



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3745/2-80

11/8-80

P4-80-371

В. Навроцка

ДИНАМИКА ВЯЗКОЙ ЯДЕРНОЙ ЖИДКОСТИ

1980

ВВЕДЕНИЕ

В последние 5-6 лет интенсивно развиваются разные теоретические способы описания тяжелоионных реакций. Одновременно была вновь проанализирована и усовершенствована капельная модель ядра в применении к описанию деления и гигантских резонансов. Наиболее общая и характерная черта упомянутой выше группы ядерных явлений - это присутствие сил трения или вязкости ядерной жидкости. Без этого нельзя объяснить ни большие ширины гигантских резонансов, ни распределения масс и энергий в делящейся системе. Необратимость глубоконаупругих соударений тяжелых ионов очевидна, так как большая доля кинетической энергии налетающей частицы уходит на внутренние возбуждения системы. Трение или вязкость связаны с необратимой передачей энергии, импульса и момента количества движения между "макроскопическими", коллективными степенями свободы и "микроскопическими" внутренними степенями свободы ядра. В области явлений, о которых идет речь, наиболее популярны следующие подходы*.

I. Классические уравнения движения с неконсервативными, диссипативными силами^{1,2/}. Этот подход считают хорошим приближением, т.к. относительное движение при глубоконаупругом взаимодействии ионов можем рассматривать как квазиклассическое /орбитирование, передача момента количества движения и т.п./. Кроме того, в рассматриваемой области энергий возбуждения /порядка 10 МэВ на нуклон/ плотность уровней на самом деле очень большая. Этот подход применяется при предположении о несжимаемости ядерной материи.

II. Попытки непосредственного квантования систем классических уравнений с трением^{3/}. Для диссипативных систем процедура квантования неоднозначна. Приходится работать с гамильтонианами /лагранжианами/, явно зависящими от времени. В процессе квантования появляются существенные нелинейности /гамильтониан должен зависеть от искомой волновой функции и т.п./. Можно сказать, что несмотря на некоторые успехи, последовательного квантового подхода к силам трения пока нет.

* Во введении ссылки на литературу не претендуют на полноту. Указаны лишь наиболее представительные или самые последние работы. В них можно найти полный список литературы.

III. На рассматриваемую группу явлений можно посмотреть с точки зрения статистической теории, напр., рассматривая ее как газ Кнудсена^{/4/}. Нуклоны соударяются с поверхностью, и при этом происходит диссипация энергии/поверхностная вязкость/. Или считать, что после соударения двух тяжелых ионов образуется двойная система, установление равновесия которой рассматривается как случайный процесс. Разные углы рассеяния понимаются как результаты распада двойной системы на разных стадиях релаксации^{/5/}.

IV. Микроскопические подходы, т.е. прямое решение уравнения Шредингера. Наиболее продвинутом является метод зависящего от времени самосогласованного поля Хартри-Фока^{/6/}. Чисто микроскопические подходы, исходящие из первых принципов, практически все базируются на теории возмущений^{/7/}. Таким же образом рассматривалось изменение спаривания при делении ядра^{/7а/}. В последнее время широко обсуждаются, как один из возможных подходов, квантовые кинетические уравнения Боголюбова-Гурова^{/8/}.

V. Динамика жидкой капли. Авторы работы^{/9/}, ограничиваясь рассмотрением статических соотношений, объясняют многие свойства процесса деления. Очевидно, что статический подход не мог определить распределения масс и энергий в делящейся системе. Вязкость в капельной модели была учтена в работе^{/10/}. Обсуждая капельную модель, мы должны отказаться от термина "гидродинамика", так как ядерные константы отличаются от соответствующих величин для воды на 10-15 порядков. Итак, для воды плотность

$$\rho = 0,003(3 \cdot 10^{-14}) \text{г}^2 / \text{МэВ} \cdot \text{Фм}^5,$$

коэффициент сдвиговой вязкости

$$\eta = 0,7(4 \cdot 10^{-10}) \text{г} / \text{Фм}^3,$$

коэффициент поверхностного натяжения

$$\sigma = 1 \cdot (5 \cdot 10^{-18}) \text{МэВ} / \text{Фм}^2.$$

Кроме того, мы привыкли к следующим основным свойствам жидкости:

- а/ короткодействующие силы,
- б/ небольшая сжимаемость,
- в/ длина свободного пробега l намного меньше размеров системы R_0 . Последнее свойство для ядер не выполняется, так

как оболочечная модель и метод оптического потенциала дают оценку $l \sim (1.6-2)R_0$. Именно из-за этого рассматривалась модель газа Кнудсена. Тем не менее, теория вязкой жидкой капли как модель ядра продолжает развиваться. В работах^{/11/} были проведены первые динамические капельные вычисления для деления. Ширины гигантских резонансов получены из модели вязкой капли в работах^{/12/}. Затем более детальные численные результаты для деления даны авторами работы^{/13/}. Применение этого подхода к тяжелоионным реакциям находится в начальной стадии^{/14/}.

1. ПОСТАНОВКА ВОПРОСА

Система классических уравнений вязкой жидкости состоит из уравнения непрерывности

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad /1/$$

и уравнений движения

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{\nabla} \cdot \vec{T}, \quad /2/$$

где $\rho(\vec{x}, t)$ - плотность, $\vec{v}(\vec{x}, t)$ - поле скоростей. Тензор \vec{T} с правой стороны можем разделить:

$$\vec{T} = \vec{P} + \vec{M} + \vec{\Sigma}, \quad /3/$$

где \vec{P} - тензор изотропного давления, \vec{M} - тензор максвелловых напряжений, $\vec{\Sigma}$ - тензор вязкости. Вязкость обычно еще разделяют на сдвиговую вязкость и изотропную сжимаемость. Компоненты тензора сдвиговой вязкости равны:

$$\pi_{ij} = \frac{\partial v_i}{\partial x_j} - \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \vec{\nabla} \cdot \vec{v}. \quad /4/$$

($\text{Sp} \vec{\pi} = 0$) . После простых выкладок из уравнений движения вытекают уравнения Навье-Стокса:

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \rho_E \vec{E} + \eta \nabla^2 \vec{v} + (\eta + \frac{1}{3} \zeta) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{v}). \quad /5/$$

К ним надо добавить начальные условия:

$$\vec{v}(\vec{r}, t=0) = \vec{v}_0(\vec{r}). \quad /6/$$

т.е. поле скоростей во всем пространстве для начального момента времени, а также краевые условия, которые существенным образом зависят от того, как определена поверхность, ограничивающая жидкую каплю. А именно: краевые условия имеют своеобразную связь с динамическими переменными глобального движения капли в пространстве, если она в таком движении находится.

Коэффициенты вязкости в уравнениях /5/ рассматривались как подгоночные параметры при описании ядерных процессов с помощью капельной модели. С другой стороны, мы знаем, что микроскопическая теория квантовых жидкостей /15/ дает способ вычисления всех кинетических коэффициентов в состоянии равновесия при заданных силах взаимодействия между частицами системы.

В следующем параграфе этой работы дается способ вычисления коэффициентов вязкости в неравновесном состоянии на гидродинамической стадии. Для этой цели применяется метод неравновесного статистического оператора /16/. Численные результаты можно получить, естественно, только задаваясь конкретным видом взаимодействия нуклонов в ядре.

2. ВЫВОД УРАВНЕНИЙ НАВЬЕ-СТОКСА.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Квантовая система в состоянии равновесия описывается оператором плотности:

$$\rho = Q^{-1} \exp(-\beta \hat{H} - \beta \mu \hat{N}), \quad /7/$$

где

μ - химический потенциал,
 \hat{H} - оператор Гамильтона,
 \hat{N} - оператор числа частиц,

$$Q = \text{Sp}(\exp(-\beta(\hat{H} - \mu \hat{N}))). \quad /8/$$

Теория неравновесного статистического оператора основана на следующих рассуждениях /17/: если начальное состояние системы сильно отличается от равновесного, то на начальной стадии необходимо знать большое число функций распределения; они быстро меняются со временем, согласно уравнению Лиувилла. Затем для газов быстро устанавливается кинетическая стадия - все функции распределения полностью определяются одночастичной функцией. В общем случае, для любой системы существует время τ_1 / τ_1 еще намного меньше времени полной релаксации системы τ , за которое система достигает гидродинамической стадии. Она характеризуется тем, что для полного описания системы достаточно нескольких моментов функции распределения. Динамику такой системы хорошо определяют уравнения гидродинамики и уравнение теплопроводности. На гидродинамической стадии все функции распределения зависят от времени только через такие величины, как среднее число частиц, средняя плотность энергии, средняя скорость и т.п.

Для дальнейших рассуждений нам еще необходимо определить локально равновесное распределение. В случае неоднородного распределения энергии $H(\vec{x})$ и неоднородного распределения числа частиц $n(\vec{x})$ статистический оператор, полученный из условия максимума информационной энтропии, имеет вид:

$$\rho_Q = Q_Q^{-1} \exp(-\int \beta(\vec{x})(H(\vec{x}) - \mu(\vec{x})n(\vec{x}))), \quad /9/$$

где

$$Q_Q = \text{Sp} \exp(-\int \beta(\vec{x})(H(\vec{x}) - \mu(\vec{x})n(\vec{x}))). \quad /10/$$

Локально равновесное распределение позволяет определить термодинамические функции неравновесного состояния и получить термодинамические соотношения для неоднородных систем, но не дает возможности описать процессы переноса.

Исследуемую систему N фермионов опишем макроскопически, задавая поле температуры, поле химического потенциала, поле скоростей и т.п. Система находится в контакте с совокупностью термостатов и резервуаров. Микроописание такой системы основывается на локальных законах сохранения

$$\frac{\partial P_m}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \mathbf{j}_m(\vec{x}, t) = 0, \quad m=0,1,2,\dots, \quad /11/$$

где

$$p_0(\vec{x}) = H(\vec{x}); \quad \vec{p}_1(\vec{x}) = \vec{p}(\vec{x}); \quad p_2(\vec{x}) = n(\vec{x});$$

$$j_0(\vec{x}) = \vec{j}_H(\vec{x}); \quad j_1(\vec{x}) = \vec{T}(\vec{x}); \quad j_2(\vec{x}) = \vec{j}(\vec{x}).$$

В случае системы фермионов с двухчастичным взаимодействием

$$H = \int H(\vec{x}) d\vec{x}, \quad /12/$$

где

$$H(\vec{x}) = \frac{\hbar^2}{2m} \vec{\nabla} \psi^+(\vec{x}) \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{x}) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int V(\vec{x}-\vec{x}') \psi^+(\vec{x}) \psi^+(\vec{x}') \psi(\vec{x}) \psi(\vec{x}'), \quad /13/$$

$$n(\vec{x}) = \psi^+(\vec{x}) \psi(\vec{x}), \quad /14/$$

$$\vec{j}(\vec{x}) = \frac{\hbar}{2mi} (\psi^+(\vec{x}) \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{x}) - \vec{\nabla} \psi^+(\vec{x}) \cdot \psi(\vec{x})). \quad /15/$$

Для однокомпонентной системы плотность линейного импульса

$$\vec{p}(\vec{x}) = m \vec{j}(\vec{x}).$$

Уравнения движения, эквивалентные локальному закону сохранения импульса, имеют вид

$$\frac{\partial p_a(\vec{x})}{\partial t} + \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} T_{a\beta} = 0, \quad /16/$$

где

$$T_{a\beta} = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial \psi^+(\vec{x})}{\partial x_{\beta}} \frac{\partial \psi(\vec{x})}{\partial x_a} + \frac{\partial \psi^+(\vec{x})}{\partial x_a} \frac{\partial \psi(\vec{x})}{\partial x_{\beta}} - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n(\vec{x})}{\partial x_{\beta} \partial x_a} \right)$$

$$- \frac{1}{2} \int (x_{\beta} - x'_{\beta})(x_a - x'_a) \frac{1}{r} \frac{\partial V(r)}{\partial r} \psi^+(\vec{x}) \psi^+(\vec{x}') \psi(\vec{x}') \psi(\vec{x}) d\vec{x}'. \quad /17/$$

В явном виде выражение для потока энергии:

$$\vec{j}_H(\vec{x}) = - \frac{\hbar^2}{4m^2 i} (\nabla^2 \psi^+(\vec{x}) \cdot \vec{\nabla} \psi(\vec{x}) - \vec{\nabla} \psi^+(\vec{x}) \nabla^2 \psi(\vec{x})) +$$

$$+ \frac{1}{2} \int V(\vec{x}-\vec{x}') \psi^+(\vec{x}') \vec{j}(\vec{x}) \psi(\vec{x}') d\vec{x}' -$$

$$- \frac{1}{4} (\vec{x}-\vec{x}') \cdot \vec{\nabla} V(\vec{x}-\vec{x}') (\psi^+(\vec{x}') \vec{j}(\vec{x}) \psi(\vec{x}') + \psi^+(\vec{x}) \vec{j}(\vec{x}') \psi(\vec{x})) d\vec{x}'. \quad /18/$$

Зависимость операторов от времени связана с переходом к гейзенберговскому представлению. Как было сказано, на гидродинамической стадии оператор ρ /он должен быть интегралом уравнения Лиувилла/ зависит от времени посредством нескольких параметров F_m . Воспользуемся совокупностью операторов $B_m(\vec{x}, t)$, зависящих от времени через параметры $F_m(\vec{x}, t)$. Предполагая, что $B_m(\vec{x}, t)$ удовлетворяет уравнению Лиувилла и что ρ является функционалом всех $B_m(\vec{x}, t)$:

$$\rho(t) = \rho \{ B_m(\vec{x}, t) \}, \quad /19/$$

построим операторы $B_m(\vec{x}, t)$ в виде

$$B_m(\vec{x}, t) = \epsilon \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} F_m(\vec{x}, t+t_1) P_m(\vec{x}, t_1) dt_1, \quad /20/$$

где

$$F_0 = \beta(\vec{x}, t),$$

$$F_1 = -\beta(\vec{x}, t) \vec{v}(\vec{x}, t),$$

$$F_2 = -\beta(\vec{x}, t) \left(\mu(\vec{x}, t) - \frac{m}{2} v^2(\vec{x}, t) \right).$$

Это - термодинамические параметры. /Мы выбрали запаздывающие решения уравнения Лиувилла/. Параметр ϵ устремляется к нулю после термодинамического граничного перехода.

Интегрируя по частям, получаем

$$B_m(\vec{x}, t) = F_m(\vec{x}, t) P_m(\vec{x}) - \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} (F_m(\vec{x}, t+t_1) \dot{P}_m(t_1) + \frac{\partial F_m(\vec{x}, t+t_1)}{\partial t} P_m(\vec{x}, t_1)) dt_1. \quad /21/$$

Эти $B_m(\vec{x}, t)$ удовлетворяют уравнениям:

$$\frac{\partial B_m(\vec{x}, t)}{\partial h} + \frac{1}{i\hbar} [B_m(\vec{x}, t), H] = \epsilon \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} (F_m(\vec{x}, t+t_1) \dot{P}_m(\vec{x}, t_1) + \frac{\partial F_m(\vec{x}, t+t_1)}{\partial t} P_m(\vec{x}, t_1)) dt_1. \quad /22/$$

Предполагая неравновесный статистический оператор в виде

$$\rho(t) = Q^{-1} \exp(-\sum_m \int B_m(\vec{x}, t) d\vec{x}), \quad /23/$$

где

$$Q = \text{Sp} \exp(-\sum_m \int B_m(\vec{x}, t) d\vec{x}), \quad /24/$$

интегрируя по частям и используя при этом локальные законы сохранения, приходим к выражению

$$\rho(t) = Q^{-1} \exp(-\sum_m \int (F_m(\vec{x}, t) P_m(\vec{x}) - \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} (\vec{\nabla} F_m(\vec{x}, t+t_1) \vec{j}_m(\vec{x}, t) + \frac{\partial F_m(\vec{x}, t+t_1)}{\partial t_1} P_m(\vec{x}, t_1)) dt_1) d\vec{x}). \quad /25/$$

Этот оператор не удовлетворяет /при $\epsilon \rightarrow 0$ / уравнению Лиувилля, так как мы пренебрегли потоками через поверхность системы. Содержащиеся в экспоненте /25/ временные производные термодинамических сил можно заменить их градиентами, используя уравнения Эйлера. Окончательно получим

$$\rho(t) = Q^{-1} \exp(-\sum_m \int (F_m(\vec{x}, t) P_m(\vec{x}, t) - \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} j^m(\vec{x}, t_1) X_m(\vec{x}, t+t_1) dt_1) d\vec{x}). \quad /26/$$

Это приближенная формула. В экспоненте проведено разложение в ряд с точностью до градиентов термодинамических параметров. X_k - термодинамические силы:

$$X_0(\vec{x}, t) = \vec{\nabla} \beta(\vec{x}, t),$$

$$X_1(\vec{x}, t) = -\beta(\vec{x}, t) \vec{\nabla} \vec{v}(\vec{x}, t),$$

$$X_p(\vec{x}, t) = -\vec{\nabla} \beta(\vec{x}, t) \mu(\vec{x}, t).$$

Записывая статистический оператор в виде

$$\rho = Q^{-1} e^{-A-B}, \quad /27/$$

где

$$A = \sum_m \int F_m(\vec{x}, t) P_m(\vec{x}) d\vec{x},$$

$$B = -\sum_m \int \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t_1} j^m(\vec{x}, t_1) X_m(\vec{x}, t+t_1) d\vec{x} dt_1$$

и разлагая в ряд относительно малого B , получим в линейном приближении

$$\rho \cong (1 - \int_0^1 (e^{-\Lambda r} B e^{\Lambda r} - \langle e^{-\Lambda r} B e^{\Lambda r} \rangle_\ell) dr) \rho_\ell, \quad /28/$$

где

$$\rho_\ell = e^{-\Lambda} / \text{Sp} e^{-\Lambda}, \quad \langle \dots \rangle_\ell = \text{Sp}(\rho_\ell \dots).$$

Средние потоки в неравновесном состоянии /28/ выражаются формулами:

$$\begin{aligned} \langle j^m(\vec{x}) \rangle &= \langle j^m(\vec{x}) \rangle_\ell + \\ &+ \sum_n \int \int_{-\infty}^1 e^{\epsilon(t'-t)} (j^m(\vec{x}), j^n(\vec{x}', t'-t)) X_m(\vec{x}', t') dt' d\vec{x}', \end{aligned} \quad /29/$$

где

$$(j^m(\vec{x}), j^n(\vec{x}', t)) = \beta^{-1} \int_0^\beta \langle j^m(\vec{x}) (j^n(\vec{x}', t, ir) - \langle j^n(\vec{x}', t) \rangle_\ell) \rangle_\ell d\phi /30/$$

- квантовые корреляционные функции, зависящие от времени, и

$$j^n(\vec{x}', t, ir) = e^{-\beta^{-1} \Lambda r} j^n(\vec{x}', t) e^{\beta^{-1} \Lambda r}. \quad /31/$$

Как видно, линейные соотношения между средними потоками и термодинамическими силами имеют нелокальный, запаздывающий характер. Их можно записать коротко, пренебрегая запаздыванием

$$\langle j^m(\vec{x}) \rangle = \langle j^m(\vec{x}) \rangle_\ell + \sum_n \int L_{mn}(\vec{x}, \vec{x}') X_n(\vec{x}', t) d\vec{x}', \quad /32/$$

где

$$L_{mn}(\vec{x}, \vec{x}') = \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t} (j^m(\vec{x}), j^n(\vec{x}', t)) dt. \quad /33/$$

Дальнейшее упрощение - это локальное приближение

$$\langle j^m(\vec{x}) \rangle = \langle j^m(\vec{x}) \rangle_\ell + \sum_n L_{mn}(\vec{x}) X_n(\vec{x}), \quad /34/$$

где

$$L_{mn}(\vec{x}) = \int L_{mn}(\vec{x}, \vec{x}') d\vec{x}'.$$

Для интересующего нас случая однокомпонентной жидкости

$$\langle \vec{j} \rangle_\ell = n \vec{v}, \quad n = \langle n(\vec{x}) \rangle_\ell,$$

$$u = \langle H(\vec{x}) \rangle_\ell,$$

$$\langle \vec{j}_H \rangle_\ell = (u + p + n \frac{v^2}{2}) \vec{v},$$

$$\langle T_{\alpha\beta} \rangle_\ell = p \delta_{\alpha\beta} + n v_\alpha v_\beta,$$

$$\langle T_{\alpha\beta} \rangle - \langle T_{\alpha\beta} \rangle_\ell = \langle \overset{\circ}{\pi}_{\alpha\beta} \rangle + \langle \pi \rangle \delta_{\alpha\beta}$$

$$\langle \overset{\circ}{\pi}_{\alpha\beta} \rangle = -\eta \left(\frac{\partial v_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial v_\beta}{\partial x_\alpha} - \frac{2}{3} \delta_{\alpha\beta} \text{div} \vec{v} \right),$$

$$\langle \pi \rangle = \langle p \rangle - \langle p \rangle_\ell = -\zeta \text{div} \vec{v}.$$

Усредняя законы сохранения /11/ с неравновесным статистическим оператором /28/, получим

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div} n \vec{v} = 0, \quad \frac{\partial \langle H(\vec{x}) \rangle}{\partial t} + \text{div} \langle \vec{j}_H \rangle = 0,$$

$$\frac{\partial \langle p_\alpha \rangle}{\partial t} + \sum_\beta \frac{\partial \langle T_{\alpha\beta} \rangle}{\partial x_\beta} = 0 \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\partial n v_a}{\partial t} + \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} n v_a v_{\beta} + \frac{\partial p}{\partial x_a} =$$

/35/

$$= \sum_{\beta} \frac{\partial}{\partial x_{\beta}} \eta \left(\frac{\partial v_a}{\partial x_{\beta}} + \frac{\partial v_{\beta}}{\partial x_a} - \frac{2}{3} \delta_{a\beta} \operatorname{div} \vec{v} \right) + \frac{\partial}{\partial x_a} \zeta \operatorname{div} \vec{v}.$$

Коэффициенты вязкости, по определению, равны

$$\eta = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t} (T_{xy}(\vec{x}), T_{xy}(\vec{x}', t)) d\vec{x}' dt,$$

$$\zeta = \frac{1}{T} \int_{-\infty}^0 e^{\epsilon t} (p(\vec{x})p(\vec{x}', t) - \frac{\partial p}{\partial u} H(\vec{x}', t) -$$

/36/

$$- \frac{\partial p}{\partial n} n(\vec{x}', t)) d\vec{x}' dt.$$

Следующий этап развития изложенного выше подхода состоит в вычислении кинетических коэффициентов для простейших ядерных двухчастичных потенциалов. Проводятся вычисления для потенциала Юкавы, Тиона¹⁸⁾ и для модели фермионов в среднем поле, взаимодействующих с коллективными колебаниями.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный выше метод кажется привлекательным тем, что он дает возможность микроскопического определения феноменологических констант и таким образом позволяет связать капельную модель с квантовой при заданных двухчастичных силах.

Автор признателен Р.В.Джолосу, Н.И.Пятову, В.Б.Беляеву за ценные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wilczynski J. Nucl.Phys., 1973, A216, p.386;
Wilczynski J., Siwek-Wilczynska K. Phys.Lett., 1975, 55B, p.270; 1978, 74B, p.313;
Wilczynski J. Nucl.Phys., 1976, A264, p.115;
Fleury A., Alexander J.M. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1974, 24, p.297;
Bondorf J.P., Sobel M.I., Sperber D. Phys.Rep., 1979, 15C, p.301;
Beck F. Phys.Lett., 1976, 62B, p.385;
De J.N., Gross D.H.E., Kalinowski H. Zeits.Phys., 1976, A277, p.385;
Deubler H.H., Dietrich K. Nucl.Phys., 1977, A277, p.493;
Alder K., Roese F., Morf R. Nucl.Phys., 1977, A284, p.145;
Donangelo R., Oliveira L.F., Rasmussen J.O. Nucl.Phys., 1978, A308, p.136.
2. Broglia R.A., Dasso C.H., Winther A. Phys.Lett., 1976, 61B, p.113.
3. Griffin J.J., Kan K.-K. Phys.Lett., 1974, 50B, p.241;
Albrecht K. Phys.Lett., 1975, 56B, p.127;
Fink H.J. et al. Zeits.Phys., 1974, 268, p.321;
Kerman A.K., Koonin S.E. Ann.Phys., 1976, 100, p.332;
Marumori T. Progr.Theor.Phys., 1977, 57, p.112.
4. Sierk A.J., Nix J.R. Argonne, 1976, vol.1, p.407;
Nix J.R., Sierk A.J. Phys.Rev., 1977, C16, p.1048.
5. Nörenberg W. Zeits.Phys., 1975, A274, p.241;
Moretto L.G., Smitt R. J. de Phys., 1976, C5, p.109.
6. Pauli H.C., Wilets L. Zeits.Phys., 1976, A277, p.83;
Bonche P., Koonin S.E., Negele J.W. Phys.Rev., 1976, C13, p.1226;
Orland H., Schaeffer R. Zeits.Phys., 1979, A290, p.191;
Takigawa M. Nucl.Phys., 1979, A315, p.186.
7. Beck R., Gross D.H.E. Phys.Lett., 1973, 47B, p.143;
Hoffmann H., Siemens P.J. Nucl.Phys., 1976, A257, p.165;
Hoffmann H., Siemens P.J. Nucl.Phys., 1977, A275, p.464;
Wolschin G. Nucl.Phys., 1979, A316, p.146;
Hasse R.W. Nucl.Phys., 1979, A318, p.480;
Kolomeietz V.M., Siemens P.J. Nucl.Phys., 1979, A314, p.141;
Ayik S. Zeits.Phys., 1979, A292, p.257.
- a. Schütte G., Wilets L. Nucl.Phys., 1975, A252, p.21;
Koonin S., Nix J.R. Phys.Rev., 1976, C13, p.209.
8. Wong Ch.-Y., McDonald J.A. Phys.Rev., 1977, C16, p.1196.
9. Bohr N., Wheeler J.A. Phys.Rev., 1939, 56, p.426.

10. Stenwedel H., Jensen J.H.D. Phys.Rev., 1950, 79, p.1019;
Hill D.L., Wheeler J.A. Phys.Rev., 1953, 89, p.1102;
Hill D.L. Geneva, 1958, vol.15, p.244.
11. Nix J.R., Swiatecki W.J. Nucl.Phys., 1965, 71, p.1;
Hasse R.W. Phys.Rev., 1971, C4, p.572.
12. Wieczorek R., Hasse R.W., Süßmann G. München, 1973,
vol.1, p.585; Rochester, 1974, vol.1, p.523;
Auerbach N., Yeverechyahu A. Ann.Phys., 1975, 95, p.35;
Hasse R.W., Nerud P. J.Phys., 1976, G2, p. L101.
13. Davies K.T.R., Nix J.R., Sierk A.J. Phys.Rev., 1976, C13,
p.2385.
14. Sierk A.J., Nix J.R. Argonne, 1976, vol.1, p.407.
15. Абрикосов А.А., Халатников И.М. УФН, 1958, 56, с.177.
16. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика,
Москва, Наука, 1971.
17. Боголюбов Н.Н. Проблемы динамической теории в статисти-
ческой физике. Москва, Гостехиздат, 1946.
18. Malfliet R.A., Tjon J.A. Nucl.Phys., 1969, A127, p.161;
Reid R.V. Ann.Phys., 1968, 50, p.411.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 мая 1980 года.