гию системы с парным взаимодействием между частицами:

$$PV = NkT - (6v^2)^{-1} \iint |q_1 - q_2|\, \Phi(|q_1 - q_2|) \times \times F_2(q_1, q_2)\, dq_1\, dq_2,$$

$$E = 3NkT/2 - (2v^2)^{-1} \iint \Phi(|q_1 - q_2|) \times \times F_2(q_1, q_2)\, dq_1\, dq_2,$$

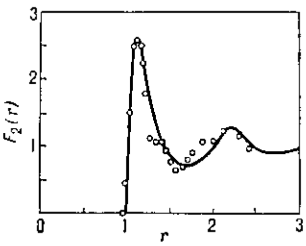
где $v = V/N$ — уд. объём.

Зависимость радиальной ф-ции распределения от расстояния можно определить экспериментально по угл. зависимости когерентного рассеяния рентг. лучей. Интенсивность $I(s)$ рентг. лучей с длиной волны λ, рассеянных под углом θ к первичному пучку интенсивности I_0, определяется выражением

$$\frac{I(s)}{I_0} = 1 + \frac{4\pi}{v} \int_0^\infty [F_2(r) - 1] \frac{\sin(rs)}{s}\, r\, dr,$$

где $s = (4\pi/\lambda)\sin(\theta/2)$.

Обращая это соотношение, можно найти зависимость F_2 от расстояния r. При достаточно малых r (порядка неск. газокинетич. радиусов молекул) $F_2(r)$ может иметь ряд максимумов, соответствующих ближнему порядку, а затем она стремится к 1 (рис.).



Радиальная функция распределения. Сплошная линия — теоретическая кривая (r — в единицах радиуса молекул), точки соответствуют экспериментальным данным для Ar при $T = 91{,}8$ К и $P = 1{,}8 \cdot 10^5$ Па.

Ф-ции распределения $F_1, \ldots, F_s$ удовлетворяют цепочке ур-ний (см. *Боголюбова уравнения*), к-рые можно решить с граничным условием ослабления корреляции молекул при увеличении расстояния между ними:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) - \prod_{1 \leqslant i \leqslant s} F_i(q_i) \to 0$$

при $|q_i - q_j| \to \infty$. Для пространственно однородных систем $F_1(q) = 0$. При решении цепочки ур-ний для F_s в виде разложения по степеням плотности v^{-1} получим *вириальные разложения* для ур-ния состояния и К. ф., а в случае кулоновского взаимодействия между частицами при решении цепочки ур-ний в виде разложения по степеням плазменного параметра v/r_d^3, где r_d — дебаевский радиус экранирования, получим результаты теории электролитов Дебая — Хюккеля.

В квантовой статистич. механике К. ф. определяют при помощи статистического оператора (*матрицы плотности*) всей системы $\rho(q_1, \ldots, q_N; q_1', \ldots, q_N')$ как статистич. операторы комплексов из s молекул:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s') = = V^s \operatorname{Sp} \rho(q_1, \ldots, q_N; q_1', \ldots, q_N'),$$

где операция Sp взятия следа выполняется по переменным $s+1, \ldots, N$ частиц. Ф-ции $F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s')$ симметричны или антисимметричны относительно перестановок q или q' в зависимости от того, какой статистике подчиняются частицы (симметричны в случае *Бозе — Эйнштейна статистики* и антисимметричны в случае *Ферми — Дирака статистики*). Диагональные элементы квантовой К. ф. имеют смысл плотности распределения комплекса из s частиц. Смысл недиагональных элементов становится ясен, если перейти к *Вигнера функции распределения*, к-рая зависит от q и импульсов p всех частиц $\tilde{\rho}(q, p)$ и является фурье-образом статистич. оператора $\rho(q - \xi/2, q + \xi/2)$ по переменным ξ, что соответствует преобразованию Вейля. В результате получаются квантовые s-частичные операторы $F_s(q_1, \ldots, q_s; p_1, \ldots, p_s)$, которые являются квазивероятностями, т. е. их интегрирование по импульсам даёт распределение по координатам, а интегрирование по координатам — распределение по импульсам, однако они не имеют смысла обычных вероятностей, т. к. могут быть отрицательными.

Квантовые s-частичные К. ф. можно выразить через волновые ф-ции в представлении вторичного квантования $\psi(q)$, $\psi^+(q')$:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s; q_1', \ldots, q_s') = = v^s \langle \psi^+(q_1) \ldots \psi^+(q_s)\, \psi(q_1') \ldots \psi(q_s') \rangle,$$

где $\langle \ldots \rangle$ означает усреднение с полным статистич. оператором, а $\psi(q)$, $\psi^+(q')$ удовлетворяют перестановочным соотношениям статистики Ферми — Дирака или статистики Бозе — Эйнштейна. Через квантовые одно- и двухчастичные операторы можно вычислить ср. значения давления и энергии. В отличие от классич. случая, для этого нужно знать не только диагональные элементы F_2, но и недиагональные элементы $F_1(q, q')$, т. к. плотность кинетич. энергии определяется величиной $(\hbar^2/2m)\nabla_q^2 F_1(q, q')\,|_{q=q'}$.

В статистич. механике квантовых и классич. систем используют также пространственно-временные К. ф., к-рые определяют как статистич. средние от произведения операторов (или динамич. переменных), взятых для разл. моментов времени и точек пространства. Напр., в квантовом случае используют К. ф.

$$\langle \psi^+(x, t)\, \psi(x', t') \rangle \text{ и}$$

$$\langle \psi^+(x_1, t_1)\, \psi(x_1, t_1)\, \psi^+(x_2, t_2)\, \psi(x_2, t_2) \rangle.$$

Пространственно-временные К. ф. применяют в теории неравновесных процессов, т. к. через них выражается реакция системы на внеш. возмущения и, следовательно, восприимчивости (см. *Грина функция*). При помощи пространственно-временных К. ф. потоков энергии, импульса или числа частиц можно вычислить кинетич. коэффициенты (см. *Грина — Кубо формулы*). Пространственно-временные К. ф. позволяют выразить когерентные и некогерентные составляющие дифференциального эфф. сечения рассеяния нейтронов в среде, что является важным методом эксперим. исследования К. ф.

Лит.: Физика простых жидкостей, пер. с англ., [ч. 2], М., 1973, гл. 2; Исихара А., Статистическая физика, пер. с англ., М., 1973; Балеску Р., Равновесная и неравновесная статистическая механика, пер. с англ., т. 1, М., 1978, гл. 8; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979; Климонтович Ю. Л., Статистическая физика, М., 1982.
Д. Н. Зубарев.

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ случайного процесса $\{X(t),\ t \in T\}$ — ф-ция $B(s, t) = \mathbf{M}[X(s) - \mathbf{M}X(s)]\,[X(t) - \mathbf{M}X(t)]^*$, $s, t \in T$, [здесь $\mathbf{M}X(t)$ — первый момент процесса, $*$ означает комплексное сопряжение; предполагается, что $\mathbf{M}\,|X(t)|^2 < \infty$]. В случае векторного процесса $\{X_i(t)\}_{i=1}^m$ К. ф. наз. корреляционная матрица $B(s, t) = \|B_{ij}(s, t)\|_{i,\,j=1}^m$, где $B_{ij}(s, t) = \mathbf{M}[X_i(s) - \mathbf{M}X_i(s)][X_j(t) - \mathbf{M}X_j(t)]^*$ — взаимная К. ф. процессов X_i и X_j, B_{ii} наз. иногда автокорреляционной функцией. Характеристич. свойство К. ф.— её положит. определённость: для любых $t_1, \ldots, t_n \in T$ и комплексных $c_1, \ldots, c_m$: $\sum_{i,\,j=1}^{m} c_i c_j^* B(t_i, t_j) \geqslant 0$. Для процесса с независимыми значениями $B(s, t) = 0$ при $s \neq t$. Для стационарных в широком смысле процессов К. ф. зависит лишь от разности $t - s$: $B(s, t) = R(t - s)$. Если при этом процесс непрерывен в среднем квадратическом, т. е. $\mathbf{M}\,|X(t) - X(s)|^2 \to 0$ при $t \to s$, то К. ф.