

заполненными и свободными уровнями и обуславливает повышенную устойчивость М. я.

Свойства нечётных ядер, являющихся соседями М. я. (около магич. ядра), также объясняются одночастичной моделью оболочек. В их энергетич. спектрах выделяются состояния, совпадающие с одночастичными уровнями в ср. поле М. я. При этом уровни, лежащие выше магического просвета (частичные уровни), определяют спектр ядра, получающегося добавлением нуклона к М. я., а уровни ниже магического просвета (дырочные уровни) — спектр ядра, образующегося при удалении нуклона из М. я.

Отличит. чертой М. я. является отсутствие в них сверхтекучести, к-рая изменяет характер спектра одночастичных возбуждений (см. *Сверхте-*

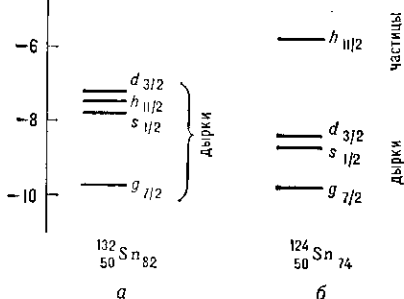


Рис. 3. Одночастичные нейтронные уровни в магическом ядре  $^{132}\text{Sn}$  и полумагическом, сверхтекучем по нейтронам ядре  $^{124}\text{Sn}$  (обозначения уровней см. в ст. *Оболочечная модель ядра*).

большой точностью описываются моделью жидкой капли:  $R=r_0A^{1/3}$ , где коэфф.  $r_0$  ( $\sim 1$  фм) почти не зависит от  $A$ . Этот закон справедлив как для радиуса распределения по массе, так и для зарядового радиуса  $R_c$ . Вблизи М. я. наблюдаются отклонения от этого закона. Они наиб. отчётливо проявляются в т. н. изотопич. сдвигах атомных уровней, из к-рых находится изменение  $R_c$  ядра при добавлении к нему одного или двух нейтронов. Модель жидкой капли даёт:  $\delta R_c = (1/3)r_0A^{-2/3}\delta A$ . В окрестности М. я. этот закон, как правило, нарушается:

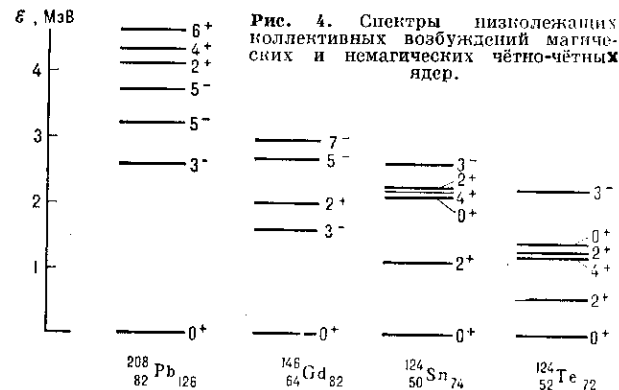


Рис. 4. Спектры низколежащих коллективных возбуждений магических и немагических чётно-нечётных ядер.

в цепочке полумагич. изотопов (магич.  $Z$ ) при приближении к магич.  $N$  со стороны меньших значений рост  $R_c$  резко замедляется. Иногда вместо роста происходит уменьшение  $R_c$  (напр.,  $^{86}\text{Sr}$ — $^{88}\text{Sr}$ ). Зато при дальнейшем увеличении  $N$  рост происходит быстрее, чем по закону  $r_0A^{1/3}$ , так что в среднем этот закон выполняется.

Модель оболочек и микроскопич. теория ядра предсказывают существование новых магич. чисел:  $Z=110, 114, 120, N=184$  и др. В связи с этим предполагается существование новых областей («островов») сверхтяжёлых ядер, обладающих повышенной стабильностью по сравнению с соседями. Синтез элементов с  $Z=106, 109$  подтверждает этот вывод теории, однако полученные ядра  $\alpha$ -активны, так что, по-видимому, открыты не остров, а «мель» стабильности (см. *Трансурановые элементы*). Др. направление поиска новых М. я. связано с продвижением за границы долины  $\beta$ -стабильности. На этом пути были получены М. я.  $^{132}\text{Sn}$  и  $^{146}\text{Gd}$ , а также др. изотопы Sn, близкие к пока не полученному М. я.  $^{100}\text{Sn}$ .

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1, М., 1971. Э. Е. Сеперштейн. МАГНЕТИЗМ — 1) особая форма взаимодействия электрич. токов и магнитов (тел с магнитным моментом) между собой и токов с магнитами. 2) Раздел физики, изучающий это взаимодействие и свойства веществ, в к-рых М. проявляется.

### Основные проявления магнетизма

Магн. взаимодействие пространственно разделённых тел осуществляется магнитным полем  $H$ , к-рое, как и электрич. поле  $E$ , представляет собой проявление эл.-магн. формы движения материи (см. *Электромагнитное поле*). Между электрич. и магн. полями нет полной симметрии: источниками  $E$  являются электрич. заряды, но магн. зарядов (*магнитных монополей*) пока не наблюдали, хотя теория (см. *Великое объединение*) предсказывает их существование. Источник магн. поля  $H$  — движущийся электрич. заряд, т. е. электрич. ток. В атомных масштабах движение электронов и протонов создаёт орбитальные микротоки, связанные с переносом движением этих частиц в атомах или атомных ядрах; кроме того, наличие у микрочастиц спина обуславливает существование у них спинового магн. момента. Поскольку электроны, протоны и нейтроны,

кучая модель ядра). В сверхтекучем ядре каждое одночастичное состояние — суперпозиция частичной и дырочной компонент. На рис. 3 показан спектр нейтронных одночастичных возбуждений ядра  $^{124}\text{Sn}$ , в к-ром нейтронная подсистема сверхтекуча. Разделение уровней на частичные и дырочные условно и означает только, что в первом случае больше частичная компонента, а во втором — дырочная. В несверхтекучем М. я.  $^{132}\text{Sn}$  щель между частичными и дырочными уровнями значительно больше, чем в сверхтекучем  $^{124}\text{Sn}$ . Это проявляется в большем по сравнению с немагич. ядрами различии между энергиями присоединения и отделения нуклона в М. я.

Значительно различаются и свойства частично-дырочных коллективных возбуждений ядер в магич. и немагич. ядрах. В дважды М. я. первое возбуждённое состояние имеет, как правило, характеристики  $I^\pi=3^-$  (откупольное возбуждение отрицат. чётности,  $I$  — полный угловой момент,  $\pi$  — чётность состояния). В немагическом (хотя бы по одному типу частиц) ядре это всегда уровень  $2^+$  (квадрупольное возбуждение положит. чётности). При этом в полумагич. средних и тяжёлых ядрах уровень  $2^+$  обычно имеет энергию возбуждения  $\epsilon \sim 1$  МэВ, а в немагических (по обоим сортам частиц)  $\epsilon \sim 300$ — $500$  кэВ (рис. 4). Понижение уровня  $2^+$  отражает уменьшение квадрупольной «жёсткости», к-рое является предвестником возникновения стабильной ядерной деформации (см. *Деформированные ядра*). Спектры  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{146}\text{Gd}$  во многом идентичны. Этот факт — один из основных аргументов в пользу магичности  $^{146}\text{Gd}$ . Сильное опускание уровня  $2^+$  в немагич. ядрах и связанная с этим большая степень его коллективности приводят к сильному взаимодействию между коллективными и одночастичными степенями свободы. В М. я. это взаимодействие невелико и может быть учтено на основе теории возмущений. Поэтому теоретич. описание М. я. и их нечётных соседей наиб. просто.

Резкие изменения свойств коллективных возбуждений  $2^+$  в окрестности М. я. ответственны ещё за одну «магическую» аномалию — особенность в зависимости радиуса ядра  $R$  от массового числа  $A$ . Радиусы ядер с