Письма в ЖЭТФ, том 52, вып. 3, стр. 773–775 *10 августа 1990 г.*

ПРЕДКРИТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛА СТОЛКНОВЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Л.Мюнхов

Вблизи фазовой неустойчивости взаимодействие частиц с флуктуациями плотности становится определяющим диссипативным процессом.

Ядерные реакции с тяжелыми ионами в области энергий от 20 до 100 МэВ/А часто описываются кинетически, а физическая мотивация имеет термодинамическую формулировку: получение сведений об уравнении состояния ядерной материи в широкой области P, ρ-диаграммы, в частности, ожидается появление аналога фазового перехода жидкость – газ (см., например, [1,2]), который представляет значительный интерес, особенно в связи с астрофизическими моделями срыва сверхновых [1].

Экспериментально имеются определенные указания на существование фазового перехода. Прежде всего, процесс мультифрагментации может служить критерием наступления неустойчивости [3]. Недавние эксперменты [4] показывают переход от режима последовательной эмиссии кластеров к мгновенному испусканию для столкновения Ar на V при энергии 75 МэВ/А. При той же энергии исчезает поперечный пик, что указывает на малость эффективной сжимаемости ядерной материи κ, а ввиду соотношения $(\partial P/\partial\rho)_T \propto \kappa \to 0$, качественно это означает близость к спинодальной области. Наконец, наблюдается [4] выраженная изотропность эмиссии, что означает усиление процессов термализации. Время релаксации оценивается формулой [5] $\tau_N = T^{-2} + 0{,}235\rho_0/\rho T^{-1/2}$ [10^{-21} с], согласно модельным расчетам [6] максимальная температура почти независимо от энергии возбуждения составляет $T = 5$ МэВ, тем самым $\tau_N \sim$ $\sim 10^{-22}$с, тогда как минимальное время релаксации ядерной системы составляет $0{,}5 \cdot 10^{-22}$ с [7]. Поэтому имеет смысл искать дополнительные релаксационные процессы.

Обращаем внимание в этом сообщении на то, что столкновения частиц с предкритическими флуктуациями плотности становятся определяющим диссипативным механизмом при $(\partial P/\partial\rho)_T \to 0$ и соответствующее время релаксации $\tau_F < \tau_N$.

Для количественного описания пользуемся уравнением Больцмана в виде [8,9]

$$\left(\frac{\partial}{\partial T} + \frac{p}{m}\frac{\partial}{\partial R}\right) f(\mathbf{p};\mathbf{R},T) = I[f] \equiv -i\Sigma^{<}(\mathbf{p},\epsilon(\mathbf{p});\mathbf{R},T)[1 - f(\mathbf{p};\mathbf{R},T)] - i\Sigma^{>}(\mathbf{p},\epsilon(\mathbf{p});\mathbf{R},T)\times$$
$$\times f(\mathbf{p};\mathbf{R},T), \qquad \epsilon(\mathbf{p}) = \mathbf{p}^2/2m, \tag{1}$$

где $f(p, R, T)$ – функция Вигнера, а части массового оператора $\Sigma^{\lessgtr}(p, \omega; R, T)$ определены согласно

$$-i\Sigma^{>}(11') = \langle j^{+}(1)j(1')\rangle, \qquad i\Sigma^{<}(11') = \langle j(1')j^{+}(1)\rangle,$$
$$j(1) \equiv j(\mathbf{x}_1 t_1) = \int d\mathbf{x}_2 V(\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)\psi^{+}(\mathbf{x}_2 t_1)\psi(\mathbf{x}_2 t_1)\Psi(1), \tag{2}$$

где вместо координат и времени x_1, t_1; x_2, t_2 вводится $\mathbf{r} = \mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2$, $t = t_1 - t_2$, $\mathbf{R} = (\mathbf{x}_1 + \mathbf{x}_2)/2$, $T = (t_1 + t_2)/2$, а затем осуществляется преобразование Фурье по переменным r, t. Подобным образом определяются функции Грина $G^{\lessgtr}(11')$, с помощью которых вычисляются функции распределения $f(\mathbf{p}; \mathbf{R}, T)$.

Для учета корреляции плотности необходимо переходить на двухчастичный уровень, вводя, например, T-матрицу в канале частицы-дырки или корреляционную функцию плотности. На языке T-матрицы

$$\Sigma^{\lessgtr}(\mathbf{p}, \omega; \mathbf{R}, T) = \int \frac{d\mathbf{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d\omega_1}{2\pi}; \quad G^{\lessgtr}(\mathbf{p}_1, \omega, \mathbf{R}, T)T^{\lessgtr}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_1, \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}; \omega - \omega_1) \tag{3}$$

определяет вклад в столкновительный член процессов рассеяния частиц на флуктуациях плотности. Подобно стационарному случаю T-матрица как функция ω имеет полюса при частотах коллективных колебаний плотности ω_c, а вычеты в этих полюсах $\sim \omega_c^{-1}$. Вблизи точки неустойчивости некоторые моды становсятся мягкими, т.е. $\omega_c \to 0$, благодаря чему данный механизм приведет к росту столкновительного члена в предкритической области.

Отметим теперь, что $\Gamma = i\Sigma^{>} - i\Sigma^{<}$ представляет собой ширину одночастичного состояния. Далее нетрудно видеть [9], что $\tau = \hbar/\Gamma$ есть время релаксации, поэтому вблизи критической точки время установления равновесия убывает, что возможно и обусловливает увеличение изотропности.

Интересно отметить, что существует простая связь между шириной $\Gamma(\mathbf{p}, \omega; \mathbf{R}, T)$ и корреляционной функцией плотности $F^{>}(12) = \langle \rho(1)\rho(2) - \rho^2 \rangle$, $F^{<}(12) = \langle \rho(2)\rho(1) - \rho^2 \rangle$. Пренебрегая трехчастичной корреляцией, прямо из определения (2) следует

$$\Sigma^{\lessgtr}(\mathbf{p}, \omega) = \int G^{\lessgtr}(\mathbf{p}', \omega')F^{\lessgtr}(\mathbf{p}' - \mathbf{p}, \omega' - \omega)[V(\mathbf{p}' - \mathbf{p})]^2 \frac{d\mathbf{p}'}{(2\pi)^3} \frac{d\omega'}{2\pi},$$

учитывая $F^{\lessgtr}(\mathbf{p}, \omega) = V^{-1} \sum_n |\langle 0|\rho(\mathbf{p})|n\rangle|^2 2\pi\delta(\omega \mp \omega_{n0})$ и [9] $\int \frac{d\omega}{2\pi}[iG^{>}(\mathbf{p}, \omega) - iG^{<}(\mathbf{p}, \omega)] = 1$,

из $\langle \cdot|\rho|n\rangle \sim \omega_c^{-1/2}$, в случае $\omega_c \to 0$

$$\int \Gamma \frac{d\omega}{2\pi} = \int F(\mathbf{q}, 0)[V(\mathbf{q})]^2 \frac{dq}{(2\pi)^3}. \tag{4}$$

В случае равновесия, пользуясь соотношением из [10] имеем

$$\int \Gamma d\omega \sim \int F(\mathbf{r})d\mathbf{r} \int [V(\mathbf{q})]^2 d\mathbf{q} \sim (T - T_c)^{-1}. \tag{5}$$

Кинетическую эволюцию, приведшую к фрагментации, можно представить как монопольное колебание ядерной плотности и описать уравнением случайных фаз [11]. Столкновительный член тогда определяет ширину Γ_{RPA}, или классически $\gamma_{RPA} = \hbar^{-1}B^{-1}\Gamma_{RPA}$ (B – массовый коэффициент) представляет коэффициент затухания монопольной моды. Полная энергия составляет $E_{tot} = E_{in} + E_{coll}$ и время затухания коллективной энергии Γ_{RPA}^{-1} дает масштаб времени релаксации. Подобно столкновительному члену в ∞-системе (3) ширина Γ_{RPA} растет с убыванием частоты монопольного колебания ω_M, а при $\omega_M \to 0$ справедлив любопытный результат [12]

$$\lim_{\omega_M \to 0} \gamma_{RPA} = \gamma_W = m\rho\bar{v}R^4, \qquad (6)$$

($\bar{v}$ – средняя скорость фермионов).

Здесь γ_W обозначает коэффициент однотельного трения, которому соответствует трение ядерной среды при движении "стенки" по ней. Однотельная диссипация до сих пор исключительно изучалась в так называемых глубоко-неупругих реакциях в области < 20 МэВ/н над барьером и в делении, причем экспериментальное значение на порядок ниже γ_W. Возможно, что вблизи спинодальной области впервые достигается γ_W. Соответственно $\Gamma_{RPA} \sim \hbar(\bar{v}/R)$ могло обеспечить термализацию за $\tau \sim 0{,}5 \cdot 10^{-22}$ с, что соответствует гидродинамическому пределу [7]. Отметим в заключение, что для осуществления фазового перехода потребуется наличие критической амплитуды флуктуации плотности, а рассматриваемый механизм затухания препятствует переходу, превышая упорядоченное движение в хаотическое.

Литература

1. *Friedman B., Pandharipande V.R.* Nucl. Phys. A, 1981, **361**, 502.
2. *Röpke G. et al.* Phys. Lett. B, 1982, **119**, 12.
3. *Bondorf J.P. et al.* Nucl. Phys. B, 1985, **443**, 321.
4. *Westfall G.D. et al.* Contribut. to Hirschegg-workshop, 1990.
5. *Köhler H.S., Nilsson B.S.* Nucl. Phys. A, 1984, **417**, 541.
6. *Suraud E. et al.* Phys. Lett. B, 1989, **229**, 359.
7. *Köhler H.S.* Nucl. Phys. A, 1982, **378**, 159.
8. *Келдыш Л.В.* ЖЭТФ, 1964, **47**, 1515.
9. *Danielewicz P.* Ann. of Phys., 1984, **152**, 239.
10. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика, часть II, М.: Наука, 1978.
11. *Sustich A., Wambach J.* Phys. Lett. B, 1989, **218**, 417.
12. *Yannouleas C.* Nucl. Phys. A, 1988, **489**, 91.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
5 июня 1990 г.