ур-нии и поэтому для слабо неоднородного газа может служить нулевым приближением для его решения. Ф-ции $n(\boldsymbol{r}, t)$, $T(\boldsymbol{r}, t)$, $\boldsymbol{u}(\boldsymbol{r}, t)$ определяют из условия совпадения ср. значений плотности частиц, ср. скорости, ср. квадрата скорости (кинетич. энергии), вычисленных с помощью ф-ции (4) и ф-ции f, являющейся решением ур-ния (3).

Для слабо неоднородного газа в первом приближении решение ур-ния (3) имеет вид $f=f_0(1+\Phi)$, где Φ удовлетворяет интегральному ур-нию

$$n^2I(\Phi)=-f_0\{(mc^2/2kT-{}^5/_2)\,c_i d\ln T/dx_i+ +(m/kT)(c_ic_j-c^2\delta_{ij}/3)\,du_i/dx_j\}, \qquad (5)$$

в к-ром проводится суммирование по повторяющимся индексам;

$$n^2I(\Phi)=\iint f_0(\boldsymbol{v})\,f_0(\boldsymbol{v}_1)\,(\Phi+\Phi_1-\Phi'-\Phi_1')\times \times|\boldsymbol{v}-\boldsymbol{v}_1|\,\sigma d\Omega d\boldsymbol{v}_1$$

— линеаризованный интеграл столкновений, δ_{ij} — единичный тензор.

Из условия разрешимости (5) следует, что

$$\Phi=-n^{-1}A_i(\boldsymbol{c})\,d\ln T/dx_i-n^{-1}B_{ij}(\boldsymbol{c})\,du_i/dx_j,$$

векторная и тензорная ф-ции $A_i(\boldsymbol{c})$, $B_{ij}(\boldsymbol{c})$ определяют неравновесные поправки к тензору напряжений p_{ij} и потоку тепла $\boldsymbol{q}$ и, следовательно, коэф. вязкости η и теплопроводности λ:

$$p_{ij}=-\eta\left\{\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\frac{\partial u_j}{\partial x_i}-\frac{2}{3}\delta_{ij}\operatorname{div}\boldsymbol{u}\right\},$$

$$\boldsymbol{q}=-\lambda\operatorname{grad}T,$$

$$\eta=(kT/10)\,[B_{ij},\,B_{ij}],\quad \lambda=(k/3)\,[A_i,\,A_i],$$

где $A_i(\boldsymbol{c})=A(\boldsymbol{c})c_i$, $B_{ij}(\boldsymbol{c})=B(\boldsymbol{c})\,(c_ic_j-c^2\delta_{ij}/3)$, $[A_i,\,A_i]=$ $=\int A_i(\boldsymbol{c})\,I\,[A_i(\boldsymbol{c})]\,d\boldsymbol{c}$ — т. н. интегральные скобки (для $[B_{ij}, B_{ij}]$—аналогично). Для вычисления η и λ обычно выбирают для $A(\boldsymbol{c})$ и $B(\boldsymbol{c})$ пробную конечную комбинацию ортогональных полиномов и используют вариац. принцип минимальности *производства энтропии*.

Первое приближение для η и λ даёт выражения:

$$\eta=5kT/8\Omega^{(2,\,2)},\quad \lambda=25C_VkT/16\Omega^{(2,\,2)},$$

где

$$\Omega^{(2,\,2)}=(kT/\pi m)^{1/2}\int\limits_0^\infty\exp(-g^2)\,g^7\,Q^{(2)}(g)\,dg$$

— величина, пропорциональная зависящему от времени эфф. сечению рассеяния для данного типа взаимодействия,

$$Q^{(2)}(g)=2\pi\int[1-\cos^2\chi(b,\,g)]\,b\,db$$

— транспортное сечение рассеяния, где $\chi(b,\,g)$ — угол рассеяния, g — безразмерная относит. скорость. Для модели упругих шаров

$$\eta=\frac{5}{16}\,\frac{(\pi mkT)^{1/2}}{\pi d^2},\quad \lambda=\frac{25}{32}\,\frac{C_V(\pi mkT)^{1/2}}{\pi d^2}.$$

Для газовой смеси вводят ф-ции распределения для каждой из компонент и получают систему кинетич. ур-ний. В этом случае решения для ф-ций распределения f_k содержат дополнит. член $\boldsymbol{D}_k(\boldsymbol{c})\operatorname{grad}n_k$, где $\boldsymbol{D}_k(\boldsymbol{c})$ определяют диффузионные потоки и, следовательно, коэф. диффузии.

В ионизованных газах ионы и электроны взаимодействуют по закону Кулона $\varphi(r)\sim r^{-1}$, в сферу эфф. взаимодействия попадает много частиц и концепция парных столкновений, строго говоря, не применима. Однако и в этом случае для вычисления η и λ можно использовать кинетич. ур-ние, если учесть, что гл. роль играют столкновения с большим прицельным расстоянием (малой передачей импульса) и имеет место экранирование кулоновского взаимодействия.

В кинетич. теории квантовых газов нужно учитывать изменения, связанные со статистикой частиц. Если газ подчиняется квантовой статистике, то вероятность столкновения будет зависеть не только от заполнения состояний сталкивающихся частиц, но и от заполнения состояний, в к-рые частицы переходят. Для квантовых газов интегралы столкновений содержат множители

$$f(\boldsymbol{v}_1,\,t)\,f(\boldsymbol{v}_2,\,t)\,[1\mp f(\boldsymbol{v}_1',t)][1\mp f(\boldsymbol{v}_2',\,t)],$$

здесь верх. знак относится к *Ферми — Дирака статистике*, а нижний — к *Бозе — Эйнштейна статистике*.

Лит.: Боголюбов Н. Н., Проблемы динамической теории в статистической физике, М.—Л., 1946, его же, Избр. труды по статистической физике, М., 1979; Больцман Л., Лекции по теории газов, пер. с нем., М., 1953; Чепмен С., Каулинг Т., Математическая теория неоднородных газов, пер. с англ., М., 1960; Коган М. Н., Динамика разреженного газа, М., 1967; Силин В. П., Введение в кинетическую теорию газов, М., 1971; Либов Р., Введение в теорию кинетических уравнений, пер. с англ., М., 1974; Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы, М., 1975; Ферцигер Дж., Капер Г., Математическая теория процессов переноса в газах, пер. с англ., М., 1976; Черчиньяни К., Теория и приложения уравнения Больцмана, пер. с англ., М., 1978; Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Физическая кинетика, М., 1979. *Д. Н. Зубарев.*

КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ — энергия механич. системы, зависящая от скоростей её точек. К. э. T *материальной точки* измеряется половиной произведения массы m этой точки на квадрат её скорости v, т. е. $T=$ $={}^1/_2mv^2$. К. э. механич. системы равна арифметич. сумме К. э. всех её точек: $T=\sum\limits_k{}^1/_2m_kv_k^2$. Выражение К. э. системы можно ещё представить в виде $T={}^1/_2Mv_c^2+T_c$, где M — масса всей системы, v_c — скорость центра масс, T_c — К. э. системы в её движении по отношению к системе отсчёта, перемещающейся поступательно вместе с центром масс.

К. э. твёрдого тела, движущегося поступательно, вычисляется так же, как К. э. точки, имеющей массу, равную массе всего тела. Ф-лы для вычисления К. э. тела, вращающегося вокруг неподвижной оси или точки, см. в ст. *Вращательное движение*.

Изменение К. э. системы при её перемещении из положения (конфигурации) 1 в положение 2 происходит под действием приложенных к системе внеш. и внутр. сил и равно сумме работ A_k^e и A_k^i этих сил на данном перемещении: $T_2-T_1=\sum\limits_kA_k^e+\sum\limits_kA_k^i$. Это равенство выражает теорему об изменении К. э., с помощью к-рой решаются мн. задачи динамики.

При скоростях, близких к скорости света, К. э. материальной точки

$$T=\frac{m_0c^2}{\sqrt{1-v^2/c^2}}-m_0c^2,$$

где m_0 — масса покоящейся точки, c — скорость света в вакууме (m_0c^2 — энергия покоящейся точки). При малых скоростях ($v\ll c$) последнее соотношение переходит в обычную ф-лу: $T=m_0v^2/2$. См. также *Энергия*, *Энергии сохранения закон*, *Относительности теория*.

Лит. см. при ст. *Динамика*. *С. М. Тарг.*

КИНЕТИЧЕСКИЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ — коэф. L_{ik}, к-рые входят в линейные соотношения *термодинамики неравновесных процессов* $I_i=\sum\limits_kL_{ik}X_k$, выражающие связь потоков I_i физ. величин (напр., потоков энергии, массы компонентов, импульса и др.) с вызывающими эти потоки термодинамич. силами X_k (градиентами темп-ры T, хим. потенциала μ, гидродинамич. скорости $\boldsymbol{v}$). Коэф. L_{ik} наз. также онсагеровскими К. к., если силы и потоки выбраны так, что производство энтропии в системе в единицу времени вследствие необратимых процессов равно $\sigma=\sum\limits_{i,\,k}X_iL_{ik}X_k$.