

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА ТЕОРИИ ПОДОБИЯ В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ Ar

*A.M. Быков, A.B. Воронель, B.A. Смирнов,
B.B. Щекочигина*

В работах [1 – 3] делаются попытки сравнения экспериментальных результатов по изучению критических явлений с теорией подобия [4]. Юльшинство авторов заключает, что согласие удовлетворительное.

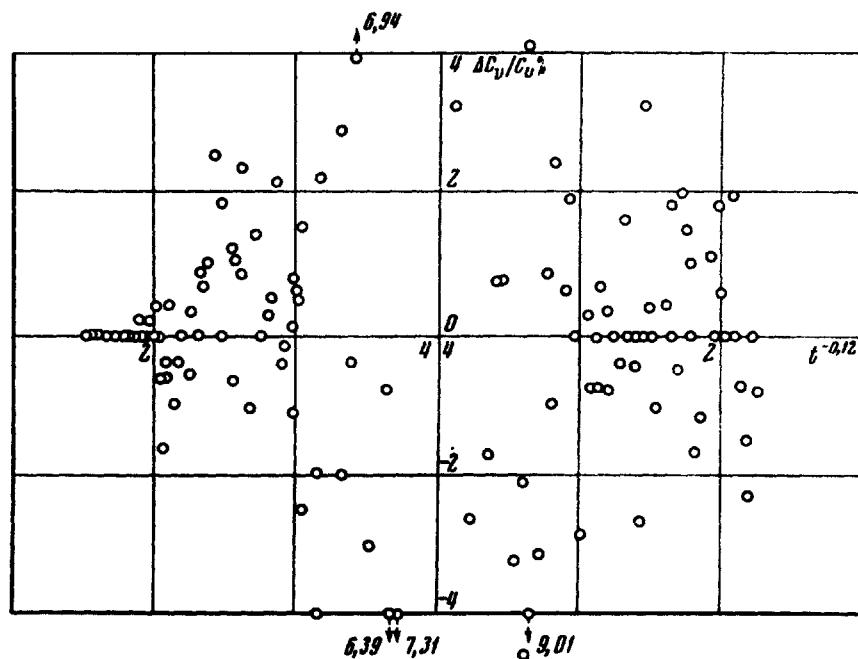


Рис. 1. Зависимость ошибки измеренной теплоемкости C_v относительно аппроксимирующей кривой $C_v^{\pm} = A_{\pm}t^{-\alpha} + f_{\pm}$ для $\alpha = 0,12$ в процентах: левая сторона графика для $t < 0$, правая сторона графика для $t > 0$.

Однако, мы думаем, что сравнение теории с экспериментами, в которых различные индексы определяются разными исследователями (тем более в разных лабораториях), не является корректным. Действительно, все зависимости в теории подобия определяются степенями относительной температуры.

$t = \left| \frac{T - T_{kr}}{T_{kr}} \right|$ и в высшей степени чувствительны к абсолютному значению

T_{kr} . "Скейлинговые" равенства включают большие (порядка единицы, например y) и малые (порядка 0,1, например a) индексы. В результате накопления ошибок каждого автора и сложения ошибок от различного выбора T_{kr} (а T_{kr} в раз-

ных лабораториях могут различаться на несколько сотых градуса, ибо такова согласуемость различных шкал) суммарная ошибка может оказаться больше малого индекса. Тогда проверка полностью лишается смысла. В большинстве случаев так оно и было. Для определения малых индексов необходимы независимые эксперименты. Мы предприняли попытку определить три индекса в одном эксперименте, отнесенном к одному значению T_{kp} и характеризующимся одинаковыми систематическими ошибками. Для этого мы изучили кривую существования спектрально чистого аргона ($\sim 99,99\%$) вблизи критической точки жидкость — пар и измерили его теплоемкость C_v , как функцию температуры и плотности.

Нам пришлось несколько усовершенствовать нашу методику измерения теплоемкости [5, 6], чтобы довести ее точность до уровня, необходимого для сравнения с нашей методикой измерения кривой существования [7].

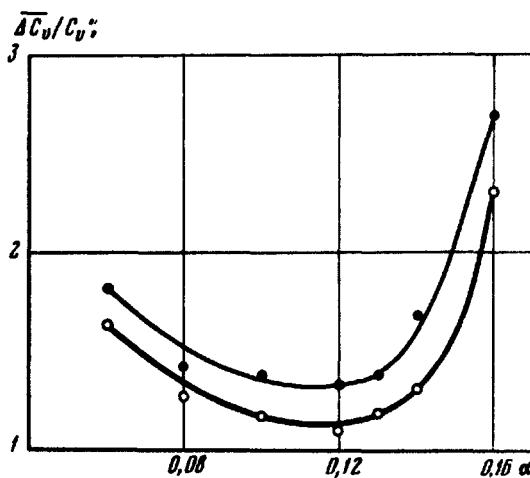


Рис. 2. Относительная средняя ошибка теплоемкости $\Delta \bar{C}_v / \bar{C}_v$ в процентах при аппроксимирующей кривой: $C_v^{\pm} = A_{\pm} t^{-\alpha} + E_{\pm}$ в функции от α : ○ — для $t < 0$, ● — для $t > 0$

Калориметр был окружен толстостенной (0,5 мм) медной рубашкой для уменьшения градиентов на поверхности. Уменьшение на порядок градиентов приводит к соответствующему улучшению автоматического регулирования адиабатического режима. Перемешивание было автоматизировано и эффективность его была поднята до значения параметра неоднородности $\sim 0,005$ [8]. Эти меры привели к заметному (по сравнению с [9]) увеличению точности. Таким образом погрешность наших измерений теплоемкости не более 2–4% при ширине точек до $0,006^\circ$. Разброс относительно аппроксимирующих кривых $C_v^{\pm} = A_{\pm} t^{-\alpha} + B_{\pm}$ не превышает этой цифры (см. рис. 1) в интервале $2 \cdot 10^{-5} < t < 2 \cdot 10^{-2}$. В прошлом [6, 9] мы настаивали на логарифмическом характере особенности C_v в критической точке, так как наша точность не позволяла нам различить значения индекса в пределах 0–0,2 в первых работах [6] и в пределах 0–0,1 в работе [9]. Имеющейся теперь точности достаточно, чтобы отличить критический индекс 0,02–0,04 от 0.

Благодаря этому мы ясно видим, что совершенно исключен индекс α меньше 0,06 и больше 0,16 для обеих ветвей кривой $C_v(t)$ (соответствующих $t < 0$ и $t > 0$). При выбранных значениях ρ_{kp} и T_{kp} мы можем даже увеличить точность определения индекса, выбирая координаты середины точек не арифметически $T = T_1 + \frac{\Delta T}{2}$, а усредняя общее тепло, затраченное на нагрев в каждой точке, в соответствующем функциональном масштабе $t = \frac{t^{-\alpha} - t_1^{-\alpha}}{2}$.

Такая обработка приводит к значениям индексов $\alpha = \alpha' = 0,12 \pm 0,02$, где α — индекс для $t > 0$, а α' — для $t < 0$. Рис. 2 дает представление о точности выбора α . Определить значение индекса ϵ в соотношении $C_v = D\rho^{*\epsilon} + C$ трудно, вследствие ограниченного числа точек, соответствующих небольшому числу заполнений калориметра. В работе [6] мы ожидали логарифмической зависимости $C_v(\rho^*)$ и потому резко сузили область возможного сопоставления этой зависимости с $C_v(t)$ по безразмерному параметру $\left| \frac{\rho - \rho_{kp}}{\rho_{kp}} \right|$.

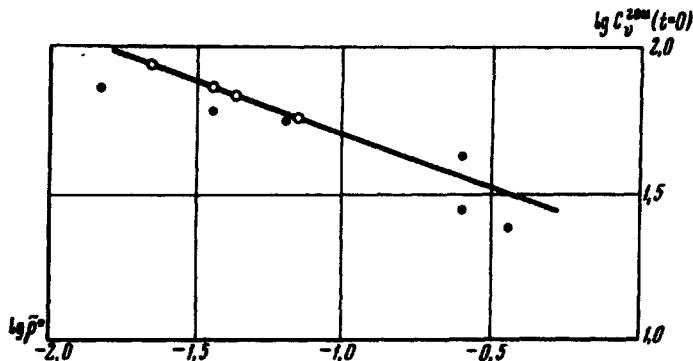


Рис. 3. Зависимость логарифма теплоемкости C_v при $T = T_{kp} + 0$ от логарифма безразмерной плотности ρ^* : ● — данные работы [6], ○ — данные настоящей работы.

Однако, если рассмотреть зависимость $C_v(\rho^*)$ во всем диапазоне измерений [6], мы получим индекс $\epsilon = 0,34 \pm 0,15$. Малая точность определения индекса связана с теми же причинами, что приведены выше для объяснения плохой сопоставляемости работ разных авторов. Разные плотности измерялись на газах разной чистоты, разными термометрами и относились к разным значениям T_{kp} (см. [6]). Теперь несколько заполнений было изучено на одном калориметре и отнесено к одному значению T_{kp} , равному $150,665 \pm 0,0005^\circ K$. (Отличие этой цифры от [7] сводится к 10^{-5} безразмерных единиц и может соответствовать различию чистоты газов в пределах 0,01%). Благодаря такой точности зависимость $C_v(\rho^*)$, несмотря на небольшое число точек, определяется достаточно надежно.

Индекс ϵ , как видно из рис. 3, равен $\epsilon = 0,35 \pm 0,04$. На том же образце, включая и заполнения, на которых измерялась теплоемкость, была измерена кривая сосуществования $\rho^* = kT^F$. Индекс $F = 0,33 \pm 0,02$. Теория подобия, как легко

показать [4], дает соотношение $\epsilon = a/\rho$. Таким образом, беря полученные нами значения a и ρ , получим $\frac{0,12 \pm 0,02}{0,33 \pm 0,02} = 0,36 \pm 0,07$, что следует признать

совпадением с экспериментально полученным значением. В результате своего эксперимента мы вынуждены констатировать согласие с теорией подобия в пределах около половины малого индекса a . Укажем на то, что полученный нами индекс $a = 0,12 \pm 0,02$ практически совпадает с индексом $1/8$, полученным в машинном эксперименте для трехмерной модели Изинга [10].

Институт физико-технических
и радиотехнических измерений

Поступила в редакцию
17 ноября 1970 г.

Литература

- [1] R.B.Griffiths. Phys. Rev., 158, 176, 1967.
 - [2] M.S.Green, M.Vicentini-Missoni, J.H.Levelt-Sengers. Phys. Rev. Lett., 18, 1113, 1967.
 - [3] M.Barmatz, P.C.Hohenberg. Phys. Rev. Lett., 24, 1225, 1970.
 - [4] В.Л.Покровский. УФН, 94, 127, 1968.
 - [5] А.В.Воронель, П.Г.Стрелков. ПТЭ, №, 111, 1960.
 - [6] А.В.Воронель, Ю.Р.Чашкин. ЖЭТФ, 51, 394, 1966.
 - [7] А.В.Воронель, В.А.Смирнов, Ю.Р.Чашкин. Письма в ЖЭТФ, 9, 187, 1969.
 - [8] А.Т.Берестов, С.П.Мальшенко. ЖЭТФ, 58, 2090, 1970.
 - [9] А.В.Воронель, В.Г.Горбунова, Ю.Р.Чашкин, В.В.Шекочихина. ЖЭТФ, 56, 897, 1969.
 - [10] M.F.Sykes, J.L.Martin, D.L.Hunter. Proc. Phys. Soc., 91, 671, 1967.
-