где θ — азимутальный угол, $P_2(x)$ — полином Лежандра. По масштабу величины $|U_2| \sim \delta |U_0|$. Аналогично модифицируется и выражение для U_{sL}[2].

В аксиальном потенциале полный угл. момент частицы j не сохраняется, сохраняется лишь его проекция Ω на ось z. При малых деформациях δ, рассматривая второй член в (4) как малое возмущение, для уровней энергии можно получить

$$\mathscr{E}_{n,l,j,\Omega} = \mathscr{E}^0_{n,l,j} - \frac{3\Omega^2 - j(j+1)}{4j(j+1)}(U_2)_{n,l,j}, \quad (5)$$

где $(U_2)_{n,l,j}$ — ср. значение $U_2(r)$ по состоянию (n, l, j). Деформация ядра снимает вырождение по $|\Omega|$. Остаётся лишь как следствие R-инвариантности вырождение по знаку Ω. В вытянутом ядре энергетически выгоднее состояния с малыми $|\Omega|$, в сплюснутом — с большими.

Деформация ядра разрушает оболочечную структуру одночастичных уровней. Это происходит из-за того, что уже при $\delta \approx 0{,}2$—$0{,}3$ второй член в (5) превосходит по величине маговый просвет между оболочками сферич. ядра и оболочки перепутываются. Однако при увеличении деформации снова возникает оболочечная структура, характеризующаяся чередованием сгущений и разрежений одночастичных уровней.

При больших деформациях требуется численное решение ур-ния Шрёдингера в деформир. внешнем поле, но качеств. картину можно понять, рассматривая потенциал анизотропного осциллятора с неравными частотами колебаний вдоль (ω_z) и перпендикулярно ($\omega_\perp$) оси z; ω_z и $\omega_\perp$ связаны с параметром деформации соотношениями: $\omega_z \approx \omega_0(1 - 2\delta/3)$; $\omega_\perp \approx \omega_0(1 + \delta/3)$. В осцилляторном потенциале движение разделяется на независимые колебания вдоль и перпендикулярно оси z, а энергии

$$\mathscr{E}_{n_z, n_\perp} = (n_z + {}^1/_2)\hbar\omega_z + (n_\perp + {}^1/_2)\hbar\omega_\perp\,,$$

где $n_\perp = n_x + n_y$ — полное число квантов колебания по осям x и y. Т. о., состояния с различными n_x и n_y, но с одним $n_\perp$ вырождены. При значении δ, при к-ром отношение осцилляторных частот рационально ($\omega_\perp/\omega_z = p/q$; p, q — целые числа), возникает дополнит. вырождение уровней, отвечающих одному и тому же значению комбинации $N = pn_\perp + qn_z$ (оболочечное квантовое число в деформир. ядрах). Хотя это вырождение по N в реальном ядре снимается из-за отличий ср. поля от потенциала осциллятора, тенденция к восстановлению оболочечной структуры с ростом параметра деформации δ сохраняется и для неосцилляторных потенциалов.

Смешивание конфигураций. Многочастичная модель оболочек. В более совершенных вариантах О. м. я. помимо ср. поля вводится т. н. остаточное взаимодействие между нуклонами, т. е. дополнительное к взаимодействию, формирующему потенциал ср. поля. В результате к основной, одночастичной компоненте волновой ф-ции ядра примешиваются более сложные, многочастичные компоненты (конфигурации). В многочастичной О. м. я. выделяют один или несколько частично заполненных («валентных») уровней поверх инертного «остова» (заполненные оболочки) и пытаются учесть все возможные конфигурации частиц, находящихся на выделенных уровнях. При этом применяются методы теории *групп*, к-рые в простейших случаях позволяют однозначно найти многочастичную волновую ф-цию ядра. С ростом номера оболочки и числа валентных нуклонов вычислит. трудности быстро растут. Но даже в тех случаях, когда точный расчёт возможен, из него сложно извлечь физически важную информацию.

Успешней оказались подходы, в к-рых рассматриваются лишь нек-рые многочастичные конфигурации, связанные с простейшими остовными возбуждениями, но кол-во «валентных» уровней достаточно велико или даже неограниченно. Простейшее возбуждение остова отвечает переходу одной из частиц остова в незаполненное состояние, в результате чего в остове образуется «дырка». Соответствующие конфигурации наз. состояниями типа «частица—дырка». Популярным методом является т. н. приближение случайных фаз, в к-ром учтены возбуждения типа «1 частица — 1 дырка», а также наиб. существенные из возбуждений остова типа «2 частицы — 2 дырки».

Учёт смешивания конфигураций объясняет (по крайней мере, качественно) l-запрещённые переходы, отклонение магн. моментов от линий Шмидта, значения квадрупольных моментов нейтронно-нечётных ядер и нек-рые др. факты, непонятные с точки зрения одночастичной О. м. я. Кроме того, приближение случайных фаз служит основой описания в рамках О. м. я. коллективных возбуждений чётно-чётных ядер — как низколежащих поверхностных *колебательных возбуждений ядер*, так и *гигантских резонансов* [2].

Одно из наиб. существенных проявлений остаточного взаимодействия — спаривание между нуклонами в ядре и ядерная сверхтекучесть (см. *Сверхтекучая модель ядра*). Одночастичная О. м. я. с учётом ядерной сверхтекучести в сочетании с капельной моделью применялась и к вычислению масс ядер и барьеров деления [3].

Обоснование и интерпретация О. м. я. Концепция квазичастиц. По характеру осн. идей О. м. я. тесно связана с таким микроскопич. подходом, как приближение самосогласов. поля. Простейший вариант теории самосогласов. поля — метод Хартри — Фока в ядрах «работает» плохо из-за сильного взаимодействия между нуклонами. В методе Хартри — Фока с эфф. силами используется обычная для О. м. я. волновая ф-ция и вводится феноменологич. эффективное взаимодействие между нуклонами в ядре, к-рое отличается от взаимодействия двух свободных нуклонов (в частности, оно сильно зависит от плотности). Этот метод позволил количественно описать свойства ядер (энергии связи, радиусы и т. п.). В нём меньше «подгоночных» параметров, т. к. ср. поле, к-рое в О. м. я. задаётся независимо от остаточного взаимодействия, здесь рассчитывается.

Ключ к пониманию О. м. я., а также метода Хартри — Фока с эфф. силами дают теория ферми-жидкости Ландау и построенная на её принципах теория конечных ферми-системы (ТКФС) [3]. Основа этих теорий — концепция квазичастиц, согласно к-рой в ферми-системе с сильным взаимодействием между частицами существует ветвь одночастичных фермионных возбуждений — квазичастиц, движущихся в ср. поле, создаваемом др. частицами. Если энергия квазичастичного возбуждения невелика, то оно может жить достаточно долго: вероятность испытать неупругое столкновение мала из-за действия принципа Паули, резко ограничивающего число допустимых конечных состояний. Свойства таких возбуждений похожи на свойства возбуждения газа невзаимодействующих фермионов, помещённых в потенциальную яму. Так, спин их равен $^1/_2$, заряды по отношению к электрич. полю равны e для протонной квазичастицы и 0 — для нейтронной. Все эти утверждения следуют из точных законов сохранения.

Квазичастицы взаимодействуют между собой. В большинстве случаев можно ограничиться парным взаимодействием квазичастиц, к-рое эффективно учитывает и многочастичные взаимодействия частиц и поэтому отличается от взаимодействия свободных нуклонов. В теории ферми-жидкости коллективные возбуждения системы описываются в терминах этого эфф. взаимодействия с помощью ур-ния, учитывающего явно только двухчастичные корреляции и по форме совпадающего с ур-нием приближения случайных фаз. Именно возможность ограничиться двухчастичными корреляциями обусловливает выигрыш при переходе от частиц к квазичастицам.

В теории конечных ферми-систем эфф. взаимодействие квазичастиц предполагается универсальным для