

стабильные ядра уже не могут существовать. Таким образом, спад кривой справа объясняется ростом сил электростатического отталкивания.

§ 6. СПИН И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЯДРА

Спин ядра. Полный момент количества движения ядра складывается из моментов количества движения, входящих в него протонов и нейтронов. Последние, в свою очередь, обладают собственными моментами количества движения и орбитальными моментами, обусловленными движением относительно общего центра инерции ядра.

Выше уже говорилось, что абсолютная величина собственного момента количества движения нуклона выражается через спиновое квантовое число S с помощью соотношения

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)}.$$

Если система состоит из двух частиц, спины которых равны S_1 и S_2 , то собственный момент системы

$$|\vec{S}'| = \hbar \sqrt{S'(S'+1)},$$

где суммарное спиновое число S' может иметь значения [4]

$$S' = S_1 + S_2; S_1 + S_2 - 1; \dots |S_1 - S_2|,$$

так что

$$|S_1 - S_2| \leq S' \leq S_1 + S_2,$$

или векторно

$$\vec{S}' = \vec{S}_1 + \vec{S}_2.$$

Если в системе имеется большее число частиц, между которыми действуют только центральные силы, то суммарный спиновый момент находится сложением всех векторов:

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \dots + \vec{S}_A.$$

Орбитальный момент частицы выражается через орбитальное квантовое число l :

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)}.$$

Сложение орбитальных квантовых моментов в этом случае выполняется совершенно так же, как и спиновых

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \dots + \vec{L}_A.$$

Сумма орбитального и спинного моментов, образованная таким же образом, дает полный момент количества движения ядра¹

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S}.$$

Абсолютная величина полного момента количества движения ядра находится из соотношения

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{I(I+1)},$$

где квантовое число I может принимать значения $I = L + S; L + S - 1; \dots |L - S|$.

Если бы полные моменты всех нуклонов были направлены в одну сторону, то суммарная величина механического момента ядра с числом нуклонов $A = 200$ заведомо превышала бы $100 \hbar$. Однако ни одно из известных ядер не имеет и десятой доли такого значения. Это говорит о том, что у большинства пар нуклонов полные механические моменты ориентированы в противоположных направлениях.

Так как полный момент отдельного нуклона является полуцелым (в единицах \hbar), то в зависимости от четности числа нуклонов в ядре момент I будет либо целым, либо полуцелым.

Ядра с четным числом частиц A имеют целый механический момент, а ядра с нечетным значением A имеют полуцелый механический момент в единицах \hbar .

Например, если составить ядро из двух нуклонов с полными моментами $j_1 = 5/2$ и $j_2 = 3/2$, то момент количества движения ядра может равняться одному из целочисленных значений величины стороны треугольника, две другие стороны которого равны $5/2$ и $3/2$:

$$j_1 + j_2 \leq I \leq |j_1 - j_2|.$$

Поскольку сторона треугольника не может быть больше суммы или меньше разности двух других сторон, то механический момент ядра в рассматриваемом случае может принимать только одно из следующих значений: $I = 1, 2, 3, 4$.

Проекция момента количества движения ядра на одну из координатных осей (обычно рассматривают проекцию на ось z) характеризуется с помощью магнитного квантового числа m_I

$$I_z = \hbar m_I,$$

причем m_I может принимать $2I + 1$ значений

$$m_I = I; I - 1; \dots -I + 1; -I.$$

Проекции I на остальные две оси не могут быть точно определены одновременно с I и I_z .

¹ Можно получить значение I , складывая квантовомеханические векторы полных моментов количества движения нуклонов \vec{j} , тогда $\vec{I} = \sum \vec{j}$, где $j = l \pm 1/2$.

Полный момент количества движения ядра \vec{I} всегда является интегралом движения. Орбитальный \vec{L} и спиновый \vec{S} моменты количества движения ядра каждый в отдельности не являются интегралами движения, поскольку ядерные силы нецентральны и существует спин-орбитальное взаимодействие (подробнее см. в § 9).

Полный момент количества движения ядра называют спином ядра: поскольку, как и для отдельного нуклона, это внутренний момент количества движения системы — ядра, рассматриваемого в целом как одна частица.

Из измерений величины спинов ядер можно прийти к заключению, что электроны не могут входить в состав ядра. Рассмотрим для этого, например, ядро азота N_7^{14} . До открытия нейтронов считалось, что ядро состоит из протонов и электронов. При этом в ядре азота должно было содержаться $14p + 7e^-$, т. е. 21 частица. Спины протона и электрона равны $1/2 \hbar$. Следовательно, спин ядра азота должен был быть полуцелым, тогда как экспериментально измеренное значение спина ядра азота оказалось равным 1. В свое время этот факт получил название «азотная катастрофа».

На самом деле ядро азота состоит из 7p и 7n, т. е. всего из 14 частиц, и спин его должен быть целым.

Магнитные моменты ядер. Магнитный момент ядра, состоящего из A нуклонов, обусловлен спиновыми магнитными моментами нуклонов и магнитными моментами, вызванными орбитальным движением протонов. Однако вектор магнитного момента не совпадает с вектором момента количества движения (рис. 8). Благодаря магнитному взаимодействию, существующему

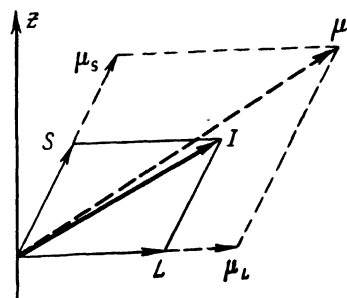


Рис. 8. Образование магнитного момента ядра

между орбитальным и спиновыми моментами, результирующий магнитный момент $\vec{\mu}$ прецессирует относительно результирующего момента количества движения \vec{I} . При этом среднее по времени $\vec{\mu}$, обозначаемое $\vec{\mu}_{\text{эфф}}$ есть составляющая магнитного момента направленная вдоль момента количества движения ядра.

Когда вдоль оси z приложено внешнее магнитное поле, проекция $\vec{\mu}_{\text{эфф}}$ на ось принимает $2I + 1$ значений, величина которых зависит от угла, образованного вектором и осью. Максимальное значение этой проекции мы и будем в дальнейшем обозначать μ и называть магнитным моментом ядра.

В связи с тем что «эффективный» магнитный момент ведет

себя как вектор, направленный вдоль момента количества движения, оба момента — механический и магнитный — связаны линейной зависимостью:

$$\vec{\mu} = g \frac{e}{2m_{\text{p}}c} \vec{I}, \quad (23)$$

где g — гиромагнитное отношение для ядра.

Как уже говорилось, если μ выражать в единицах ядерного магнетона, а I в единицах \hbar , то для g ядра получим:

$$g = \frac{\mu}{I}.$$

Теоретически нельзя определить значение g , так как для этого надо знать, каким образом полный момент ядра \vec{I} составляется из орбитальных и спиновых моментов нуклонов ядра. Поэтому g или I определяют экспериментально.

Из опыта известно, что магнитные моменты ядер либо равны нулю, либо имеют значение порядка ядерного магнетона. Это тоже является одним из аргументов в пользу того, что в составе ядра не может быть электронов, так как магнитный момент электрона примерно в 2000 раз больше, чем μ_0 .

Методы определения спинов и магнитных моментов ядер.

Исследование сверхтонкой структуры атомных спектров. Экспериментально установлено существование тонкой структуры атомных спектральных линий, которая согласно нашим представлениям об атоме возникает из-за взаимодействия магнитного поля, создаваемого орбитальным движением электронов, с магнитным моментом, обусловленным наличием спинов у электронов. Это взаимодействие различно при разных направлениях спина, благодаря чему происходит расщепление линии на две.

Опыт показывает, что линии тонкой структуры, в свою очередь, тоже расщепляются. Это явление получило название сверхтонкой структуры атомных спектров. Объясняется такое расщепление взаимодействием магнитного момента атомного ядра с магнитным полем, создаваемым электронами атомной оболочки. При разных ориентациях спина ядра оно будет различно.

Допустим, что электронная оболочка имеет момент количества движения \vec{j} , а ядро \vec{I} . Тогда абсолютное значение полного момента количества движения атома

$$|\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)},$$

где

$$|I - j| \leq F \leq I + j.$$

При данном значении I и j в зависимости от их ориентации, соответствующая линия может расщепляться на ряд подуровней за счет того, что квантовое число F может принимать несколько значений. При данном j число подуровней сразу определит I .

В месте расположения ядра, имеющего магнитный момент $\mu_{\text{я}}$, электронная оболочка создает некоторое среднее магнитное поле \vec{H}_e .

Энергия взаимодействия магнитного момента ядра с магнитным полем электронов будет равна

$$W = -\vec{\mu}_{\text{я}} \vec{H}_e = H_e \mu_{\text{я}} \cos(\vec{H}_e \vec{\mu}_{\text{я}}).$$

Пользуясь законами квантовой механики, можно найти значение W , выраженное через F, I, j :

$$W = \frac{\mu \cdot a}{2} \cdot \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{V j(j+1) I(I+1)},$$

где a — постоянная, определяющая абсолютную величину магнитного поля электронов. Можно несколькими способами определять спин ядра: подсчитывая число спектральных линий, рассматривая интервалы между линиями, сравнивая их интенсивности [5].

Спины ядер определяются также из ядерных реакций, так как при превращениях ядер должен сохраняться момент количества движения.

Анализ опытных значений спинов ядер дает возможность сделать ряд важных выводов о структуре ядра в целом и о ядерных силах.

1. При четном A спины всегда целые, при нечетном A спины всегда полуцелые. Как было показано выше, этот факт сыграл решающую роль при переходе от протонно-электронной модели ядра к нейтронно-протонной.

2. Спины всех четно-четных ядер в основных состояниях равны нулю. Это указывает на то, что спины нуклонов одного вида комбинируются так, что момент количества движения пары нуклонов равняется нулю.

3. Спины всех известных ядер не превышают $3/2 \hbar$. Отсюда можно предположить, что нуклоны в ядре связаны в замкнутых оболочках и не все участвуют в создании спина ядра.

4. Ядро в состояниях с разными спинами обладает разными энергиями связи. Например, энергия связи дейтона равна $2,26 \text{ Мэв}$ при параллельных спинах. При антипараллельных спинах дейтон в стабильном состоянии вообще не существует. Из этого следует, что ядерные силы зависят от взаимной ориентации спинов.

Магнитные моменты ядер $\mu_{\text{я}}$ также можно довольно грубо определять по сверхтонкой структуре. Однако точность этого метода для определения $\mu_{\text{я}}$ очень невелика, поэтому чаще всего определяют магнитные моменты ядер, помещая атомы исследуемого вещества во внешнее магнитное поле.

Методы определения спина и магнитного момента ядра, основанные на использовании внешних полей. Если поместить атом во внешнее магнитное поле, то магнитный момент ядра $\vec{\mu}_я$ будет взаимодействовать как с магнитным полем электронов \vec{H}_e , так и с внешним магнитным полем \vec{H}_0 , и энергия взаимодействия будет равна:

$$\mathcal{W} = -\vec{\mu}_я (\vec{H}_e + \vec{H}_0). \quad (24)$$

Но $\vec{\mu}_я = g\vec{I}$, поэтому можно написать

$$\mathcal{W} = -\left(\frac{\mu_я}{I}\right)\vec{I} (\vec{H}_e + \vec{H}_0). \quad (25)$$

В большинстве случаев магнитное взаимодействие между электронной оболочкой и ядром сравнимо по величине со взаимодействием электронных оболочек и ядер с внешним магнитным полем. Чтобы можно было пренебречь взаимодействием $\vec{\mu}_я$ с \vec{H}_e , надо использовать сильные магнитные поля. Здесь следует уточнить, что нужно понимать под «сильным» и «слабым» магнитным полем.

Сильным полем \vec{H}_0 будем называть поле, энергия взаимодействия которого с магнитным моментом электронной оболочки атома $\vec{\mu}_e$ значительно больше энергии взаимодействия поля, создаваемого электронной оболочкой \vec{H}_e с магнитным моментом ядра $\vec{\mu}_я$:

$$\vec{\mu}_e \vec{H}_0 \gg \vec{\mu}_я \vec{H}_e.$$

Учитывая, что $\vec{H}_e = (10^{-5} \div 10^6)$ э и что $\frac{\mu_я}{\mu_e} \approx \frac{1}{2000}$, получаем для характеристики сильного поля неравенство

$$H_0 \gg \frac{10^5}{2000} \approx 10^2 \text{ э.}$$

Сильное поле как бы разрывает связь между магнитным моментом ядра и магнитным полем электронной оболочки, в результате чего (рис. 9, б) ядерный момент и момент электронной оболочки прецессируют вокруг вектора внешнего поля независимо друг от друга в соответствии с собственными моментами \vec{I} и \vec{I}' .

Во внешнем поле получается соответственно $2J+1$ и $2I+1$ проекций векторов на вектор \vec{H}_0 и столько же значений энергии взаимодействия.

В слабом магнитном поле при величине $\vec{H}_0 \leq (10 \div 10^3)$ э вокруг вектора внешнего поля прецессирует суммарный вектор ато-

ма F (рис. 9, а), который имеет $2F+1$ проекций на вектор H_0 для каждого из значений F . Полное число состояний равно $(2J+1) \times (2I+1)$.

Рассмотрим один из наиболее распространенных и наиболее точных методов определения магнитных моментов ядер.

Метод Раби, или метод магнитного резонанса. Резонансный метод, развитый Раби, дает возможность наблюдать изменение ориентации магнитных моментов атомов, молекул и ядер в постоянном магнитном поле при наличии осциллирующего или вращающегося магнитного поля. При совпадении частоты осциллирующего поля с частотой, определяемой соотношением Бора

$$2\pi\hbar\nu_{nm} = \Delta E_{nm} = E_n - E_m, \quad (26)$$

(E_n и E_m — энергии двух состояний системы в магнитном поле, между которыми возможны магнитные дипольные переходы), происходит резонансная переориентация, сопровождающаяся поглощением или вынужденным испусканием электромагнитной энергии.

Правило отбора для таких переходов имеет вид

$$\Delta m = 0; \pm 1.$$

Первоначально этот метод был использован для изучения молекул, в дальнейшем был проведен ряд экспериментов для исследования ядер, в которых резонанс обнаруживался по э. д. с., наведенной в процессе переориентации магнитных моментов ядер.

Для иллюстрации рассмотрим магнитный резонансный метод в применении к молекулярным или атомным пучкам.

Установка, на которой проводится исследование, состоит из трех электромагнитов A, B, C , создающих три постоянных магнитных поля H_1, H_2, H_3 , причем в вертикальной плоскости, проходящей через ось системы, они все направлены одинаково, например вверх — по оси Z (рис. 10).

Источник O посылает вдоль оси системы пучок частиц, на пути которых помещена диафрагма E . На конце системы приемник D измеряет интенсивность потока частиц. Поля H_1 и H_3 сильно неоднородны, одинаковы по своей величине, но направления гради-

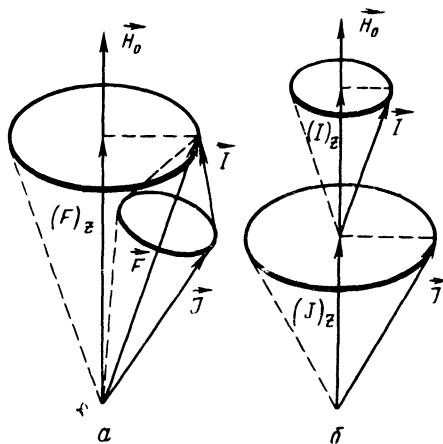


Рис. 9. Прецессия ядерного момента и момента электронной оболочки относительно вектора магнитного поля: а — в слабом внешнем поле; б — в сильном внешнем поле

ентов полей H_1 и H_3 у них противоположны. Поле H_2 однородно, т. е.

$$\frac{dH_2}{dz} = 0.$$

В магнитном поле H_1 на частицу, имеющую магнитный момент

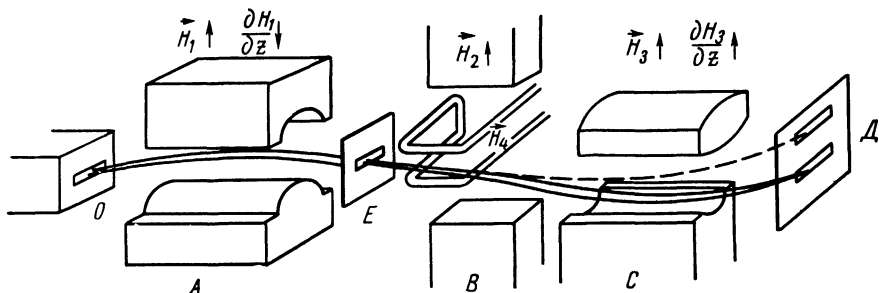


Рис. 10. Схема опыта Раби

будет действовать направленная вверх сила

$$F_A = \mu_z \left(\frac{\partial H_1}{\partial z} \right)_A,$$

где μ_z — проекция магнитного момента атома на ось z . В поле H_3 действует сила, направленная вниз,

$$F_C = -\mu_z \left(\frac{\partial H_3}{\partial z} \right)_C.$$

Вектор магнитного момента атома прецессирует с частотой Лармора вокруг направления магнитного поля с постоянным углом наклона, подобно волчку в поле силы тяжести. Если подобрать начальные условия так, чтобы траектория частиц проходила через центральную диафрагму, то в силу симметрии системы все частицы попадут в детектор и он зарегистрирует ту же интенсивность пучка, что и в отсутствие полей. Характер общей траектории частиц в поле при этом никак не изменится, если часть пути они будут проходить при включенном поле H_2 , так как

$$\frac{dH_2}{dz} = 0 \text{ и, следовательно, } F_B = 0.$$

В полях H_1 и H_3 мы имеем дело с полным моментом атома, в то время как величина поля H_2 подбирается достаточно большой, чтобы разорвать связи между магнитным моментом электронной оболочки и ядерным магнитным моментом. Каждый из них в поле H_2 ведет себя независимо.

Для получения резонанса, являющегося основой этого метода, перпендикулярно к H_2 создается дополнительное слабое перемен-

ное поле H_4 с частотой f . Четвертое поле будет вызывать поворот ядерного волчка, увеличивая или уменьшая угол между его осью и направлением поля (рис. 11) и тем самым изменяя проекцию ядерного момента на ось z . Действительно, осциллирующее поле можно заменить двумя циклическими полями, одно из которых вращается навстречу лармовой прецессии и ничего не меняет, а второе, вращающееся в сторону прецессии, увеличивает или уменьшает угол θ .

При частоте этого поля, совпадающей с лармовой частотой прецессии ядра $f_{\text{рез}} = f_{\text{ларм}}$ происходит резонансная переориентация ядерных магнитных диполей относительно направления постоянного магнитного поля¹.

Энергия, которая необходима для переориентации диполей

$$\Delta W = 2\pi\hbar\nu_{nm} = E_n - E_m = \omega\hbar,$$

заимствуется у высокочастотного поля (поглощается электромагнитный квант соответствующей частоты).

Энергия взаимодействия сильного поля H_2 с ядерным магнитным моментом $\mu_{\text{я}}$ равна

$$W = -\vec{\mu}_{\text{я}}\vec{H}_2 = -\frac{\mu_{\text{я}}}{I}\vec{I}\vec{H}_2 = -\frac{\mu}{I}H_2m_I\hbar.$$

Изменение этой энергии при переходе

$$\Delta W = -\frac{\mu_{\text{я}}}{I}H_2\Delta m_I\hbar$$

(переходы разрешены при $\Delta m_I = \pm 1$).

При этих условиях частота перехода

$$\nu_{nm} = \frac{\Delta W}{2\pi\hbar} = \frac{\mu_{\text{я}}H_2\hbar}{I2\pi\hbar} = \frac{\mu_{\text{я}}}{I} \cdot \frac{H_2}{2\pi}.$$

Но согласно соотношению (23)

$$\mu_{\text{я}} = g\frac{e}{2m_{\text{p}}c}I,$$

поэтому

¹ Подчеркнем здесь еще раз, что такая независимая от электронной оболочки переориентация магнитного момента ядра возможна только при наличии сильного поля H_2 . Если это не выполняется, то все сказанное ниже будет справедливо для измерения полного магнитного момента атома, а не магнитного момента ядра.

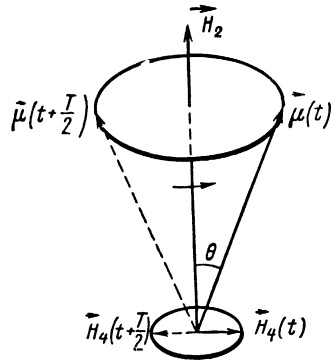


Рис. 11. Влияние вращающегося магнитного поля H_4 на угол между вектором результирующего магнитного момента и вектором магнитного поля H_2

$$\nu_{nm} = \frac{gH_2e}{4\pi m_p c}, \quad (27)$$

или для циклической частоты получаем окончательно

$$\omega = g \frac{e}{2m_p c} H_2. \quad (28)$$

В результате переориентировки магнитных моментов при частоте поля H_4 , равной $f_4 = \nu_{nm}$ угол θ за время пролета частиц

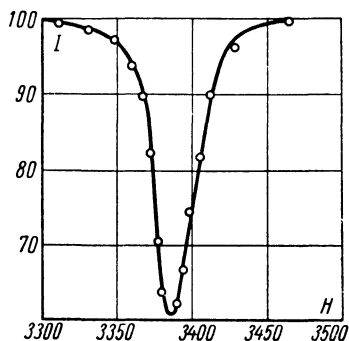


Рис. 12. Резонансная кривая для Li_3^7

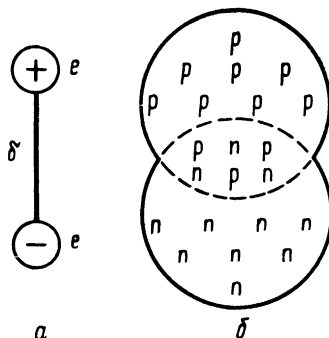


Рис. 13. Возникновение электрического дипольного момента ядра: а — электрический диполь; б — система с разнесенными центрами зарядов

поля H_3 успеет заметно измениться. Изменение угла влечет за собой изменение проекции момента μ_z , вследствие чего траектории атомов в поле H_3 уже не симметричны относительно поля H_1 (пунктирная часть траектории) и частицы не попадают в детектор (щель D), что будет зарегистрировано как уменьшение потока частиц (рис. 12).

Зная величину поля H_2 и изменяя частоту f_4 , можно по положению резонансного пика определить ν_{nm} , а следовательно, и гиромантическое отношение ядра. Знание спина ядра позволяет определить магнитный момент. При полях H_2 в несколько тысяч эрстед частота f_4 попадает в микроволновой диапазон.

Различные видоизменения этого опыта позволили определить величины магнитных моментов молекул и ядер не только в молекулярных и атомных пучках, но и в жидких и твердых телах.

Значения магнитных моментов ядер даются обычно в ядерных магнетонах, например:

Частица или ядро	p	n	H_1^2	He_2^4	O_1^{16}	Al_{13}^{27}
$\mu_{я}$	+2,7925	-1,9128	+0,85735	-2,1274	-1,8928	+3,6408

Знак «+» или «—» показывает, как ориентирован магнитный момент относительно спина ядра — по спину или против спина.

Отсюда можно сделать вывод о неаддитивности магнитных моментов. Например, дейтон состоит из протона и нейтрона и спины их параллельны. Магнитные моменты их должны были бы складываться арифметически, а на самом деле $\mu_d \neq \mu_p + \mu_n$. Действительно: $2,7925 - 1,9128 = 0,88$, тогда как $\mu_d = 0,86$. Отклонение $0,02$ выходит далеко за пределы ошибок измерения, равных $\pm 0,00007$. Неаддитивность магнитных моментов указывает на важное свойство ядерных сил — их нецентральный характер.

§ 7. КВАДРУПОЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Помимо магнитных моментов атомные ядра обладают еще и электрическими моментами, которые зависят от распределения заряда в ядре.

На рис. 13, а изображен обычный электрический диполь, момент которого $p = ed$. Диполь может быть также образован системой различно заряженных частиц, в целом имеющей ненулевой заряд. Если центр тяжести системы не совпадает с центром заряда, то в электрическом поле такая система обладает свойством диполя и будет ориентироваться по направлению поля. Дипольный момент ядра (рис. 13, б) мог бы быть равен $p = Ze\delta$, если δ характеризует отклонение центра симметрии заряда от центра тяжести ядра. В действительности у ядер дипольный момент отсутствует, это означает, что центр тяжести носителей зарядов — протонов, совпадает с центром тяжести протонов и нейтронов. Иными словами, протоны и нейтроны в ядрах перемешаны достаточно равномерно.

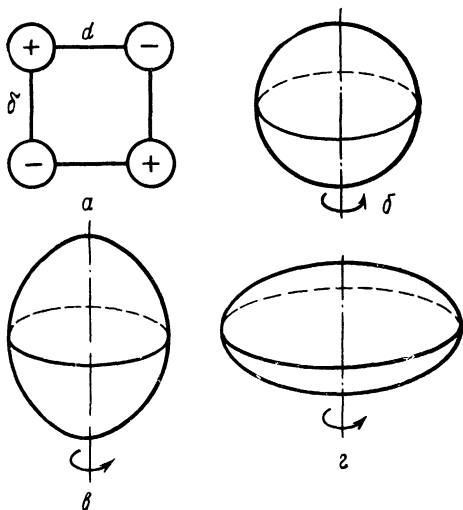


Рис. 14. Возникновение квадрупольного электрического момента ядра: а — система зарядов; не обладающая квадрупольным моментом; б — ядро с нулевым квадрупольным моментом; в — ядро с положительным квадрупольным моментом; г — ядро с отрицательным квадрупольным моментом

Однако многие ядра имеют так называемый квадрупольный момент, которым, например, обладает система, изображенная на рис. 14, в и г. Он возникает вследствие нарушения сферической