сильно различающихся между собой (иерархия времён релаксации): времени столкновения $\tau_0 \sim r_0/v_{\text{ср}}$, где r_0 — радиус действия межмолекулярных сил, $v_{\text{ср}}$ — ср. тепловая скорость молекулы, времени свободного пробега $t_0 \sim \lambda/v_{\text{ср}}$, где λ — ср. длина свободного пробега, и времени макроскопич. релаксации $t_{\text{р}} \sim L/v_{\text{ср}}$, где L — макроскопич. длина. В обычных условиях $\tau_0 \ll \ll t_0 \ll t_{\text{р}}$. Предполагается, что через время τ_0 все ф-ции распределения с $s \geqslant 2$ начинают зависеть от времени лишь через одночастичную ф-цию распределения F_1. Кроме того, используется условие ослабления корреляций между молекулами при их удалении друг от друга, к-рое служит граничным условием для Б. у. Это позволяет вывести ур-ние Больцмана без дополнит. статистич. гипотез, кроме граничного условия факторизации $F_2(1, 2)$ на произведение $F_1(1)F_1(2)$ в отдалённом прошлом.

В случае статистич. равновесия можно исходить из универсального *канонического распределения Гиббса* или *большого канонического распределения Гиббса* и рассматривать ф-ции распределения лишь в конфигурац. пространстве:

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) = V^s \int \ldots \int D_N(q_1, \ldots, q_N)\, dq_{s+1} \ldots \ldots dq_N,$$

где $D_N(q_1, \ldots, q_N) = Q^{-1} \exp(-U_N/kT)$ — конфигурац. часть канонич. распределения Гиббса, $U_N = \sum_{i<j} \Phi(|q_i - q_j|)$ — потенц. энергия системы, а Q — конфигурац. интеграл. Особенно важна бинарная ф-ция распределения $F_2(q_1, q_2)$, т. к. через неё выражается *уравнение состояния* (P — давление, T — темп-ра):

$$Pv/kT = 1 - (6kTvV)^{-1} \iint |q_1 - q_2| \times \times \Phi'(|q_1 - q_2|)\, F_2(q_1, q_2)\, dq_1 dq_2.$$

Ф-ции $F_s(q_1, \ldots, q_s)$ удовлетворяют цепочке Б. у.:

$$\frac{\partial F_s}{\partial q_1} + \frac{1}{kT}\frac{\partial U_s}{\partial q_1} F_s + \frac{1}{vkT} \int \frac{\partial \Phi(|q_1 - q_{s+1}|)}{\partial q_1} \times \times F_{s+1} dq_{s+1} = 0.$$

Ф-ции F_s удовлетворяют условиям нормировки

$$\lim_{V\to\infty} V^{-1} \int F_1(q)\, dq = 1,$$

$$\lim_{V\to\infty} V^{-1} \int F_{s+1}(q_1, \ldots, q_{s+1})\, dq_{s+1} = F_s$$

и граничному условию ослабления корреляций

$$F_s(q_1, \ldots, q_s) - \prod_{1 \leqslant i \leqslant s} F_1(q_i) \to 0,$$

когда $|q_i - q_j| \to \infty$.

Б. у. используют в теории плотных газов, жидкостей и плазмы, напр. при выводе *вириальных разложений*.

Лит.: Уленбек Д., Форд Дж., Лекции по статистической механике, пер. с англ., М., 1965; Боголюбов Н. Н., Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. *Д. Н. Зубарев.*

БОГОЛЮБОВА — ПАРАСЮКА ТЕОРЕМА — утверждение, что перенормированные *Грина функции* и матричные элементы *матрицы рассеяния* в квантовой теории поля (КТП) свободны от *ультрафиолетовых расходимостей*. Б.— П. т., доказанная Н. Н. Боголюбовым и О. С. Парасюком в 1955, гарантирует конечность вычисляемых по теории возмущений этих квантовополевых величин, свидетельствует о матем. корректности процедуры вычитания УФ-расходимостей и обеспечивает однозначность получаемых по теории возмущений результатов в перенормируемых моделях КТП (см. *Перенормировки*).

Формальное разложение по степеням константы связи матричных элементов матрицы рассеяния, полных ф-ций Грина, *вершинных частей* и нек-рых др. величин в КТП определяется соответствующими *Фейнмана диаграммами*, с каждой из к-рых сопоставляется нек-рый многократный интеграл по 4-импульсам виртуальных частиц $p_1, \ldots, p_N$, в импульсном представлении имеющий вид:

$$M(k_1, \ldots, k_n) = \int dp_1 \ldots dp_N F(p_1, \ldots \ldots, p_N; k_1, \ldots, k_n),$$

где $k_1, \ldots, k_n$ — 4-импульсы реальных частиц (внешние импульсные переменные).

Ф-ции F выстраиваются по правилам Фейнмана. Однако полученные таким способом выражения для F часто недостаточно быстро убывают в УФ-области, когда импульсы p_i нек-рого набора виртуальных частиц стремятся к бесконечности. Интеграл M при этом расходится по соответствующей совокупности импульсных переменных.

Процедура вычитания УФ-расходимостей, разработанная во 2-й пол. 40-х гг. в работах Х. Бете (H. A. Bethe), С. Томонаги (Sh. Tomonaga), Ю. Швингера (J. Schwinger), Р. Фейнмана (R. Feynman), Ф. Дайсона (F. Dyson), А. Салама (A. Salam) и др., в простейших случаях рецептурно сводится к формальному вычитанию из расходящегося интеграла $M(k_1, \ldots, k_n)$ расходящейся константы M_0, равной его значению при нек-рых фиксированных значениях внешних импульсных переменных:

$$k_1 = k_1^{(0)}, \ \ldots, \ k_n = k_n^{(0)}$$

(в более общем случае — к вычитанию неск. первых членов ряда Маклорена для M по переменным $k_1, \ldots, k_n$). Разность $\tilde{M}(\ldots k \ldots) = M(\ldots k \ldots) - M_0$ оказывается конечной. Вычитаемые константы типа M_0 (и коэф. рядов Маклорена) с помощью введения расходящихся *контрчленов* сводятся затем к переопределению исходных физ. характеристик, таких, как массы частиц и константы связи (заряды).

Эта процедура вычитания и перенормировок наталкивается на существенные трудности, связанные с удалением УФ-расходимостей из многопетлевых диаграмм, в к-рых появляются т. н. перекрывающиеся расходимости. Для таких диаграмм интеграл M расходится сразу по нескольким разным совокупностям 4-импульсов p_i, а разл. совокупности имеют нетривиальные общие части. Комбинаторика вычитаний и сама конечность перенормированного выражения при этом заранее неочевидны.

Значение Б.— П. т. заключается в том, что она полностью решает вопрос о перенормировке всех, в т. ч. и перекрывающихся, расходимостей в произвольно высоком порядке теории возмущений и даёт достаточно простой рецепт для этого, получивший название *R-операции*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Парасюк О. С., К теории умножения причинных сингулярных функций, «ДАН СССР», 1955, т. 100, с. 25; Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В., Введение в теорию квантованных полей, 4 изд., М., 1984, гл. 5; Завьялов О. И., Перенормированные диаграммы Фейнмана, М., 1979. *О. И. Завьялов, Д. В. Ширков.*

БОЗЕ-ГАЗ — газ из частиц, подчиняющихся квантовой *Бозе — Эйнштейна статистике*. Б.-г. являются, напр., ^{4}He, атомы к-рого содержат чётное число нуклонов, и газы фотонов (квантов эл.-магн. поля) и нек-рых квазичастиц, напр. фононов (элементарных возбуждений кристаллич. решётки).

Если можно пренебречь взаимодействием между частицами, Б.-г. наз. идеальным. В идеальном Б.-г. при темп-рах ниже *вырождения температуры* наступает *Бозе — Эйнштейна конденсация*, при к-рой макроскопически большое число частиц обладает нулевым импульсом (образует бозе-конденсат).

Для вырожденного слабонеидеального Б.-г. малые возбуждения вблизи осн. состояния ведут себя как газ квазичастиц, подчиняющихся статистике Бозе — Эйн-