

## О СВЯЗИ ПЕРЕНОРМИРУЕМОСТИ ТЕОРИИ С ПОВЕДЕНИЕМ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА

*Ю.С. Гангнус, А.В. Прозоркевич, С.А. Смолянский*

Обсуждается температурное поведение коэффициентов переноса ультрарелятивистского газа элементарных частиц в зависимости от вида взаимодействия.

В последнее время вызывает интерес учет диссипативных процессов в системах элементарных частиц, плотность и температура в которых очень велики. Такие процессы, по-видимому, играют важную роль в явлениях множественного рождения частиц [1], в астрофизике и космологии [2]. При этом становится существенным определение зависимости коэффициентов переноса от температуры. Известно, что для взаимодействий с безразмерной константой связи в области ультрарелятивистских энергий эти зависимости можно найти из соображений размерности [3]. В данной работе сделаны аналогичные оценки для произвольного локального полиномиального взаимодействия с одной константой связи. Это позволяет, в частности, найти связь между поведением коэффициентов переноса при высоких температурах и перенормируемостью теории.

Определим, например, поведение коэффициента сдвиговой вязкости  $\eta$  в зависимости от вида взаимодействия. Имея в виду определение температурной зависимости вязкости в ультрарелятивистской области  $T \gg m$ , удобно в системе единиц  $c = \hbar = k_B = 1$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана) за основную единицу выбрать градус. Тогда для различных полиномиальных взаимодействий размерность константы связи  $[g] = [T]^{-2n}$  ( $n = 0, 1, 2 \dots$ ), где  $n$  характеризует степень нелинейности. Здесь исключены нечетные степени ввиду нестабильности соответствующих теорий. При  $n = 0$  взаимодействие относится к классу перенормируемых ( $R$ ), в остальных случаях – к классу неперенормируемых ( $N$ ). Константа связи будем считать достаточно малой.

© Издательство "Наука", Письма в ЖЭТФ, 1977 г.

Из соображений размерности можно оценить длину корреляций в системе  $l_{\text{corr}} \sim g^{-2} T^{-1-4n}$ . Предположение о малости константы связи обеспечивает одновременное выполнение условий применимости квантовой релятивистской кинетической теории  $l_{\text{corr}} \gg \lambda \sim T^{-1}$  ( $\lambda$  — дебройлевская длина волны) и гидродинамики  $l_{\text{corr}} \ll L$  ( $L$  — характерный масштаб макроскопического процесса), т.е.  $\lambda \ll l_{\text{corr}} \ll L$ . Во втором порядке теории возмущений для квазиоднородных систем, как и в нерелятивистской кинетической теории,  $\eta \sim g^{-2}$  (например, [4]). Поскольку по определению  $[\eta] = [T]^3$ , получаем

$$\eta \sim g^{-2} T^{3-4n}. \quad (1)$$

Например, для взаимодействий между скалярными частицами вида

$$L_a = g \phi^{2n+4}, \quad L_b = g (\phi, \alpha \phi^{\alpha})^{n+1}, \quad (2)$$

получаем соответственно

$$\eta_a \sim g^{-2} T^{3-4n}, \quad \eta_b \sim g^{-2} T^{3-8n}. \quad (3)$$

В частности, известный результат Изо, Мори, Намики для вязкости  $\pi$ -мезонного газа  $\eta \sim T^3$  [5] соответствует в нашем рассмотрении перенормируемой модели  $g \phi^4$ . Та же температурная зависимость  $\eta \sim T^3$  имеет место в квантовой электродинамике. Для вязкости нейтринного газа в модели четырехфермионного слабого взаимодействия получаем  $\eta \sim T^{-1}$ , что согласуется с результатом работы [6]. С другой стороны, в единой теории слабого и электромагнитного взаимодействий  $n = 0$ , поэтому вязкость нейтринного газа в этой теории  $\eta \sim T^3$ .

Отметим, что при изменении размерности пространства меняется температурная зависимость  $\eta$  для всех видов взаимодействия, за исключением квантовой электродинамики и теорий, аналогичных ей по структуре.

В общем случае оказывается, что  $\eta$  растет или убывает с температурой в зависимости от того к  $R$ - или  $N$ -классу относится вид взаимодействия. Это справедливо и для таких коэффициентов переноса как теплопроводность и объемная вязкость. Такое качественно различное поведение коэффициентов переноса позволяет надеяться, что в результате сравнения с экспериментом можно будет определить, к какому классу относится взаимодействие в соответствующих процессах<sup>1)</sup>.

Известно, например, что выводы гидродинамической модели Ландау находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными по множественному рождению частиц [1]. Это означает, что даже при учете диссипативных процессов адронный кластер можно рассматривать как идеальную жидкость ( $\eta \approx 0$ ) по крайней мере к моменту его развала. С другой стороны, в процессе эволюции кластера его температура пони-

<sup>1)</sup> В этом отношении выделенная роль перенормируемых взаимодействий была впервые отмечена в работе [7], в которой изучалась связь между уравнением состояния и видом взаимодействия.

аается. Одновременное же убывание вязкости и температуры в процессе расширения кластера может реализоваться лишь в классе  $R$  теорий.

Найдем теперь зависимость  $\eta$  от скорости звука  $c_s$ . Для взаимодействий (2) известны значения  $c_s$  в зависимости от  $n$  [8]

$$c_{sa}^2 = \frac{n+1}{n+3}, \quad c_{sb}^2 = \frac{1}{2n+1}. \quad (4)$$

Тогда, используя (3) можно получить

$$\eta_a \sim g^{-2} T^{3-4(1-3c_s^2)}/(c_s^2-1),$$

$$\eta_b \sim g^{-2} T^{3-4(1-c_s^2)}/c_s^2. \quad (5)$$

Легко видеть, что результат работы [9]  $\eta \sim T^{1/c_s^2}$  справедлив только для перенормируемых взаимодействий, когда  $[g] = 0$  и  $c_s^2 = 1/3$ .

Авторы выражают глубокую благодарность Е.Л.Фейнбергу за полезное обсуждение и указание на работу [7].

Саратовский  
государственный университет

Поступила в редакцию  
1 июля 1977 г.

### Литература

- [1] Е.Л.Фейнберг. УФН, **104**, 539, 1971; И.Л.Розенталь. УФН, **116**, 271, 1975.
- [2] С.W.Misner. Nature, **214**, 40, 1967; Phys. Rev. Lett., **19**, 533, 1967; В.А.Белинский, И.МХалатников. ЖЭТФ, **69**, 401, 1975; **72**, 3, 1977.
- [3] Е.Л.Фейнберг. Труды ФИ АН СССР, **29**, 155, 1965; Phys. Lett., **52B**, 203, 1974.
- [4] А.В.Прозоркевич, С.А.Смолянский. ТМФ, **31**, 118, 1977; ТМФ, (в печати).
- [5] С.Изо, К.Мори, М.Намики. Труды Междунар. конф. по космическим лучам, М., Изд. АН СССР, 1960, **1**, 230.
- [6] S.R. de Groot, W.A. van Leeuwen, P.H.Meltzer. Nuovo Cim., **A25**, 229, 1975.
- [7] H.Ezawa, Z.Tomozawa, H.Umezawa. Nuovo Cim., **5**, 810, 1957.
- [8] Г.А.Милехин. Изв. АН СССР, сер. физ., **26**, 635, 1962.
- [9] V.Ganuto, J.Lodenquai. Phys. Rev., **D11**, 233, 1975.