

$n(k, l, t)$  удовлетворяет К. у. Б. типа (1), в к-ром  $F = e\{L + c^{-1}[v, H]\}$  ( $E$  и  $H$  — напряжённости электрич. и магн. полей,  $e$  — заряд электрона), а интеграл столкновений имеет вид

$$\left(\frac{\partial n}{\partial t}\right)_{ст} = \sum_{k', l', s} |(k'l'|A|kl, s)|^2 \delta(\mathcal{E}' - \mathcal{E} - \hbar\omega) \times \{ (N+1)n'(1-n) - Nn(1-n') \}, \quad (4)$$

где  $n = n(k, l)$ ,  $n' = n(k', l')$ ;  $k, l, k'$  и  $l'$  — волновые векторы и номера зон до и после столкновения,  $N = N(f, s)$  — ф-ция распределения фононов,  $f$  и  $s$  — волновой вектор и поляризация фононов,  $\mathcal{E}, \mathcal{E}'$  — нач. и конечная энергии электрона при возбуждении фонона с энергией  $\hbar\omega$ ;  $\delta$  — дельта-ф-ция,  $(k'l'|A|kl, s)$  — матричные элементы перехода электрона из состояния  $k, l$  в состояние  $k', l'$ , к-рые оценивают, исходя из определ. гипотез о механизме взаимодействия электронов с решёткой. Выражение (4) получено в предположении, что время свободного пробега электронов значительно больше неопределённости для времени столкновения. Теория электропроводности, термоэлектрич. и гальваномагн. явлений в металлах и полупроводниках основана на решении К. у. Б.

В нек-рых случаях конденсиров. систем, когда известен характер теплового движения, можно построить К. у. Б. для элементарных возбуждений (квазичастиц). Напр., теория процессов переноса энергии в кристаллич. решётке основана на ур-нии такого типа. Если в выражении для потенц. энергии решётки ограничиться квадратичными относительно смещений атомов членами, то тепловое движение атомов в кристалле описывается свободным распространяющимися фононами — квантами нормальных колебаний решётки. Учёт членов 3-й степени приводит к возможности столкновений между фононами. В результате ф-ция распределения фононов  $N(f, s)$  будет изменяться во времени согласно кинетич. ур-нию

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \left(\frac{\partial \omega}{\partial f} \frac{\partial N}{\partial r}\right) = \left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{ст}, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\partial N}{\partial t}\right)_{ст} = \frac{\hbar}{32\pi^2 \rho} \int d\mathbf{f} \left\{ \sum_{s', s''} |b(fs; f's'; s'')|^2 \omega \omega' \omega'' \times \right. \\ \left. \delta(\omega + \omega' - \omega'') [(N+1)(N'+1)N'' - NN'(N''+1)] + \right. \\ \left. + \sum_{s', s''} \frac{1}{2} |b(fs; f's'; s'')|^2 \omega \omega' \omega'' \delta(\omega - \omega' - \omega'') \times \right. \\ \left. \times [(N+1)N'N'' - N(N'+1)(N''+1)] \right\},$$

$$\text{где } N = N(f, s), \quad N' = N(f', s'), \quad N'' = N(f'', s''), \\ \omega = \omega(f, s), \\ \omega' = \omega(f', s'), \quad \omega'' = \omega(f'', s''), \quad b(fs; f's'; s'') —$$

коэф. при кубич. членах в разложении потенц. энергии кристалла по отклонениям атомов из положения равновесия,  $\rho$  — плотность. Ур-ние (5) описывает тройные столкновения фононов с уничтожением двух фононов и рождением одного (и обратные им процессы). Оно является ур-нием баланса фононов, движущихся в волновом пакете с групповой скоростью  $\partial\omega/\partial f$  и сталкивающихся между собой. Теория теплопроводности непроводящих кристаллов основана на решении ур-ния (5) при малых отклонениях от статистич. равновесия.

К. у. Б. применимо также к процессам, в к-рых частицы испытывают взаимные превращения, напр. в теории ливней, образующихся при попадании космич. частиц больших энергий в атмосферу. В этом случае кинетич. ур-ния составляются как система ур-ний баланса для заряд. частиц и фотонов в данном интервале энергии и импульса. Эти ур-ния выражают тот факт, что изменение ф-ции распределения (кроме эффектов рассеяния) происходит вследствие образования пар заряд. частиц фотонами и испускания заряд. частицами фотонов в виде тормозного излучения в поле ядер.

На решении этих ур-ний основана каскадная теория ливней.

Лит. см. при статьях *Кинетическая теория газов*, *Кинетика физическая*. Д. Н. Зубарев.

**КИНЕТИЧЕСКОЕ УРАВНЕНИЕ ОСНОВНОЕ** — ур-ние для вероятности распределения квантовой системы по квантовым состояниям. Установлено В. Паули (W. Pauli) в 1928. К. у. о. является квантовым кинетич. ур-нием, иногда его наз. «управляющим ур-нием» (master equation) или ур-нием Паули, из него можно вывести *кинетическое уравнение Больцмана*.

К. у. о. для вероятности  $P_n$  квантового состояния  $n$  имеет вид

$$\frac{dP_n}{dt} = \sum_m (w_{nm}P_m - w_{mn}P_n), \quad (1)$$

где  $w_{nm}$  — вероятность перехода системы из квантового состояния  $m$  в состояние  $n$  в единицу времени под влиянием не зависящего от времени возмущения. Индексы  $n, m$  соответствуют квантовым стационарным состояниям гамильтониана свободных частиц  $H_0$ , т. е. многочастичным состояниям. Вероятность  $P_n$  равна диагональному элементу *матрицы плотности*  $\rho_{nn}$ .

К. у. о. описывает необратимый процесс приближения к статистич. равновесию систем со мн. степенями свободы. Обычно предполагают, что оно вызывается возмущающим членом  $\lambda V$  в гамильтониане  $H = H_0 + \lambda V$  ( $\lambda$  — параметр взаимодействия). Внеш. поля предполагаются отсутствующими, возмущение считается малым. К. у. о. выводится из *Льюэвилья уравнения* для матрицы плотности во втором приближении теории возмущений. Для изолиров. систем вероятность прямого перехода равна вероятности обратного перехода:

$$w_{nm} = w_{mn}, \text{ т. к. } w_{mn} = 2\pi\lambda^2\hbar^{-1} |V_{mn}|^2 \delta(\mathcal{E}_m - \mathcal{E}_n).$$

Для дискретных  $m, n$   $\delta$ -ф-ция переходит в символ Кронекера.

Если динамич. подсистема взаимодействует с системой с большим числом степеней свободы, находящейся в состоянии статистич. равновесия (термостатом), то для получения вероятности распределения состояний в динамич. подсистеме нужно просуммировать распределение вероятностей в полной системе (удовлетворяющее К. у. о.) по квантовым состояниям термостата. В этом случае вероятность распределения по состояниям динамич. подсистемы также удовлетворяет К. у. о., но вероятность прямого перехода уже не равна вероятности обратного перехода, а удовлетворяет *детального равновесия принципу*:

$$w_{mn}/w_{nm} = \exp[-(\mathcal{E}_n - \mathcal{E}_m)/kT],$$

$T$  — абс. температура,  $m, n$  определяют теперь квантовые состояния динамич. подсистемы, соотв. уровням энергии  $\mathcal{E}_m, \mathcal{E}_n$ . Наиболее простую форму имеет К. у. о. для одночастичных квантовых уровней системы. Тогда числа заполнения уровней  $n_k$  удовлетворяют ур-нию

$$\frac{dn_k}{dt} = \sum_l (w_{kl}n_l - w_{lk}n_k),$$

$w_{kl}$  — вероятность перехода в единицу времени между одночастичными уровнями.

К. у. о. позволяет ввести энтропию неравновесного квантового состояния:  $S = -k \sum_n P_n \ln P_n$ , к-рая монотонно возрастает, стремясь к равновесной при  $t \rightarrow \infty$ , т. е. удовлетворяет квантовой  $H$ -теореме Больцмана.

При выводе К. у. о. Паули использовал предположение о хаотичности фаз квантовых состояний (гипотеза молекулярного хаоса) в любой момент времени. Затем Л. Ван Хов (L. Van Hove) показал, что достаточно предположить случайность фаз лишь для нач. момента времени. Для вывода К. у. о. существенны макроскопич. размеры системы, т. е. наличие большого числа степеней