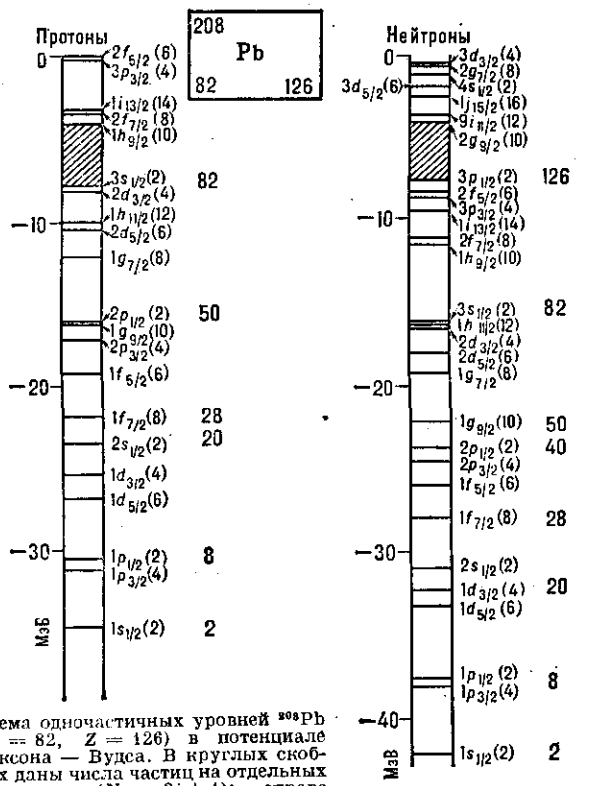

Схема одночастичных уровней ^{208}Pb ($N = 82$, $Z = 126$) в потенциале Саксона — Вудса. В круглых скобках даны числа частиц на отдельных j-уровнях ($N_j = 2j + 1$); справа указаны магические (и полумагические) числа, отвечающие заполнению оболочек. Заштрихованы маговые просветы, отделяющие заполненные уровни от незаполненных.

нии U_{SL}. Первые оболочки: $[(1s_{1/2}), (1p_{3/2}, 1p_{1/2}), (1d_{5/2}, 2g_{1/2}, 1d_{3/2})]$ совпадают с оболочками гармонического трёхмерного сферически симметричного осциллятора, где уровни внутри каждой оболочки были бы полностью вырождены. Почти такое же правило применимо и дальше, но здесь к данной оболочке присоединяется уровень из след. осцилляторной оболочки, имеющей наиб. значение j. Опускание уровней в ниж. оболочку связано с тем, что для дублетов с большими j спин-орбитальное расщепление превосходит по величине маговые просветы. Именно эти спустившиеся в соседнюю оболочку ниж. уровни спин-орбитальных дублетов нейтронов и протонов с максимальными j и обеспечивают правильные значения магич. чисел, кроме самых первых.

Помимо объяснения природы и правильного воспроизведения значений магич. чисел одночастичная О. м. я. в большинстве случаев правильно описывает спины нечётных ядер. Она даёт однозначные предсказания значений магн. и квадрупольных электрич. моментов, а также вероятностей β^- и γ-переходов в нечётных ядрах (ядра с нечётным A). Так, магн. момент нечётного ядра в одночастичной О. м. я. (индекс одн.) определяется только последним нуклоном и даётся простыми ф-лами (Т. Шмидт, Th. Schmidt, 1937), содержащими только гиромагн. отношения свободных нуклонов (см. *Барионы*). Согласно этим ф-лам, магн. момент [в единицах ядерного *магнетона* $3{,}1524515(53) \times 10^{-18}$ МэВ/Гс] для протонно-нечётного ядра (Z нечётное, N чётное):

$$\mu = \mu_p = j[1 - 2{,}29/(j+1)] \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_p = j + 2{,}29 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Для нейтронно-нечётного ядра:

$$\mu = \mu_n = 1{,}91j/(j+1) \quad \text{при } j = l - 1/2;$$

$$\mu = \mu_n = -1{,}91 \quad \text{при } j = l + 1/2.$$

Т. о., в одночастичной О. м. я. магн. моменты нечётных ядер должны располагаться на двух парах т. н. линий Шмидта. Эксперим. значения μ всегда находятся между линиями Шмидта, при этом, как правило, отличия μ от шмидтовских значений порядка 20—30%. Магн. моменты нечётно-нечётных ядер с большой точностью равны векторной сумме магн. моментов соответствующих нечётных ядер.

Вероятности эл.-магн. переходов магн. типа связаны с величинами магн. моментов. Так, $M1$-переходы связаны с излучением γ-кванта магн. дипольного излучения при изменении ориентации спинового магн. момента. Эксперим. значения вероятностей перехода $B(M1)$, как правило, отличаются от предсказаний одночастичной О. м. я. не более чем в 2—3 раза. Отдельно стоят т. н. l-запрещённые $M1$-переходы. Это одночастичные переходы с изменением орбитального момента l на 2, напр. переход $d_{3/2} \to s_{1/2}$. В одночастичной О. м. я. такие переходы строго запрещены, т. к. ответственный за них оператор спина не может изменять орбитальный момент частиц. В действительности эти переходы происходят, но с вероятностью, на 2—3 порядка меньшей, чем разрешённые $M1$-переходы, в к-рых l не меняется (напр., $d_{3/2} \to d_{5/2}$). Снятие l-запрета связано с поправками к одночастичной О. м. я. [2]. Магн. переходы высших мультипольностей также качественно объясняются одночастичной О. м. я.

Характеристики ядер О. м. я. описывает хуже. Электрич. квадрупольный момент протоннонечётного ядра с p_j протонами на незаполненном j-уровне в одночастичной О. м. я. даётся выражением

$$Q = -\frac{2}{5}(r^2)_{\lambda\lambda}\frac{j - p_j + 1/2}{j+1}, \qquad (3)$$

куда входит ср. значение $(r^2)_{\lambda\lambda}$ от квадрата радиуса по состоянию $\varphi_\lambda(r)$, зависимость к-рого от деталей потенциала О. м. я. невелика. Ф-ла (3) правильно определяет знак квадрупольных моментов большинства протонно-нечётных ядер, но расхождения с экспериментом достигают иногда целого порядка. Ещё больше расхождения с экспериментом в случае нейтронно-нечётных ядер. Здесь О. м. я. предсказывает $Q = 0$, тогда как измеренные значения Q в большинстве случаев сравнимы с Q протонно-нечётных ядер.

Одночастичная О. м. я. предсказывает отсутствие электрич. квадрупольных переходов ($E2$) в нейтронно-нечётных ядрах, а они идут прибл. с такими же вероятностями, что и в протонно-нечётных ядрах. В последних же расхождения с экспериментом в величине вероятностей ещё сильнее, чем в случае квадрупольных моментов. Наиб. сильные расхождения между эксперим. и теоретич. значениями квадрупольных моментов и вероятностей электрич. квадрупольных переходов наблюдались для ядер в области редкоземельных элементов ($150 \lesssim A \lesssim 180$) и актинидов ($A \gtrsim 220$). Именно это обстоятельство наряду с нек-рыми др. фактами (напр., скачок в величине изотопич. смещений уровней атомных s-электронов в районе $A \approx 150$) послужило толчком к предположению о несферичности тяжёлых ядер (см. *Деформированные ядра*).

Одночастичные состояния в деформированных ядрах. Идеи О. м. я. были обобщены для описания одночастичных состояний в деформир. ядрах, где они служат основаниями ротац. полос в нечётных ядрах. Все известные деформированные ядра аксиально симметричны. Кроме того, они обладают т. н. R-инвариантностью — симметрией по отношению к повороту на угол π относительно любой оси, перпендикулярной оси симметрии z. Статич. моменты деформир. ядер говорят о близости их формы к форме аксиального эллипсоида с характерными значениями параметра деформации (эксцентриситет эллипсоида) $\delta \sim 0{,}2$—$0{,}3$. В таком случае не зависящая от спина нуклона часть среднего ядерного потенциала может быть представлена в виде

$$U(r, \theta) = U_0(r) + U_2(r)P_2(\cos\theta), \qquad (4)$$