Письма в ЖЭТФ, том 55, вып. 1, стр. 56 — 58 10 января 1992 г.

ДИНАМИЧЕСКИЕ КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ОКРЕСТНОСТИ КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКИ ГАЗ - ЖИДКОСТЬ

Е.В.Гурович, Е.И.Кац, В.В.Лебедев, А.Р.Муратов

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР
142432, Черноголовка, Московская обл.

Поступила в редакцию 20 ноября 1991 г.

Найден спектр собственных мод в окрестности критической точки газ - жидкость. Показано, что фигурирующие в законах дисперсии звука величины имеют сложное критическое поведение, не описываемое простыми скэйлинговыми соотношениями. Скэйлингу подчиняются только первые члены разложения найденных в работе точных формул. Последние получаются суммированием бесконечных последовательностей модифицированных лестничных диаграмм.

1. Несмотря на огромное число работ о критической точке жидкости, до настоящего времени отсутствует последовательная теория динамических критических явлений. Ниже мы предложим теоретическую схему описания динамических флуктуационных эффектов вблизи критической точки газ - жидкость.

Состояние жидкости вблизи критической точки описывается плотностью импульса $\vec{j}$ и отклонениями плотности массы и энтропии от их значений в критической точке: $\rho - \rho_c$; $s - s_c$. Вблизи критической точки смягчается только одна степень свободы, которую мы обозначим Ψ и назовем параметром порядка. Только Ψ является сильно флуктуирующей переменной вблизи критической точки. Остальные переменные ($\vec{j}$ и линейная комбинация $\rho - \rho_c$ и $s - s_c$, которую мы обозначим ϕ) являются слабо флуктуирующими. В выборе сильно флуктуирующей переменной имеется некоторый произвол, позволяющий выбрать в качестве Ψ следующую величину:

$$\Psi = \frac{s}{\rho} - \frac{s_c}{\rho_c}. \qquad (1)$$

2. Общая схема исследования критической динамики (см., например, [1-3]) заключается в построении действия I, порождаемого нелинейными уравнениями гидродинамики рассматриваемой системы. Это действие содержит зависимость от $\Psi, \phi, \vec{j}$ и сопряженных им полей p_Ψ, p_ϕ, p_i. Так как переменные ϕ, $\vec{j}$ (и p_ϕ, p_i) являются слабо флуктуирующими, то в действии I мы можем оставить только линейные и квадратичные по этим переменным члены и проинтегрировать по ним I. В результате мы приходим к эффективному действию I_Ψ, зависящему только от Ψ и p_Ψ:

$$\exp(iI_\Psi) = \int Dp_i^\perp Dj_i^\perp \exp[\{p_i^\perp \delta_{im}^\perp \nabla_k (\nabla_k \Psi \nabla_m \Psi) - p_i^\perp \frac{\eta}{\rho} \nabla^2 j_i^\perp +$$

$$+ iT\eta(\nabla p_i^\perp)^2\} + \{p_\Psi(\frac{\partial \Psi}{\partial t} - \lambda \nabla^2 \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \Psi}) + p_\Psi \nabla_i \Psi \frac{p_i}{\rho} + iT\lambda(\nabla p_\Psi)^2\}]. \qquad (2)$$

Здесь индекс $\perp$ означает перпендикулярную волновому вектору компоненту, η и λ затравочные значения коэффициентов сдвиговой вязкости и теплопроводности, $\mathcal{H}$ - плотность энергии.

Действие I_Ψ ренормируемо и описывает динамику параметра порядка Ψ (модель H по классификации работы [4]). Поэтому корреляторы переменных p_Ψ, Ψ, характеризующие критическую моду, подчиняются теории динамического скэйлинга. Например, перенормированный закон дисперсии критической моды имеет вид (при $qr_c \ll 1$) : $\omega \infty q^z$, где динамический индекс z во втором ϵ-приближении равен 3,065 [4], а $r_c \infty |A_0|^{-\nu}$ - критический радиус, и мы обозначили $A_0 = (T - T_c)/T_c$, а ν - критический индекс.

Однако сказанное выше относится *только* к частотной области существования критической моды. Попытки выйти за пределы этой области как заметил впервые Поляков [5] приводит к нарушению скэйлинга. Для того, чтобы корректно учесть флуктуационные вклады в некритические степени свободы необходимо просуммировать главные последовательности диаграмм для динамических корреляторов слабо флуктуирующих переменных. В силу того, что в I фигурируют только линейные и квадратичные по слабо флуктуирующим переменным слагаемые, необходимо просуммировать только модифицированные лестничные диаграммы [3]. Подробности вычислений будут изложены в отдельной работе, а здесь мы приведем только результаты.

3. Закон дисперсии звука определяется следующим уравнением:

$$\rho\omega - \frac{\tilde{\beta}(\omega, q)}{\omega} q^2 + i\varsigma q^2 = 0. \tag{3}$$

Здесь ς - затравочное значение коэффициента объемной вязкости, а все флуктуационные эффекты учтены в ренормированном коэффициенте сжимаемости $\tilde{\beta}$:

$$\tilde{\beta} = (\frac{\partial P}{\partial \rho})_\sigma - \frac{\Xi^2 F(\omega, q)}{1 + \Xi^2 (\frac{\partial P}{\partial \rho})_\sigma^{-1} F(\omega, q)}. \tag{4}$$

Здесь P - давление, Ξ - коэффициент при члене $\phi\Psi^2$ в плотности энергии, который не имеет особенностей вблизи критической точки. Скэйлинговыми свойствами обладает функция F:

$$F(t, \vec{r}) = \int D\Psi D p_\Psi \exp(i I_\Psi) [\Psi^2(t, \vec{r}) (p_\Psi \lambda \bigtriangledown^2 \Psi)(0, 0)]. \tag{5}$$

Функция F может быть вычислена, например, в приближении Орнштейна - Цернике [6] или в рамках ϵ-разложения [4–7]. Вследствие флуктуационно-диссипационной теоремы функция F может быть выражена через коррелятор $< \Psi^2(t, \vec{r}), \quad \Psi^2(0,0) >$, критическое поведение которого задается индексом теплоемкости α.

В низкочастотной области:

$$F = F_0 + i F_1 \omega |A_0|^{-z\nu}. \tag{6}$$

При приближении к критической точке F_0 и F_1 расходятся пропорционально $|A_0|^{-\alpha}$. Поэтому из (3) - (6) следует, что скорость звука обращается в ноль в критической точке по закону $|A_0|^\alpha$, а для поглощения звука имеет место сложное кроссоверное поведение от закона $|A_0|^{-z\nu-\alpha}$ к закону $|A_0|^{-z\nu+\alpha}$.

Закон дисперсии сдвиговой моды определяется уравнением:

$$\rho\omega + \frac{i\eta q^2}{1 - \Pi(\omega, q)\eta^{-1}} = 0. \tag{7}$$

Динамический коррелятор Π, определяющий флуктуационный вклад в эту моду имеет вид:

$$\Pi(t,\vec{r}) = i\int D\Psi Dp_\Psi \exp(iI_\Psi)[\nabla_i(\nabla_i\Psi\,\nabla_j\,\Psi)(t,\vec{r})\times$$

$$\times\frac{1}{\nabla^2}(\delta_{jm} - \frac{\nabla_j\nabla_m}{\nabla^2})p_\Psi\,\nabla_m\,\Psi(0,0)]. \tag{8}$$

Функция П вычисляется по ренормируемому действию и для нее выполняется динамический скэйлинг. Например, в гидродинамической области $\Pi\infty|A_0|^{-(z-3)\nu}$, а при $|A_0|\to 0$, $\Pi\ \infty\ \omega^{(3-z)/z}$. В реальной экспериментальной ситуации вторая из этих формул ограничивает рост П и таким образом знаменатель в формуле (7) не становится малым. Чисто гипотетическая возможность неустойчивости сдвиговой моды или появление щели в ней будет обсуждена в отдельной публикации.

Если флуктуационные поправки малы ($\Pi \ll \eta$), то из (7) следует известная формула [6,7]:

$$\omega = -i\left[\frac{\eta}{\rho} + \Pi\right]q^2, \tag{9}$$

однако это только первый член разложения точного уравнения (7). Как следует из недавних экспериментальных данных [8] рост эффективной вязкости при частоте 1 Гц достигает в критической области 20%. В этом случае расхождение формул (7) и (9) оказывается около 5%, что находится в пределах точности эксперимента [8].

Формулы (3) и (4) решают вопрос о спектре мод в широкой области температур и частот вблизи критической точки газ - жидкость. Как следует их этих выражений вся критическая динамика определяется поведением двух универсальных функций F и П, обладающих скэйлинговыми свойствами. Эти функции могут быть вычислены в рамках ϵ-разложения по ренормируемому действию I_Ψ (2). Кроме того они могут быть определены непосредственно при правильной (согласно формулам (3) - (7)) обработке экспериментальных данных.

1. Лебедев В.В., Сухоруков А.И., Халатников И.М., ЖЭТФ, 1981, 80, 1429.

2. Кац Е.И., Лебедев В.В., Динамика жидких кристаллов. М.: Наука, 1988.

3. Гурович Е.В., Кац Е.И., Лебедев В.В., ЖЭТФ, 100,

4. Hohenberg P.C., Halperin B.I., Rev. Mod. Phys., 1977, 49, 435.

5. Поляков А.М. ЖЭТФ, 1968, 57, 271.

6. Kawasaki K., Ann. Phys., 1970, 61, 1.

7. Perl R., Ferrel R.A., Phys. Rev. A, 1972, 6, 358.

8. Berg F.R., Moldover M.R., Phys. Rev. A, 1990, 42, 7183.