УДК 530.1; 539.172.2

# СИММЕТРИИ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПРАВИЛА ОТБОРА

**В. К. Тартаковский**

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Установлены новые дополнительные правила отбора для мультипольных переходов в ядрах при использовании ядерной симметрии. Показано, что с помощью таких правил возможно существенно упрощать вычисления матричных элементов переходов, а также исследовать некоторые тонкости ядерной структуры.

*Ключевые слова*: правила отбора, мультипольные переходы в ядрах, ядерная симметрия, тонкая структура.

## Введение

Симметрии в природе, а значит, и в физике являются весьма распространенными явлениями, хотя далеко не всегда они являются хорошо заметными. Если состояние физической системы не изменяется относительно какого-либо преобразования, то система и ее квантовомеханический гамильтониан обладают соответствующей симметрией. Такие преобразования образуют группу симметрий. При этом непрерывному преобразованию соответствует некоторый закон сохранения определенной физической величины – это есть известная теорема Нётер [1]. Причем физические системы и их симметрии могут быть самыми разнообразными [2, 3].

Имеются симметрии (и соответствующие им правила отбора или правила интервалов для физических величин), связанные с общими свойствами нашего пространства-времени. В этом случае правила отбора не зависят от модельных представлений о физической системе. Например, при электромагнитном возбуждении атома или атомного ядра с начальным угловым моментом (полным спином) и четностью $I_i^{\Pi_i}$ при переходе $i \to f$ в конечное состояние *f* с моментом и четностью $I_f^{\Pi_f}$ возможны в системе только такие мультипольные переходы с мультипольностями $\lambda$ (имеющими смысл угловых моментов виртуальных фотонов), которые удовлетворяют правилам отбора

$$\left|I_i - I_f\right| \le \lambda \le I_i + I_f\,, \tag{1}$$

$$\Pi_i \Pi_f = \Pi_\lambda\,, \tag{2}$$

где $\Pi_\lambda$ - четность мультипольного оператора перехода, равная $(-1)^\lambda$ для электрических и $(-1)^{\lambda+1}$ для магнитных переходов; $\Pi_\lambda$ можно еще трактовать как четность испускаемого (поглощаемого) фотона с четностью $(-1)^\lambda$ для электрического и $(-1)^{\lambda+1}$ для магнитного фотона. Можно еще сказать так, что правило (1) представляет собой правило треугольника $\Delta(I_i I_f \lambda)$ для трех векторных моментов, связанных условием их векторного сложения $\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{\lambda}$ ($\Delta(I_i I_f \lambda)$ равно 1, если правило треугольника выполнено, и 0 в противном случае), а правило (2) означает, что матричный элемент перехода отличен от нуля только в том случае, если соответствующее подинтегральное выражение имеет четность +1, т.е. когда произведение $\Pi_i \Pi_f \Pi_\lambda = +1$.

Далее мы ограничимся рассмотрением электромагнитных переходов в атомных ядрах, описываемых определенной ядерной моделью с ее симметриями. Например, если мы рассматриваем ядро по простейшей коллективной модели как сплошную среду в виде трехосного эллипсоида, то кроме общих правил отбора (1) и (2) могут добавиться дополнительные правила, связанные с симметрией заданной формы ядра.

## Симметрии оболочечной модели ядра и правила отбора

Мы значительно расширим симметрию для ядра, если будем считать его сферическим и рассматривать его по одной из микроскопических моделей. Именно такая ядерная симметрия будет иметь место для классической оболочечной модели ядра, на которой мы в дальнейшем и остановимся. Ясно, что среди остальных симметрий здесь весьма важными и во многих случаях определяющими будут симметрии трехмерной группы вращений и группы перестановок, на которых, прежде всего, и строится весь строгий формализм многочастичной оболочечной модели ядра.

Напомним, что оболочечные эффекты проявляются в той или иной степени для подавляющего большинства атомных ядер и даже несферических. Поэтому наше рассмотрение симметрий оболочечной структуры ядер будет иметь достаточно большое значение, хотя мы ограничимся простым вариантом оболочечной модели для легких ядер, а именно модели с *ls*-связью, с помощью которой и будем описывать электровозбуждение ядер [4, 5], и лишь в некоторых случаях будем касаться модели с промежуточной связью. Появляющиеся в теории и конкретных вычислениях различные коэффициенты векторного сложения моментов количества движения связаны в основном с используемой оболочечной моделью, т.е. с симметриями группы вращений.

Зная симметрию системы и соответствующие законы сохранения величин, можно находить правила отбора для этих величин и тем самым существенно облегчать работу по нахождению вероятностей и сечений различных процессов. Например, дифференциальное сечение неупругого рассеяния ультрарелятивистских электронов сферическими легкими ядрами, сопровождаемого их переходами в дискретном спектре, после усреднения по начальным и суммирования по конечным спиновым состояниям электрона и ядра можно представить в виде бесконечных сумм парциальных сечений переходов различной природы и мультипольности:

$$\frac{d\sigma_{i\to f}}{d\Omega} = 8\pi\left(\frac{e^2}{q_\mu^2}\right)^2 \frac{k'}{k}[V_L(\theta)\sum_{\lambda=0}^{\infty} B(C\lambda, q, i\to f) +$$

$$+V_T(\theta)\sum_{\lambda=1}^{\infty} B(E\lambda, q, i\to f) +$$

$$+V_T(\theta)\sum_{\lambda=1}^{\infty} B(M\lambda, q, i\to f)], \qquad (3)$$

где $e^2$ - постоянная тонкой структуры ($\hbar = c = 1$), $B(\tau\lambda, q, i\to f)$ - парциальная приведенная вероятность ядерного $\lambda$-польного перехода ($\tau$ = $C$, $E$, $M$),

$$V_L(\theta) = (kk' + \vec{k}\vec{k}')\left(\frac{q_\mu^2}{q^2}\right)^2,$$

$$V_T(\theta) = (kk' - \vec{k}\vec{k}') + \frac{k^2k'^2 - (\vec{k}\vec{k}')^2}{q^2} \qquad (4)$$

есть кинематические множители, $\vec{k}$ и $\vec{k}'$ - импульсы электрона до и после рассеяния на угол $\theta$, $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$, $q_\mu^2 = q^2 - (k-k')^2$. Выражения для парциальных сечений кулоновского (продольного) перехода $C\lambda$ и поперечных электрического $E\lambda$ и магнитного $M\lambda$ переходов мультиполности $\lambda$ приводились и рассчитывались в [4, 5]. Правила отбора (1), (2) оставляют в бесконечных суммах по $\lambda$ в выражении для сечения (3) конечное небольшое число отличных, вообще говоря, от нуля слагаемых, а остальные слагаемые в формуле (3) будут равны нулю, и этот приведенный простейший пример иллюстрирует полезность правил отбора, хотя этим полезность их далеко не ограничивается, как мы увидим далее.

Если система в достаточной степени сложна, симметрия, которой она обладает, бывает далеко не очевидна и не все правила отбора могут быть легко обнаружены. В таком случае, как отмечается, например, в [6], скрытая симметрия проявляет себя в неожиданном упрощении расчетов, в пропорциональности одной вычисляемой величины другой, причем эта пропорциональность никак не предполагается заранее. Наиболее впечатляющим проявлением скрытых симметрий и связанных с ними правил отбора является неожиданное обращение в нуль вычисляемых матричных элементов. Нельзя не задуматься о причинах, как отмечается в [6], “случайного таинственно точного взаимного уничтожения (сокращения) положительных и отрицательных членов” при расчетах, которые приводят к выражению из десятка взаимно уничтожающихся слагаемых. При анализе этого явления не исключена возможность обнаружения неизвестных ранее правил отбора.

В [6], конечно, бы заметили весьма простые правила отбора типа (1), (2), использованные в формуле (3). Правило отбора по моменту (1) неявно уже заключено и в выражении (3) в виде коэффициентов Клебша - Гордана (это сразу следует из теоремы Вигнера - Эккарта)

$$\left\langle I_f M_f \lambda\mu \middle| I_i M_i \right\rangle =$$

$$= \left\langle I_f M_f \lambda\mu \middle| I_i M_i \right\rangle \Delta(I_i I_f \lambda)\delta_{M_i, M_f+\mu} \qquad (5)$$

или соответствующих 3$j$-символов Вигнера, и если бы это не заметили, то получили бы в формуле (3) бесчисленное множество нулевых значений для слагаемых с теми значениями $\lambda$, которые не удовлетворяют правило треугольника $\Delta(I_i I_f \lambda)$. Но примеры, приводимые в [6], а также и в [7], намного более сложные.

Важную роль в расчетах в рамках оболочечной модели ядра играют зависящие от шести моментов коэффициенты Рака $W(l_1 l_2 L l_3; L_{12} L_{23})$ или связанные с ними 6$j$-символы [8]

$$\begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & L_{12} \\ l_3 & L & L_{23} \end{Bmatrix} = (-1)^{l_1+l_2+l_3+L}\Delta(l_1 l_2 L_{12})\Delta(l_2 l_3 L_{23})\times$$

$$\times\Delta(l_1 L_{23} L)\Delta(L_{12} l_3 L) W(l_1 l_2 L l_3; L_{12} L_{23}). \qquad (6)$$

Существуют 24 операции, порождаемые перестановками аргументов 6$j$-символа, которые оставляют его инвариантным и образуют группу, изоморфную группе симметрии правильного тетраэдра [9]. Эти свойства симметрии являются следствием свойств симметрии четырех 3$j$-символов, входящих в определение 6$j$-символа. Редже нашел свойства симметрии 6$j$-символа [7], не связанные с перестановками его аргументов. Причина существования соотношений такой симметрии Редже настолько неочевидна, что Вигнер [10] называет ее загадочной.

Аналогичные соображения высказываются и в [7] в связи с появлением нетривиальных многоугольников из моментов и связанных с ними условий многоугольников при выражении вычисляемых матричных элементов через 3$nj$-коэффициенты (символы), где $n$ – целое положительное число [11]. Здесь новые правила отбора (условия многоугольников) можно найти только путем аналитического (в противовес численному) вычисления сумм по моментам и их проекциям, приводящего к замкнутому выражению для 3$nj$-коэффициента порядка более высокого, чем порядок 3$nj$-коэффициентов, находившихся под знаком суммы.

## Общие дополнительные правила отбора

Недостаточность навыков вычислений со сложными коэффициентами векторного сложения моментов, а также невнимательность к аналитическим выражениям для матричных элементов и пренебрежение или незамечание правил отбора может приводить порой к ошибочным заключениям, в частности относительно количества, типа и мультипольности возможных переходов при возбуждении ядра падающими электронами и порой к непомерному усложнению вычислений.

Проиллюстрируем это, исходя из общего выражения для соответствующего матричного элемента электромагнитного перехода при одночастичных возбуждениях ядер с $ls$-связью пока без учета спиновых нуклонных операторов [4, 5]:

$$\left\langle l^{\nu}\zeta' J' T' M_T' \left\| \sum_j F^{\lambda}(j)\frac{1\pm\tau_{jz}}{2} \right\| l^{\nu}\zeta J T M_T \right\rangle =$$

$$= \delta_{M_T M_T'}\delta_{SS'}\nu\left\langle nl\left\|F^{\lambda}\right\|nl\right\rangle\times$$

$$\times\sum_p\langle\psi'\{|\psi_p\rangle\langle\psi\{|\psi_p\rangle(\bar J\bar J'\bar L\bar L')^{1/2}(-1)^{L_p+S+J+l}\times$$

$$\times\begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} l & L' & L_p \\ L & l & \lambda\end{Bmatrix}\left(\frac{1}{2}\delta_{TT'}\pm\Gamma_p\right),\quad (7)$$

$$\Gamma_p = (-1)^{T_p+T'+3/2}\bar T^{1/2}\begin{Bmatrix} \frac12 & T' & T_p \\ T & \frac12 & 1\end{Bmatrix}\times$$

$$\times\langle TM_T 10|T'M_T'\rangle\sqrt{\frac{3}{2}}\,.\quad (8)$$

Здесь $\zeta$ означает совокупность квантовых чисел $\alpha$, $[f]$, $L$, $S$; $\langle\psi\{|\psi_p\rangle$ - генеалогический коэффициент (коэффициент родства), $\bar J = 2J+1$ и т.д.; $F^{\lambda}$ - тензорный оператор ранга $\lambda$, действующий только на орбитальные координаты; число $\nu$ - количество нуклонов в незаполненной $nl$-оболочке, где и рассматриваются переходы. (Обозначения такие же, как и в [4, 5, 8].)

Согласно входящему в матричный элемент (7) 6$j$-символу $\begin{Bmatrix} l & L' & L_p \\ L & l & \lambda\end{Bmatrix}$, содержащему в себе (см. выражение (6)) правило треугольника $\Delta(ll\lambda)$, мы получим в приближении (7) простое правило отбора для мультипольности $\lambda$:

$$\lambda \le 2l\,.\quad (9)$$

Учтем, однако, еще наличие в матричном элементе перехода более сложных слагаемых, содержащих и спиновые операторы [4, 5]:

$$\left\langle l^{\nu}\zeta' J' T' M_T' \left\| \sum_j f_{\lambda'}(qr_j)\vec Y_{\lambda\lambda'}(\hat r_j)\vec\sigma_j\frac{1\pm\tau_{jz}}{2} \right\| l^{\nu}\zeta JTM_T \right\rangle =$$

$$= \delta_{M_T M_T'}\nu(\bar\lambda\bar J\bar J'\bar L\bar L'\bar S\bar S')^{1/2}\begin{Bmatrix} L' & S' & J' \\ L & S & J \\ \lambda' & 1 & \lambda\end{Bmatrix}\times$$

$$\times\sum_p\langle\psi'\{|\psi_p\rangle\langle\psi\{|\psi_p\rangle\left(\frac12\delta_{TT'}\pm\Gamma_p\right)\times$$

$$\times(-1)^{L_p+S_p+L'+S'+l+\lambda'+3/2}\begin{Bmatrix} l & L' & L_p \\ L & l & \lambda'\end{Bmatrix}\begin{Bmatrix} \frac12 & S' & S_p \\ S & \frac12 & 1\end{Bmatrix}\times$$

$$\times\left\langle nl\left\|f_{\lambda'}(qr)\vec Y_{\lambda'}(\hat r)\right\|nl\right\rangle\left\langle\frac12\left\|\vec\sigma\right\|\frac12\right\rangle.\quad (10)$$

Из наличия в матричном элементе (10) 6$j$-символа $\begin{Bmatrix} l & L' & L_p \\ L & l & \lambda'\end{Bmatrix}$ и из формулы (6) следует, что $\lambda'\le 2l$, а из третьей строки входящего в выражение (10) 9$j$-символа Вигнера получаем, что $\lambda\le\lambda'+1$. Таким образом имеем $\lambda\le 2l+1$. Так что из приведенных матричных элементов (7) и (10) получаем более строгое, чем условие

(9), общее дополнительное новое правило отбора для возможных мультипольностей $\lambda$:

$$\lambda \le 2l + 1\,. \qquad (11)$$

В частности, для ядерной 1p-оболочки ($l$ = 1) $\lambda$ ограничено числом 3 ($\lambda \le 3$), т.е. в этом случае $\lambda$ может принимать только такие значения: $\lambda$ = 0, 1, 2, 3.

Рассмотрим конкретно одночастичные возбуждения низколежащих уровней ядра лития $^7$Li, считая, что это связано с переходами эквивалентных трех нуклонов ($\nu$ = 3) в 1p-оболочке. Состояния системы эквивалентных нуклонов будем обозначать следующим образом:

$$[g]^{2T+1,\,2S+1}L_{J^{\Pi}}\,, \quad L \to S, P, D, F, \ldots . \qquad (12)$$

Здесь $[g]$ – орбитальная схема Юнга из $\nu$ клеток; $T$, $S$, $L$ и $J$ – суммарные изоспиновый, спиновый, орбитальный и полный моменты системы $\nu$ нуклонов; $\Pi$ - четность. Основное и первые пять возбужденных состояний ядра $^7$Li (считая его альфа-частичный остов стабильным) нормальной четности ($\Pi = -1$) в обозначениях (12) будут такими:

$$[3]\,^{22}P_{3^-/2}, [3]\,^{22}P_{1^-/2}, [3]\,^{22}F_{7^-/2}, [3]\,^{22}F_{5^-/2},$$

$$[21]\,^{24}P_{5^-/2}, [21]\,^{42}P_{3^-/2}. \qquad (13)$$

А наблюдаемые энергии возбуждения $E^*$ будут соответственно равны [4, 5]:

$$E^* = 0;\; 0{,}478;\; 4{,}63;\; 5{,}7;\; 7{,}47;\; 11{,}2 \text{ МэВ}. \quad (14)$$

Автору работы [4], видимо, было неизвестно правило отбора (11) и поэтому в работе [4] утверждалось, что при электровозбуждении ядра $^7$Li в состояние $[3]\,^{22}F_{5^-/2}$ с энергией $E^*$ = 5,7 МэВ возможны, согласно правилам отбора (1), (2), шесть мультипольных переходов $M$1, $C$2, $E$2, $M$3, $C$4, $E$4. Однако это не совсем так, поскольку полученное нами дополнительное правило отбора (11) запрещает два последних перехода $C$4 и $E$4. Так что возможны не шесть, а всего четыре перехода $M$1, $C$2, $E$2, $M$3. Конечно, не зная или игнорируя правила отбора (11), производя нетривиальные вычисления, мы могли бы рассчитать вероятности переходов $C$4 и $E$4, которые оказались бы равными нулю, и мы бы без правила отбора (11) не знали бы причины такого явления, затратив на вычисления немало труда и времени.

Здесь важно подчеркнуть еще следующее обстоятельство. Несмотря на то, что теоретически переходы $C$4 и $E$4 в ядре $^7$Li запрещены, экспериментально они в принципе могут наблюдаться, хотя и будут слабыми, так как оболочечная структура ядра $^7$Li хорошо выражена. Интенсивность наблюдаемых переходов $C$4 и $E$4 будет характеризовать малые отклонения от оболочечной модели с $ls$-связью, обусловленные $NN$-корреляциями. Так что дополнительные правила отбора (11) кроме указанных запретов на некоторые переходы дают еще новые возможности для изучения более тонких аспектов ядерной структуры.

**Частные дополнительные правила отбора**

Можно указать и на некоторые частные дополнительные правила отбора при переходах в ядрах с $ls$-связью, что не было ранее замечено. Часто приходится рассматривать рассеяние электронов ядрами на достаточно малые углы $\theta$, когда величина переданного импульса $q$ на два-три порядка меньше массы нуклона $M$, и сечение рассеяния принимает максимальные значения. Тогда вклад в сечение членов матричного элемента (10) по сравнению с вкладом (7) будет малым и слагаемыми выражения (10) можно пренебречь. В этом случае для основных членов матричного элемента (7), как и для всего сечения в целом, можно сформулировать следующие дополнительные правила отбора, а именно переходы $M$1, разрешенные правилами отбора (1), (2), (11) из основного состояния ядра $^7$Li $[3]\,^{22}P_{3^-/2}$ в состояния $[3]\,^{22}F_{7^-/2}$ с энергией $E^*$ = 4,63 МэВ и $[3]\,^{22}F_{5^-/2}$ с энергией $E^*$ = 5,7 МэВ будут запрещены, поскольку один из входящих в рассматриваемый матричный элемент 6$j$-символов $\begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda \end{Bmatrix}$ будет равен нулю. Переход в состояние $[3]\,^{22}F_{7^-/2}$ запрещен еще правилом треугольника $\Delta(JJ'\lambda) = \Delta(\frac{3}{2}, \frac{7}{2}, 1) = 0$, так что правило отбора будет, прежде всего, касаться запрещения перехода в состояние $[3]\,^{22}F_{5^-/2}$, поскольку для него

$$\begin{Bmatrix} L & J & S \\ J' & L' & \lambda \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 & \frac{3}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{5}{2} & 3 & 1 \end{Bmatrix} = 0\,. \qquad (15)$$

Еще в приближении $q \ll M$, когда членами выражения (10) можно пренебречь, очевидно существование правила отбора, связанного с наличием в матричном элементе (7) символа Кронекера $\delta_{SS'}$, поэтому будет запрещен переход из основного состояния, в котором суммарный спин $S = \frac{1}{2}$, в состояние $[21]\,^{24}P_{5^-/2}$ ($E^*$ = 7,47 МэВ), в котором $S' = \frac{3}{2}$.

Бывают случаи, когда $q$ будет порядка $M$ (при $\theta \to 180^\circ$), и теперь уже вклад выражения (7) может быть значительно меньше вклада выражения (10). Тогда переход из основного состояния ядра $^7$Li в возбужденное $[21]\,^{42}P_{3^-/2}$ будет запрещен, так как здесь новое правило отбора будет связано с отсутствием различий трех моментов: $\Delta L = \Delta S = \Delta J = 0$, что ведет к занулению 9$j$-символа в выражении (10) с одинаковыми первыми двумя строчками.

## Скрытые дополнительные правила отбора

В общем случае, когда угол рассеяния электрона ядром $\theta$ произволен, бывают случаи, когда, как и в [6], не удается полностью установить новые правила отбора (вернее, дать простую ясную формулировку правил отбора), хотя вычисляемый матричный элемент перехода случайно оказывается равным нулю. Так, продольный $C$2-переход из основного состояния ядра $^7$Li в состояние $[21]\,^{24}P_{5^-/2}$ ($E^*$ = 7,5 МэВ) не запрещен общими правилами отбора (1), (2), (11), но вычисленная вероятность $C$2-перехода в $ls$-связи неожиданно оказывается точно равной нулю (хотя в модели с промежуточной связью [5, 12] она отлична от нуля). То есть здесь дополнительное правило отбора в $ls$-связи оказывается скрытым. В этом случае, как уже указывалось выше, легко обнаруживается, что только выражение (7) будет зануляться, так как $S' \neq S$, а зануление (10) совсем не очевидно, и выражение (10) оказывается случайно равным нулю при громоздких вычислениях. Возможно, что здесь на результат повлияло отличие схемы Юнга [21] в возбужденном состоянии от схемы Юнга [3] в основном состоянии ядра.

Аналогичное явление наблюдается, подобно тому, как и в [6], при вычислении матричного элемента перехода в ядре $^7$Li

$$[3]\,^{22}P_{3^-/2} \to [21]\,^{42}P_{3^-/2} \quad (E^* = 11{,}2\ \text{МэВ}), \quad (16)$$

когда вычисляемая вероятность поперечного перехода $E$2 в $ls$-связи оказывается точно равной нулю (а в промежуточной связи [5, 12] она отлична от нуля). Объяснить это можно только частично, поскольку тут $\Delta L = \Delta S = \Delta J = 0$ и 9$j$-символ в выражении (10) зануляется, а с ним и все выражение (10) будет равно нулю. Равенство же нулю выражения (7) не очевидно и, по-видимому, связано с изменением изотопического спина и схемы Юнга при переходе. Установить простое выражение для нового правила отбора здесь пока не удается, т.е. оно пока скрыто. Возможно, что здесь еще играет роль симметрия и ортогональность генеалогических коэффициентов (коэффициентов родства), но свойства их еще недостаточно изучены.

В настоящей работе сформулированы некоторые дополнительные новые правила отбора при электровозбуждении ядер на примере оболочечной модели с $ls$-связью в ядре $^7$Li. Аналогичным образом можно получить дополнительные правила отбора и для других ядерных моделей, используя их симметрии.

## Сечения мультьпольных переходов при электровозбуждении ядра $^7$Li

В заключение представляем таблицу для рассчитанных значений сечений (3) в микробарнах/стерадиан электровозбуждения низколежащих уровней ядра $^7$Li нормальной четности различной мультипольности при энергии падающих электронов $k$ = 197 МэВ (≈ 1 фм$^{-1}$) и угле их рассеяния $\theta$ = 50° (здесь для λ > 1 сечения близки к максимальным значениям), где также указаны нулевые значения сечений, соответствующие установленному в настоящей работе новому дополнительному правилу отбора (11), для $E^*$ = 4,63 ($C$4, $E$4, $M$5), 5,7 ($C$4, $E$4) и 7,47 ($C$4, $E$4) МэВ и скрытым (не открытым еще) дополнительным правилам отбора для $E^*$ = 7,47 ($C$2) и 11,2 ($E$2) МэВ, но разрешенные правилами отбора (1), (2). Прочерки (–) в таблице соответствуют нулевым значениям сечений только согласно известным правилам отбора (1) и (2) по моменту и четности.

Заметим, что среди разрешенных правилами отбора (1), (2) мультипольных переходов $C$0, $M$1, $C$2, $E$2, $M$3 при упругом рассеянии электронов ядрами $^7$Li поперечный электрический переход $E$2 (как и все переходы $E\lambda$ при упругом рассеянии) будет запрещен, но уже по совсем другой причине, а именно вследствие инвариантности при обращении времени соответствующего приведенного матричного элемента для $E$2-перехода.

## Выводы

1. Найдены общие дополнительные новые правила отбора для мультипольных переходов в ядрах при их электровозбуждении при использовании симметрий модели оболочек.

| $E^*$, МэВ / $\tau\lambda$ | 0,478 | 4,63 | 5,7 | 7,47 | 11,2 |
|---|---|---|---|---|---|
| $C0$ | – | – | – | – | $2{,}2 \cdot 10^{-1}$ |
| $M1$ | $2{,}3 \cdot 10^{-2}$ | – | $1{,}5 \cdot 10^{-3}$ | $2{,}2 \cdot 10^{-5}$ | $1{,}0 \cdot 10^{-3}$ |
| $C2$ | $5{,}7 \cdot 10^{-2}$ | $9{,}8 \cdot 10^{-2}$ | $1{,}8 \cdot 10^{-2}$ | 0 | $1{,}7 \cdot 10^{-2}$ |
| $E2$ | $1{,}9 \cdot 10^{-2}$ | $3{,}1 \cdot 10^{-3}$ | $2{,}8 \cdot 10^{-3}$ | $9{,}4 \cdot 10^{-4}$ | 0 |
| $M3$ | – | $2{,}6 \cdot 10^{-3}$ | $2{,}1 \cdot 10^{-4}$ | $1{,}6 \cdot 10^{-3}$ | $7{,}2 \cdot 10^{-3}$ |
| $C4$ | – | 0 | 0 | 0 | – |
| $E4$ | – | 0 | 0 | 0 | – |
| $M5$ | – | 0 | – | – | – |

2. Сформулированы частные дополнительные правила отбора для ряда ядерных возбуждений, существенно упрощающих вычисления вероятностей мультипольных переходов.

3. Указан ряд мультипольных переходов в ядрах со скрытой симметрией, приводящей к занулению некоторых приведенных вероятностей.

4. Показано, как с помощью установленных новых дополнительных правил отбора можно исследовать некоторые тонкости ядерной структуры.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ


1. *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В.* Введение в теорию квантованных полей. - М.: Наука, 1976. - 480 с.
2. *Эллиот Дж., Добер П.* Симметрия в физике: В 2 т. - М.: Мир, 1983. - 774 с.
3. *Тартаковський В.К.* Субатомна фізика. - К.: ВПЦ “Київський університет”, 2006. - 320 с.
4. *Willey R.S.* // Nucl. Phys. - 1963. - Vol. 40, No. 4. - P. 529 - 565.
5. *Тартаковский В.К., Фурсаев А.В.* // УФЖ. - 1969. - Т. 14, № 6. - С. 895 - 903; Вісн. Київ. ун-ту. Сер. фіз. - 1971. - № 12. - С. 51 - 57; ЯФ. - 1972. - Т. 15, вып. 1. - С. 51 - 54.
6. *Джадд Б., Вайборн Б.* Теория сложных атомных спектров. - М.: Мир, 1973. - 296 с.
7. *Юцис А.П., Бандзайтис А.А.* Теория момента количества движения в квантовой механике. - Вильнюс: Минтис, 1965. - 464 с.
8. *Бейман Б.Ф.* Лекции по применению теории групп в ядерной спектроскопии. - М.: Физматгиз, 1961. - 228 с.
9. *Эдмондс А.* Угловые моменты в квантовой механике // Деформация атомных ядер. - М.: ИЛ, 1958. - С. 305.
10. *Вигнер Е.* Этюды о симметрии. - М.: Мир, 1971. - 318 с.
11. *Варшалович Д.А., Москалев А.Н., Херсонский В.К.* Квантовая теория углового момента. - Л.: Наука, 1975. - 440 с.
12. *Бояркина А.Н.* Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973. - 62 с.


## СИМЕТРІЇ ТА ДОДАТКОВІ ПРАВИЛА ВІДБОРУ

**В. К. Тартаковський**

Установлено нові додаткові правила відбору для мультипольних переходів в ядрах при використанні ядерної симетрії. Показано, що за допомогою таких правил можливо суттєво спрощувати обчислення матричних елементів переходів, а також досліджувати деякі тонкощі ядерної структури.

*Ключові слова*: правила відбору, мультипольні переходи в ядрах, ядерна симетрія, тонка структура.

## SYMMETRY AND ADDITIONAL SELECTION RULES

**V. K. Tartakovsky**

The new additional selection rules for the multipole transitions in the nuclei with the use of nuclear symmetry are established. It has been shown that using such rules may significantly simplify computing matrix elements of transitions, and also investigating some peculiarities in the nuclear structure.

*Keywords*: selection rules, multipole transitions in the nuclei, nuclear symmetry, peculiarities in the nuclear structure.

Поступила в редакцию 15.10.08,
после доработки - 18.03.09.