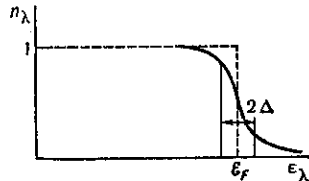


ся в силе, т. е. распределение квазичастиц по-прежнему имеет вид единичной ступеньки. Сверхтекучесть размывает эту ступеньку на интервал $\sim \Delta$. Аналогично, в несверхтекучем ядре квазичастицы распределены по одночастичным состояниям λ по закону $n_\lambda = \theta(\mu - \epsilon_\lambda)$. Учёт парных корреляций делает переход от $n_\lambda = 1$ к $n_\lambda = 0$ плавным, с характерным масштабом $|\epsilon_\lambda - \mu| \sim \Delta$ (рис. 2). Этот эффект —

Рис. 2. Числа заполнения n_λ для не взаимодействующих частиц (пунктирная ступенька) и с учётом спаривания (сплошная кривая).



дробное заполнение уровней вблизи поверхности Ферми — влияет на вероятности ядерных β - и γ -переходов. Так, для одночастичного перехода $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ появляется фактор $n_{\lambda_1}(1 - n_{\lambda_2}) < 1$, к-рый уменьшает вероятность перехода иногда на порядок. Существенно влияет С. а. я. и на *альфа-распад*.

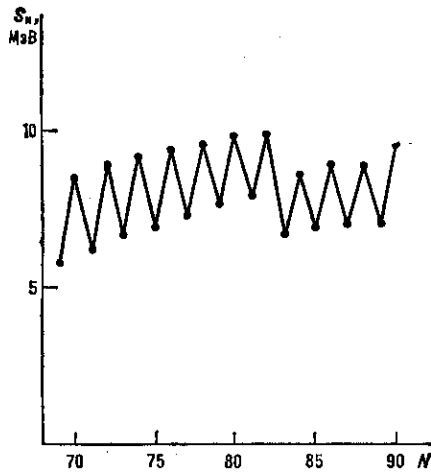


Рис. 3. Чётно-нечётный эффект в энергиях отделения нейтрона от ядра при фиксированной величине нейтронного избытка в ядре $N - Z = 21$.

Парные корреляции объясняют и чётно-нечётное «дрожание» энергий связи ядер $B(N, Z)$. Здесь N — число нейтронов, Z — число протонов в ядре или энергии отделения нейтрона n от ядра

$$S_n(N, Z) = B(N, Z) - B(N-1, Z)$$

(рис. 3). Энергетич. щель Δ приближённо может быть извлечена из разностей энергий связи или $S_n(N, Z)$. Так, для нейтронов

$$\Delta_n(N, Z) = -\frac{1}{4} [S_n(N-1, Z) + S_n(N+1, Z) - 2S_n(N, Z)]. \quad (1)$$

Аналогично вычисляется $\Delta_p(N, Z)$. Значения Δ , извлекаемые из соотношения (1), могут быть приближённо аппроксимированы соотношениями:

$$\Delta_{n,p} \approx 12/\sqrt{A}, \text{ МэВ}, \quad (2)$$

где $A = N + Z$. Однако есть заметные отклонения от (2), особенно вблизи магич. ядер, и (2) не имеет явного физ. смысла.

Наиб. ярко сверхтекучие свойства проявляются в деформированных ядрах. Квантовая ферми-система, не обладающая сверхтекучестью, должна иметь такой же момент инерции, как твёрдое тело того же объёма и формы. Существенно меньшие (в 2–2,5 раза) эксперим.

значения моментов инерции деформиров. ядер не объясняет оболочечная модель. Учёт сверхтекучести естественно объясняет этот эффект.

Спектроскопия высокоспиновых состояний ядер позволила обнаружить ряд особенностей их спектров (т. е. обратный загиб, двойной обратный загиб). Эти особенности обусловлены фазовыми переходами в ядрах, вызванными ростом угл. момента. Фазовый переход может быть связан либо с изменением формы ядра (напр., возникновением аксиальной деформации) либо с изменением характера спаривания. Так, обратный загиб связывают с разрушением парной корреляции нуклонов под влиянием вращения. Возможно, эти особенности спектров связаны с возникновением в возбуждённых высокоспиновых состояниях ядер триплетного спаривания [3], к-рое может быть результатом притягательного взаимодействия нуклонов в p -состоянии со спином $S = 1$ (гл. обр. спин-орбитального). Гипотеза триплетного спаривания приводит к ряду предсказаний, напр. для вероятностей магн. γ -переходов.

Природа С. а. я. не вполне ясна. Подходы в теории ядра, основанные на первых принципах (напр., теория Бете — Брукнера), приводят для синглетного состояния либо к отталкивательному взаимодействию нуклонов, либо к притяжению, слишком слабому для возникновения сверхтекучести. В отличие от бесконечных систем, где для возникновения спаривания достаточно сколь угодно слабого взаимодействия, в ядрах энергия притягательного взаимодействия должна быть сравнима с расстоянием между уровнями у поверхности Ферми. Результаты этих теорий ставят под сомнение объёмный характер спаривания в ядрах. В то же время на поверхности ядра в этом состоянии должно быть сильное притяжение, связанное с резонансным характером взаимодействия нуклонов малой энергии в пустоте. Т. к. реально существующие ядра — сравнительно небольшие системы, этого поверхностного притяжения может оказаться достаточно для того, чтобы эфф. взаимодействие оказалось притягательным и нужной величины [4].

Большинство эффектов сверхтекучести мало зависят от её природы (объёмной или поверхностной). Наиб. чувствительны к этому реакции двухнуклонной передачи (см. *Прямые ядерные реакции*). Однако данные не столь прецизионны, а теория этих реакций не столь точна, чтобы сделать чёткое различие между двумя крайними случаями. Возможна и промежуточная ситуация, когда взаимодействие притягательно и внутри ядра и на поверхности, но поверхностное притяжение гораздо сильнее и играет существенную роль в спаривании.

Лит.: 1) Воиг А., Mottelson В. R., Pines D. Possible analogy between the excitation spectra of nuclei and those of the superconducting metallic state, «Phys. Rev.», 1958, v. 110, № 4, p. 936; 2) Соловьев В. Г., Теория сложных ядер, М., 1971; 3) Фалько В. И., Шапиро И. С., Триплетное спаривание в ядрах, «ЖЭТФ», 1986, т. 91, в. 4, с. 1194; 4) Ми и г. д. а. Б., Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер, 2 изд., М., 1983. Э. Е. Саперштейн.

СВЕРХТОНКАЯ СТРУКТУРА (сверхтонкое расщепление) у р о в н е й э н е р г и и — расщепление уровней энергии атома, молекулы или кристалла на несвязанные подуровни, обусловленное взаимодействием магн. момента ядра с магн. полем, создаваемым гл. обр. электронами, а также взаимодействием квадрупольного момента ядра с неоднородным внутриатомным электрич. полем. Вследствие сверхтонкого расщепления уровней в оптич. спектрах атомов и молекул вместо одной спектральной линии возникает группа очень близких линий — С. с. спектральных линий.

Если ядро атома или одно из атомных ядер молекулы имеет спин I , то каждый подуровень С. с. характеризуется полным моментом $F = J + I$, где J — векторная сумма полного электронного момента и момента орбитального движения ядер. Квантовые числа F полного момента пробегают значения $F = |J - I|, |J - I| + 1, \dots, J + I$ (J и I — квантовые числа пол-