	1	1									
Rb	37	48	85	5/2	1,353	IIa	3	1									
Rb	37	50	(87)	5/2	2,750	I	1	1									
Y	39	50	89	1/2	-0,14	II	1	1									
Nb	41	52	93	9/2	6,166	I	4	4	Ge	41	32	73	9/2	(0,533)	(II)	(4)	
Tc	43	56	(99)	(9/2)	(5,681)	(I)	(4)	(4)	Se	43	34	77	1/2, (7/2, 1)			(1)	
Rh	45	58	103	(1/2)	(-0,11)	(II)	(1)	(4)	Se	45	34	(79)	9/2	-0,970	I	4	
Ag	47	60	107	1/2	-0,111	II	1	4	Kr	47	36	83	9/2				
Ag	47	62	109	1/2	-0,129	II	1	4									
In	49	64	(113)	9/2	5,497	I6	4	4	Sr	49	38	87	9/2	-1,1	I6	4	
In	49	66	(115)	9/2	5,500	I	4	4									
Sb	51	70	121	5/2	3,343	I	2	4	Zr	51	40	91	5/2				
Sb	51	72	123	7/2	2,534	II	4	4									
J	53	74	127	5/2	2,809	I6	2	4	Mo	53	42	95	5/2	-0,910	I6	2	
J	53	76	(129)	7/2	2,617	II	4	4									
Cs	55	78	133	7/2	2,577	II	4	4	Mo	55	42	97	5/2	-0,929	I	2	
Cs	55	80	(135)	7/2	2,727	II	4	4									
Cs	55	82	(137)	7/2	2,840	II	4	4									
La	57	82	139	7/2	2,776	II	4	4									
Pr	59	82	141	5/2	4,594	I	2	2	Pd	59	46	105	(5/2)	(-0,6)	(I)	(2)	
Eu	63	88	151	5/2	3,4	I	2	2	Cd	63	48	111	1/2	-0,595	I	0	
Eu	63	90	153	5/2	1,5	II?	3?	2									
Tb	65	94	159	3/2				2	Cd	65	48	113	1/2	-0,620	I	0	
Ho	67	98	165	7/2				2	Sn	65	50	115	1/2	-0,913	I	0	
								2	Sn	67	50	117	1/2	-0,995	I	0	
Tu	69	100	169	1/2				5	Sn	69	50	119	1/2	-1,046	I	0	
Lu	71	104	175	7/2	2,6	II	4	5	Te	71	52	123	1/2	-0,732	I	0	
Ta	73	108	181	7/2	2,1	II	4	5	Te	73	52	125	1/2	-0,882	I	0	
Re	75	110	185	5/2	3,143	I	2	5	Xe	75	54	129	1/2	-0,773	I	0	
Re	75	112	(187)	5/2	3,176	I	2	5									
Ir	77	114	191	3/2	>0			5	Xe	77	54	131	3/2	0,7	II	2	
Ir	77	116	193	3/2	>0			5									
Au	79	118	197	3/2	0,20	IIa	2	5	Ba	79	56	135	3/2	0,835	IIa	2	
Tl	81	122	203	1/2	1,596	I	0	5	Ba	81	56	137	3/2	0,935	II	2	
Tl	81	124	205	1/2	1,612	I	0	5									
Bi	83	126	209	9/2	4,040	II	5	5	Nd	83	60	143	(7/2)	(-1,0)	(I)	(3)	
								5	Nd	85	60	145	(7/2)	(-0,62)	(I)	(3)	
								5	Sm	85	62	(147)	(5/2)	(-0,30)	(I)	(2)	
								5	Sm	87	62	149	(5/2)	(-0,25)	(I)	(2)	
Ac	89	138	(227)	3/2				5									
Pa	91	140	(231)	3/2				0									
Np	93	144	(237)	5/2				3									
								3	Er	99	68	167	7/2				
								3	Yb	101	70	171	1/2	0,45	II	1	
								3	Yb	103	70	173	5/2	-0,65	I	2	
								3	Hf	105	72	177	(1/2, 3/2)				
								6	Hf	107	72	179	(1/2, 3/2)				
								6	W	109	74	183	1/2				
								6	Os	113	76	189	1/2	0,6	II	1	
								6	Pt	117	78	195	1/2	0,601	II	1	
								6	Hg	119	80	199	1/2	0,499	II	1	
								6	Hg	121	80	201	3/2	-0,559	I	1	
								6	Pb	125	82	207	1/2	0,584	II	1	
								7	U	143	92	(235)	(5/2, 7/2)				

Примечание. Таблица составлена по имеющимся сводным работам ((14) и др.), с важнейшими изменениями и дополнениями, опубликованными до середины 1952 г. Значения спиновых и орбитальных моментов даны в единицах \hbar , значения магнитных моментов — в ядерных магнетонах. Массовые числа радиоактивных ядер, а также значения моментов, не установленные окончательно, приведены в скобках. В графах "Тип магнитного момента" значения магнитного момента разбиты на группы (15) в зависимости от характера ориентации спина и орбитального момента: к I группе отнесены значения, соответствующие параллельной, ко II группе — антипараллельной ориентации. Кроме того, здесь же в необходимых случаях указаны подгруппы, на которые мы считаем целесообразным подразделять каждую из этих групп, исходя из степени близости значений магнитного момента к границам Шмидта (значения, более близкие к граничным, отнесены к подгруппе "а", остальные — к подгруппе "б")

непарного нуклеона. Согласно теоретической схеме, этот момент по мере заполнения оболочек имеет в общем тенденцию ко все большему увеличению. Чем он выше, тем, при прочих равных условиях, меньше возможность сохранения соответствующего спина у ядра в целом (при стабильном состоянии ядра). Это обстоятельство, наряду с изменениями энергии связи, оказывает наибольшее влияние на отклонения, как видно из следующих данных (относящихся к ядрам, спины которых известны в настоящее время).

Значения спина	$1/2$	$3/2$	$5/2$	$7/2$	$9/2$	$11/2$	$13/2$	$15/2$
Число ядер:								
а) по схеме оболочек . .	10	18	20	17	21	16	5	1
б) фактически	32	30	22	16	8	—	—	—

Чем больше величина спина, тем меньше число ядер, обладающих таким спином, т. е. тем меньше устойчивость таких ядер. Для ядер с нечетным A спины выше $9/2$ являются, повидимому, слишком высокими для того, чтобы ядра с такими спинами могли сохранить свою стабильность, и подобные ядра существуют лишь в возбужденном состоянии. Поэтому во второй половине периодической системы, когда заполняются суборбиты с высоким орбитальным моментом нуклеонов, как $6h^{11/2}$, $7i^{13/2}$ и т. п., а одновременно с этим происходит и снижение энергии связи, отклонения фактических значений ядерных спинов от схемы оболочек в сторону снижения становятся чрезвычайно резкими, и появляются изомеры с соответствующими высокими спинами.

3. На определенных участках как протонной, так и нейтронной конфигурации, включающих большей частью по несколько пар полужеркальных ядер, происходят крупные изменения в энергетическом состоянии этих конфигураций, влияющие и на величину ядерных спинов, но не относящиеся к рассмотренным выше случаям. Такие изменения наблюдаются после 28-го, 42-го и 60-го нуклеонов. У ядер с нечетным числом протонов или нейтронов 29—33, содержащих суборбиту $4f^{5/2}$, происходит снижение спинов; вместе с тем у этих же ядер имеются резкие отклонения величины магнитных моментов от границ Шмидта, а в протонной суборбите — также и заметное снижение упаковочного множителя. После 42-го нуклеона в протонной конфигурации сперва наблюдается отсутствие стабильного ядра, а вслед затем снижение спинов; в нейтронной конфигурации низкий спин наблюдается тотчас же после 42-го нуклеона. Наконец, крупные потрясения в энергетическом состоянии ядер происходят, когда число нуклеонов в протонной или нейтронной конфигурации превышает 60. Это проявляется прежде всего в отсутствии стабильных ядер, которые содержали бы 61 протон или нейтрон. В дальнейшем, при числе нуклеонов 62 и более, эти потрясения в протонной и нейтронной конфигурации проявляются по-разному: в нейтронной — в виде снижения ядерного спина до минимального уровня, в протонной (а отчасти также и в нейтронной) — в виде огромного повышения эффективного сечения захвата медленных нейтронов у многих ядер. Спины же в протонной конфигурации сохраняются на сравнительно высоком уровне у всех ядер, содержащих протонную орбиту $4d$, в том числе и у ядер с четным Z и нечетным N (Nd, Sm, Er), и возможно, что это зависит от тех же особенностей энергетического состояния этих ядер, которыми обуславливаются высокие значения σ .

Из приведенных соображений видно, что отклонения I от схемы оболочек носят закономерный характер.

Для оценки модели оболочек очень важен также вопрос о том, сохраняет ли теоретическая схема оболочек свое значение также и для тяжелых ядер. На него можно, повидимому, ответить утвердительно, основываясь, в частности, на следующих явлениях: 1) в суборбите $4d^{5/2}$, как в протонной, так и в нейтронной, происходят однород-

ные изменения эффективного сечения захвата медленных нейтронов (²²); 2) у пары полужеркальных ядер ${}_{79}\text{Au}_{118}$ и ${}_{56}\text{Ba}_{79}$ наблюдается одинаковый спин и совершенно одинаковый тип магнитного момента; 3) одинаковые спины наблюдаются также у полужеркальных ядер ${}_{77}\text{Ir}$ и ${}_{54}\text{Xe}_{77}$; 4) ядра Bi^{209} , Er^{167} и Yb^{173} , в которых заполняются суборбиты $6h^{9/2}$, $5f^{7/2}$ и $5f^{5/2}$, обладают соответственно спинами $9/2$, $7/2$ и $5/2$; 5) в дважды-нечетных ядрах фактические «групповые» спины нуклеонных конфигураций, содержащих суборбиты $6h^{11/2}$, $6h^{9/2}$, $5f^{5/2}$ и $7i^{13/2}$, полностью совпадают с теоретическими значениями этих спинов (²²).

Что касается механизма осуществления указанных закономерностей в изменении спинов, то этот вопрос остается спорным. Если исходить из обычного для ядер с нечетным A допущения, что $I = j$, то следует принять, что охарактеризованные выше особенности энергетического состояния ядер ведут к изменению спинов по сравнению с теоретической схемой благодаря тому, что они обуславливают так называемые «перекрещивания» орбит, т. е. изменение предусмотренного схемой порядка чередования уровней. Однако концепция «перекрещиваний», выдвинутая М. Мейер (¹⁹), встречает многочисленные и значительные трудности. Так например, нейтронная орбита $s^{1/2}$ встречается подряд в 7 ядрах с числом нейтронов 63—75, протонная суборбита $p^{3/2}$ — в 5 ядрах с $Z = 29—37$; протонные суборбиты $3p^{1/2}$, $5g^{7/2}$, $4d^{5/2}$ после того, как они целиком заполнены и замкнуты, начинают заполняться вновь, и т. д.

Этих трудностей можно избежать, если принять, что возможно как равенство, так и неравенство I и j в зависимости от энергетического состояния ядра*. Тогда отклонения ядерного спина от теоретической схемы оболочек можно рассматривать как его отклонения от j и считать, что j , как правило, соответствует схеме оболочек и что, следовательно, эта схема правильно отражает реальный ход их заполнения. Вопрос требует разработки.

Вместе с тем, независимо от решения всей проблемы формирования ядерного спина, закономерный характер наблюдаемых отклонений спина от схемы оболочек позволяет смотреть на эти отклонения лишь как на свидетельство того, что на величину ядерного спина влияет не только заполнение оболочек, но и некоторые другие ядерные явления. Это приводит к выводу, что наличие отклонений не противоречит модели оболочек.

Поступило
25 IV 1952

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ W. Elsasser, J. de Phys. et le Radium, 4, 549 (1933). ² E. Feenberg, K. Hamrick, Phys. Rev., 75, 1877 (1949). ³ L. Nordheim, ibid., 75, 1894 (1949). ⁴ O. Naxel, J. Jensen, H. Suess, ibid., 75, 1766 (1949). ⁵ M. G. Mayer, ibid., 74, 235 (1948); 75, 1969 (1949). ⁶ Д. Иваненко, В. Родичев, ДАН, 70, 605 (1950). ⁷ Д. Иваненко, А. Соколов, ДАН, 74, 33 (1950). ⁸ И. А. Вайсман, ДАН, 71, 859 (1950). ⁹ И. П. Селинов, Система атомных ядер, 1950. ¹⁰ В. И. Спицын, ДАН, 71, 1053 (1950). ¹¹ М. А. Левитская, ДАН, 74, 37 (1950). ¹² А. П. Знойко, ДАН, 69, 169 (1949). ¹³ В. А. Кравцов, ДАН, 78, 43, 239 (1951). ¹⁴ J. E. Mack, Rev. Mod. Phys., 22, 64 (1950). ¹⁵ D. Inglis, Phys. Rev., 53, 470 (1938). ¹⁶ Th. Schmidt, Z. f. Phys., 106, 358 (1937). ¹⁷ Я. Г. Дорфман, Магнитные свойства атомного ядра, 1948. ¹⁸ A. Shallow, C. Townes, Phys. Rev., 82, 268 (1951). ¹⁹ M. G. Mayer, ibid., 78, 16 (1950). ²⁰ A. Bohr, ibid., 81, 134 (1951). ²¹ А. К. Компанеев, ДАН, 85, 301 (1952).

* Принципиальная возможность отклонения I от j показана в работах о так называемой асимметрической модели ядра (²⁰). Эта модель, однако, не может объяснить некоторых наблюдающихся отклонений. Отклонения ядерного спина от величины полного момента количества движения непарного нуклеона происходят так, как если бы они обуславливались возникновением, под влиянием остальных одноименных нуклеонов, некоторого добавочного целочисленного механического момента, векторная сумма которого с полным моментом непарного нуклеона равна фактической величине ядерного спина.