

Особую проблему представляет вывод кинетич. ур-ния для плазмы. Из-за медленного убывания кулоновских сил с расстоянием даже при рассмотрении парных столкновений существенно экранирование этих сил остальными частицами. Неравновесные состояния твёрдых тел и квантовых жидкостей можно при низких темп-рах рассматривать как неравновесные состояния газа соответствующих квазичастиц. Поэтому кинетич. процессы в таких системах описываются кинетич. ур-ния, ми для квазичастиц, учитывающими столкновения между ними и процессы их взаимного превращения. Новые возможности открыло применение в физ. кинетике методов квантовой теории поля. Кинетич. коэф. системы можно выразить через её ф-цию Грина, для к-рой существует общий способ вычисления с помощью диаграмм. Это позволяет в ряде случаев получить кинетич. коэф. без явного использования кинетич. ур-ния и исследовать неравновесные свойства системы даже в тех случаях, когда не выполняются условия его применимости.

Основные вехи развития статистической физики. С. ф. целиком основана на представлениях об атомном строении материи. Поэтому нач. период развития С. ф. совпадает с развитием атомистич. представлений. Развитие С. ф. как раздела теоретич. физики началось в сер. 19 в. В 1859 Дж. Максвелл (J. Maxwell) определил ф-цию распределения молекул газа по скоростям. В 1860—70 Р. Клаузиус (R. Clausius) ввёл понятие длины свободного пробега и связал её с вязкостью и теплопроводностью газа. Примерно в то же время Л. Больцман (L. Boltzmann) обобщил распределение Максвелла на случай, когда газ находится во внеш. поле, доказал теорему о равномерном распределении энергии по степеням свободы, вывел кинетич. ур-ние, дал статистич. истолкование энтропии и показал, что закон её возрастания является следствием кинетич. ур-ния. Построение классической С. ф. было завершено к 1902 в работах Дж. У. Гиббса (J. W. Gibbs). Теория флуктуаций была развита в 1905—06 в работах М. Смолуховского (M. Smoluchowski) и А. Эйнштейна (A. Einstein). В 1900 М. Планк (M. Planck) вывел закон распределения энергии в спектре излучения чёрного тела, положив начало развитию квантовой механики, так и квантовой С. ф. В 1924 Ш. Бозе (Sh. Bose) нашёл распределение по импульсам световых квантов и связал его с распределением Планка. Эйнштейн обобщил распределение Бозе на газы с заданным числом частиц. Э. Ферми (E. Fermi) в 1925 получил ф-цию распределения частиц, подчиняющихся принципу Паули, а П. А. М. Дирак (P. A. M. Dirac) установил связь этого распределения и распределения Бозе — Эйнштейна с матем. аппаратом квантовой механики. Дальнейшее развитие С. ф. в 20 в. шло под знаком приложения её осн. принципов к исследованию конкретных проблем.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Майер Дж., Тейперт М., Статистическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1980; Абрикосов А. А., Горьков Л. П., Дзялешинский И. Е., Методы квантовой теории поля в статистической физике, М., 1962; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966; Киттель Ч., Квантовая теория твёрдых тел, пер. с англ., М., 1967; Силин В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Физика простых жидкостей. Сб., пер. с англ., М., 1971; Ансельм А. И., Основы статистической физики и термодинамики, М., 1973; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Статистическая физика, ч. 2, М., 1978; и х же, Физическая статистическая механика, т. 1—2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., механика, пер. с англ., т. 1—2, М., 1978; Боголюбов Н. Н., Избранные труды по статистической физике, М., 1979; Гиббс Дж. В., Термодинамика. Статистическая механика, пер. с англ., М., 1982; Леонтович М. А., Введение в термодинамику. Статистическая физика, М., 1983; Больцман Л., Избранные труды, пер. с нем., франц., М., 1984.

Л. П. Питаевский.

ставяющих С. а., могут различаться, но совокупность их должна отвечать заданным значениям макроскопич. параметров с точностью до пренебрежимо малых флуктуаций. С. а. — одно из осн. понятий *статистической физики*, оно позволяет применять методы теории вероятностей для решения физ. задач, напр. для вычисления термодинамич. ф-ций. С. а. описывается *функциями распределения* частиц по координатам и импульсам в случае классич. механики или статистич. операторами (*матрицами плотности*) в случае квантовой механики.

Примеры С. а.: энергетически изолированные системы частиц при заданной полной энергии (микрочастиц ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом заданной темп-ры (канонич. ансамбль), системы частиц в контакте с термостатом и резервуаром частиц (большой канонич. ансамбль). Идея С. а. применима также к неравновесным системам. В этом случае макроскопич. состояние можно описывать пространственно неоднородными и зависящими от времени параметрами (см. Грина — Кубо формулы).

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ВЕС. 1) С. в. в *квантовой механике* — кратность вырождения уровня энергии; 2) С. в. в *термодинамике* и *статистической физике* — число способов, к-рыми может быть реализовано данное макроскопич. состояние системы. Термодинамически равновесное макроскопич. состояние системы характеризуется определ. значениями полной энергии \mathcal{E} , полного числа частиц N и объёма системы. Микроскопич. состояние системы соответствует заданному распределению её частиц по возможным классич. или квантовым состояниям. С. в. Γ равен числу микроскопич. состояний, реализующих данное макроскопич. состояние, поэтому $\Gamma \geq 1$. Иногда С. в. наз. *термодинамической вероятностью*.

В случае непрерывного спектра энергии, под С. в. понимают число квантовых состояний в данном интервале значений энергии. При переходе от квантовой к классич. теории (взаимноблизкое приближение) устанавливается связь между Γ и величиной фазового объёма системы, соответствующего данному интервалу энергии. С. в. наз. *величину фазового объёма в единицах h^s* , где s — число степеней свободы данной системы. Величине h соответствует мин. фазовый объём для системы с одной степенью свободы в квазиклассич. приближении. Аналитически С. в. можно дать лишь для модельных систем, для реальных систем его можно оценить по величине *статистической суммы*.

С. в. связан с *энтропией*, S системы соотношением Больцмана $S = k \ln \Gamma$. При фиксированных значениях \mathcal{E} и N С. в. имеет макс. величину для равновесного состояния. При расчёте С. в. существенно, считаются ли одинаковые частицы различимыми или нет, поэтому в квантовой и классич. теориях получаются разл. значения С. в. Из условия максимума С. в. впервые были получены квантовые распределения Ферми — Дирака и Бозе — Эйнштейна.

Д. Н. Зубарев.

СТАТИСТИЧЕСКИЙ ИНТЕГРАЛ — величина, обратная нормирующему множителю, в *каноническом распределении Гиббса* в статистич. физике, классич. систем и равная интегралу по всем фазовым переменным p, q системы:

$$Z = (N! h^{3N})^{-1} \int dp dq \exp[-H(p, q)/kT],$$

где $H(p, q)$ — *Гамильтона функция* системы, N — число частиц, T — абс. темп-ра. Для системы N частиц (без внутр. степеней свободы), взаимодействующих с парным потенциалом $\Phi(|q_i - q_j|)$; ф-ция Гамильтона (полная энергия как ф-ция координат и импульсов всех частиц)

$$H(p, q) = \sum_{i=1}^N p_i^2 / 2m + \sum_{i < j} \Phi(|q_i - q_j|),$$

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНСАМБЛЬ — совокупность очень большого (в пределе бесконечного) числа одинаковых физ. систем мн. частиц («копий» данной системы), находящихся в одинаковых макроскопич. состояниях. При этом микроскопич. состояния систем, сос-