

правки. Эксперимент во мн. случаях не согласуется с классич. теорией. Напр., температурные зависимости восприимчивости, параметра порядка, теплоёмкости и др. в жидкостях, растворах, магнетиках выражаются одноптичными ф-лами:

$$\begin{aligned} \partial\rho/\partial P, \quad \partial t/\partial H, \quad \partial x/\partial \mu &\sim t^{-\gamma}, \\ C_V, \quad C_{P,x}, \quad C_{P,H=0} &\sim t^{-\alpha}; \\ \rho - \rho_C, \quad t, \quad x - x_C &\sim t^\beta. \end{aligned}$$

Здесь  $t = (T - T_C)/T_C$  — относит. отклонение темп-ры  $T$  от критич.  $T_C$ ;  $\rho - \rho_C$  и  $x - x_C$  — отклонения от кри-

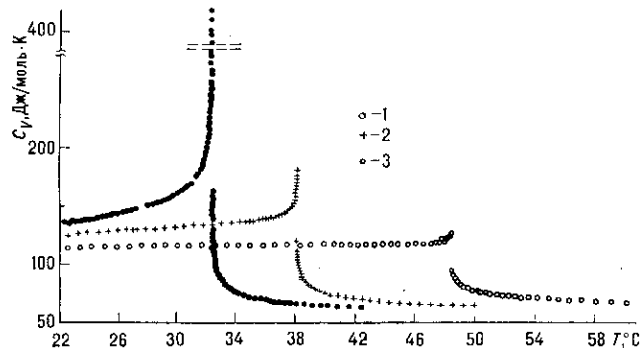


Рис. 6. Влияние равновесных примесей на поведение теплоёмкости  $C_V$  вблизи критической точки: 1 — чистый этан; 2 — 1%-ный раствор гептана в этане; 3 — 3%-ный раствор гептана.

тич. значений  $\rho_C$  или  $x_C$  плотности  $\rho$  или концентрации  $x$ ;  $t$  — намагниченность;  $H$  — магн. поле;  $P$  — давление;  $\mu$  — хим. потенциал растворённого вещества;  $C_V$  — изохорная теплоёмкость;  $C_{P,x}$  и  $C_{P,H=0}$  — изобарная теплоёмкость раствора при  $x = \text{const}$  или магнетика при  $H = 0$ . Найденные из опыта показатели степени (*критические показатели*)  $\alpha$ ,  $\gamma$  и  $\beta$  оказываются одинаковыми или очень близкими для фазовых переходов разл. физ. природы.

В нек-рых объектах, напр. в обычных сверхпроводниках и сегнетоэлектриках, в экспериментально достижимой окрестности фазового перехода К. я. описываются классич. теорией, т. е. флуктуации не оказывают существен. влияния на характер критич. аномалий. Это связано с характером межчастичного взаимодействия. Если силы взаимодействия достаточно быстро убывают с расстоянием, то флуктуации играют значит. роль и К. я. возникают задолго до подхода к критич. точке. Если, напротив, частицы взаимодействуют на расстояниях, существенно превышающих ср. расстояние между ними, то установившаяся в веществе среднее силовое поле почти не искажается флуктуациями и К. я. обнаруживаются лишь вблизи точки перехода. К. я. носят классич., нефлуктуационный характер и в т. н. трикритической точке, где линия фазовых переходов 1-го рода переходит в линию фазовых переходов 2-го рода, напр. в трикритич. точке  $\lambda$ -переходов в растворе  $^3\text{He}-^4\text{He}$ .

К. я. могут наблюдаться и вблизи точек т. н. слабых фазовых переходов 1-го рода, где скачки энтропии и плотности очень малы, и переход, таким образом, близок к переходу 2-го рода, например при фазовом переходе изотропной жидкости в нематический жидкий кристалл.

**Масштабная инвариантность.** К. я. по своей природе являются *кооперативными явлениями*, они обусловлены свойствами всей совокупности частиц, а не индивидуальными свойствами каждой частицы, отсюда их универсальность. Флуктуац. теория К. я. базируется на гипотезе масштабной инвариантности (с к е й л и н г а). Суть масштабной теории состоит в следую-

щем: флуктуации параметра порядка (плотности, концентрации, намагниченности и т. п.) вблизи критич. точки велики. Радиус корреляции  $r_C$  (величина, близкая по смыслу к ср. размеру флуктуации, — единственный характерный масштаб в системе) значительно превосходит ср. расстояние между частицами. Можно сказать, что структура вещества в критич. области — это «газ» капель, размер к-рых  $r_C$  растёт по мере приближения к критич. точке. Свободная энергия такой системы содержит слагаемое, пропорциональное числу «капель»  $N$ :

$$F = F_0 + kT_C N = F_0 + 3kT_C V / 4\pi r_C^3,$$

где  $F_0$  — регулярная часть свободной энергии  $F$ , не зависящая от близости к критич. точке;  $V$  — объём. Представляя радиус корреляции  $r_C$  в виде степенной зависимости  $r_C \sim t^{-\nu}$ , получаем сингулярную часть теплоёмкости при пост. объёме:

$$C_V \sim (\partial^2 F / \partial T^2)_V \sim t^{3\nu-2} \sim t^{-\alpha}.$$

Отсюда следует соотношение между критич. показателями теплоёмкости и радиуса корреляции:  $2 - \alpha = 3\nu$ .

В критич. точке радиус корреляции становится бесконечно большим. Это означает, что любая часть вещества в точке перехода «чувствует» изменения, произошедшие в остальных частях. Наоборот, вдали от критич. точки флуктуации статистически независимы, и случайные изменения состояния в данной точке образца не сказываются на др. частях системы. Наглядным примером служит критич. опалесценция. В случае

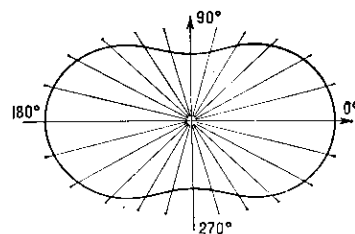
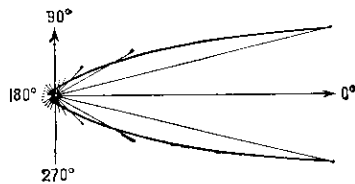


Рис. 7. Вверху — диаграмма направленности рассеяния света на независимых флуктуациях плотности жидкости; внизу — то же при рассеянии света на скоррелированных флуктуациях (при критической температуре).



рассеяния на независимых флуктуациях (т. н. рэлеевское рассеяние) интенсивность рассеяния обратно пропорциональна 4-й степени длины волны света и имеет симметричное распределение в пространстве. При рассеянии же на скоррелиров. флуктуациях (т. н. критич. рассеяние) интенсивность рассеянного света обратно пропорциональна квадрату длины волны и имеет вытянутую в сторону падающего света диаграмму направленности (рис. 7).

Гипотеза масштабной инвариантности позволяет установить универсальные соотношения и между др. критич. показателями, так что лишь два показателя являются независимыми. Соотношения между критич. показателями позволяют определить ур-ние состояния и вычислить затем разл. термодинамич. величины по сравнительно небольшому объёму эксперим. материала. Наиб. распространение получила т. н. линейная модель ур-ния состояния, содержащая лишь две неуниверсальные константы кроме критич. параметров вещества.

Численные значения критич. показателей были найдены методом *ренормализационной группы*. Оказалось, что они зависят от размерности пространства и от характера симметрии параметра порядка. Напр., если параметр порядка — скаляр (плотность, концентрация) или одномерный вектор (намагниченность изотропного магнетика), то К. я. в таких системах входят в один и тот же класс универсальности, т. е. характеризуются одинаковыми критич. показателями.