

Лекция 1. Стационарная теплопроводность. Основные понятия теплообмена

Тепломассообмен – наука о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты и массы в пространстве в переменном поле температур и переменном поле концентраций.

Согласно второму закону термодинамики самопроизвольный процесс передачи теплоты и массы направлен в сторону уменьшения температуры и концентрации данного компонента смеси.

Температурное поле – совокупность значений температуры во всех точках данной расчетной области и во времени. Математически оно записывается в виде $t=f(x,y,z,\tau)$, измеряют в градусах Цельсия и Кельвинах, где x, y, z – координаты точки в пространстве, в которой находят температуру, в метрах, м; τ – время процесса теплообмена в секундах, с. Таким образом, температурное поле характеризуется количеством координат и своим поведением во времени.

В зависимости от числа координат, вдоль которых может изменяться температура тела, различают *трехмерное, двумерное, одномерное и нульмерное (однородное)* температурные поля.

Температурное поле, которое *изменяется во времени*, называют *нестационарным* температурным полем. И наоборот, температурное поле, которое *не изменяется во времени*, называют *стационарным* температурным полем.

Примеры записи температурных полей:

$T(x,y,z,\tau)$ – трехмерное нестационарное температурное поле;

$T(\tau)$ – нульмерное нестационарное температурное поле;

$T(x)$ – стационарное одномерное температурное поле;

$T=\text{const}$ – нульмерное стационарное температурное поле – частный случай температурного поля, характеризующего термодинамическое равновесие системы.

Изотермическая поверхность – поверхность равных температур.

Свойства изотермических поверхностей:

- а) изотермические поверхности не пересекаются;
- б) в нестационарных процессах изотермические поверхности перемещаются в пространстве.

В нашем курсе мы будем рассматривать тела, так называемой, простой или классической формы. Таких тел три:

- бесконечная или неограниченная пластина (пластина, у которой толщина много меньше длины и ширины);
- бесконечный цилиндр (цилиндр, у которого диаметр меньше длины цилиндра);
- шар или сфера.

Примеры изотермических поверхностей в телах простой формы:

- а) изотермические поверхности в бесконечной пластине при одинаковых на обеих поверхностях условиях теплообмена – это плоскости параллельные образующим плоскостям данную пластину (см. рис. 1.1);

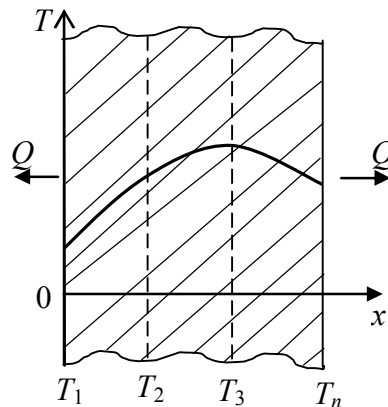


Рис. 1.1. Изотермические поверхности в бесконечной пластине

- б) изотермические поверхности в бесконечном цилиндре при одинаковых по всей его поверхности условиях теплообмена – соосные (коаксиальные) цилиндрические поверхности или, другими словами, вложенные друг в друга цилиндры меньшего диаметра (см. рис. 1.2);

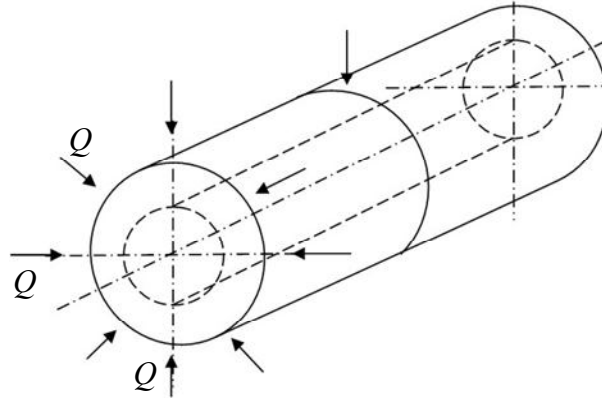


Рис. 1.2. Изотермические поверхности в бесконечном цилиндре

в) в шаре при равномерном нагреве или охлаждении изотермические поверхности – вложенные друг в друга сферы.

Градиент температуры (обозначается $\text{grad}(T)$ или ∇T) – вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности, в сторону увеличения температуры и численно равный изменению температуры по этому направлению [2, 3, 11-19, 21]:

$$\text{grad}(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n} \text{ или } \nabla(T) = \vec{n}_0 \frac{\partial T}{\partial n},$$

где n – нормаль; $\vec{n}_0$ – единичный вектор; ∇ – оператор Гамильтона ("набла") – символический вектор, заменяющий символ градиента.

Необходимым условием распространения теплоты является неравномерность распределения температуры в рассматриваемой среде, поэтому для передачи теплоты теплопроводностью необходимо неравенство нулю температурного градиента в различных точках тела.

В декартовой системе координат:

$$\text{grad}(T) = \nabla T = \frac{\partial T}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial T}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial T}{\partial z} \vec{k}, \frac{^{\circ}\text{C}}{\text{м}} = \frac{\text{К}}{\text{м}},$$

где $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ – единичные векторы или орты в декартовой системе координат.

Теплота – количество тепловой энергии, полученное или отданное телом (твердым, жидким или газообразным) или проходящее через это тело за некоторое время τ в результате теплообмена.

Обозначают теплоту Q_τ и измеряют в джоулях [Дж] или калориях [кал]:

$$1 \text{ ккал} = 4,1868 \text{ кДж}, 1 \text{ кДж} = 0,24 \text{ ккал}.$$

Тепловой поток (обозначают $\vec{Q}$) – теплота, проходящая через заданную и нормальную к направлению распространения теплоты поверхность в единицу времени:

$$\vec{Q} = n_0 \frac{dQ_\tau}{d\tau}, \quad \frac{\text{Дж}}{\text{с}} = \text{Вт}.$$

При стационарном режиме теплообмена тепловой поток не изменяется во времени и рассчитывается по формуле:

$$Q = Q_\tau / \tau, \text{ Вт}.$$

В расчетах используют три вида удельных тепловых потоков:

- а) *поверхностную плотность теплового потока* (обозначают: q , Вт/м²) – тепловой поток, отнесенный к площади поверхности тела;
- б) *линейную плотность теплового потока* (обозначают: q_ℓ , Вт/м) – тепловой поток, отнесенный к длине тела;
- в) *объемную плотность теплового потока* (обозначают: q_v , Вт/м³) – тепловой поток, отнесенный к объему тела.

Поверхностная плотность теплового потока – теплота, проходящая через заданную и нормальную к направлению распространению теплоты *единичную* площадку в единицу времени:

$$\vec{q} = n_0 \frac{d^2 Q_\tau}{d\tau dF} = \frac{d\vec{Q}}{dF}, \text{ Вт/м}^2,$$

где $\vec{n}_0$ – единичный вектор; τ – время, с; F – площадь, м².

$$q = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot F} = \frac{Q}{F}, \text{ откуда следует, что } Q = q \cdot F \text{ и } Q_\tau = q \cdot F \cdot \tau.$$

Линейная плотность теплового потока – тепловой поток, проходящий через боковую поверхность *единичной* длины некоего протяженного тела:

$$q_l = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot l} = \frac{Q}{l}, \text{ откуда следует, что } Q = q_l \cdot l \text{ и } Q_\tau = q_l \cdot l \cdot \tau$$

где τ – время, с; l – длина протяженного объекта, м.

Поверхностная плотность теплового потока и линейная плотность теплового потока связаны между собой следующим соотношением:

$$q \cdot \Pi \cdot l = q_l l \text{ или } q_l = q \cdot \Pi,$$

где Π – периметр тела постоянного поперечного сечения.

Например, для трубы диаметром d периметр равен длине окружности ($\Pi = \pi \cdot d$) и формула связи q и q_l примет вид:

$$q_l = q \cdot \pi \cdot d.$$

Объемная плотность теплового потока – теплота, которая выделяется или поглощается внутри единичного объема тела в единицу времени:

$$q_v = \frac{Q_\tau}{\tau \cdot V} = \frac{Q}{V}, \text{ откуда следует, что } Q = q_v \cdot V \text{ и } Q_\tau = q_v \cdot V \cdot \tau.$$

Величина q_v может быть как положительной (теплота выделяется), так и отрицательной (теплота поглощается).

Элементарные способы передачи теплоты

Различают три элементарных способа передачи теплоты [9-17, 19]:

1. Теплопроводность.
2. Конвекция.
3. Тепловое излучение (радиационный теплообмен).

Теплопроводность (кондукция) – способ передачи теплоты за счет взаимодействия микрочастиц тела (атомов, молекул, ионов в электролитах и электронов в металлах) в переменном поле температур.

Теплопроводность имеет место в твердых, жидких и газообразных телах. В твердых телах теплопроводность является единственным способом передачи теплоты. В вакууме теплопроводность отсутствует.

Конвекция – способ передачи теплоты за счет перемещения макрообъемов среды из области с одной температурой в область с другой температурой. При этом текучая среда с более высокой температурой перемещается в область более низких температур, а холодный поток – в область с высокой температурой. В вакууме конвекция теплоты невозможна.

Тепловое излучение (радиационный теплообмен) – способ передачи теплоты за счет распространения электромагнитных волн в определенном диапазоне частот.

Замечания:

- все тела выше 0 К обладают собственным тепловым излучением, то есть энергию излучают все тела;
- для передачи теплоты излучением не требуется тело-посредник, т.е. лучистая энергия может передаваться и в вакууме.

Закон Фурье

В 1807(22) году французский ученый Фурье предложил, что в каждой точке тела (вещества) в процессе теплопроводности существует однозначная связь между тепловым потоком и градиентом температуры:

$$\vec{Q} = -\lambda \cdot \text{grad}(T) \cdot F, \quad (1.1)$$

где Q – тепловой поток, Вт; $\text{grad}(T)$ – градиент температурного поля, К/м; F – площадь поверхности теплообмена, м²; λ – коэффициент теплопроводности – величина, характеризующая физические свойства вещества (приводят в справочной литературе).

Закон Фурье для поверхностной плотности теплового потока запишется в виде

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}(T). \quad (1.2)$$

Физический смысл коэффициента теплопроводности – характеризует способность данного вещества проводить теплоту (в общем случае зависит от структуры, плотности, влажности, давления и температуры).

Знак «–» показывает, что векторы теплового потока и градиента температуры направлены в противоположные стороны. Градиент температурного поля направлен по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры, тепловой поток – в сторону убывания температуры.

Выражения (1.1) и (1.2) представляют собой линейный закон теплопроводности. В этом законе коэффициент теплопроводности есть величина постоянная ($\lambda = \text{const}$). При экспериментальной проверке закона Фурье обнаруживается отклонение расчета и эксперимента, которое в первом приближении можно учесть, сохранив форму записи закона, но приняв зависимость $\lambda = f(T)$. В этом случае получаем нелинейный закон Фурье:

$$\vec{q} = -\lambda(T) \cdot \text{grad}(T).$$

Для разных веществ и их фазового состояния λ может, как увеличиваться, так уменьшаться с ростом температуры.

Приведем примерные значения коэффициента λ разных веществ [4, 10].

Вещество	λ , Вт/(м·К)
Газы	0,005–0,5
Жидкости	0,07–0,7
Металлы	20–400

Дифференциальное уравнение теплопроводности

При решении задач [1, 7, 8, 20] связанных с нахождением температурного поля, необходимо иметь дифференциальное уравнение теплопроводности

сти. Для облегчения вывода этого дифференциального уравнения сделаем следующие допущения:

- 1) тело однородно и изотропно;
- 2) физические параметры постоянны;
- 3) деформация рассматриваемого объема, связанная с изменением температуры, очень мала по сравнению с самим объемом;
- 4) внутренние источники теплоты в теле, которые в общем случае могут быть заданы как $q_v = f(x, y, z, \tau)$, распределены равномерно.

В основу вывода дифференциального уравнения теплопроводности положен закон сохранения энергии, который в рассматриваемом случае может быть сформулирован следующим образом: теплота dQ , введенная в элементарный объем извне за время $d\tau$ вследствие теплопроводности, а также от внутренних источников, равно изменению внутренней энергии или энтальпии вещества (в зависимости от рассмотрения изохорного или изобарного процесса), содержащегося в элементарном объеме:

$$dQ_1 + dQ_2 = dQ, \quad (1.3)$$

где dQ_1 – теплота, Дж, введенная в элементарный объем путем теплопроводности за время $d\tau$;

dQ_2 – теплота, которая за время $d\tau$ выделилась в элементарном объеме dv за счет внутренних источников;

dQ – изменение внутренней энергии или энтальпии вещества, содержащегося в элементарном объеме dv , за время $d\tau$.

Для нахождения составляющих уравнения (3) выделим в теле элементарный параллелепипед со сторонами dx , dy , dz (рис. 1.3). Параллелепипед должен быть расположен так, чтобы его грани были параллельны соответствующим координатным плоскостям. Теплота, которая подводится к граням элементарного объема за время $d\tau$ в направлении осей Ox , Oy , Oz , обозначим соответственно dQ_x , dQ_y , dQ_z .

Теплоты, которая будет отводиться через противоположные грани в тех же направлениях, обозначим соответственно dQ_{x+dx} , dQ_{y+dy} , dQ_{z+dz} . Теплота, подведенная к грани $dydz$ в направлении оси Ox за время $d\tau$ составляет $dQ_x = q_x dydzd\tau$, где q_x – проекция плотности теплового потока на направление нормали к указанной грани.

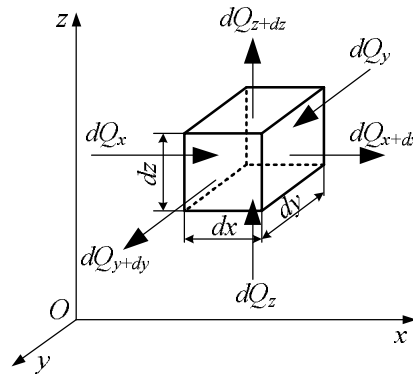


Рис. 1.3. К выводу уравнения теплопроводности

Теплота, отведенная через противоположную грань элементарного параллелепипеда в направлении оси Ox , запишется как $dQ_{x+dx} = q_{x+dx} dydzd\tau$.

Разница между количеством теплоты, подведенного к элементарному параллелепипеду, и количеством теплоты отведенного от него за время $d\tau$ в направлении оси Ox , представляет собой количество теплоты:

$$dQ_{x1} = dQ_x - dQ_{x+dx}, \quad dQ_{x1} = q_x dydzd\tau - q_{x+dx} dydzd\tau \quad (a).$$

Функция q_{x+dx} является непрерывной в рассматриваемом интервале dx и может быть разложена в ряд Тейлора:

$$q_{x+dx} = q_x + \frac{\partial q_x}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 q_x}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2!} + \dots$$

$$dQ_{x1} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx dydzd\tau. \quad (b)$$

Если ограничиться двумя первыми членами ряда, то уравнение (a) запишется в виде (b). Аналогичным образом можно найти количество теплоты,

подводимое к элементарному объему и в направлениях двух других координатных осей Oy и Oz .

Количество теплоты dQ , подведенное в результате теплопроводности к рассматриваемому объему, будет равно:

$$dQ_1 = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) dx dy dz d\tau. \quad (c)$$

Определим вторую составляющую уравнения (1.3). Обозначим количество теплоты, выделяемое внутренними источниками в единице объема среды в единицу времени и называемое мощностью внутренних источников теплоты, через q_v , Вт/м³, тогда:

$$dQ_2 = q_v dv d\tau. \quad (d)$$

Третья составляющая в уравнении (1.3) найдется в зависимости от характера термодинамического процесса изменения системы. При рассмотрении изохорного процесса вся теплота, подведенная к элементарному объему, уйдет на изменения внутренней энергии вещества, заключенного в этом объеме, т. е. $dQ=dU$. Если рассматривать внутреннюю энергию единицы объема $u=u(t,v)$, тогда dU найдется как

$$dU = C_v \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv, \quad (f)$$

где C_v – изохорная теплоемкость, Дж/(м³·К); c_v – удельная изохорная теплоемкость, Дж/(кг·К); ρ – плотность вещества. Подставляя полученные выражения (c), (d) и (f) в уравнение (1.3), получаем:

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (1.4)$$

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = -\text{div} \vec{q} + q_v. \quad (1.4')$$

Выражения (1.4) и (1.4') являются **дифференциальными уравнениями энергии для изохорного процесса** переноса теплоты. При рассмотрении изобарного процесса вся теплота, подведенная к объему, уйдет на изменение

энтальпии вещества, заключенного в этом объеме, и уравнение (1.3) запишется следующим образом:

$$dQ_1 + dQ_2 = dI. \quad (1.5)$$

Если рассматривать энтальпию единицы объема как $i=i(t,P)$, то можно показать, что

$$dI = C_p \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = c_p \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau dv = \rho \frac{\partial i}{\partial \tau} d\tau dv, \quad (g)$$

где C_p – изобарная теплоемкость единицы объема, Дж/(м³·К); c_p – изобарная теплоемкость единицы массы, Дж/(кг·К).

Если полученные выражения (c), (d) и (g) подставить в уравнение (1.5), получим:

$$\rho \frac{\partial i}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v, \quad (1.6)$$

$$\rho \frac{\partial i}{\partial \tau} = -\operatorname{div} \vec{q} + q_v. \quad (1.6')$$

Соотношения (1.6) и (1.6') являются **дифференциальными уравнениями энергии** в самом общем виде для *изобарного процесса* переноса теплоты.

В твердых телах перенос теплоты осуществляется по закону Фурье $q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}$, значение разности c_p и c_v мало и можно принять $c_p=c_v$ и равны c .

Напомним, что проекции вектора плотности теплового потока на координатные оси Ox , Oy , Oz определяются выражениями:

$$q_x = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}; \quad q_y = -\lambda \frac{\partial t}{\partial y}; \quad q_z = -\lambda \frac{\partial t}{\partial z}.$$

Подставляя полученные выражения проекций вектора плотности теплового потока в уравнение (1.4) и опуская индекс при c , получаем:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z} \right) \right] + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c\rho} \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} t) + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (1.7')$$

Выражение (7), так же как и (7'), называется **дифференциальным уравнением теплопроводности**. Оно устанавливает связь между временным и пространственным изменениями температуры в любой точке тела, в котором происходит процесс теплопроводности.

Если принять теплофизические характеристики постоянными, то (1.7) принимает вид:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (1.8)$$

В уравнении (1.8) можно обозначить

$$\frac{\lambda}{c\rho} = a, \quad (h)$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t, \quad (k)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}.$$

Последнее выражение – выражение оператора Лапласа в декартовой системе координат.

Выражение $\nabla^2 t$ в **цилиндрической** системе координат имеет вид:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}, \quad (m)$$

где r – радиус-вектор; φ – полярный угол; z – аппликата.

Тогда уравнение (1.8) запишется следующим образом:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{c\rho}. \quad (1.9)$$

Коэффициент пропорциональности a [$\text{м}^2/\text{с}$] называется *коэффициентом температуропроводности* и является физическим параметром вещества.

Если коэффициент теплопроводности характеризует способность тел проводить теплоту, то коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела.

Из уравнения (1.9) следует, что изменение температуры во времени $\partial t / \partial \tau$ для любой точки пространства пропорционально величине a . Иначе говоря, скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности a . Поэтому выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности.

Если система тел *не содержит внутренних источников теплоты* ($q_v=0$), тогда выражение (1.9) принимает форму уравнения Фурье:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t. \quad (1.10)$$

Если *имеются внутренние источники теплоты*, то дифференциальное уравнение теплопроводности при стационарном режиме превращается в уравнение Пуассона:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \quad (1.11)$$

При *стационарной теплопроводности и отсутствии внутренних источников теплоты* выражение (1.8) принимает вид уравнения Лапласа:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0. \quad (1.12)$$

Условия однозначности. Граничные условия

Так как дифференциальное уравнение теплопроводности выведено на основе общих законов физики, то оно описывает явление теплопроводности в

самом общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение описывает целый класс явлений теплопроводности. Чтобы из бесчисленного количества выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к дифференциальному уравнению *необходимо присоединить математическое описание* всех частных особенностей рассматриваемого процесса [2, 9 15. Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются *условиями однозначности* или *краевыми условиями*. Условия однозначности включают в себя:

- 1) геометрические условия (характеризующие форму и размеры тела, в которых протекает процесс);
- 2) физические условия (характеризующие физические свойства среды и тела);
- 3) временные (начальные) условия (характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени);
- 4) граничные условия (характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой).

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела, в котором протекает процесс.

Физическими условиями задаются физические параметры тела (λ , c , ρ и др.) и может быть задан закон распределения внутренних источников теплоты.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и состоят в задании закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени. В общем случае начальное условие аналитически может быть записано следующим образом (при $\tau=0$):

$$t = f(x, y, z).$$

При равномерном распределении температуры в теле начальное условие упрощается (при $\tau=0$):

$$t = t_0 = \text{const}.$$

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами:

Граничные условия **первого рода**. Задаётся распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени:

$$t_w = f(x, y, z, \tau), \quad (1.13)$$

где t_w – температура на поверхности тела; x, y, z – координаты поверхности тела. В частном случае, когда температура на поверхности является постоянной на протяжении всего времени протекания процессов теплообмена, уравнение (1.13) упрощается и принимает вид:

$$t_w = \text{const}.$$

Граничные условия **второго рода**. Задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени. Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_w = f(x, y, z, \tau),$$

где q_w – плотность теплового потока на поверхности тела. В простейшем случае плотность теплового потока по поверхности и во времени остается постоянной:

$$q_w = \text{const}.$$

Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

Граничные условия **третьего рода**. При этом задаются температура окружающей среды t_f и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон *Ньютона-Рихмана*: плотность тепло-

вого потока пропорциональна разности температур поверхности тела t_w и окружающей среды t_f :

$$q = \alpha(t_w - t_f),$$

где α – коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом теплоотдачи*, Вт/(м²·К), характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному Кельвину.

По закону сохранения энергии количество теплоты, отводимое с единицы поверхности вследствие теплоотдачи, должно равняться теплу, подводимому к единице поверхности вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, тогда

$$\alpha(t_w - t_f) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w$$

или

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_w = \frac{\alpha}{\lambda} (t_f - t_w).$$

Граничные условия **четвертого** рода характеризуют теплообмен системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности (идеальный контакт):

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial t_1}{\partial n} \right)_w = \lambda_2 \left(\frac{\partial t_2}{\partial n} \right)_w.$$

Таким образом, дифференциальное уравнение совместно с условиями однозначности дают полную математическую формулировку конкретной задачи теплопроводности, которая может быть решена аналитически, численно, экспериментально.