Во втором предельном случае, когда $l_{\text{рел}} \ll L$ и $\tau_{\text{рел}} \ll T$, возможен переход от К. у. для плазмы к соответствующим газодинамич. ур-ниям, учитывающим столкновения (см. *Кинетическое уравнение Больцмана*).

Для описания сильно неравновесных процессов К. у. для плазмы уже недостаточны, т. к. существенными оказываются крупномасштабные флуктуации распределений частиц и напряжённостей поля. Простейшим примером их учёта служат ур-ния *квазилинейной теории плазмы*, используемые для описания слабой турбулентности плазмы.

Лит.: Ландау Л. Д., Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия, «ЖЭТФ», 1937, т. 7, с. 203; Власов А. А., О вибрационных свойствах электронного газа, «ЖЭТФ», 1938, т. 8, с. 291; Климонтович Ю. Л., Статистическая теория неравновесных процессов в плазме, М., 1964; его же, Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; его же, Статистическая физика, М., 1982; Балеску Р., Статистическая механика заряженных частиц, пер. с англ., М., 1967; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979. *Ю. Л. Климонтович.*

КИНЕТИ́ЧЕСКИЙ МОМЕ́НТ — то же, что *момент количества движения*.

КИНЕТИ́ЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИА́Л — то же, что *Лагранжа функция*.

КИНЕТИ́ЧЕСКОЕ УРАВНЕ́НИЕ БО́ЛЬЦМАНА — интегродифференц. ур-ние, к-рому удовлетворяют неравновесные одночастичные *функции распределения* системы из большого числа частиц, напр. ф-ция распределения $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ молекул газа по скоростям $\boldsymbol{v}$ и координатам $\boldsymbol{r}$, ф-ции распределения электронов в металле, фононов в кристалле и т. п. К. у. Б.— осн. ур-ние микроскопич. теории неравновесных процессов (*кинетики физической*), в частности *кинетической теории газов*. К. у. Б. в узком смысле наз. выведенное Л. Больцманом (L. Boltzmann) кинетич. ур-ние для газов малой плотности, молекулы к-рых подчиняются классич. механике. К. у. Б. для *квазичастиц* в кристаллах, напр. для электронов в металле, наз. также кинетич. ур-ниями или ур-ниями переноса.

К. у. Б. представляет собой ур-ние баланса числа частиц (точнее, точек, изображающих состояние частиц) в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ ($d\boldsymbol{v}=dv_x dv_y dv_z$; $d\boldsymbol{r}=dxdydz$) и выражает тот факт, что изменение ф-ции распределения частиц $f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$ со временем t происходит вследствие движения частиц под действием внеш. сил и столкновений между ними. Для газа, состоящего из частиц одного сорта, К. у. Б. имеет вид

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\left(\boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}}\right)+\frac{1}{m}\left(\boldsymbol{F}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{v}}\right)=\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}, \qquad (1)$$

где $\partial f/\partial t$ — изменение плотности числа частиц в элементе фазового объёма $d\boldsymbol{v}d\boldsymbol{r}$ за единицу времени, $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r}, t)$ — сила, действующая на частицу (может зависеть также и от скорости), $(\partial f/\partial t)_{\text{ст}}$ — изменение ф-ции распределения вследствие столкновений (интеграл столкновений). Второй и третий члены ур-ния (1) характеризуют соотв. изменения ф-ции распределения в результате перемещения частиц в пространстве и действия внеш. сил. Её изменение, обусловленное столкновениями частиц, связано с уходом частиц из элемента фазового объёма при т. н. прямых столкновениях и пополнением объёма частицами, испытавшими «обратные» столкновения. Если рассчитывать столкновения по законам классич. механики и считать, что нет корреляции между динамич. состояниями сталкивающихся молекул, то

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=\int (f'f_1'-ff_1)\, u\sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, d\boldsymbol{v}_1. \qquad (2)$$

Здесь $f=f(\boldsymbol{v}, \boldsymbol{r}, t)$, $f_1=f(\boldsymbol{v}_1, \boldsymbol{r}, t)$,

$$f'=f(\boldsymbol{v}', \boldsymbol{r}, t), \quad f_1'=f(\boldsymbol{v}_1', \boldsymbol{r}, t);$$

$\boldsymbol{v}$, $\boldsymbol{v}_1$ — скорости частиц до столкновения, $\boldsymbol{v}'$, $\boldsymbol{v}_1'$ — скорости тех же частиц после столкновения, $u=|\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_1|$ — величина относит. скорости сталкивающихся частиц, $\sigma(u, \vartheta)$ — дифференц. эфф. сечение рассеяния частиц в телесный угол $d\Omega$ в лаб. системе координат, ϑ — угол между относит. скоростью и линией центров. Напр., для жёстких упругих сфер, имеющих радиус R, $\sigma=4\pi R^2 \cos\vartheta$, для частиц, взаимодействующих по закону центр. сил, $\sigma d\Omega=bdbd\varepsilon$ (b — прицельный параметр, ε — азимутальный угол линии центров).

К. у. Б. учитывает только парные столкновения между молекулами; оно справедливо при условии, что *длина свободного пробега* молекул значительно больше линейных размеров области, в к-рой происходит столкновение (для газа из упругих частиц это область порядка диаметра частиц). Поэтому К. у. Б. применимо для не слишком плотных газов. Иначе будет несправедливо осн. предположение об отсутствии корреляции между состояниями сталкивающихся частиц (гипотеза молекулярного хаоса). Если система находится в статистич. равновесии, то интеграл столкновений (2) обращается в нуль и решением К. у. Б. является *Максвелла распределение*.

При более строгом подходе для построения К. у. Б. исходят из *Лиувилля уравнения* для плотности распределения всех молекул газа в фазовом пространстве, из к-рого получают систему ур-ний для ф-ций распределения одной, двух и т. д. молекул (*Боголюбова уравнения*). Эту цепочку ур-ний решают с помощью разложения по степеням плотности частиц с использованием граничного условия ослабления корреляций, заменяющего гипотезу молекулярного хаоса.

Решение К. у. Б. при разл. предположениях о силах взаимодействия между частицами — предмет кинетич. теории газов, к-рая позволяет вычислить *кинетические коэффициенты* и получить макроскопич. ур-ния для процессов переноса (*вязкости*, *диффузии*, *теплопроводности*).

Для квантовых газов значения эфф. сечений рассчитывают на основе квантовой механики с учётом неразличимости одинаковых частиц и того факта, что вероятность столкновения зависит не только от произведения ф-ций распределения сталкивающихся частиц, но и от ф-ций распределения частиц после столкновения. Для фермионов в результате этого вероятность столкновения будет уменьшаться, а для бозонов — увеличиваться. Оператор столкновения в квантовом случае принимает вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{ст}}=\frac{g}{h^3}\int \left\{f'f_1'(1\mp f)(1\mp f_1)-\right.$$
$$\left.-ff_1(1\mp f')(1\mp f_1')\right\} u\sigma(u, \vartheta)\, d\Omega\, d\boldsymbol{p}, \qquad (3)$$

где знак минус соответствует *Ферми — Дирака статистике*, а знак плюс — *Бозе — Эйнштейна статистике*, g — статистич. вес состояния ($g=1$ для частиц со спином, равным нулю, и $g=2$ для частиц со спином $^1/_2$), $\boldsymbol{p}$ — импульс частицы. Ф-ции $f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}, t)$ нормированы так, что представляют ср. число частиц в точке $(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r})$. Равновесные ф-ции распределения Ферми и Бозе обращают в нуль оператор столкновения (3).

Важным частным случаем К. у. Б. является кинетич. ур-ние для нейтронов, к-рые рассеиваются и замедляются ядрами среды. В этом случае внеш. сил нет и в ур-нии (1) надо положить $\boldsymbol{F}=0$. Плотность числа нейтронов обычно мала, так что можно пренебречь столкновениями между ними и учитывать лишь их столкновения с ядрами среды (см. *Диффузия нейтронов*, *Замедление нейтронов*).

Процессы переноса, связанные с движением электронов в металле, также можно исследовать с помощью К. у. Б. В отсутствие колебаний решётки электроны свободно распространяются в металле и описываются плоскими волнами, модулированными с периодом решётки и зависящими от волнового вектора $\boldsymbol{k}$ и номера энергетич. зоны l. Тепловое движение атомов решётки нарушает периодичность и приводит к рассеянию электронов (столкновениям между электронами и фононами). Ф-ция распределения электронов