

атомных сил. Это означает, что ряд (14) фактически представляет собой разложение по степеням безразмерного газового параметра $\eta = r_0^3 N/V$.

Плазма. Особый случай неидеального газа представляет собой плазма — частично или полностью ионизов. газ, в к-ром имеются свободные электроны и ионы. При вычислении поправок к термодинамич. ф-циям плазмы существенно, что электроны и ионы взаимодействуют электростатически (по закону Кулона). Кулоновские силы медленно убывают с расстоянием, поэтому интеграл во втором вириальном коэф. ф-лы (15) расходится на больших расстояниях r между частицами. В действительности под влиянием кулоновских сил распределение ионов и электронов в плазме изменяется т. о., что поле каждой частицы экранируется, т. е. быстро убывает на расстоянии, называемом *дебаевским радиусом экранирования* и равном по порядку величины

$$r_D \sim (kTV/e^2 N)^{1/2},$$

где N — число электронов, e — заряд электрона. Все частицы, находящиеся внутри сферы дебаевского радиуса, одновременно принимают участие во взаимодействии, поэтому первая поправка к давлению пропорциональна не $(N/V)^2$, как в обычном газе, а более низкой степени плотности $(N/V)^{3/2}$. Количеств. расчёт основан на том, что частицы распределены в поле выбранного электрона (или иона) согласно распределению Больцмана. В результате ур-ние состояния имеет вид:

$$P = 2NkT/V - (e^2/3)(\pi/kT)^{1/2}(2N/V)^{3/2},$$

если в плазме имеются только однозарядные ионы. Такого же рода поправки возникают и в термодинамич. ф-циях электролитов, в к-рых имеются свободные ионы растворённых веществ.

Жидкости. В отличие от газа, для жидкости связанные с взаимодействием члены в ур-нии состояния не малы. Поэтому свойства жидкости сильно зависят от конкретного характера взаимодействия между её молекулами. В теории жидкости вообще отсутствует малый параметр, к-рый можно было бы использовать для упрощения теории. Невозможно получить к.-л. аналитич. ф-лы для термодинамич. величин жидкости. Одним из способов преодоления этой трудности является изучение системы, состоящей из сравнительно небольшого числа частиц (~неск. тысяч). В этом случае, используя ЭВМ, можно провести прямое решение ур-ний движения частиц и определять таким способом ср. значения всех характеризующих систему величин без дополнит. предположений (см. *Молекулярной динамики метод*). Удаётся исследовать и процесс приближения такой системы к состоянию равновесия. Можно также найти статистич. интеграл для такой системы из небольшого числа частиц, вычисляя на ЭВМ соответствующие интегралы (обычно при этом используют *Монте-Карло метод*). Полученные этими способами результаты имеют, однако, малую точность в приложении к реальным жидкостям из-за малого числа частиц в системе.

Ещё один способ построения теории жидкости основан на использовании ур-ния (12), связывающего двух- и трёхчастичные ф-ции распределения. В теории жидкости это точное соотношение дополняют нек-рыми приближёнными ф-лами, выражающими трёхчастичную ф-цию через двухчастичную. В результате получается ур-ние для двухчастичной ф-ции, к-рое решают численно. Дополнит. соотношения находят на основании правдоподобных физ. соображений, они носят интерполяц. характер, так что основанные на них теории могут претендовать лишь на ограниченную точность. Тем не менее даже такое описание имеет важное значение, поскольку в нём проявляется общность законов С. ф. (см. также *Жидкость, Гиперцепное уравнение, Перкуса — Йезика уравнение*).

Вырожденные газы. Если понижать темп-ру газа при пост. плотности, начинают проявляться квантовомеханич. эффекты, связанные со свойствами симметрии волновых ф-ций системы тождественных частиц, т. е. газ вырождается. Это вырождение наступает при темп-рах, когда длина волны де Бройля для частиц, движущихся с тепловой скоростью, становится порядка ср. расстояния между ними (см. *Квантовый газ*).

Для частиц с полуцелым спином волновая ф-ция должна менять знак при перестановке любой пары частиц, поэтому в одном квантовом состоянии не может находиться больше одной частицы (*Паули принцип*). Кол-во частиц с целым спином в одном состоянии может быть любым, но требуемая в этом случае неизменность волновой ф-ции при перестановке частиц и здесь приводит к изменению статистич. свойств газа. Частицы с полуцелым спином описываются *Ферми — Дирака статистикой*, их называют фермионами. К фермионам относятся, напр., электроны, протоны, нейтроны, атомы дейтерия, атомы ^3He . Частицы с целым спином (бозоны) описываются *Бозе — Эйнштейна статистикой*. К ним относятся, напр., атомы H , ^4He , кванты света — фотоны.

Пусть ср. число частиц газа в единице объёма с импульсами, лежащими в интервале dp , есть $n_p g dp/h^3$, так что n_p — число частиц в одной ячейке фазового пространства. Тогда из распределения Гиббса следует, что для идеальных газов фермионов (верхний знак) и бозонов (нижний знак)

$$n_p = \{ \exp[(\epsilon - \mu)/kT] \pm 1 \}^{-1}. \quad (16)$$

В этой ф-ле $\epsilon = p^2/2m$ — энергия частицы с импульсом p , μ — хим. потенциал, определяемый из условия постоянства числа частиц N в системе:

$$h^{-3} \int n_p dp = N/V.$$

Ф-ла (16) переходит в ф-лу распределения Больцмана (13) при $T \gg (N/V)^{1/3} h^2/mk$; величина справа наз. темп-рой вырождения.

В случае фермионов, как и должно быть, $n_p \leq 1$, поэтому частицы ферми-газа и при $T = 0$ обладают отличными от нуля импульсами, поскольку в состоянии с нулевым импульсом может находиться только одна частица. Точнее, при $T = 0$ для ферми-газа $n_p = 1$ внутри *ферми-поверхности* — сферы в импульсном пространстве с радиусом $p_0 = h(6\pi^2 N/gV)^{1/3}$; вне этой сферы $n_p = 0$. При конечных, но низких темп-рах n_p меняется от 1 внутри сферы до нуля вне сферы постепенно, причём ширина переходной области $\sim mkT/p_0$. Величина n_p для ферми-газа как ф-ция от энергии ϵ изображена схематически на рис. 1 ($\epsilon_0 = p_0^2/2m$). При изменении

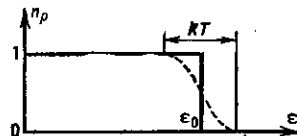


Рис. 1. Функция распределения Ферми — Дирака.

темп-ры газа меняется состояние частиц только в этом переходном слое, поэтому теплоёмкость ферми-газа при низких темп-рах пропорциональна T и равна:

$$c = (g\pi N/6V)^{1/3} mkT/h^3.$$

В бозе-газе при $T = 0$ все частицы находятся в состоянии с нулевым импульсом. При достаточно низких темп-рах в состоянии с $p = 0$ находится конечная доля всех частиц; эти частицы образуют т. н. бозе-эйнштейновский конденсат. Остальные частицы находятся в состояниях с $p \neq 0$, причём их число определяется ф-лой (16) с $\mu = 0$. При темп-ре $T_c = (N/gV)^{1/3} 3.3h^2/mk$ в бозе-газе происходит *фазовый переход*. Доля частиц с нулевым импульсом обращается в нуль, *Бозе — Эйнштейна конденсация* исчезает. Схематически ф-ции