$U(q)$, так что остается член, пропорциональный q. Если рассматривать колебания как гармонические, то согласно известным свойствам линейного осциллятора (III, § 23) матричные элементы будут отличны от нуля лишь для переходов между соседними колебательными состояниями; другими словами, для колебательного квантового числа v будет справедливо правило отбора

$$v' - v = \pm 1. \tag{54,1}$$

Это правило, однако, нарушается при учете ангармоничности колебаний, а также следующих членов разложения функции $\bar{d}(q)$.

При чисто вращательном переходе (без изменения также и колебательного состояния) матричный элемент проекции дипольного момента на подвижную ось ζ можно положить равным просто среднему дипольному моменту молекулы $\bar{d} = \bar{d}(0)$ [1]). Для вероятности перехода $J \to J \to 1$ получается в результате формула

$$w(nJ \to n,\ J-1) = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}\bar{d}^2\frac{J^2-\Omega^2}{J(2J+1)}, \tag{54,2}$$

позволяющая вычислить не только относительные (как (53,12)), но и абсолютные значения вероятностей. (Формула (54,2) написана для случая a; в случае b надо писать K, Λ вместо J, Ω.)

Частоты чисто вращательных переходов даются разностями вращательных энергий $BJ\ (J+1)$ и равны

$$\hbar\omega_{J,\,J-1} = 2BJ. \tag{54,3}$$

Последовательные линии находятся на одинаковых расстояниях ($2B$) друг от друга.

§ 55. Излучение ядер

Для γ-излучения ядер, как правило, выполняется условие малости размеров системы (радиуса ядра R) по сравнению с длиной волны фотона. Однако расстояния между ядерными уровнями (а тем самым и энергия γ-кванта) обычно малы по сравнению с энергией, приходящейся в ядре на один нуклон. Поэтому величина R/λ не связана непосредственно со скоростью v/c нуклонов в ядре и, вообще говоря, значительно меньше ее. Соответственно этому и вероятность Ml-излучения, как правило, больше вероятности излучения E, $l+1$ (ср. начало § 50).

Общие правила отбора по полному моменту («спину») ядра и по четности — те же, что и для излучения любой системой. Ха-

---

[1]) В молекуле из одинаковых атомов $\bar{d} = 0$, что очевидно из соображений симметрии.

рактерной особенностью ядерного излучения является распространенность переходов высших мультипольностей. В противоположность атомам, излучение которых обычно является электрически-дипольным, у ядра при малых энергиях такие переходы сравнительно редки, оказываясь запрещенными правилами отбора.

Если радиационный переход ядра можно рассматривать как одночастичный — изменение состояния одного нуклона при неизменном состоянии ядерного «остова», — то добавляются правила отбора по моменту этого нуклона. Однако точность соблюдения таких «одночастичных» правил отбора оказывается очень низкой.

Специфическими для ядра являются правила отбора по изотопическому спину. Напомним, что проекция T_3 изотопического спина определяется уже массой и номером ядра:

$$T_3 = \frac{1}{2}(Z - N) = Z - \frac{A}{2}.$$

При заданном же значении T_3 абсолютная величина изотопического спина может иметь любые значения $T \geqslant |T_3|$. Правило отбора по числу T для радиационных переходов возникает в связи с тем, что операторы электрических и магнитных моментов ядра, выраженные с помощью операторов изотопических спинов нуклонов, представляют собой суммы скаляра и x_3-компоненты вектора в изотопическом пространстве (см. III, § 116). Поэтому их матричные элементы отличны от нуля лишь при условии

$$T' - T = 0, \ \pm 1. \tag{55,1}$$

Само по себе это правило, однако, не накладывает особых ограничений на переходы в легких ядрах (для которых только и можно говорить с достаточной точностью о сохранении изотопического спина); дело в том, что среди низколежащих уровней этих ядер фактически вообще нет уровней с $T > 1$.

Но для $E1$-переходов имеется еще дополнительное правило в связи с тем, что для электрического дипольного момента изотопически-скалярная часть выпадает, и его оператор сводится к x_3-компоненте изотопического вектора (см. III, § 116). Поэтому если $T_3 = 0$, то дополнительно запрещены переходы с $\Delta T = 0$. Другими словами, в ядрах с одинаковым числом нейтронов и протонов ($N = Z$, $A = 2Z$) $E1$-переходы возможны лишь при

$$T' - T = \pm 1 \quad (T_3 = 0). \tag{55,2}$$

Разумеется, точность соблюдения этого правила зависит от точности, с которой сохраняется изотопический спин ядра.

На вероятность $E1$-переходов в ядре оказывает влияние также эффект отдачи ядерного остова при движении отдельных нуклонов. Этот эффект приводит к тому, что в создании дипольного момента протоны участвуют с эффективным зарядом $e(1-Z/A)$ вместо e, а нейтроны — с зарядом $-eZ/A$ вместо 0 (см. III, § 118). Уменьшение эффективного заряда протона приводит к некоторому подавлению вероятности $E1$-переходов.

Уровни энергии несферических ядер обладают вращательной структурой. В связи с этим появляется специфическая для таких ядер вращательная структура спектра γ-излучения.

Симметрия поля, в котором движутся нуклоны в «неподвижном» несферическом (аксиальном) ядре, совпадает с симметрией поля, в котором движутся электроны в «неподвижной» двухатомной молекуле из одинаковых атомов (точечная группа $C_{\infty h}$). Поэтому свойства симметрии уровней несферического ядра (а с ним и правила отбора для матричных элементов) аналогичны симметрии уровней двухатомной молекулы (см. III, § 119). В частности, как и у двухатомной молекулы из одинаковых атомов, запрещены электрически-дипольные переходы внутри одной и той же вращательной полосы (т. е. без изменения внутреннего состояния ядра) — ср. § 54. Такие переходы осуществляются поэтому как $E2$- или $M1$-переходы. В первом случае полный момент ядра J может меняться на 2 или 1, а во втором — на 1.

Согласно (46,9) вероятность квадрупольного перехода, просуммированная по значениям проекции M' полного момента ядра в конечном состоянии:

$$w_{E2}=\frac{\omega^5}{15\hbar c^5}\sum_{M'}\left|\langle J'\Omega M'|Q^{(э)}_{2,-m}|J\Omega M\rangle\right|^2$$

(J — полный момент ядра; Ω — его проекция на ось ядра; $m=M-M'$). С помощью III (110,8) эта сумма выразится через квадраты заданных величин — диагональных (по внутреннему состоянию ядра) квадрупольных моментов перехода $\overline{Q}_{2\lambda}$, определенных по отношению к связанным с ядром осям координат $\xi\eta\zeta$. При этом $\lambda=\Omega-\Omega'$, так что в данном случае ($\Omega'=\Omega$) фигурирует лишь компонента $\overline{Q}_{20}$. По определению просто квадрупольным моментом ядра называют величину

$$eQ_0=e\int\rho_{ii}(2\zeta^2-\xi^2-\eta^2)\,d\xi\,d\eta\,d\zeta=-2e(\overline{Q}_{20})_{ii}.$$

Поэтому получим

$$w_{E2}(\Omega J\to\Omega J')=\frac{\omega^5}{60\hbar c^5}Q_0^2(2J'+1)\begin{pmatrix}J' & 2 & J\\ -\Omega & 0 & \Omega\end{pmatrix}^2. \qquad (55,3)$$

В раскрытом виде

$$w_{E2}(\Omega J\to\Omega,\ J-1)=\frac{\omega^5}{20\hbar c^5}Q_0^2\frac{\Omega^2(J^2-\Omega^2)}{(J-1)J(J+1)J(2J+1)},$$

$$w_{E2}(\Omega J\to\Omega,\ J-2)=\frac{\omega^5}{40\hbar c^5}Q_0^2\frac{(J^2-\Omega^2)[(J-1)^2-\Omega^2]}{(J-1)J(2J-1)(2J+1)}.$$

По поводу этих формул надо, однако, сделать следующее замечание. В них использованы матричные элементы, вычисленные с волновыми функциями вида

$$\psi_{J\Omega M} = \mathrm{const}\cdot \chi_\Omega D^{(J)}_{\Omega M}(\mathbf{n})$$

(χ_Ω — волновая функция внутреннего состояния ядра). Эти функции отвечают определенным (по величине и знаку) значениям проекции момента на ось ζ. В ядрах же мы имеем дело с состояниями, обладающими лишь определенными четностью и величиной проекции момента (последнюю обычно и понимают под Ω). Поэтому при $\Omega \neq 0$ в качестве начальной и конечной волновых функций надо было бы взять комбинации вида

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_{J\Omega M} \pm \psi_{J,\,-\Omega,\,M}\right), \qquad \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\psi_{J'\Omega M'} \pm \psi_{J',\,-\Omega,\,M'}\right).$$

Произведения первых и вторых членов дадут прежнее значение матричного элемента квадрупольного момента. «Перекрестные» же произведения приведут к отличным от нуля интегралам, если $2\Omega \leqslant 2$[1]. Поэтому формула (55,3), строго говоря, непригодна при $\Omega = 1/2,\ 1$; в этих случаях в вероятности перехода появляется дополнительный член, не выражающийся через среднее значение квадрупольного момента[2].

Аналогично выводу формулы (55,3) для вероятности $M1$-перехода получается формула

$$w_{M1}(\Omega J \to \Omega,\ J-1) = \\ = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}\mu^2(2J-1)\begin{pmatrix} J-1 & 1 & J \\ -\Omega & 0 & \Omega \end{pmatrix}^2 = \frac{4\omega^3}{3\hbar c^3}\mu^2\frac{J^2-\Omega^2}{J(2J+1)}, \qquad (55,4)$$

где μ — магнитный момент ядра (эта формула непригодна при $\Omega = 1/2$).

§ 56. Фотоэффект. Нерелятивистский случай

В § 49—52 мы рассматривали радиационные переходы (испускание или поглощение фотона) между атомными уровнями дискретного спектра. Фотоэффект отличается от такого процесса

---

[1]) Для матричных элементов 2^l-польных моментов в подынтегральные выражения войдут произведения вида

$$D^{(J')*}_{-\Omega M'} D^{(l)}_{q'q} D^{(J)}_{\Omega M}.$$

Интеграл по углам будет отличен от нуля при $q' = -2\Omega$, между тем как q' пробегает значения лишь от $-l$ до $+l$: поэтому должно быть $2\Omega \leqslant l$.

[2]) Фактически этот член дает существенную поправку лишь при $\Omega = 1/2$, когда связь между вращением и внутренним состоянием ядра особенно велика (см. об этом III, § 119).