P. 86

22

И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 74 - 50

Б.А.Румянцев,С.А.Хейфец

КВАНТОВОЕ КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ КОНЕЧНОГО ЯДРА И ПРЕДРАВНО-ВЕСНАЯ ЭМИССИЯ

Новосибирск

1974

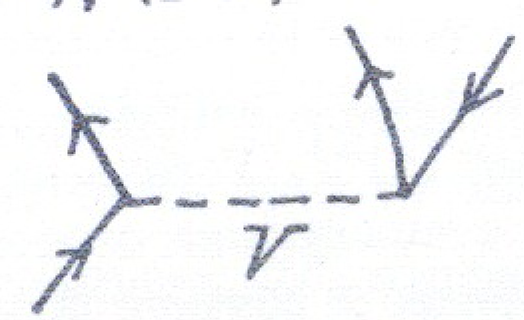
Abstract.

The quantum kinetic equation has been obtained with the Bogoliubov"s method of correlation functions. The equation describes relaxation to the statistical equilibrium in the finite fermi system. Analysis of the role of different terms and application of the equation have been performed on simple models. The effect of selfconsistent field is taken into account as well as collision relaxation. This allows to investigate coherent pre-equilibrium emission and damping of the collective state of nuclei.

I. Постановка задачи

В последние годы накоплен обширный экспериментальный материал, не укладывающийся в рамки стандартной статистической теории ядерных реакций. Мы имеем в виду неизотропные угловые распределения (с сохранением симметрии вперед-назад), отличие энергетических спектров от испарительных, различные корреляционные эффекты. В связи с этим резко повысился интерес к механизму ядерных реакций, протекающих через стадию составного ядра. Наиболее конструктивным, с нашей точки зрения, является подход, основанный на детализации пространственно-временной картины образования и распада компаунд-ядра, т.е. исследование кинетических процессов в ядре /I-4/.

При умеренных энергиях возбуждения ($E^* < \varepsilon_F$, ε_F - энергия Ферми) усложнение начального ("захватного") одночастичного состояния определяется совокупностью элементарных процессов $(\mathrm{I}p) \to (2p), (\mathrm{I}h)$



(I.I)

Т.е. распадом частицы на частицу и частично-дырочную пару. Оценка (I.I) в неограниченной ферми-системе /5/ для ширины $\gamma_{sp}(\varepsilon_K)$ одночастичного состояния $|K\rangle$ (обратного времени релаксации $\tau_{рел}(\varepsilon_K)$) дает

$$\tau_{рел}^{-1} \sim \gamma_{sp} \sim \varepsilon_K^2/\varepsilon_F \qquad (2.\mathrm{I})$$

(энергия ε_K отсчитана от границы Ферми ε_F).
Более сложные графики, отвечающие многочастичным столкновениям и описывающие распад на $2n+1$ квазичастиц ($n >$ I), пропорциональны ε_K^{2n} и в интересующей нас области E^* малы.

Предравновесная эмиссия в приближении ударной релаксации (I.I) рассматривалась в ряде работ. В популярной модели Гриффина /I/ используется теория возмущений по взаимодействию V, а вероятность вылета нуклона из конфигурации с n квазичастицами определяется только отношением фазовых объемов. Более последовательным является рассмотрение релаксации одночастичных чисел заполнения с помощью кинетического уравнения /3–4/. Однако, как и в модели Гриффина, в работах /3–4/ пренебрегается существенной пространственной неоднородностью нуклонов в ядре и игнорируется самосогласованный характер одночастичного потенциала. Между тем, как показано в /6/, релаксация в конечном ядре сопровождается перестройкой самосогласованного поля, что приводит к ряду нестатистических эффектов.

Цель настоящей работы состоит в выводе и анализе кинетического уравнения для конечного ядра, учитывающего как ударную релаксацию, так и эффекты самосогласования.

2. Основные уравнения

Введем оператор одночастичной матрицы плотности $\hat{\rho}$ и, соответствующее ему среднее

$$\hat{\rho}_{12} = \psi^{+}(1)\psi(2)\ ; \quad \rho_{12} = \langle \psi^{+}(1)\psi(2) \rangle \tag{2.I}$$

где $\psi^{+}(1)$ $(\psi(1))$ – оператор рождения (уничтожения) нуклона в точке с координатами (I)[x]. Усреднение в (I.2) производится по суперпозиции из стационарных состояний ядра. Уравнение для ρ записывается в обычной форме $(\hbar = 1)$:

$$i\dot{\rho}_{12} = \langle [\hat{\rho}_{12}; H] \rangle \tag{2.2}$$

где гамильтониан ядра H имеет вид

$$H = \int d3d3'\, \psi^{+}(3) h(3|3') \psi(3') + 1/2 \int d3d3'\, \psi^{+}(3)\psi^{+}(3') \times V(3|3')\psi(3')\psi(3)\ ; \quad V(3|3') = V(3'|3) \tag{2.3}$$

(для простоты мы ограничились взаимодействием V не зависящим от скоростей, оператор h есть некоторый одночастичный гамильтониан). Вычисляя коммутатор в правой части (2.2), найдем

$$i\dot{\rho}_{12} = [h;\rho]_{12} + \int d3 (V_{23} - V_{13}) \rho_2(13|32) \tag{2.4}$$

где введена двухчастичная матрица плотности

x) Под (I) понимаются как пространственные $\vec{r}_1$, так и спиновые переменные. Изотопические индексы n и p опущены, поскольку они могут быть легко восстановлены в конечных формулах.

$$\rho_2(12|34) = \langle \psi^{+}(1)\psi^{+}(2)\psi(3)\psi(4) \rangle \tag{2.5}$$

Коммутируя $\hat{\rho}_2$ с H, найдем второе уравнение

$$i\dot{\rho}_2(12|34) = (h_3 + h_4)\rho_2 - \rho_2(h_1 + h_2) + \rho_2(V_{43} - V_{12}) + \int d5 (V_{45} + V_{35} - V_{25} - V_{15}) \rho_3(125|534) \tag{2.6}$$

содержащее трехчастичную матрицу плотности ρ_3.

Для замыкания системы уравнений (2.4) и (2.6) необходимо сделать определенные предположения о структуре ρ_3. Стандартной аппроксимацией в теории ядра является метод Хартри-Фока, отвечающий отсутствию корреляций между нуклонами, находящимися в самосогласованном потенциале:

$$\rho_2(12|34) \longrightarrow \rho_2^{(0)} \equiv \rho_{14}\rho_{23} - \rho_{13}\rho_{24} \tag{2.7}$$

В этом приближении одночастичные состояния $|K\rangle$ являются стабильными образованиями при любой энергии ε_K. Описание процессов распада типа (I.I) требует более совершенной аппароксимации.

Следуя Боголюбову /7/, запишем

$$\rho_2(12|34) = \rho_2^{(0)} + R_{1234} \tag{2.8}$$

$$\rho_3(123|456) = \{\rho^3\}_{simm} + \{\rho R\}_{simm} + R_3 \approx \{\rho^3\}_{simm} + \{\rho R\}_{simm} \tag{2.8a}$$

где R_{1234} и R_3 – соответственно двухчастичная и трехчастичная корреляционные функции. Символом $\{\ldots\}_{simm}$ обозначена антисимметризация величины в скобках. В развернутом виде (2.8а) записывается следующим образом

$$\begin{aligned} \rho_3(123|456) \approx\ & \rho_{16}(\rho_{25}\rho_{34} - \rho_{24}\rho_{35}) - \rho_{26}(\rho_{15}\rho_{34} - \rho_{14}\rho_{35}) \\ & - \rho_{36}(\rho_{14}\rho_{25} - \rho_{15}\rho_{24}) + \rho_{16}R_{2345} - \rho_{26}R_{1345} + \rho_{36}R_{1245} \\ & - \rho_{15}R_{2346} + \rho_{25}R_{1346} - \rho_{35}R_{1246} + \rho_{14}R_{2356} - \rho_{24}R_{1356} \\ & + \rho_{34}R_{1256} \end{aligned} \tag{2.9}$$

Первое из уравнений (2.8) представляет собой, по существу, определение корреляционной функции R_{1234}. Основное наше приближение (2.8а) состоит в пренебрежении трехчастичными и более высокими корреляциями. Физический смысл этого и других приближений мы обсудим ниже.

Используя аппроксимацию (2.8а), легко написать замкнутую систему уравнений для ρ и R.

$$i\dot{\rho}_{12} = [h;\rho]_{12} + \int d3\,(V_{23}-V_{13})\,\rho_2^{(0)}(13/32) + \int d3\,(V_{23}-V_{13})\,R_{1332} \tag{2.10}$$

$$\begin{aligned} i\dot{R}_{1234} &= (h_3+h_4)R - R(h_1+h_2) + \int d5\,V_{35}\,\rho_{54}\,\rho_2^{(0)}(12/53) \\ &+ \int d5\,V_{45}\,\rho_{53}\,\rho_2^{(0)}(12/45) - \int d5\,V_{25}\,\rho_{15}\,\rho_2^{(0)}(25/34) - \\ &- \int d5\,V_{15}\,\rho_{25}\,\rho_2^{(0)}(15/43) + (V_{34}-V_{12})\,\rho_2^{(0)}(12/34) + O_{1234}(V) \end{aligned} \tag{2.11}$$

где для сокращения записи положено

$$\begin{aligned} O_{1234} &= \int d5\,\mathcal{V}_5(43/21)\,\{\rho R\}_{simm}(125/534) + (V_{34}-V_{12})R_{1234} \\ &+ \rho_{24}\int d5\,\mathcal{V}_5(3/1)R_{1553} + \rho_{13}\int d5\,\mathcal{V}_5(4/2)R_{2554} \\ &- \rho_{23}\int d5\,\mathcal{V}_5(4/1)R_{1554} - \rho_{14}\int d5\,\mathcal{V}_5(3/2)R_{2553} \end{aligned} \tag{2.12}$$

$$\mathcal{V}_5(43/21) = V_{45}+V_{35}-V_{15}-V_{25} \equiv \mathcal{V}_5(4/1)+\mathcal{V}_5(3/2) \tag{2.13}$$

Анализ и решение полученных уравнений (2.10), (2.11) удобно проводить в энергетическом представлении

$$\rho_{12} = \sum_{nn'} \rho_{nn'}\,\varphi_n(1)\,\varphi^*_{n'}(2) \tag{2.14}$$

$$R_{1234} = \sum_{nn'mm'} R_{nmm'n'}\,\varphi_n(1)\,\varphi_m(2)\,\varphi^*_{m'}(3)\,\varphi^*_{n'}(4)$$

где $\varphi_n(1) \equiv \langle 1|n\rangle$ – некоторый (пока произвольный) одночастичный базис. Перепишем еще раз систему (2.10), (2.11) в представлении $\langle 1|n\rangle$

$$i\dot{\rho}_{nn'} = \langle n|[\rho;S(\rho)]|n'\rangle + \frac{1}{2}\sum_m \langle nm|[R;V^{(a)}]|mn'\rangle \tag{2.10a}$$

$$\begin{aligned} i\dot{R}_{nmm'n'} &= \sum_k \left(S_{nk}R_{kmm'n'} + S_{mk}R_{nkm'n'} - R_{nmm'k}S_{kn'} - R_{nmkn'}S_{km'}\right) \\ &+ \sum_{kl}\left(\rho_{nk}\rho_{ml}\langle lk|V^{(a)}|n'm'\rangle - \langle nm|V^{(a)}|kl\rangle\rho_{km'}\rho_{ln'}\right) + \\ &+ \sum_{klp}\left(\rho_{km'}\rho_{ml}\rho_{np}\langle lp|V^{(a)}|kn'\rangle + \rho_{kn'}\rho_{nl}\rho_{mp}\langle lp|V^{(a)}|km'\rangle - \right. \\ &\left. - \rho_{nk}\langle mk|V^{(a)}|lp\rangle\rho_{ln'}\rho_{pm'} - \rho_{mk}\langle nk|V^{(a)}|pl\rangle\rho_{lm'}\rho_{pn'}\right) + O'_{nmm'n'} \end{aligned} \tag{2.11a}$$

Здесь мы ввели Хартри-Фоковский одночастичный гамильтониан с матричными элементами

$$S_{nn'}(\rho) = h_{nn'} + \sum_{mm'} \langle nm|V^{(a)}|m'n'\rangle\,\rho_{m'm} \tag{2.15}$$

и антисимметризованное взаимодействие $V^{(a)}_{12} = V_{12}(1-P_{12})$ (P_{12} – оператор перестановки координат I и 2)

$$\langle nm|V^{(a)}|m'n'\rangle = -\langle nm|V^{(a)}|n'm'\rangle = -\langle mn|V^{(a)}|m'n'\rangle \tag{2.16}$$

Кроме того, при написании (2.11а) мы удержали секулярные члены из $O(V)$, дополняющие h в уравнении для R, до (2.15). Оставшиеся члены O'_{12} имеют вид

$$O'_{12} = (RV)_{12}(1-\rho_1-\rho_2) - (1-\rho_1-\rho_2)(VR)_{12} \qquad \text{(а)}$$

$$+ \mathrm{Tr}_3\left\{R_{13}[\rho_2;V^{(a)}_{32}] + [\rho_1;V^{(a)}_{13}]R_{23}\right\}(1-P_{12}) \qquad \text{(б)} \tag{2.17}$$

и описывают, как показано в Приложении I, спаривательные корреляции (2.17а) и корреляции в канале частица-дырка (2.17б).

3. Кинетическое уравнение

Ввиду крайней громоздкости системы уравнений (2.I0), (2.II) полезно проанализировать физический смысл различных членов. Это позволит нам упростить ее при решении конкретных задач.

Корреляционная функция R включает в себя произвольные двухчастичные корреляции, как столкновительные, так и когерентные. К последним относятся, например, корреляции, обязанные связанным состояниям пары частиц (спаривание) или частицы и дырки (фонон). Поэтому полученные уравнения позволяют, в принципе, находить поправки к стандартным методам - приближению хаотических фаз (RPA) и теории парных корреляций (БКШ)[x]. Этот вопрос, однако, требует специального исследования и здесь не рассматривается. Отметим только, что в силу линейности уравнений, для корреляционной функции R требуется условие нормировки. Использование же нормировочных соотношений, вытекающих из определения R (2.8) и аппроксимации (2.8а)

$$\rho_1^2 - \rho_1 = Tr_2(R_{12}) \qquad (3.Iа)$$

$$(\rho^3 - 2\rho^2 + \rho)_1 = -Tr_2(R_{12}\rho_2) \qquad (3.Iв)$$

незаконно. Действительно, вычисляя шпур от соотношения (3.Iа), имеем ($\hat N$ - оператор числа частиц)

$$\delta N^2 \equiv \langle \hat N^2 \rangle - \langle \hat N \rangle^2 = Tr(\rho^2 - \rho) - Tr_{12}(R_{12}) \equiv 0$$

что явно противоречит нормировочному условию в теории БКШ. Дело в том, что хотя трехчастичная корреляция имеет порядок $1/N^2$ и относительно поправка от R_3 в R порядка $1/N$, эта малость компенсируется при суммировании в (3.I).

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением чисто столкновительных корреляций (явно учтенных в (2.II)). В этом случае роль членов $O'(V)$ сводится лишь к перенормировке взаимодействия V и одночастичного гамильтониана /8/. В качестве

x) При условии включения основных корреляционных членов (статистическое спаривание, равновесная деформация) в самосогласованное поле S.

иллюстрации когерентных корреляций в Приложении I воспроизведены результаты теории БКШ и RPA для гармонических колебаний[x].

В пренебрежении $O'(V)$ уравнения (2.I0), (2.II) принимают вид[xx]

$$i\dot\rho_1 = [\rho; S(\rho)] + 1/2\, Tr_2([R; V^{(a)}]_{12}) \qquad (3.2а)$$

$$i\dot R_{12} = [S_1 + S_2; R_{12}] + F_{12}\{\rho\} \qquad (3.2в)$$

(Функционал $F_{12}\{\rho\}$ в энергетическом представлении явно выписан в уравнении (2.IIа)). Исследование системы (3.2) мы начнем с известного случая неограниченной ферми-жидкости. Квантовые числа, одновременно диагонализирующие S и ρ (т.е. $\vec p$ и σ - импульс и спин) сохраняются во времени. Поэтому первый член в правой части (3.2а) обращается в нуль

$$[S(\rho); \rho] = 0 \qquad (3.3)$$

и уравнение для ρ принимает вид

$$\dot\rho_1 = -i/2\, Tr_2([R; V^{(a)}]_{12}) \qquad (3.4)$$

Система уравнений (3.2) обратима во времени, поэтому описание релаксации к состоянию статистического равновесия требует дополнительных предположений. Статистический элемент (и необратимость) в теории Боголюбова вносится специальным граничным условием для $R(t)$

$$R(t \to -\infty) \to 0 \qquad (3.5)$$

x) При необходимости учета спаривания в кинетическом уравнении используемый формализм легко модифицируется введением обобщенной матрицы плотности /9/.

xx) Это приближение означает, что коллективные возбуждения ядра описываются в методе зависящего от времени самосогласованного поля с учетом затухания квазичастиц.

Гипотеза (3.5) позволяет нам на кинетической стадии (т.е. для больших t) искать решение уравнения для столкновительного коррелятора в виде

$$R(t) = R\{\rho(t)\} \tag{3.6}$$

что означает, по существу, отказ от рассмотрения динамики самого акта столкновения.

Физическое содержание принципа ослабления корреляций (3.5) состоит в том, что до и после столкновения частицы находятся на массовой поверхности (с гамильтонианом $\mathcal{S}$), что требует, в свою очередь, пространственно-временной локальности столкновений. Для короткодействующих сил (с радиусом $r_0 \sim 1/p_F \ll R_0 \sim$ $\sim A^{1/3}/p_F$) время столкновения $\tau_{стол.} (\sim r_0/v_F \sim 1/\varepsilon_F$) много меньше времени релаксации (I.I) $\tau_{рел.}$ (нас интересуют энергии возбуждения E^* порядка десятков Mev)

$$\tau_{стол.} \ll \tau_{рел.} \tag{3.7}$$

поэтому при интегрировании уравнения (3.2в) можно вынести из-под интеграла медленно зависящий от времени функционал $F\{\rho\}$. Используя (3.5) и (3.6) и одночастичный базис $(\vec{p}, \sigma) \equiv n$, легко решить уравнение (3.2в)

$$R_{nmm'n'} = -i\delta_+(\varepsilon_n + \varepsilon_m - \varepsilon_{m'} - \varepsilon_{n'}) \langle nm | V^{(a)} | m'n' \rangle Z_{nmm'n'} \tag{3.8}$$

$$Z_{nmm'n'} = \rho_n \rho_m (1-\rho_{m'})(1-\rho_{n'}) - \rho_{n'}\rho_{m'}(1-\rho_m)(1-\rho_n)$$

(где $\delta_+(x) = i\,P\frac{1}{x} + \pi\delta(x)$).

Подставив (3.8) в уравнение для ρ (3.4), получим обычное кинетическое уравнение /5/ для чисел заполнения ρ_k

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} = -\pi \sum_{nmm'} |\langle km | V^{(a)} | m'n \rangle|^2 \delta(\varepsilon_n + \varepsilon_{m'} - \varepsilon_m - \varepsilon_k)\,\delta(\vec{p}_n + \vec{p}_{m'} - \vec{p}_m - \vec{p}_k)\, Z_{kmm'n} \tag{3.9}$$

(Спиновые матричные элементы, а также численные множители включены в определение $|\langle\, | V^{(a)} | \,\rangle|^2$, нормировочный объем положен равным единице).

Подчеркнем, что диагональность (3.4) в представлении ($\vec{p}$, σ) и сокращение главных значений δ_+ - функции является прямым следствием трансляционной инвариантности (матрица плотности в x -представлении зависит лишь от $\vec{x} - \vec{x}'$).

Применительно к конечному ядру неравенство (3.7) сохраняет свою силу, а своеобразное адиабатическое приближение (3.6) приводит, как показано ниже, к оптическому потенциалу. Однако несохранение квантовых чисел, диагонализирующих ρ и $\mathcal{S}$, во времени не позволяет написать замкнутое кинетическое уравнение только для чисел заполнения. Отсутствие трансляционной инвариантности приводит также к ненулевому вкладу действительной части корреляционной функции (3.8) в уравнение для ρ . Легко показать, однако, что этот вклад может быть записан в виде /IO/

$$[\rho; \delta\mathcal{S}] + [\delta\rho; \mathcal{S}] \tag{3.IO}$$

и сводится, таким образом, к перенормировке эффективного взаимодействия в самосогласованном потенциале $V^{(a)} \to V^{(a)}_{eff}(\rho)$ и замене матрицы плотности на квазичастичную $\rho + \delta\rho$. Перенормировка, аналогичная (3.IO), имеет место и при учете высших (R_3 и т.д.) корреляционных функций (что оправдывает пренебрежение ими), поэтому действительную часть $Tr_2([R; V^{(a)}]_{12})$ в уравнении дли ρ следует опустить, учитывая ее косвенно, параметризацией эффективного взаимодействия[x)]. Что же касается мнимой части, то она описывает принципиально новый эффект - затухание квазичастиц и должна быть учтена явно. Как показано в Приложении II, для внешней частицы $Jm\, Tr_2([R; V^{(a)}]_{12})$ записывается в виде

$$Jm\, Tr_2([R; V^{(a)}]_{12}) \approx -\left(W(\rho)\rho + \rho W(\rho)\right) \tag{3.II}$$

где $W(\rho)$ - мнимая часть оптического потенциала. Таким образом, описание ядра в терминах кинетического уравнения представляет собой, по существу, самосогласованную оптическую модель. Важно подчеркнуть при этом, что столкновительный коррелятор R согласован с одночастичным потенциалом лишь косвенно, посредством эффективного взаимодействия, вариацией которого (энергия перестройки) обычно пренебрегают. Поэтому одночастичный гамильтониан $\mathcal{S}$ в уравнении для R является внешним полем.

---

x) Как известно, реакция на длинноволновое поле определяется амплитудой рассеяния на нулевой угол. В реальных столкновениях существенны передачи $\sim p_F$, поэтому параметризация взаимодействия в столкновительном интеграле и в самосогласованном поле будет различной. Ниже это различие явно не оговаривается.

Изложенные выше аргументы позволяют написать кинетическое уравнение для конечного ядра:

$$i\dot{\rho}_1 = [\rho; S(\rho)]_1 + 1/2\, Tr_2([R; V^{(a)}]_{12}) \tag{3.I2}$$

где

$$R_{12} = -i/2 \int_{-\infty}^{\infty} d\tau\, e^{-iS_{12}\tau} R_{12}\{\rho(t-\tau)\}\, e^{iS_{12}\tau} \tag{3.I3}$$

4. Схема решения кинетического уравнения

Легко проверить, что стационарное решение (3.I2) (т.е. $\dot{\rho}^0 = 0$) имеет вид распределения Ферми-Дирака

$$\rho_{kk'} = n_k \delta_{kk'}; \quad n_k = \left(1 + \exp\frac{\varepsilon_k - \mu}{T}\right)^{-1} \tag{4.I}$$

где: $S^0|k\rangle = \varepsilon_k|k\rangle$; $S^0 \equiv S(\rho^0)$, а T и μ – температура и химический потенциал соответственно. Отметим, что функциональный произвол в заполнении одночастичных состояний, существующий в методе Хартри-Фока, уменьшается до параметрического (T -произвольна), при учете затухания квазичастиц.

Простейшая аппроксимация уравнения (3.I2) для исследования предравновесной эмиссии состоит в следующем. По аналогии с RPA будем считать, что недиагональные матричные элементы $\rho_{k\neq k'}$ (описывающие коллективные моды ядра) малы по сравнению с диагональными. Это предположение означает, что подавляющий интегральный вклад как в равновесное состояние, так и в предравновесную эмиссию дают квазичастичные степени свободы. Вместе с тем, корреляционные эффекты, связанные с запоминанием квантовых чисел входного канала реакции, обязаны, в основном, перестройке самосогласованного поля в процессе релаксации.

Представим ρ в виде: $\rho_{kk'} = \delta_{kk'}\rho_k^0(t) + \delta\rho_{k\neq k'}(t)$ и линеаризуем (3.I2) относительно малой недиагональной поправки $\delta\rho$, имеем

$$\frac{\partial \rho_k^{(0)}}{\partial t} = -\pi \sum_{nmm'} |\langle km|V^{(a)}|mn'\rangle|^2 \delta(\varepsilon_n + \varepsilon_{m'} - \varepsilon_m - \varepsilon_k)\, Z_{kmmn}\{\rho^0\} \tag{4.2}$$

$$i\delta\dot{\rho}_{kk'} = [\delta\rho; S^0(t)]_{kk'} + [\rho^0(t); S(\delta\rho)]_{kk'} + [\dot{\rho}(t); S^0(t)]_{kk'} \tag{4.2a}$$

Здесь мы пренебрегли затуханием недиагональных матричных элементов $\delta\rho$ и несущественной поправкой $[S^0; \delta\rho]_{kk}$ в уравнение для чисел заполнения (4.2). Для ядра без спаривания (с собственными частотами $\omega \sim \varepsilon_F A^{-1/3} \gg \Gamma_{sp} \sim \varepsilon_F A^{-2/3}$) когерентную предравновесную эмиссию, описываемую уравнением (4.2а), можно исследовать в адиабатическом приближении. В этом случае "быстрое" время в $\delta\rho(t)$ определяется периодом самосогласованного поля ω^{-1}, а медленная параметрическая зависимость в (4.2а) $S^0(t)$ и $\rho^0(t)$ – релаксацией чисел заполнения ρ_k^0.

Аппроксимация (4.2) пригодна, если в коллективные моды передается малая часть полной энергии возбуждения. В противном случае необходимо учитывать обратное влияние нестатистического возбуждения ядра на эволюцию чисел заполнения, а также эффекты затухания и коллективных степеней свободы.

Разбиение матрицы плотности на диагональную и недиагональную части предполагает аналогичное представление и начальных значений $\rho^0(0)$ и $\delta\rho(0)$. Причем даже для простейшей реакции захвата нуклона нахождение $\delta\rho(0)$ требует решения интегрального уравнения /II/. Для полуколичественных оценок более удобна квазиклассическая параметризация $\delta\rho(0)$ /6/.

Поправку к матрице плотности, обязанную захвату внешней частицы с импульсом $\vec{q}$, запишем в смешанном представлении

$$\delta\rho_q(\vec{x}|\vec{x}') = e^{i\vec{q}(\vec{x}-\vec{x}')}\, \delta\rho\left(\vec{q}; \frac{\vec{x}+\vec{x}'}{2}\right) \tag{4.3}$$

Величина $\delta\rho(\vec{q}|\vec{R})$; $\left(\vec{R} = \frac{\vec{x}+\vec{x}'}{2}\right)$ имеет классическим аналогом функцию распределения, т.е. вероятность частице находится в точке $\vec{R}$ с импульсом $\vec{q}$. Предполагая, для простоты, поверхностное поглощение, имеем:

$$\delta\rho(\vec{q}|\vec{R}) = \sum_{\ell} \Xi_\ell(qR_0) P_\ell(\cos\theta)\, \delta(x - R_0) \tag{4.4}$$

где $P_\ell(\cos\theta)$ – полином Лежандра, $\cos\theta = (\vec{q}\vec{R})/qR_0$, а величины $\Xi_\ell(qR_0)$ пропорциональны коэффициентам прилипания с фиксированным угловым моментом ℓ и энергией $q^2/2m$. Нормируя распределение (4.3) на число захваченных нуклонов, окончательно находим

$$\delta\rho(\vec{x}|\vec{x}') = \frac{\delta A}{4\pi R_0^2}\, e^{i\vec{q}(\vec{x}-\vec{x}')}\, \delta(x-R_0) \sum_{\ell} \frac{\Xi_\ell(qR_0)}{\Xi_0(qR_0)} P_\ell(\cos\theta) \tag{4.5}$$

Матричные элементы (4.5) вычисляются в конкретном оболочном базисе.

З а к л ю ч е н и е

В работе получено кинетическое уравнение для конечного ядра, описывающего релаксацию к статистически равновесному состоянию, с учетом эффектов самосогласования. На модельных примерах проведен анализ отдельных членов уравнения и выяснена область его применимости. Предложен способ линеаризации кинетического уравнения для исследования предравновесной эмиссии и параметризации начальных значений матрицы плотности.

Отметим две нерешенные задачи. В использованном нами формализме корреляционных функций практически невозможно строго разделить эффект взаимодействия нуклонов на массовой поверхности (эффект затухания и релаксации) и вне ее (самосогласованное поле). Решение этой задачи требует привлечения более мощного метода функций Грина. Вторая трудность (присущая и другим моделям предравновесной эмиссии) обязана отсутствию в нашей схеме одночастичных состояний с правильной асимптотикой - состояний канала реакции. Это может привести к значительным количественным ошибкам.

Исследование указанных вопросов предполагается сделать в следующей работе.

Мы глубоко признательны С.Т.Беляеву за многочисленные обсуждения работы.

П Р И Л О Ж Е Н И Е I

Здесь мы решим две модельные задачи - о статическом спаривании и гармонических колебаниях ядра методом корреляционных функций.

Спаривательное взаимодействие выберем в обычной форме

$$H_{int} = -\frac{G}{4}\sum_{\nu\nu'} a^+_\nu a^+_{\bar\nu} a_{\bar\nu'} a_{\nu'} \tag{I}$$

(состояния ν и $\bar\nu$ сопряжены по времени).
Стационарное решение для коррелятора ($\dot{R}=0$) ищем в виде

$$R_{1234} = \delta_{1\bar2}\,\delta_{3\bar4}\, r_2 r_4 \tag{2}$$

Удерживая в выражении $O(V)$ члены (2.I7а), что отвечает приближению БКШ, найдем $(S|1\rangle = \varepsilon_1|1\rangle;\ n_1 = \rho_{11})$

$$\varepsilon_1 - \mu = \frac{G}{4}\,\frac{1-2n_1}{r_1}\sum_2 r_2 \tag{3}$$

Константа μ появилась как параметр разделения и имеет смысл химического потенциала. Второе уравнение (для чисел заполнения n_1) находится минимизацией полной энергии

$$E = \langle H\rangle - \mu N \approx \sum_1(\varepsilon_1-\mu)n_1 - \frac{G}{4}\Big(\sum_1 r_1\Big)^2 \tag{4}$$

и имеет вид обычного нормировочного условия

$$n_1^2 - n_1 = -r_1^2 \tag{5}$$

Комбинируя (2), (4) и (5), легко получить результаты теории БКШ

$$\Delta = G\sum_1 r_1;\quad = G\sum_1 \frac{\Delta}{4\sqrt{(\varepsilon_1-\mu)^2+\Delta^2}}$$

$$n_1 = 1/2\left(1 - \frac{\varepsilon_1-\mu}{\sqrt{(\varepsilon_1-\mu)^2+\Delta^2}}\right)$$

Малые колебания ядра в канале частица-дырка описываются группой членов (δ) в (2.I7). Рассмотрим, для простоты, сепарабельное взаимодействие

$$\langle 12|V|34\rangle = -\varkappa\, q_{14}\, q_{23} \tag{6}$$

Выражение для коррелятора предопределено выбором V :

$$R_{1234} = r_{14} r_{23}^{+} + r_{14}^{+} r_{23} + a.c. \qquad (7)$$

где величины r находятся из стационарного уравнения $\dot{R} = 0$

$$r_{kn} g_{em} + g_{kn}^{+} r_{em} + r_{em}^{+} g_{kn} + g_{em}^{+} r_{kn} = r_{en}^{+} g_{km} + g_{en}^{+} r_{km} +$$
$$+ g_{en} r_{km}^{+} + r_{en} g_{km}^{+} ; \; g_{em} = æ Q \, (n_e - n_m) g_{em} + r_{em} (\varepsilon_e - \varepsilon_m) \qquad (8)$$

Здесь $Q = Tr(\rho q)$ и отброшены, как обычно, члены, возникающие вследствие антисимметризации V. Разделив переменные в (8) с параметром ω, $(g_{kn} = \omega r_{kn} ; \; g_{kn}^{+} = -\omega r_{kn}^{+})$, найдем:

$$r_{12} = æ Q \frac{n_1 - n_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \omega} q_{12} \qquad (9)$$

Условие согласования на Q приводит к дисперсионному уравнению для энергии колебаний ω

$$1 = æ \sum_{12} \frac{|q_{12}|^2 (n_1 - n_2)}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \omega} \qquad (10)$$

ПРИЛОЖЕНИЕ П

Рассмотрим задачу о рассеянии внешней частицы ядром. Покажем, что ее взаимодействие с ядром может быть описано, с учетом столкновительных корреляций, как движение в поле с комплексным потенциалом.

Введем матрицы плотности внешней частицы $\rho_{kk'}$ ($k; k'$ – импульсы или энергии $E_k ; E_{k'}$) и внутренних нуклонов ядра ρ_{12} в представлении невозмущенного гамильтониана $S_{12}^{0} = \delta_{12} \varepsilon_1$. Пренебрегая эффектами антисимметризации состояний налетающей частицы и ядра, напишем уравнение для $\rho_{kk'}$

$$-i \dot{\rho}_{kk'} = (E_{k'} - E_k) \rho_{kk'} + [\rho; U]_{kk'} + 1/2 \left(Tr_2 \left([R_{12}; V_{12}^{(a)}] \right) \right)_{kk'} \qquad (11)$$

где $U_{kk'} = \left(Tr_2 \left(V_{12}^{(a)} \rho_2 \right) \right)_{kk'}$ – самосогласованный потенциал ядра. В уравнении для столкновительного коррелятора (3.2в) мы будем учитывать только взаимодействие нуклонов ядра с налетающей частицей. Его решение, записанное через поправки к $\rho_{kk'}^{0} ; \rho_{12}^{0}$

$$\delta \rho_{kk'} = \rho_{kk'} - n_k \delta_{kk'} ; \quad \delta \rho_{12} = \rho_{12} - n_1 \delta_{12} \qquad (12)$$

имеет вид

$$R_{k1k'2} = i\pi \delta (E_k - E_{k'} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) \Big\{ V_{k1k'2}^{(a)} Z_{k1k'2} + \delta \rho_{kk''} V_{k''1k'2}^{(a)} \frac{\partial Z_{k1k'2}}{\partial n_k} \qquad (13)$$
$$+ V_{k1k''2}^{(a)} \delta \rho_{k''k'} \frac{\partial Z_{k1k'2}}{\partial n_{k'}} + \delta \rho_{13} V_{k3k'2}^{(a)} \frac{\partial Z_{k1k'2}}{\partial n_1} + V_{k1k'3}^{(a)} \delta \rho_{32} \frac{\partial Z_{k1k'2}}{\partial n_2}$$

(Здесь и ниже по повторяющимся индексам подразумевается суммирование).

Линеаризуя (11) относительно $\delta \rho$ и используя (13), находим

$$-i \delta \dot{\rho}_{kk'} = (E_{k'} - E_k) \delta \rho_{kk'} + [\delta \rho; U]_{kk'} + i \{ \delta \rho ; W \}_{kk'} +$$
$$+ i\pi/2 \Big\{ \delta (E_k - E_{k''} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) V_{k1k''2}^{(a)} V_{2k''1k'}^{(a)} Z_{k1k''2} - \qquad (14)$$
$$- \delta (E_{k''} - E_{k'} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) V_{k2k''1}^{(a)} V_{k''1k'2}^{(a)} Z_{k''1k'2} \Big\}$$

Первые три члена в (14) отвечают движению внешней частицы в комплексном потенциале $U + iW$, где (суммирования по k нет)

$$W_{pp'} = \pi \delta (E_p - E_{p'} + \varepsilon_1 - \varepsilon_2) V_{p1k2}^{(a)} V_{2k1p'}^{(a)} \frac{\partial Z_{p1k2}}{\partial n_p} \qquad (15)$$

Последние два члена в уравнении для $\delta \rho_{kk'}$ имеют характер вынуждающей силы и определяют амплитуду неупругого рассеяния в борновском приближении.

Литература

1. Griffin J. Phys. Rev. Lett. 17, 478, (1966)
2. Blann M. Phys. Rev. Lett. 21, 1357, (1968)
3. Harp G.D. Miller J.M. Berne B.J. Phys. Rev. 165, 1166, (1968)
4. Harp G.D. Miller J.M. Phys. Rev. C3, 1847, (1971)
5. Пайнс Д, Нозьер Ф. "Теория квантовых жидкостей", Мир (1967).
6. Беляев С.Т., Румянцев Б.А. Proc. Int. Conf. Nucl. Phys. Munich (1973). Phys. Lett. (в печати).
7. Боголюбов Н.Н. "Проблемы динамической теории в статистической физике", Гостехиздат (1946).
   Боголюбов Н.Н., Гуров К.П. ЖЭТФ 17, 614 (1947)
8. Гуров К.П. "Основания кинетической теории". Наука (1966).
9. Беляев С.Т. Nucl. Phys. 64, 17 (1965)
10. Абрикосов А.А., Горьков Л.П., Дзялошинский И.Е. "Методы квантовой теории поля в статистической физике". Физматгиз (1962).
11. Мигдал А.Б. "Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер", Наука (1965).

Ответственный за выпуск С.Н.РОДИОНОВ
Подписано к печати 1.УП.74г., МН 09378
Усл. 1,1 печ.л., тираж 150 экз. Бесплатно
Заказ №50

Отпечатано на ротапринте в ИЯФ СО АН СССР, тв