

где  $\lambda$  — коэф. Т., или просто Т., не зависит от град  $T$  ( $\lambda$  зависит от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, темп-ры, давления, состава и т. д.).

Отклонения от закона Фурье могут появиться при очень больших значениях град  $T$  (напр., в сильных ударных волнах), при низких температурах (для жидкого He II) и при темп-рах  $\sim 10^4 - 10^5$  К, когда в газах перенос энергии осуществляется не только в результате межатомных столкновений, но в осн. за счёт излучения (лучистая Т.). В разреженных газах, когда  $\bar{l}$  сравнимо с расстоянием  $L$  между стенками, ограничивающими объём газа, молекулы чаще сталкиваются со стенками, чем между собой. При этом нарушается условие применимости закона Фурье и само понятие локальной темп-ры газа теряет смысл. В этом случае рассматривают не процесс Т. в газе, а теплообмен между телами, находящимися в газовой среде. Процесс Т. в сплошной среде описывается теплопроводности уравнением.

Для идеального газа, состоящего из твёрдых сферич. молекул диаметром  $d$ , согласно кинетической теории газов, справедливо след. выражение для  $\lambda$  (при  $d \ll l \ll L$ ):

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho c_v \bar{v} \bar{l} \quad (2)$$

где  $\rho$  — плотность газа,  $c_v$  — теплоёмкость единицы массы газа при пост. объёме  $V$ ,  $\bar{v}$  — ср. скорость движения молекул. Поскольку  $\bar{l}$  пропорц.  $1/p$ , а  $\rho \sim p$  ( $p$  — давление газа), то Т. такого газа не зависит от  $p$ .

Кроме того, коэффициенты Т.  $\lambda$  и вязкости  $\eta$  связаны соотношением  $\lambda = (\frac{5}{2}) \eta c_v$ . В случае газа, состоящего из многоатомных молекул, существенный вклад в  $\lambda$  вносят внутр. степени свободы молекул, что учитывает соотношение

$$\lambda = \eta c_v [(9\gamma - 5)/4].$$

где  $\gamma = c_p/c_v$ ,  $c_p$  — уд. теплоёмкость при пост.  $p$ . В реальных газах Т. — довольно сложная ф-ция  $T$  и  $p$ , причём с ростом  $T$  и  $p$  значение  $\lambda$  возрастает. Для газовых смесей  $\lambda$  может быть как больше, так и меньше  $\lambda$  компонентов смеси, т. е. Т. — нелинейная ф-ция состава.

В плотных газах и жидкостях ср. расстояние между молекулами сравнимо с размерами самих молекул, а кинетич. энергия движения молекул того же порядка, что и потенци. энергия межмолекулярного взаимодействия. В связи с этим перенос энергии столкновениями происходит значительно интенсивнее, чем в разреженных газах и скорости передачи энергии молекул от горячих изотермич. слоёв жидкости к более холодным близка к скорости распространения малых возмущений  $p$ , равной скорости звука, т. е.  $\lambda = \rho c_v u_s \bar{l}$ , где  $u_s$  — скорость звука в жидкости.  $\bar{l}$  — ср. расстояние между молекулами. Эта ф-ла лучше всего выполняется для одноатомных жидкостей. Как правило,  $\lambda$  жидкостей убывает с ростом  $T$  и слабо возрастает с ростом  $p$ . В окрестностях критич. точек жидкостей перенос теплоты определяется кооперативными эффектами (см. Критические явления) и Т. с приближением к критич. точкам расходится как  $|T - T_k|^{-\phi}$ , где  $\phi \approx 0,6$ .

Т. твёрдых тел имеет разл. природу в зависимости от типа твёрдого тела. В диэлектриках, не имеющих свободных зарядов, перенос энергии теплового движения осуществляется фононами. У твёрдых диэлектриков  $\lambda \approx c \bar{v} \bar{l}$ , где  $c$  — теплоёмкость диэлектрика, совпадающая с теплоёмкостью газа фононов,  $\bar{v}$  — ср. скорость фононов, приблизительно равная скорости звука,  $\bar{l}$  — ср. длина свободного пробега фононов. Существование определённого конечного значения  $\bar{l}$  — следствие рассеяния фононов на фононах (т. н. нерезонансные процессы) и нормальное рассеяние на дефектах кристаллич. решётки (в частности, на границах кристаллитов и образцов). Температурная зависимость  $\lambda$  определяется зависимостью от темп-ры  $c$  и  $\bar{l}$ .

Т. металлов определяется движением и взаимодействием носителей тока — электронов проводимости. В общем случае для металла  $\lambda = \lambda_e + \lambda_{реш}$ , где  $\lambda_{реш}$  и  $\lambda_e$  — решётчатая ф-ция и электронная составляющие, причём при

обычных темп-рах, как правило,  $\lambda_e \gg \lambda_{реш}$ . В процессе Т. каждый электрон переносит энергию  $kT$ , благодаря чему отношение  $\lambda_e$  к электрич. проводимости  $\sigma$  в широком интервале темп-р пропорц.  $T$  (Видемана — Франца закон):

$$\lambda_e/\sigma = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2 T \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона. В связи с тем, что у большинства металлов  $\lambda_{реш} \ll \lambda_e$ , в ур-нии (3) можно с хорошей точностью заменить  $\lambda_e$  на  $\lambda$ . Обнаруженные отклонения от равенства (3) нашли своё объяснение в неупругости столкновений электронов. У полуметаллов Bi и Sb  $\lambda_{реш}$  сравнимо с  $\lambda_e$ , что связано с малостью числа свободных электронов в них.

Явление переноса теплоты в полупроводниках сложнее, чем в диэлектриках и металлах, т. к. для них существенны и  $\lambda_e$  и  $\lambda_{реш}$ , а также в связи со значит. влиянием на  $\lambda$  примесей, процессов биполярной диффузии, переноса экситонов и др. факторов.

Влияние  $p$  на  $\lambda$  твёрдых тел с хорошей точностью выражается линейной зависимостью  $\lambda$  от  $p$ , причём у мн. металлов и минералов  $\lambda$  растёт с ростом  $p$ .

Лит.: Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей, пер. с англ., М., 1961; Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П., Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, 2 изд., М., 1966; Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1—2, М., 1979; Берман Р., Теплопроводность твёрдых тел, пер. с англ., М., 1979.

С. П. Малышенко.

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ** — перенос теплоты (энергии), связанный с хаотич. движением частиц и приводящий к выравниванию температур компонент плазмы (см. также Переноса процессы). Большая разница между массами электронов  $m_e$  и ионов  $m_i$  (нейтралов) приводит к медленной релаксации энергии между ними. Поэтому разделяют темп-ры электронов  $T_e$  и тяжёлых частиц  $T_i$ .

В отсутствие магн. поля  $H$  или вдоль него (при наличии) коэффициенты Т. п. оцениваются из газокинетич. теории:

$$\kappa_{ij} \sim c_j v_j \lambda_{jij}^2 \quad (1)$$

где  $c_j$  — теплоёмкость соответствующей компоненты плазмы,  $v_j$  — частота столкновений,  $\lambda_{jij}$  — длина свободного пробега. При  $T_e \approx T_i$  отношение  $\kappa_{ei}/\kappa_{ii} \sim \sqrt{m_i/m_e}$ , т. е. в полностью ионизованной плазме в отсутствие магн. поля Т. п. обусловлена в осн. электронной компонентой.

Наличие магн. поля, сдерживающего движение заряж. частиц поперёк поля, снижает и коэф. Т. п. поперёк  $H$  (на этом основана магн. термоизоляция плазмы). Коэф. Т. п. поперёк однородного магн. поля

$$\kappa_{j\perp} \sim c_j \rho_j^2 v_j \ll \kappa_{j\parallel} \quad (2)$$

где  $\rho_j = c_j \sqrt{m_j T_j} / e_j H Z_j$  — ларморовский радиус. В этом случае, как видно из (2), Т. п. в направлении поперёк  $H$  обусловлена ионами; при сравнимых темп-рах  $\kappa_{i\perp}/\kappa_{e\perp} \sim \sqrt{m_i/m_e}$ . В магн. поле сложной конфигурации поперечное смещение частиц между столкновениями может превышать ларморовский радиус, так что коэф.  $\kappa_{j\perp}$  оказывается больше определённого ф-лой (2), оставаясь малым по сравнению с (1). Напр., в токамаке в режиме редких столкновений неоклассич. коэф. поперечной Т. п. в  $(H_0/H_p)^2 \sqrt{a/R}$  раз больше, чем (2) (здесь  $a$ ,  $R$  — малый и большой радиусы тора,  $H_0$ ,  $H_p$  — тороидальное и полоидальное магн. поля). Наблюдаемая поперечная Т. п. часто оказывается намного больше, чем классическая, обусловленная столкновениями, оставаясь малой по сравнению с продольной (1). Эта аномальная Т. п. обусловлена возникающей в результате развития неустойчивостей турбулентностью. Появляющиеся при этом случайные электрич. поля приводят к случайным дрейфам частиц в скрещенных полях поперёк  $H$ , а случайные магн. поля (случайное искривление магн. силовых линий) — к тому, что перемещение частиц вдоль мгновенных силовых линий приводит к их смещению по-