

распределения Максвелла, Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна (при $T > T_c$) изображены на рис. 2.

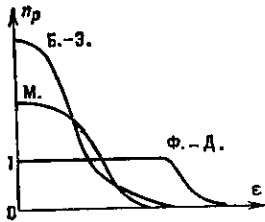


Рис. 2. Сравнение функций распределения Максвелла (М.), Ферми — Дирака (Ф.—Д.) и Бозе — Эйнштейна (Б.—Э.).

Особым случаем применения статистики Бозе — Эйнштейна является равновесное эл.-магн. излучение, к-рое можно рассматривать как газ, состоящий из фотонов. Энергия фотона связана с его импульсом соотношением $\epsilon = pc$, где c — скорость света в вакууме. Число фотонов не является заданной величиной, а само определяется из условия термодинамич. равновесия, поэтому их распределение по импульсам даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$ (причём $\epsilon = pc$). Т. о. получается ф-ла Планка для спектра равновесного (чёрного) излучения (см. *Планка закон излучения*).

Квазичастицы. Вблизи абс. нуля темп-р гл. вклад в статистич. сумму вносят слабозабуждённые квантовые состояния, близкие по энергии к основному. Вычисление энергии осн. состояния является чисто квантовомеханич. задачей, предметом *квантовой теории многих частиц*. Тепловое движение в таких условиях можно описать как появление в системе слабо-взаимодействующих *квазичастиц* (элементарных возбуждений), обладающих энергией ϵ и импульсом (в кристаллах — квазиимпульсом) p . Зная зависимость $\epsilon(p)$, можно вычислить зависящую от темп-ры часть термодинамич. ф-ций по ф-лам для идеального ферми-или бозе-газа в зависимости от статистики квазичастиц. Особенно важно, что бозевские квазичастицы с малыми p можно рассматривать как кванты длинноволновых колебаний, описываемых макроскопич. ур-ниями. Так, в кристаллах (и бозе-жидкостях) существуют *фононы* (кванты звука), в магнетиках — *магноны* (кванты колебаний магн. момента).

Особые типы квазичастиц существуют в двумерных и одномерных системах. В плоской кристаллич. плёнке их роль играют дислокации, в плёнках He — вихревые нити, в полимерных нитях — солитоны и доменные стенки. В трёхмерных телах эти объекты имеют большую энергию и не вносят вклада в термодинамич. ф-ции.

Неидеальные вырожденные газы. Исследование свойств таких газов при условии малости газового параметра η представляет существ. интерес. В фермиевском газе поправка к энергии осн. состояния оказывается $\sim \eta^{1/2}$. Спектр квазичастиц в случае газа с отталкиванием между частицами совпадает (с точностью до поправок $\sim \eta^{1/2}$) со спектром свободных частиц. В спектре газа с притяжением между частицами возникает экспоненциально малая (по параметру $\eta^{1/2}$) щель, что связано со *сверхтекучестью* (см. также *Сверхпроводимость*), и появляется фононная ветвь. Энергия осн. состояния, равная нулю у идеального бозе-газа, составляет $\sim (N/V)^{1/3} \eta^{1/2} N h^2 / m$ для неидеального. Спектр квазичастиц при малых p является фононным, а при больших p переходит в спектр свободных частиц (см. также *Квантовая жидкость*).

Кристаллическая решётка. Атомы в решётке совершают малые колебания около своих положений равновесия. Это означает, что их тепловое движение можно рассматривать как совокупность квазичастиц (фононов) при всех (а не только низких) темп-рах (см. *Колебания кристаллической решётки*). Распределение фононов, как и фотонов, даётся ф-лой (16) с $\mu = 0$. При низких темп-рах существенны лишь длинноволновые

фононы, к-рые представляют собой кванты звуковых волн, описываемых ур-ниями теории упругости. Зависимость $\epsilon(p)$ для них линейна, поэтому теплоёмкость кристаллич. решётки пропорциональна T^3 . При высоких темп-рах можно пользоваться законом равнораспределения энергии по степеням свободы, так что теплоёмкость не зависит от темп-ры и равна $3Nk$, где N — число атомов в кристалле. Зависимость $\epsilon(p)$ при произвольных p можно определить из опытов по неупругому рассеянию нейтронов в кристалле или вычислить теоретически, задавая значения «силовых констант», определяющих взаимодействие атомов в решётках. Новые проблемы встали перед С. ф. в связи с открытием т. н. квазипериодич. кристаллов, молекулы к-рых расположены в пространстве неперриодически, но в нек-ром порядке (см. *Квазикристаллы*).

Металлы. В металлах вклад в термодинамич. ф-ции дают также электроны проводимости. Состояние электрона в металле характеризуется квазиимпульсом, и т. к. электроны подчиняются статистике Ферми — Дирака, их распределение по квазиимпульсам даётся ф-лой (16). Поэтому теплоёмкость электронного газа, а следовательно и всего металла при достаточно низких темп-рах пропорциональна T . Отличие от ферми-газа свободных частиц состоит в том, что ферми-поверхность уже не является сферой, а представляет собой нек-рую сложную поверхность в пространстве квазиимпульсов. Форму поверхности Ферми, равно как и зависимость энергии от квазиимпульса вблизи этой поверхности, можно определять экспериментально, гл. обр. исследуя магн. свойства металлов, а также рассчитывать теоретически, используя т. н. модель псевдопотенциала. В сверхпроводниках возбуждённые состояния электрона, отделены от ферми-поверхности щелью, что приводит к экспоненц. зависимости электронной теплоёмкости от темп-ры. В ферромагн. и антиферромагн. веществах вклад в термодинамич. ф-ции дают также колебания магн. моментов (спиновые волны).

В диэлектриках и полупроводниках при $T = 0$ свободные электроны отсутствуют. При конечных темп-рах в них появляются заряд. квазичастицы: электроны с отрицат. зарядом и «дырки» с положит. зарядом. Электрон и дырка могут образовать связанное состояние — квазичастицу, называемую *экситоном*. Др. тип экситона представляет собой возбуждённое состояние атома диэлектрика, перемещающееся в кристаллич. решётке.

Методы квантовой теории поля в статистической физике. При решении задач квантовой С. ф., прежде всего при исследовании свойств квантовых жидкостей, электронов в металлах и магнетиках, важное значение имеют методы квантовой теории поля, введённые в С. ф. сравнительно недавно. Осн. роль в этих методах играет *Грина функция* макроскопич. системы, аналогичная ф-ции Грина в квантовой теории поля. Она зависит от энергии ϵ и импульса p , закон дисперсии квазичастиц $\epsilon(p)$ определяется из ур-ния $[G(\epsilon, p)]^{-1} = 0$, т. к. энергия квазичастицы является полусом ф-ции Грина. Существует регулярный метод вычисления ф-ций Грина в виде ряда по степеням энергии взаимодействия между частицами. Каждый член этого ряда содержит многократные интегралы по энергиям и импульсам от ф-ций Грина не взаимодействующих частиц и может быть изображён графически в виде диаграмм, аналогичных *Фейнмана диаграммам* в квантовой электродинамике. Каждая из этих диаграмм имеет определ. физ. смысл, что позволяет отделить в бесконечном ряду члены, ответственные за интересующее явление, и просуммировать их. Существует также диаграммная техника для вычисления температурных ф-ций Грина, позволяющих находить термодинамич. величины непосредственно, без введения квазичастиц. В этой технике гриновские ф-ции зависят (вместо энергии) от нек-рых дискретных частот ω_n и интегралы по энергиям заменяются на сумму по этим частотам.