Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 2 — 1968

УДК 539.12.

Ю. Ф. СМИРНОВ, К. В. ШИТИКОВА, ЭЛЬ САМАРАИ С. Х.

КЛАССИФИКАЦИЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР В ТРАНСЛЯЦИОННО-ИНВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ ОБОЛОЧЕК И ИХ АССОЦИАТИВНАЯ СТРУКТУРА

Даны таблицы классификации состояний в трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО).

§ 1. Классификация состояния ядер в трансляционно-инвариантной модели оболочек

Как известно, недостаток оболочечной модели ядра состоит в том, что ее волновые функции не являются трансляционно-инвариантными. Среди возбужденных оболочечных состояний есть «ложные» состояния, в которых вся энергия идет на возбуждение колебаний центра масс ядра без изменения его внутреннего движения. Этот дефект оболочечной модели наиболее существен для легких ядер. Без исключения ложных состояний вообще нельзя рассматривать свойства возбужденных состояний ядер начала $1p$ оболочки.

В ряде работ [1, 2, 3] указывалось, что в случае осцилляторного оболочечного потенциала можно обойти эту трудность и перейти к трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО), гамильтониан которой $H_{\text{вн}}$ имеет вид

$$\hat{H}_{\text{вн}} = \sum_{i=1}^{A} \frac{p_i^2}{2m} + \frac{m\omega^2}{2}(r_i - R)^2 - \frac{P^2}{2Am}, \tag{1}$$

где m — масса нуклона, R, P — координата и импульс центра масс ядра. Полная антисимметричная волновая функция ядерного состояния в этой модели в работе [3] обозначалась следующим образом:

$$|AN[f](\lambda\mu)LST>, \tag{2}$$

где A — число нуклонов в ядре, N — число осцилляторных квантов в данном состоянии, $[f]$ — схема Юнга для пространственной части волновой функции, $(\lambda\mu)$ — символ неприводимого представления группы SU_3, по которому преобразуется данная функция, LST — орбитальный момент, спин и изоспин ядерного состояния. Эта функция зависит от $3(A-1)$ координат Якоби, характеризующих взаимное расположение нуклонов в ядре. В случае $N=N_{\min}$ ($N_{\min}$ — минимальное число квантов для заданного A, совместимое с принципом Паули; для ядер p-оболочки $N_{\min}=A-4$) функция (2) однозначно связана с волновой функцией модели оболочек. Например, при $5\leqslant A\leqslant 16$

$$|s^4p^{A-4}[f']LST> = \Psi_{000}(R)|AN_{\min}[f](\lambda\mu)LST>,$$

где при $[f']=[f'_1f'_2f'_3]$ полная схема Юнга $[f]$ имеет вид $[4f'_1f'_2f'_3]$, а $(\lambda\mu)=(f'_1-f'_2,\ f'_2-f'_3)$, $\Psi_{000}(R)$ волновая функция нулевых колебаний центра масс ядра. При $N>N_{\min}$ соотношение (3) сохраняется, если в левой части поставить комбинацию оболочечных функций, отвечающих «чистым» по центру масс состояния. Отсюда следует, что классификацию состояний в ТИМО можно осуществить следующим образом: сначала составляется список возможных оболочечных состояний с данным N и разными $[f]$ $(\lambda\mu)$ LST, затем составляется список ложных состояний; в результате их вычеркивания из общего списка получаем полное число и характеристики «чистых» по центру масс оболочечных состояний, т. е. одновременно и состояний ТИМО. Такой метод выделения «чистых» состояний был предложен Верхааром [4] и использовался разными авторами при рассмотрении отдельных ядер и отдельных типов уровней. Мы провели по этому методу систематическое рассмотрение одноквантовых возбужденных состояний (т. е. состояний с $N=N_{\min}+1$) ядер p-оболочки. Результаты этого анализа для ядер с $A=5, 6, 7, 9$ и 12, которые наиболее хорошо описываются схемой LS-связи, приведены в табл. 1.

В таблице 1 приведены значения A оболочечных конфигураций s^3p^n и $s^4p^{n-2}(2s-2d)$ и схема Юнга для группы p-нуклонов в каждой из этих конфигураций, даны полные характеристики этих состояний $[f]$ и $(\lambda\mu)$ и указана характеристика «ложных» и «чистых» состояний. Перечень последних и представляет собой набор возможных состояний с $N=N_{\min}+1$ в ТИМО. Приведенные в таблице данные позволяют установить связь между состоянием ТИМО и обычными оболочечными, а также выяснить структуру ложных состояний. Например, из таблицы видно, что функция состояния $|A=5\,N=2\,[32]\,(20)>$ совпадает с точностью до $\Psi_{000}(R)$ с оболочечной функцией $|s^3p^2[2]:[f]=[32]>$, ясно также, что ложное состояние с $[f]=[41](\lambda\mu)=(20)$ является смесью компонентов $|s^4(2s-2d)>$ и $|s^3p^2[2]:[f]=[41]>$ и т. д.

Составленные нами таблицы могут быть использованы и использовались (см. [8]) при исследовании фотоядерных реакций на легких ядрах, реакций $(p, 2p)$, (p, pd) (p, pd), $(\pi^+, 2p)$ и т. п. Кроме того, знание классификации состояний в ТИМО позволяет анализировать их ассоциативную структуру.

Квантовые числа LST для краткости в таблицах не указаны. Дело в том, что значения L, возможные при заданном $(\lambda\mu)$, можно найти по правилу Эллиотта [5]: $L=K,\ K+1 \ldots K+B$ при $K\neq 0$, причем $K=C$, $C-2$, $C-4$, ... 1 или 0 ($C=\min\{\lambda\mu\}$, $B=\max\{\lambda\mu\}$), если $K=0$, $L=B$, $B-2$, $B-4$, ... 1 или 0. Значения ST, совместимые со схемой Юнга $[f]$, можно найти в таблицах работы [6] или по формулам работы [7].

Таблица 1

Классификация одноквантовых возбуждений для ядер с $A=5,6,7,9,12$ в ТИМО

Число нуклонов в ядре	Конфигурация	Характеристики группы p-нуклонов		Квантовые числа ядра в целом		Квантовые характеристики «ложных» и «чистых» по центру масс состоян.		Состояния
		$[f_i]$	$(\lambda_i\mu_i)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	
$A=5$	s^3p^2	[2]	(20)	[41]	(20)	[41]	(20)	Ложные
				[32]	(20)		(01)	
		[11]	(01)	[41]	(01)	[41]	(20)	Чистые
				[311]	(01)	[32]	(20)	
	s^4 $(2s—2d)$			[41]	(20)	[311]	(01)	
$A=6$	s^3p^3	[3]	(30)	[42]	(30)	[42]	(11)	Ложные
				[33]	(30)	[42]	(30)	
		[21]	(11)	[42]	(11)	[411]	(11)	
				[321]	(11)	[411]	(00)	
		[111]	(00)	[411]	(11)	[42]	(30)	Чистые
				[411]	(00)	[42]	(11)	
				[3111]	(00)	[411]	(11)	
	s^4p $(2s—2d)$	[1]	(10)	[411]	(11)	[411]	(30)	
				[411]	(30)	[33]	(30)	
				[42]	(11)	[321]	(11)	
				[42]	(30)	[3111]	(00)	
$A=7$	s^3p^4	[4]	(40)	[43]	(40)	[43]	(40)	Ложные
		[31]	(21)	[43]	(21)	[43]	(21)	
				[421]	(21)	[421]	(21)	
		[22]	(02)	[331]	(21)	[421]	(02)	
				[421]	(02)	[421]	(10)	
		[211]	(10)	[322]	(02)	[4111]	(10)	
				[3211]	(10)	[43]	(40)	Чистые
				[421]	(10)	[43]	(21)	
				[4111]	(10)	[43]	(02)	
	s^4p^2 $(2s—2d)$	[2]	(20)	[43]	(21)	[421]	(21)	
				[43]	(40)	[421]	(21)	
				[43]	(02)	[421]	(02)	
				[421]	(21)	[421]	(10)	
				[421]	(40)	[421]	(40)	
				[421]	(02)	[4111]	(10)	
		[11]	(01)	[4111]	(21)	[4111]	(21)	
				[4111]	(10)	[331]	(21)	
				[421]	(21)	[332]	(02)	
				[421]	(10)	[3211]	(10)	
$A=9$	s^3p^6	[42]	(22)	[441]	(22)	[441]	(22)	Ложные
				[432]	(22)		(30)	
		[411]	(30)	[441]	(30)		(41)	
				[4311]	(30)	[432]	(22)	
		[33]	(03)	[432]	(03)		(03)	
				[333]	(03)		(11)	
		[321]	(11)	[432]	(11)	[4311]	(11)	

Число нуклонов в ядре	Конфигурация	Характеристики группы p-нуклонов		Квантовые числа ядра в целом		Квантовые характеристики «ложных» и «чистых» по центру масс состояний		Состояния
		$[f_i]$	$(\lambda_i\mu_i)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	
				[4311]	(11)	[4221]	(30)	Ложные
				[4221]	(11)		(11)	
				[3321]	(11)		(00)	
	s^3p^6	[222]	(00)	[4221]	(00)	[441]	(22)	
				[3222]	(00)		(22)	
	s^4p^4 $(2s—2d)$	[4]	(40)	[441]	(60)		(30)	Чистые
				[441]	(22)		(60)	
				[441]	(41)		(41)	
		[31]	(21)	[441]	(41)		(03)	
					(22)		(11)	
					(30)	[432]	(22)	
					(03)		(22)	
					(11)		(03)	
				[432]	(41)		(11)	
					(22)		(11)	
$A=9$					(30)		(41)	
					(03)		(30)	
					(11)		(00)	
		[31]	(21)	[4311]	(41)	[4311]	(30)	
					(22)		(30)	
					(30)		(11)	
					(03)		(11)	
					(11)		(41)	
		[22]	(02)	[432]	(22)		(22)	
					(11)		(03)	
					(00)	[333]	(03)	
				[4221]	(22)	[4221]	(11)	
					(11)		(11)	
					(00)		(00)	
		[211]	(10)	[4311]	(11)		(22)	
					(30)		(30)	
				[4221]	(11)	[3321]	(11)	
					(30)	[3222]	(00)	
				[42111]	(11)	[42111]	(11)	
					(30)		(30)	
	s^3p^9	[441]	(03)	[444]	(03)	[444]	(14)	Ложные
				[4431]	(03)		(03)	
		[432]	(11)	[4431]	(11)	[4431]	(22)	
				[4422]	(11)		(03)	
				[4332]	(11)		(11)	
		[333]	(00)	[4332]	(00)	[4422]	(30)	
				[3333]	(00)		(11)	
$A=12$	s^4p^7 $(2s—2d)$				(33)	[4332]	(11)	
		[43]	(13)	[4431]	(14)		(00)	
					(22)	[444]	(03)	
					(03)		(33)	Чистые
					(11)		(22)	
				[444]	(33)		(11)	
					(14)	[4431]	(11)	
					(22)		(11)	
					(03)		(11)	

Число нуклонов в ядре	Конфигурация	Характеристики группы p-нуклонов		Квантовые числа ядра в целом		Квантовые характеристики «ложных» и «чистых» по центру масс состоян.		Состояния
		$[f_i]$	$(\lambda_i\mu_i)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	$[f]$	$(\lambda\mu)$	
					(11)		(03)	
		[421]	(21)	[4431]	(41)		(03)	
					(22)		(22)	Чистые
					(30)		(33)	
					(03)		(14)	
					(11)		(41)	
				[4422]	(41)		(30)	
					(22)		(00)	
					(30)	[4422]	(11)	
					(03)		(11)	
					(11)		(30)	
		[421]	(21)	[44211]	(41)		(41)	
					(22)		(22)	
					(30)		(03)	
					(03)	[4332]	(11)	
$A=12$	s^4p^7 $(2s-2d)$				(11)		(11)	
		[331]	(02)	[4431]	(22)		(22)	
					(11)		(30)	
					(00)		(00)	
				[4332]	(22)	[44211]	(41)	
					(11)		(22)	
					(00)		(30)	
				[43311]	(22)		(03)	
					(11)		(11)	
					(00)	[43311]	(22)	
		[332]	(10)	[4422]	(11)		(11)	
					(30)		(00)	
				[4332]	(11)	[43221]	(11)	
					(30)		(30)	
				[43221]	(11)	[3333]	(00)	
					(30)	[4431]	(22)	

§ 2. Связь ТИМО с моделью нуклонных ассоциаций. Запреты на некоторые многочастичные распады возбужденных состояний легких ядер, связанные с их ассоциативной структурой

Рассмотрим вопрос о связи ТИМО с моделью нуклонных ассоциаций (МНА) на примере состояния $3/2^+ T=1/2$ с энергией возбуждения около 17 *Мэв* в He^5. В (МНА) [9] оно имеет структуру $t+d$ и описывается волновой функцией вида

$$A=\Big\{(R_t-R_d)^2 e^{-\frac{\alpha}{2}\sum_{i=1}^{3}(r_i-R_t)^2} e^{-\frac{\beta}{2}\sum_{j=4}^{5}(r_j-R_d)^2} e^{-\frac{3}{5}\gamma(R_t-R_d)^2} \times$$

$$\times \sum_{M_tM_d}\left(\frac{1}{2}M_t 1 M_d \Big| \frac{3}{2}M\right)\chi_{S_{t=\frac{1}{2}}} M_t T_{t=\frac{1}{2}}\, \chi_{S_{d=1}} M_d T_d=0\Big\}, \qquad (3)$$

где A — оператор антисимметризации, χ_{ST} — спин-изоспиновые функции d и t-ассоциаций. В предельном случае $\alpha=\beta=\gamma$ экспонента функции (3) совпадает с экспонентой функции ТИМО при условии, что $\alpha=\frac{m\omega}{\hbar}$.

Часть функции (3), соответствующая дейтрону, имеет схему Юнга [2] и $(\lambda\mu) = (00)$, тритонная функция — схему Юнга [3] и $(\lambda\mu) = (00)$, В итоге полная схема Юнга для всей функции (3) может быть или [41] или [32].

Функция относительного движения ассоциаций $(R_t - R_d)^2 e^{-\frac{3}{2}\nu(R_t - R^2{}_d)}$ представляет собой суперпозицию осцилляторных функций $\Psi_{N=2\,\Lambda=0}(R_t - R_d)$ и $\Psi_{N=0\,\Lambda=0}(R_t - R_d)$, преобразующихся по представлениям (20) и (00) группы SU_3 соответственно. Тем самым функция (3) может быть разложена при $\alpha = \beta = \gamma$ по функциям ТИМО $\left| A = 5N\,[f]\,(\lambda\mu)\,L = 0 \;\; S = \frac{3}{2}\right.$ $T = \frac{1}{2} > C$ $N = 0$ и 2, $[f] = [41]$ и $[32]$, $(\lambda\mu) = (00)$ и (20). Из табл. 1 видно, что в самом деле в ТИМО возможна только одна комбинация этих квантовых чисел, а именно $N = 2$ [32] (20), значение $N = 0$ запрещено принципом Паули, $S = 3/2$ может быть только при $[f] = [32]$. Таким образом, функция ТИМО $|A = 5N = 2\,[32]\,(20)\,LST>$ совпадает с функцией МНА (3) в пределе $\alpha=\beta=\gamma$, т. е. эти состояния ТИМО имеют ассоциативную структуру $t+d$, что делает возможным их распад по такому каналу. В работе [10] возможность рассмотрения ассоциативных структур ядерных состояний на основе ТИМО была использована для получения правил отбора для ядерных реакций с участием нуклонных ассоциаций по квантовым числам $(\lambda\mu)$ схемы SU_3. Ниже мы дополним выводы этой работы рассмотрением в рамках той же модели распадов ядерных состояний на несколько тождественных ассоциаций с учетом требований статистики этих частиц.

Рассмотрим совокупность n ассоциаций, внутри которых нуклоны движутся в os-состоянии относительного движения (т. е. это могут быть α, t, He^3 и d-ассоциации). При $n=2$ вид символа $(\lambda\mu)$ для ядерного состояния с такой ассоциативной структурой совпадает с символом $(\lambda\mu) = (N0)$ для функции $\Psi_{N\Lambda}(R_1 - R_2)$ взаимного движения ассоциаций.

Вследствие этого, как говорилось в работе [10], распад состояния с $(\lambda\mu)$ при $\mu \neq 0$ на две такие ассоциации запрещен. Если $n=3$ (причем одна из ассоциаций или две могут быть просто нуклонами), то полный символ $(\lambda\mu)$ комбинируется из символов $(N_1 0)$ и $(N_2 0)$, один из которых, например, отвечает функции взаимного движения ассоциаций 1 и 2, а второй — функции движения третьей ассоциации относительно центра масс пары 1, 2. В результате символ $(\lambda\mu)$ должен удовлетворять условию

$$\lambda + 2\mu = N_1 + N_2 = N. \tag{4}$$

Это требование объясняет, почему, в частности, все состояния C^{12}, получаемые из O^{16} выбиванием α-частицы, кроме низшего s^4p^8 [44], не могут распадаться на 3α-частицы. Они отвечают конфигурациям $s^{4-a}p^{8+a}$ [44 a], поэтому $(\lambda\mu) = (0, 4 - a)$ и $\lambda + 2\mu = 8 - 2a \neq N = 8 + a$. С помощью табл. 1 для ядер с $A \leqslant 12$ можно найти и другие примеры таких запретов. В частности, состояния $|A = 7\;\; N = 4\,[421]\,(10)>$ ядра Li^7 не могут распадаться по каналам $\alpha + d + n$, $t + t + n$, $t + d + d$; состояния Be^8 с $N = 5$ и $[f] = [431]$ $(\lambda\mu) = (20)$ и (01) не могут распадаться в виду (4) по каналам $\alpha + t + n$, $\alpha + d + d$, $t + t + d$, состояния C^{12} с $N = 9$ $[f] = [444]$ и $(\lambda\mu) = (11)$ (22) (03) не распадаются на три α-частицы и т. д.

В случае $n \geqslant 4$ $(\lambda\mu)$ комбинируется из трех и более символов (N0) и ограничений типа (4) не возникает. Однако если среди продуктов распада содержится несколько тождественных частиц, то возникают дополнительные ограничения, связанные с требованиями статистики для этих частиц.

Рассмотрим случай распада на две тождественные частицы. Если это α-частицы, то ввиду статистики Бозе в функции взаимного движения α-ассоциаций $\Psi_{N\nu}(R_1-R_2)$ N и Λ они должны быть четными. Поэтому состояния Be^8 со схемой Юнга [44] и $(\lambda\mu)=(N\,0)$ распадаются на α-частицы только при N четном (между тем при $N=7$ имеется состояние с такими характеристиками [f] и $(\lambda\mu)$, структура которых тем самым отличается от $\alpha+\alpha$). Обратимся к случаю $t+He^3$. В силу изотопической инвариантности эти частицы являются двумя разновидностями одной частицы с $S=1/2$ $T=1/2$ и должны подчиняться статистике Ферми. Рассмотрим состояние Li^6 $N=3$ [42] (30) и [33] (30). Правила отбора по схеме Юнга и символам $(\lambda\mu)$ разрешают их распад по каналу He^3+t. Однако поскольку при [f] = [42] $S=0$ $T=1$ или $S=1$ $T=0$, то спин-изоспиновая часть волновой функции пары He^3, t антисимметрична относительно перестановки переменных спина изоспина He^3 и t как целого. Пространственная часть при $N=3$ также антисимметрична относительно перестановки координат центров масс He^3 и t. Следовательно, в целом функция симметрична и не удовлетворяет требованиям статистики Ферми, так как распад таких состояний по каналу He^3+t запрещен. И действительно расчет приведенных тритонных ширин дает нулевой результат. В отличие от этого случая уровни со схемой Юнга [33] с $N=3$ могут иметь структуру He^3+t. Как можно выявить подобные ограничения в случае распада ядра в состоянии $|AN[f](\lambda\mu)>$ на n одинаковых (с учетом изотопической инвариантности) ассоциаций ($n>2$), поясним на примере структуры из трех тритонов (He^3).

Сначала выясним характер симметрии $[\tilde{\varphi}]$ спин-изоспиновой части функции $|A=9\,N[f](\lambda\mu)>$ относительно перестановок спин-изоспиновых переменных тритонов (He^3). Если рассматривать ядра t и He^3 как дырки в He^4, то ясно, что в случае [f]=[333] спин-изоспиновая функция симметрична относительно перестановок спинов и изоспинов тритонов, т. е. $[\tilde{\varphi}]$=[3]. При [f]=[432] имеем $[\tilde{\varphi}]$=[21]. [f]=[441] соответствует $[\tilde{\varphi}]$=[111].

Характер симметрии $[\varphi]$ пространственной части функции $|AN[f](\lambda\mu)>$ относительно перестановок центров масс трех ассоциаций можно установить следующим образом. Аналогично тому, как была получена табл. 1, произведем классификацию состояний трех частиц $|3N[\varphi](\lambda\mu)>$, где $[\varphi]$ — схема Юнга для трех частиц.

Результаты приведены в табл. 2 [1]. Из нее, например, следует, что в случае $N=6$ функция, полностью антисимметричная по перестановке центров масс трех частиц ($[\varphi]$=[111]), может иметь $(\lambda\mu)=(41)$, (03) или (60) и т. д. Эту таблицу нетрудно продолжить и на большие N, приведем только следующие результаты: для $N=8$ схема $[\varphi]$=[3] совместима с $(\lambda\mu)=(80)$, (61), (42), (04), а для $N=9$ и $[\varphi]$=[3] возможны $(\lambda\mu)=(90)$ (52) (33) (03).

Ввиду того что ядра t и He^3 являются фермионами, схемы Юнга $[\varphi]$ и $[\tilde{\varphi}]$ для орбитальной и спин-изоспиновой части должны быть сопря-

[1] Таблица 2 может быть полезна и в другом отношении. В современной теории элементарных частиц в схеме SU_6 используется оболочечная модель барионов, согласно которой барионы состоят из трех кварков, полный орбитальный момент системы равен нулю, а спин-изоспиновая часть функции симметрична. Если кварки являются фермионами, то, в таком состоянии они должны довольно сильно осциллировать относительно друг друга. Как видно из табл. 2, первое состояние с $L=0$ $[\varphi]$=[111] появляется только при $N=6$.

женными, т. е. должны получаться одна из другой заменой строк на столбцы. Таким образом, с помощью табл. 2 находим, что в случае $N=6$ структурой из трех тритонов (He^3) могут обладать состояния со следующими характеристиками:

$$[f]=[441];\ (\lambda\mu)=(60),\ (22);\ [f]=[432];\ (\lambda\mu)=(60),\ (41),\ (22);$$
$$[f]=[333];\ (\lambda\mu)=(41),\ (03),\ (60). \qquad (5)$$

Таблица 2

Классификация возбужденных состояний ($\lambda\mu$) трех частиц в ТИМО

N \ [φ]	[3]	[21]	[111]
0	(00)	—	—
1	—	(10)	—
2	(20)	(20)	(01)
3	(30)	(30)	(30)
	(11)	—	—
4	(40)	$(40)^2$	(21)
	(02)	(21)	—
5	(50)	$(50)^2$	(50)
	(31)	(31)	(31)
	—	(12)	—
6	$(60)^2$	$(60)^2$	(41)
	(22)	$(41)^2$	(03)
	—	(22)	(60)
7	(70)	$(70)^3$	(70)
	(51)	$(51)^2$	(51)
	(32)	(13)	(32)
	—	(32)	—

Сравнивая эти данные с табл. 1, видим, что одноквантовые возбужденные состояния Be^9 с $[f]=[441]$ и $(\lambda\mu)=(41)$ (30) (03) (11) не распадаются по каналу $t+t+He^3$: (30) и (11) вследствие условия (4), а (03) и (41) только из-за требований статистики, поскольку они не входят в список (5), а всем остальным необходимым условиям удовлетворяют.

Такой же вывод справедлив для состояний $[f]=[432]$ $(\lambda\mu)=(03)$. Аналогично можно рассмотреть структуру из трех α-частиц и трех дейтронов. В случае структуры 3α пространственная часть должна иметь схему $[f]=[444]$ и $[\varphi]=[3]$. Из табл. 2 видно, что требования статистики при $N=8$ и 9 не накладывают дополнительных ограничений на развал этих состояний $C^{12}\to 3\alpha$ по сравнению с условием (4), из которых следует, что такой распад запрещен для состояний $N=3$ $[f]=[444]$ и $(\lambda\mu)=(11)$, (22), (03).

При анализе структуры $3d$ следует иметь в виду, что схемы [φ] для пространственной и спин-изоспиновой части должны быть одинаковы и что $[f]$ связано с [φ] следующим образом: при $[f]=[222]$ и [42] имеем, что $[\varphi]=[3]$, $[f]=[321]$ соответствует $[\varphi]=[21]$, при $[f]=[411]$ и [33] — оказывается $[\varphi]=[111]$. В результате находим, что состояния Li^6 с $N=3$ $[f]=[42]$ $(\lambda\mu)=(11)$ и $[f]=[411]$ $(\lambda\mu)=(11)$ не могут распадаться ввиду соображений, связанных со статистикой, на 3 дейтрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elliott J. P. T. H. R. Skyrme Proc. Roy. Soc., A **232**, 561, 1955.
2. Kretzschmar M. Zs. f. Phys., **158**, 284, 1960.
3. Смирнов Ю. Ф., Шитикова К. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., **27**, 1442, 1963.
4. Verhaar B. J. Nucl. Phys., **21**, 508, 1960.
5. Elliott J. A. Proc. Roy. Soc., **A 245**, 128, 562, 1958.
6. Jahn H. A. Van Wieringen H. Proc. Roy. Soc., **A 209**, 602, 1951.
7. Kretzschmar M. Zs. f. Phys., **157**, 558, 1960.
8. Курдюмов И. В., Эль Самараи С. Х., Смирнов Ю. Ф., Шитикова К. В. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 292, 1966.
9. Tang Y. G., Pearlstein L. D., Wildermuth K. Phys. Rev., **123**, 548, 1961.
10. Зеленская Н. С., Майлинг Л., Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. «Ядерная физика», **2**, 427, 1965.

Поступила в редакцию
9. 3 1967 г.

НИИЯФ