

Динамическая масштабная инвариантность. Гипотеза масштабной инвариантности была распространена на кинетич. явления (динамич. скейлинг). Предполагается, что вблизи критич. точки кроме характерного размера r_C существует также характерный временной масштаб τ_C — время релаксации критич. флуктуаций, растущее по мере приближения к точке перехода. На масштабах $\sim r_C$ имеем: $\tau_C = r_C^2/D$, где D — кинетич. характеристика, имеющая разл. смысл для фазовых переходов разной природы. Для критич. точки жидкость — газ D — коэф. температуропроводности, в растворах D — коэф. взаимной диффузии и т. д. Для всех жидкостей и растворов D определяется ф-лой Стокса — Эйнштейна: $D \approx kT/6\eta r_C$, где η — коэф. сдвиговой вязкости. Отсюда видно, что в критич. точке (при $r_C \rightarrow \infty$) $D \rightarrow 0$, а $\tau_C \rightarrow \infty$.

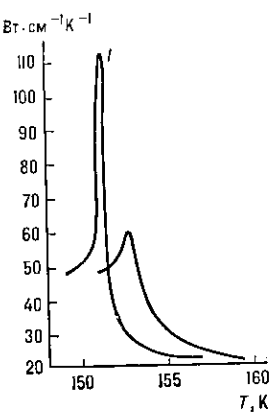


Рис. 8. Коэффициент теплопроводности λ аргона в окрестности критической точки на изобарах как функция температуры: I — 4,982 МПа, II — 5,247 МПа.

С уменьшением коэф. D и ростом τ_C связаны аномальное сужение линии мол. рассеяния света и аномальное поглощение звука вблизи критич. точек жидкостей и растворов. Изменение темп-ры в звуковой волне приводит к отклонению ф-ции распределения флуктуаций от её равновесного значения. Релаксация ф-ции распределения к равновесному значению происходит по диффузионному механизму, т. е. является диссипативным процессом. При частоте звука, сравнимой с обратным временем релаксации τ_C^{-1} , звук практически полностью затухает, пройдя расстояние, равное всего нескольким длинам волн.

Др. эксперим. фактами, к-рые объяснил динамич. скейлинг, являются расхождении коэф. теплопроводности λ и сдвиговой вязкости η в критич. точках жидкостей (рис. 8):

$$\lambda \sim t^{-\varphi}, \quad \eta \sim t^{-\mu}.$$

Показатели φ и μ связаны универсальным соотношением $\varphi = \gamma - \nu - \mu$.

Метод ренормализац. группы приводит к следующему результату, к-рый согласуется с экспериментом: сдвиговая вязкость имеет слабую расходимость ($\mu \approx 0,04$), теплопроводность — сильную ($\varphi \approx 0,6$).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976; Фишер М., Природа критического состояния, пер. с англ., М., 1968; Паташинский А. З., Покровский В. Л., Флуктуационная теория фазовых переходов, 2 изд., М., 1982; Ма Ш., Современная теория критических явлений, пер. с англ., М., 1980; Анисимов М. А., Критические явления в жидкостях и жидких кристаллах, М., 1987.

М. А. Анисимов, В. Л. Покровский.

КРИТИЧЕСКИЙ ТОК в сверхпроводниках — макс. величина постоянного электрич. тока, к-рый может протекать через сверхпроводник без диссипации энергии. Если ток превосходит критич. значение, то вещество сверхпроводника переходит полностью или частично в нормальное (несверхпроводящее) состояние и в образце возникает диссипация энергии, приводящая к его нагреву.

В массивном сверхпроводнике 1-го рода К. т. I_C — это такой ток, к-рый создаёт на поверхности образца критическое магнитное поле H_C . В цилиндрич. сверхпроводнике, напр., $I_C = (1/2)cRH_C$, где R — радиус цилиндра. При токе $I > I_C$ сверхпроводник 1-го рода переходит в промежуточное состояние, характеризующееся

чередованием нормальных и сверхпроводящих областей (доменной структурой).

В сверхпроводнике 2-го рода значение К. т. определяется возникновением в образце вихрей (несверхпроводящих вихревых нитей, при образовании к-рых сверхпроводник переходит в т. н. смешанное состояние). Вихревые нити начинают возникать при токе, создающем на границе образца критич. магн. поле H_{C1} . «Сердцевину» каждой вихревой нити образует квант магн. потока, в силу чего на вихри действует Лоренца сила со стороны протекающего тока, однако в реальных образцах вихревые нити закреплены на дефектах кристаллич. решётки и вблизи границ образца, так что при достаточно малом токе они находятся в равновесии (пиннинг вихревых нитей). При увеличении тока сила Лоренца возрастает и при токе, превышающем критич. значение (К. т. пиннинга), происходит срыв вихревых нитей. (При токе, равном критическому, осуществляется т. н. критич. состояние пиннинга.) Вихревые нити приходят в движение, в результате чего за счёт индукционного механизма в образце генерируется электрич. поле и возникает диссипация энергии (резистивное состояние сверхпроводника). Вещество образца при этом в осн. сохраняет сверхпроводящие свойства (сверхпроводимость подавлена только в сердцевине вихревых нитей).

Различают мягкие и жёсткие сверхпроводники 2-го рода. В мягких сверхпроводниках сила закрепления вихревых нитей мала и К. т. практически равен току, при к-ром на поверхности создаётся критич. магн. поле H_{C1} . В жёстких сверхпроводниках сила закрепления вихревых нитей велика, значение К. т. определяется срывом вихревых нитей и может быть весьма значительным. Макс. К. т. обладают т. н. композиционные сверхпроводники, в к-рых благодаря особой технологии создаётся микроструктура, максимально препятствующая движению вихревых нитей. В таких сверхпроводниках плотность К. т. может достигать 10^5 — 10^6 А/см². Жёсткие сверхпроводники находят широкое применение для изготовления сильных сверхпроводящих магнитов.

В тонких сверхпроводниках с поперечными размерами, меньшими глубины проникновения магн. поля, разрушение сверхпроводимости и возникновение диссипации происходят за счёт увеличения скорости сверхпроводящих электронов (куперовских пар) при увеличении тока, К. т. является током разрушения куперовских пар (см. Купера эффект). Магн. поле К. т. в тонких образцах мало, вещество сверхпроводника может перейти в нормальное состояние либо полностью, либо частично (резистивное состояние).

Понятие «К. т.» встречается также в Джозефсона эффекте.

Лит.: Сан-Жам Д., Сарма Г., Томас Е., Сверхпроводимость второго рода, пер. с англ., М., 1970; Кемпбелл А., Иветс Дж., Критические токи в сверхпроводниках, пер. с англ., М., 1975; Минц Р. Г., Рахманов А. Л., Неустойчивости в сверхпроводниках, М., 1984.

Н. Б. Копнин.

КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ в сверхпроводниках — характерное значение напряжённости пост. магн. поля, превышение к-рого вызывает проникновение магн. поля с поверхности в глубь сверхпроводника на расстояния L , превышающие глубину проникновения магн. поля λ (см. Мейснера эффект). К. м. п. зависит от темп-ры T и свойств материала сверхпроводника.

В сверхпроводниках 1-го рода проникновение поля происходит в результате фазового перехода 1-го рода, а К. м. п. H_C — это такая напряжённость магн. поля, при к-рой плотность магн. энергии равна разности плотностей свободных энергий $F_n - F_s$ в нормальном (несверхпроводящем, F_n) и в сверхпроводящем (F_s) состояниях: $H_C^2/8\pi = F_n - F_s$ (т. н. термодинамическое К. м. п.).