атомы предполагаются неразличимыми и в каждой ячейке может находиться произвольное число частиц. Поэтому статистич. вес $W(N_i)$ равен числу различных распределений частиц по ячейкам:

$$W(N_i)=\prod_i \frac{(G_i+N_i-1)!}{N_i!\,(G_i-1)!},$$

он определяет вероятность распределения частиц по ячейкам. Энтропия такого состояния равна $S=k\ln W$. Наиболее вероятному состоянию отвечает максимум энтропии (при заданных $\mathscr{E}=\sum_i \mathscr{E}_i N_i$ и $N=\sum_i N_i$) и распределение Бозе — Эйнштейна $\overline{n_i}=N_i/G_i$. Энтропия идеального газа, подчиняющегося Б.— Э. с., равна

$$S=\sum_i G_i\,[(1+\overline{n_i})\ln(1+\overline{n_i})-\overline{n_i}\ln\overline{n_i}].$$

Одним из применений Б.— Э. с. является теория *теплоёмкости* твёрдых тел. Тепловые колебания твёрдого тела описываются как возбуждения совокупности осцилляторов, соответствующих нормальным колебаниям кристаллич. решётки. Возбуждённые состояния системы осцилляторов можно описывать как идеальный газ квазичастиц — *фононов*, подчиняющихся Б.—Э. с. На основании этого представления удаётся правильно описать поведение твёрдых тел при низких темп-рах, в частности получить *Дебая закон теплоёмкости*. К важным приложениям Б.— Э. с. относится также теория излучения чёрного тела, опирающаяся на представление о квантах эл.-магн. поля — фотонах. Последние подчиняются Б.— Э. с.: в этом случае $\mu=0$, а $\mathscr{E}_i=h\nu$ (ν — частота излучения). При этом распределение Бозе — Эйнштейна даёт *Планка закон излучения* для спектрального распределения энергии излучения абс. чёрного тела.

Б.— Э. с. для системы взаимодействующих частиц основана на методе Гиббса для квантовых систем. Она может быть реализована, если известны квантовые уровни системы $\mathscr{E}_n$ и поддаётся вычислению статистическая сумма

$$Z=\sum_n \exp(-\mathscr{E}_n/kT),$$

где суммирование ведётся по всем квантовым уровням системы для состояний, удовлетворяющих условиям квантовой симметрии. Последнее условие определяет тип квантовой статистики. Задача вычисления Z не сводится к простой комбинаторной задаче и очень сложна, если взаимодействие между частицами не мало. Её можно несколько упростить, если выразить *гамильтониан* системы в представлении вторичного квантования (в представлении чисел заполнения квантовых уровней) через операторы *вторичного квантования* $\Psi(x)$, $\Psi^+(x)$, удовлетворяющие перестановочным соотношениям Б.— Э. с.

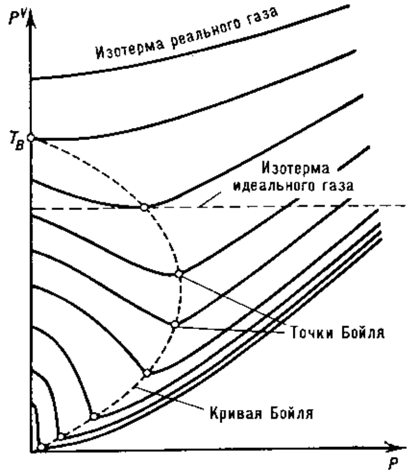
$$\Psi(x)\,\Psi^+(x')-\Psi^+(x')\,\Psi(x)=\delta(x-x'),$$

где $\delta(x-x')$ — *дельта-функция* Дирака. Тогда требования Б.— Э. с. оказываются выполненными и в статистич. сумме будут учитываться лишь симметричные состояния. Но и в такой постановке задача вычисления статистич. суммы очень сложна и допускает приближённое решение лишь для слабовзаимодействующих систем (слабонеидеальный бозе-газ).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Майер Дж., Гепперт-Майер М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980, гл. 7; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Боголюбов Н. Н., Лекции по квантовой статистике, Избр. труды, т. 2, К., 1970. *Д. Н. Зубарев.*

БОЗОНЫ (бозе-частицы) — частицы или *квазичастицы* с нулевым или целочисленным спином; подчиняются *Бозе — Эйнштейна статистике*. К ним относятся *фотон*, *промежуточные векторные бозоны*, *глюоны* (спин 1), *гравитон* (спин 2), гипотетические *голдстоуновские бозоны* и *Хиггса бозоны* (спин 0), а также составные частицы из чётного числа *фермионов*, напр. все *мезоны*, «построенные» из *кварка* и антикварка, атомные ядра с чётным числом нуклонов (дейтрон, ядро ^{4}He и т. п.). Б. являются также *фононы* в твёрдом теле и в жидком ^{4}He, *экситоны* в полупроводниках и диэлектриках и др.

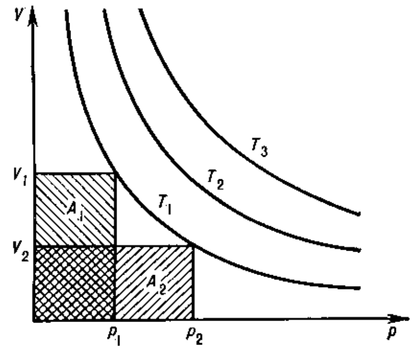
БОЙЛЯ ТОЧКА — точка минимума на изотерме реального газа в координатах $p-pV$ (рис.). Назв. в честь Р. Бойля (R. Boyle). Вблизи Б. т. небольшие участки изотерм реального газа можно приближённо рассматривать как отрезки горизонтальных прямых, представляющих, согласно *Клапейрона уравнению*, изотермы идеального газа (но с изменённым значением газовой постоянной). В соответствии с особенностями поведения реального газа, описываемыми *Ван-дер-Ваальса уравнением*, слева от Б. т. сказывается преобладающее влияние сил межмолекулярного притяжения, облегчающих сжатие газа, справа — влияние собств. объёма молекул, препятствующего сжатию. Вблизи Б. т. эти факторы взаимно компенсируются.



Изотермы реального газа; p — давление газа, V — занимаемый им объём. При $T>T_B$ Бойля точки отсутствуют.

Линия, соединяющая Б. т. отд. изотерм, наз. к р и в о й Б о й л я. Точка этой кривой, лежащая на оси ординат, определяет т. н. темп-ру Бойля T_B. Для газа, подчиняющегося ур-нию Ван-дер-Ваальса, $T_B=3{,}375\ T_к$, где $T_к$ — *критическая температура*. При $T<T_B$ возможно частичное сжижение при дросселировании (см. *Джоуля — Томсона эффект*).

БОЙЛЯ — МАРИОТТА ЗАКОН — один из осн. газовых законов, описывает изотермич. процессы в газе.



$p-V$-диаграммы состояния идеального газа при $T=\text{const}$ ($T_1<T_2<T_3$); представляют собой равносторонние гиперболы (площади $A_1=A_2$).

Согласно Б.— М. з., при пост. темп-ре T объём V данной массы газа обратно пропорционален его давлению p: $pV=\text{const}$ (рис.). Установлен Р. Бойлем (R. Boyle) в 1662, в 1676 сформулирован также Э. Мариоттом (E. Mariotte). Строго выполняется только для идеальных газов и является следствием *Клапейрона уравнения*. Б.— М. з. описывает, как и ур-ние Клапейрона, предельный случай поведения реального газа, более точно