объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р4-81-90

Р.В.Джолос, В.Г.Картавенко, В.П.Пермяков

ЯДЕРНАЯ ГИДРОДИНАМИКА И КОЛЛЕКТИВНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛОТНОСТИ

Направлено в ЯФ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Глубоконеупругие столкновения тяжелых ионов с энергией ~10 МэВ/нуклон ведут к образованию двойной ядерной системы, которая живет ~10^{-21} с, не достигая состояния статистического равновесия. Поскольку время жизни такой неравновесной системы на порядок превосходит время прохождения через ядро нуклона, имеющего скорость Ферми, в двойной ядерной системе успевает сформироваться среднее поле, общее для нуклонов обоих сталкивающихся ядер. Это переменное поле определяет спектр внутренних возбуждений и ход эволюции системы. Поэтому необходимо научиться описывать возбужденные /в особенности коллективные/ состояния двойной ядерной системы.

Двухцентровая оболочечная модель в принципе может быть использована для решения поставленной задачи, но процедура построения большого числа фононных возбуждений в приближении хаотических фаз на основе зависящего от времени одночастичного базиса двухцентровой модели технически очень сложна. Более простым, хотя и требующим дополнительных предположений, является подход, основывающийся на гидродинамическом описании коллективных колебаний. С разными целями он использовался в ряде работ /см., например,[1,2] /.

В этой статье мы покажем, как может быть решена в таком подходе задача о коллективных возбуждениях двойной системы. В следующей публикации в рамках этого подхода будет рассмотрена задача о связи относительного движения с внутренними возбуждениями.

2. ГАМИЛЬТОНИАН

Система нуклонов с двухчастичным взаимодействием описывается гамильтонианом

$$\hat{H} = \frac{h^2}{2m} \int d^3x\, \vec{\nabla}\, \Psi^+(\vec{x})\, \vec{\nabla}\, \Psi(\vec{x}) + \int d^3x\, d^3y\, \Psi^+(\vec{x})\Psi(\vec{x})\, U(\vec{x}-\vec{y})\Psi^+(\vec{y})\,\Psi(\vec{y}),$$

где $\Psi^+(\vec{x})$, $\Psi(\vec{x})$ - операторы нуклонного поля. Рассмотрение колебаний плотности ядерного вещества удобно проводить в терминах операторов плотности $\rho(\vec{x}) \equiv \Psi^+(\vec{x})\,\Psi(\vec{x})$ и тока частиц $\vec{j}(\vec{x}) \equiv \frac{h}{2mi}[\Psi^+(\vec{x})\vec{\nabla}\Psi(\vec{x}) - \vec{\nabla}\Psi^+(\vec{x})\Psi(\vec{x})]$, удовлетворяющих коммутационному соотношению[3]:

$$[\rho(\vec{x}), \vec{j}(\vec{y})] = -i\frac{h}{m}\frac{\partial}{\partial \vec{x}}[\delta(\vec{x}-\vec{y})\,\rho(\vec{x})]\,. \qquad /1/$$

С целью исследования колебательных возбуждений проанализируем операторные уравнения движения для $\rho(\vec{x})$ и $\vec{j}(\vec{x})$:

$$\frac{\partial\rho(\vec{x})}{\partial t} = \frac{1}{ih}[\rho(\vec{x}),\hat{H}] = -\operatorname{div}\vec{j}(\vec{x}),$$

$$\frac{\partial j_k(\vec{x})}{\partial t} = \frac{1}{ih}[j_k(\vec{x}),\hat{H}] = -\frac{h^2}{2m^2}\sum_{n=1}^{3}\frac{\partial}{\partial x_n}[T_{nk}(\vec{x}) - \frac{1}{2}\frac{\partial^2\rho(\vec{x})}{\partial x_n\partial x_k}] - \qquad /2/$$

$$-\frac{2}{m}\rho(\vec{x})\int d^3y\,\frac{\partial U(\vec{x}-\vec{y})}{\partial x_k}\rho(\vec{y})],$$

где $T_{nk}(\vec{x}) = \frac{\partial\Psi^+(\vec{x})}{\partial x_n}\frac{\partial\Psi(\vec{x})}{\partial x_k} + \frac{\partial\Psi^+(\vec{x})}{\partial x_k}\frac{\partial\Psi(\vec{x})}{\partial x_n}$ – тензор плотности кинетической энергии. Интеграл от шпура оператора $T_{nk}(\vec{x})$ входит в выражение для гамильтониана, а коммутаторы оператора $\int T_{nk}(\vec{x})d^3x$ с $\rho(\vec{y})$ и $\vec{j}(\vec{y})$ выражаются через T_{nk}, ρ и $\vec{j}$:

$$[\int d^3x\,T_{nk}(\vec{x}),\rho(\vec{y})] = \frac{2mi}{h}[\frac{\partial}{\partial y_n}j_k(\vec{y}) + \frac{\partial}{\partial y_k}j_n(\vec{y})],$$

$$/3/$$

$$[\int d^3x\,T_{nk}(\vec{x}),j_\ell(\vec{y})] = \frac{ih}{m}[\frac{\partial}{\partial y_n}T_{k\ell}(\vec{y}) + \frac{\partial}{\partial y_k}T_{n\ell}(\vec{y}) - \frac{\partial^3\rho(\vec{y})}{\partial y_k\partial y_n\partial y_\ell}].$$

Отсюда видно, что, найдя выражение для $T_{nk}(\vec{x})$ через операторы $\rho(\vec{x})$ и $\vec{j}(\vec{x})$, удовлетворяющие коммутационным соотношениям /3/, мы получили бы замкнутую систему уравнений движения, содержащих только операторы $\rho(\vec{x})$ и $\vec{j}(\vec{x})$. Известно [4] следующее выражение для $T_{nk}(\vec{x})$ в терминах $\rho(\vec{x})$ и $\vec{j}(\vec{x})$, удовлетворяющее коммутационным соотношениям /3/ и с этой точки зрения эквивалентное исходному выражению для $T_{nk}(\vec{x})$ через операторы $\Psi^+(\vec{x})$, $\Psi(\vec{x})$:

$$T_{nk}(\vec{x}) = \frac{m^2}{h^2}\{[j_k(\vec{x})\frac{1}{\rho(\vec{x})}j_n(\vec{x}) + j_n(\vec{x})\frac{1}{\rho(\vec{x})}j_k(\vec{x})] + \qquad /4/$$

$$+\frac{1}{2\rho(\vec{x})}\frac{\partial}{\partial x_k}\rho(\vec{x})\frac{\partial}{\partial x_n}\rho(\vec{x}) + \text{конст.}\times\delta_{kn}\}.$$

Ограничиваясь в дальнейшем анализом чисто колебательного движения /т.е. полагая движение ядерного поля безвихревым/, удобно ввести оператор потенциала скорости $\phi(\vec{x})$:

$$\vec{j}(\vec{x}) = (\rho(\vec{x})\vec{\nabla}\phi(\vec{x}) + \vec{\nabla}\phi(\vec{x})\rho(\vec{x}))/2 \equiv \frac{1}{2}\{\rho(\vec{x}), \vec{\nabla}\phi(\vec{x})\}_+ . \qquad /5/$$

Как следует из /1/ ,

$$[\rho(\vec{x}), \phi(\vec{y})] = \frac{ih}{m}\delta(\vec{x}-\vec{y}), \qquad /6/$$

тогда с помощью выражений /4,5/ можно написать следующее приближенное гидродинамическое выражение для гамильтониана системы, эквивалентное исходному /1/ с точки зрения уравнений движения /2/:

$$\hat{H} \simeq \frac{m}{8}\int d^3x\{\rho, \vec{\nabla}\phi\}_+ + \frac{h^2}{8m}\int d^3x\frac{(\vec{\nabla}\rho(\vec{x}))^2}{\rho(\vec{x})} + \int d\vec{x}d\vec{y}\rho(\vec{x})U(\vec{x}-\vec{y})\rho(\vec{y}) . \qquad /7/$$

Если в качестве потенциала $U(\vec{x}-\vec{y})$ взять взаимодействие, пропорциональное $\delta(\vec{x}-\vec{y})$, но зависящее от плотности $\rho(\vec{x})$/например, взаимодействие, используемое в теории конечных ферми-систем [5], или силы Скирма/, то вместо члена $\int d^3x d^3y\, \rho(\vec{x})U(\vec{x}-\vec{y})\rho(\vec{y})$ в /7/ войдет $\int d^3x\, \mathcal{E}[\rho(\vec{x})]$, где $\mathcal{E}$ - некоторый функционал от плотности. Второе слагаемое в /7/ - это вейцзеккеровский член, учитывающий поверхностную энергию. Он использовался в работах по теории ядерной материи, но с разными численными множителями. Мы также не будем фиксировать константу перед этим членом и в дальнейшем используем следующий гамильтониан:

$$\hat{H} = \frac{m}{8}\int d^3x\{\rho(\vec{x}), \vec{\nabla}\phi(\vec{x})\}_+ \frac{1}{\rho(\vec{x})}\{\rho(\vec{x}), \vec{\nabla}\phi(\vec{x})\}_+ + \frac{h^2}{\xi m}\int d^3x\frac{[\vec{\nabla}\rho(\vec{x})]^2}{\rho(\vec{x})} + \qquad /8/$$

$$+ \int d^3x\, \mathcal{E}[\rho(\vec{x})].$$

3. РАВНОВЕСНАЯ ПЛОТНОСТЬ. МАЛЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛОТНОСТИ

В реакциях с тяжелыми ионами при кинетической энергии ~10 МэВ на нуклон налетающего иона энергия возбуждения двойной ядерной системы такова, что если в начальный момент вся эта энергия и пойдет на возбуждение только коллективных колебаний плотности, амплитуда колебаний будет относительно невелика /если только флуктуации плотности не сконцентрируются в очень малом объеме/. Поэтому колебания плотности, описываемые гамильтонианом /8/, можно рассматривать в гармоническом приближении.

Выделим из оператора плотности $\rho(\vec{x})$ некоторую среднюю плотность $\rho_0(\vec{x})$ и оператор флуктуаций плотности $\delta\rho(\vec{x})$:

$$\rho(\vec{x}) = \rho_0(\vec{x}) + \delta\rho(\vec{x}). \qquad /9/$$

Подставим /9/ в /8/ и сохраним в $\hat{H}$ только члены не выше второго порядка по операторам $\delta\rho$ и ϕ. В этом состоит наше приближение. Из /6/ видно, что $\delta\rho$ и ϕ удовлетворяют бозонным коммутационным соотношениям.

Потребуем, чтобы в получившемся гамильтониане отсутствовали линейные по $\delta\rho$ члены. Это означает, что $\rho_0(\vec{x})$ будет равновесной плотностью, относительно которой флуктуирует реальная плотность $\rho(\vec{x})$. В результате мы получаем уравнение для $\rho_0(\vec{x})$:

$$\frac{2h^2}{\xi m}\left(\frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{\rho_0(\vec{x})} - \frac{1}{2}\,\frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{\rho_0^2(\vec{x})}\right) - \frac{\delta\mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta\rho_0(\vec{x})} = 0. \qquad /10/$$

Квадратичная по $\delta\rho$ и ϕ часть гамильтониана $\hat{H}(\hat{H}_{(2)})$, описывающая колебания плотности, имеет вид /6/

$$\hat{H}_{(2)} = \frac{m}{2}\int d^3x\,\rho_0(\vec{x})[\nabla\phi(\vec{x})]^2 + \frac{h^2}{\xi m}\int d^3x\left(\frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{\rho_0^2(\vec{x})} - \frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{\rho_0^3(\vec{x})}\right)[\delta\rho(\vec{x})]^2 + \qquad /11/$$

$$+\frac{h^2}{\xi m}\int d^3x\,\frac{[\vec{\nabla}\delta\rho(\vec{x})]^2}{\rho_0(\vec{x})} + \frac{1}{2}\int d^3x\,\frac{\delta^2\mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta\rho_0(\vec{x})^2}[\delta\rho(\vec{x})]^2.$$

Фононные операторы b^+, характеризующие собственные состояния $H_{(2)}$, удовлетворяют уравнениям движения

$$[H_{(2)}, b_s^+] = h\omega_s b_s^+ \qquad /12/$$

и следующим образом выражаются через операторы $\delta\rho(\vec{x})$ и $\phi(\vec{x})$:

$$b_s^+ = \int d^3x\, f_s(\vec{x})\delta\rho(\vec{x}) + i\int d^3x\, g_s(\vec{x})\phi(\vec{x}). \qquad /13/$$

Уравнения для функций f_s и g_s получаются при подстановке /11/ и /13/ в /12/ и использовании /6/:

$$\vec{\nabla}(\rho_0(\vec{x})\vec{\nabla}f_s(\vec{x})) = \omega_s g_s(\vec{x}), \qquad /14а/$$

$$\frac{2h^2}{\xi m}\left\{\vec{\nabla}\left(\frac{1}{\rho_0(\vec{x})}\vec{\nabla}g_s(\vec{x})\right) - \left(\frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{\rho_0^2(\vec{x})} - \frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{\rho_0^3(\vec{x})}\right)g_s(\vec{x})\right\} - \qquad /14б/$$

$$-\frac{\delta^2\mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta\rho_0(\vec{x})^2}g_s(\vec{x}) = \omega_s f_s(\vec{x}).$$

Так как $[b_s, b_{s'}^+] = \delta_{ss'}$, то с помощью /6/ и /13/ можно показать, что решения системы /14а,б/ удовлетворяют следующим соотношениям ортонормировки:

$$\delta_{ss'} = -\frac{2h}{m}\int d^3x\, f_s(\vec{x})g_{s'}(\vec{x}). \qquad /15/$$

Используя /15/, можно получить выражения для операторов $\delta\rho(\vec{x})$ и $\phi(\vec{x})$ через b_s и b_s^+:

$$\delta\rho(\vec{x}) = -\frac{h}{m}\sum_s g_s(\vec{x})(b_s^+ + b_s),$$

$$\phi(\vec{x}) = i\frac{h}{m}\sum_s f_s(\vec{x})(b_s^+ - b_s).$$

Уравнения /14а,б/ имеют два решения с нулевой частотой, отвечающие сохранению полного числа нуклонов:

$$f_s = 1, \quad g_s = 0, \quad \omega_s = 0 \qquad /16/$$

/в этом случае $b_s^+ \sim \int d^3x\,\delta\rho(\vec{x}) = \delta N$ /, и полного импульса ядерной системы:

$$f_s = 0, \quad g_s = \vec{\nabla}\rho_0(\vec{x}), \quad \omega_s = 0 \qquad /17/$$

/в этом случае $b_s^+ \sim \int d^3x\,\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})\phi_s(\vec{x}) = -\int d^3x\rho_0(\vec{x})\,\vec{\nabla}\phi_s(\vec{x}) = -\vec{P}_{\text{ядерн.}}$/. При подстановке /17/ в /14/ уравнение /14а/ удовлетворяется тождественно, а уравнение /14б/ приводится к виду

$$\vec{\nabla}\left\{\frac{2h^2}{\xi m}\left(\frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{\rho_0(\vec{x})} - \frac{1}{2}\frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{\rho_0^2(\vec{x})}\right) - \frac{\delta\mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta\rho_0(\vec{x})}\right\} = 0$$

и удовлетворяется вследствие /10/.

4. ПРИБЛИЖЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уравнения /14/ можно привести к более симметричному виду с помощью подстановки

$$f(\vec{x}) = \rho_0^{-1/2}(\vec{x})\tilde{f}(\vec{x}), \quad g(\vec{x}) = \rho_0^{1/2}(\vec{x})\tilde{g}(\vec{x}), \qquad /18а/$$

$$\Delta\tilde{f}(\vec{x}) - \frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{2\rho_0(\vec{x})}\tilde{f}(\vec{x}) + \frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{4\rho_0^2(\vec{x})}\tilde{f}(\vec{x}) = \omega\,\tilde{g}(\vec{x}),$$

$$\Delta\tilde{g}(\vec{x}) - \frac{\Delta\rho_0(\vec{x})}{2\rho_0(\vec{x})}\tilde{g}(\vec{x}) + \frac{[\vec{\nabla}\rho_0(\vec{x})]^2}{4\rho_0^2(\vec{x})}\tilde{g}(\vec{x}) - \frac{\xi\cdot m}{2h^2}\rho_0(\vec{x})\frac{\delta^2\mathcal{E}[\rho_0(\vec{x})]}{\delta\rho_0(\vec{x})^2}\tilde{g}(\vec{x}) = \qquad /18б/$$

$$= \frac{\xi m^2}{2h^2}\omega\,\tilde{f}(\vec{x}).$$

В дальнейшем мы будем иметь в виду большие ядерные системы с числом нуклонов ~/100-200/. В этом случае ρ_0 постоянна внутри ядра, экспоненциально убывает вне ядра, а диффузный слой составляет лишь малую часть объема ядра и характеризуется известным параметром "a".

Во внутренней области ядерной системы можно пренебречь производными от ρ_0, а величину $\rho_0 \frac{\delta^2 \mathcal{E}[\rho_0]}{\delta \rho_0^2}$ считать постоянной /равной mc_s^2, где c_s - скорость звука в ядерном веществе/. Тогда уравнения /18/ приводятся к виду

$$\Delta \tilde{f}(\vec{x}) = \omega \tilde{g}(\vec{x}),$$

$$(\Delta - \frac{\xi m^2 c_s^2}{2h^2}) \tilde{g}(\vec{x}) = \frac{\xi m^2}{2h^2} \omega \tilde{f}(\vec{x}).$$

Видно, что $\tilde{f}$ и $\tilde{g}$ во внутренней области являются собственными функциями лапласиана. Заменяя лапласиан собственным значением, можно получить из /18б/ следующее соотношение, справедливое во внутренней области ядра:

$$-\frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{\xi}(\frac{h\omega}{mc_s^2})^2})\, \tilde{g}(\vec{x}) = -\frac{\omega}{c_s^2} \tilde{f}(\vec{x}). \qquad /19/$$

Во внешней области, там, где приближенно $\rho_0(\vec{x}) \sim \exp(-\frac{|\vec{x}|}{a})$, а величина $\rho_0 \frac{\delta^2 \mathcal{E}[\rho_0]}{\delta \rho_0^2}$ экспоненциально мала, уравнения /18/ сводятся к следующим:

$$(\Delta - \frac{1}{4a^2}) \tilde{f}(\vec{x}) = \omega \tilde{g}(\vec{x}), \qquad /20а/$$

$$(\Delta - \frac{1}{4a^2}) \tilde{g}(\vec{x}) = \frac{\xi m^2}{2h^2} \omega \tilde{f}(\vec{x}). \qquad /20б/$$

Из /20/ следует, что функции $\tilde{f}$ и $\tilde{g}$ экспоненциально убывают вне ядра:

$$\tilde{f}, \tilde{g} \sim \exp(-\sqrt{\frac{1}{4a^2} - (\frac{\xi}{2})^{1/2} \frac{m\omega}{h}}\, |\vec{x}|). \qquad /21/$$

С уменьшением толщины диффузного слоя возрастает скорость убывания этих функций во внешней области. Зная асимптотику $\tilde{f}$ и $\tilde{g}$, можно получить из /18б/ следующее соотношение между $\tilde{f}$ и $\tilde{g}$, справедливое в асимптотической области:

$$-(\frac{2}{\xi})^{1/2} \frac{h\omega}{mc_s^2} \tilde{g} = \frac{\omega}{c_s^2} \tilde{f}. \qquad /22/$$

Можно предложить приближенную интерполяционную формулу, объединяющую результаты /19/ и /22/:

$$-\{\frac{1}{2}(1 + \sqrt{1 + \frac{8}{\xi}(\frac{h\omega}{mc_s^2})^2})\frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_0(0)} + \sqrt{\frac{2}{\xi}} \frac{h\omega}{mc_s^2}(1 - \frac{\rho_0(\vec{x})}{\rho_0(0)})\} \tilde{g}(\vec{x}) \equiv$$

$$\equiv -\frac{1}{F} \tilde{g}(\vec{x}) = \frac{\omega}{c_s^2} \tilde{f}(\vec{x}). \qquad /23/$$

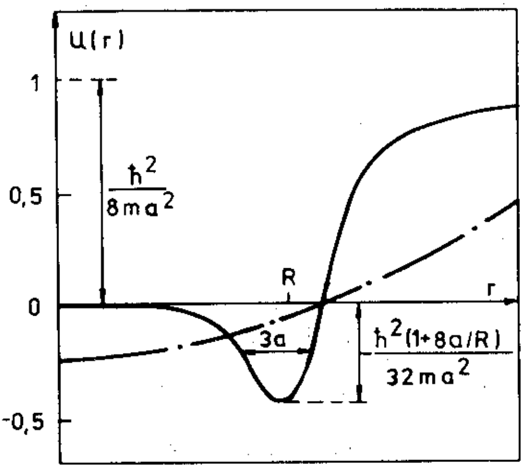
Подставляя /23/ в /18а/, получаем приближенное уравнение для $\tilde{f}$:

$$- \frac{h^2}{2mF} \Delta \tilde{f} + \frac{h^2}{2mF} \left(\frac{\Delta \rho_0}{2\rho_0} - \frac{(\vec{\nabla} \rho_0)^2}{4\rho_0^2} \right) \tilde{f} = \frac{h\omega^2}{2mc_s^2} \tilde{f}. \qquad /24/$$

Это уравнение совпадает по форме с уравнением для частицы переменной массы $mF(\vec{x})$, движущейся в потенциале

$$U(\vec{x}) = \frac{h^2}{2mF(\vec{x})} \left(\frac{\Delta \rho_0(\vec{x})}{2\rho_0(\vec{x})} - \frac{[\vec{\nabla} \rho_0(\vec{x})]^2}{4\rho_0^2(\vec{x})} \right).$$

Правда, и потенциал, и массовый коэффициент, вообще говоря, зависят от частоты ω. Уравнение /24/ может быть решено численно для плотности $\rho_0(\vec{x})$ произвольной формы.



Схематический вид потенциала U для фермиевского (————) и гауссова (—·—·—) распределений плотности.

Кроме задачи о колебаниях плотности двойной ядерной системы представляет интерес также вопрос о влиянии диффузности ядерной плотности на спектр коллективных возбуждений. На рисунке приведен потенциал $U(x)$ для случая $\rho_0(x) = (1 + \exp(\frac{|\vec{x}| - R}{a}))^{-1}$. Если параметр диффузности "a" устремить к нулю /резкий край/, потенциал U устремится к бесконечности во внешней области. Во внутренней области U будет равен нулю и собственные значения оператора в левой части /24/ совпадут со значениями кинетической энергии $\frac{h^2 k^2}{2m}$ /если пренебречь отличием F от единицы/. Допустимые значения "k" определяются граничным условием - обращением $\tilde{f}(\vec{x})$ в нуль на границе ядра. В итоге:

$$\frac{h^2 k^2}{2m} = \frac{h^2 \omega_{n\ell}^2}{2mc_s^2},$$

$\omega_{n\ell} = k_{n\ell} c_s$, собственные функции $\tilde{f}(\vec{x}) \sim j_\ell(k_{n\ell}|\vec{x}|) Y_{\ell m}(\vec{x})$, $(n \ell m)$ - квантовые числа колебательных возбуждений. В результате мы получаем разложение $\delta\rho$ и ϕ по сферическим функциям, т.е. хорошо известный результат для колебаний плотности внутри жесткой сферы.

В случае $\rho_0(\vec{x}) \sim \exp(-\frac{\vec{x}^2}{R^2})$ получаем потенциал осцилляторного типа

$$U(\vec{x}) = \frac{h^2}{2mR^4}(\vec{x}^2 - 3R^2)$$

и спектр возбуждений

$$\frac{h^2\omega^2_{n\ell}}{2mc_s^2} = h\Omega(2n+\ell) + \text{конст.},$$

где величина Ω определяется параметром R*. Флуктуации плотности $\delta\rho$ и потенциал скорости ϕ в этом случае получаются в виде разложения по собственным функциям трехмерного гармонического осциллятора. Оба рассмотренных выше предельных случая /прямоугольная яма и осциллятор/ позволяют оценить влияние диффузности на частоты колебаний, так как в первом примере диффузность равна нулю, а во втором мы имеем сильно размытую поверхность.

При отличном от нуля параметре диффузности и $\rho_0 \sim (1+\exp(\frac{|\vec{x}|-R}{a}))^{-1}$ потенциал U имеет минимум в области поверхности ядра с глубиной $\frac{1}{a^2}$. Этот минимум обеспечивает существование поверхностных колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ходель В.А. В кн.: Материалы IX зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ленинград, 1980, с.469.
2. Румянцев Б.А. Препринт ИЯФ 77-19, Новосибирск, 1977.
3. Халатников И.М. Введение в теорию сверхтекучести. "Наука", М., 1965.
4. Dashen R.F., Sharp D.H. Phys.Rev., 1968, 165, p.1857.
5. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. "Наука", М., 1965.
6. Fedotov S.I., Jolos R.V. In: Proc. of Int. Conf. on Nucl. Interactions. Australia, 1978, p.34.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 февраля 1981 года.

---

*Параметр R выбирается из условия совпадения среднеквадратичных радиусов для осцилляторного и фермиевского распределений.