

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОДХОД РЕШЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНЫХ ЗАДАЧ В ТЕХНИКЕ С ПРИМЕНЕНИЕМ ВЕКТОРА УМОВА

Гречихин Л.И., доктор физико-математических наук, профессор,  
Минский государственный высший авиационный колледж, Беларусь

Куць Н.Г., кандидат технических наук, доцент,  
Луцкий национальный технический университет, Украина

Показана несостоятельность применения уравнения теплопроводности распространения тепла в разных средах. Применение вектора Умова позволяет решать теплопроводные задачи в любых средах, задавая среду и величины потоков тепла на границах раздела.

**Ключевые слова:** теплопроводность, уравнение теплопроводности, вектор Умова, агрегатные состояния.

**Введение.** Классическая теория теплопроводности была разработана Фурье, который показал, что такое явление можно описать следующим уравнением [1]

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right), \quad (1)$$

где  $\chi \cong \bar{l} / c_V \rho$  - коэффициент температуропроводности пропорциональный длине свободного пробега  $\bar{l}$  и обратно пропорционален удельной теплоемкости  $c_V$  и плотности среды  $\rho$ , т.е., зависящий от материала и его физического состояния и может быть определен в каждом конкретном случае чисто опытным путем и поэтому не является универсальной постоянной величиной. Кроме этого решение дифференциального уравнения вида (1) возможно при наличии заданных граничных и начальных условий. Если для однородного и изотропного материала можно задать эти условия и их как-то проконтролировать, то для неоднородных, анизотропных, а тем более для многослойных сред разных структур и агрегатных состояний это практически осуществить не возможно.

**Цель и задачи:** Разработать более общую модель распространения тепла в разных средах с учетом присущих данной среде всех физических и химических свойств. Цель может быть достигнута путем решения следующих задач:

- при распространении тепла учитывать не только атомно-молекулярную структуру рассматриваемой среды, но и ее кластерную структуру;
- распространение тепла следует рассматривать не с позиций температуропроводности, а с позиций распространения тепловой энергии по заданной среде;
- теплоемкость рассматривать с учетом вероятности возбуждения степеней свободы для каждой частиц, формирующих среду;
- распространение тепла рассматривать с учетом изменения агрегатного состояния, структуры среды и ее теплоемкости от температуры;
- выяснить, какие процессы теплообмена происходят на границах раздела разных агрегатных состояний.

Поставленная цель и задачи, которые необходимо решать при распространении тепла во всей их совокупности, являются весьма сложной проблемой. Очевидно, что для каждого агрегатного состояния следует учитывать свою специфику взаимодействия атомных, молекулярных и кластерных частиц.

**Анализ исследований.** Рассмотрим, как решаются поставленная цель и задачи применительно к каждому агрегатному состоянию.

1. Газообразная среда. Применительно к газам уравнение теплопроводности (1) решается с учетом эмпирической формулы предложенной Экеном для длины свободного пробега [1]

$$\bar{l} = 10^2 \frac{\eta_V}{M} \left( 1 + \frac{9R}{4c_V} \right), \quad (2)$$

где  $\eta$  – динамическая вязкость,  $M$  – молярная масса,  $R$  – универсальная газовая постоянная и  $C_v$  – молярная теплоемкость при постоянном объеме. Как меняется динамическая вязкость газовой среды и молярная теплоемкость в зависимости от температуры, остается вне рассмотрения. Относиться к эмпирическим формулам при более глубоком рассмотрении процесса теплопередачи следует осторожно.

Общая задача распространения тепла в газах с применением молекулярно-кинетической теории решена достаточно убедительно. В результате получен закон распространения тепла в виде

$$Q = K \frac{dT}{dl} St, \quad (3)$$

Здесь  $K = \frac{1}{3} \rho c_v \bar{c} \bar{l}$  – коэффициент теплопроводности, зависящий от плотности газа  $\rho$ ;

удельной теплоемкости  $c_v$ ;  $\bar{c} = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_a}}$  – скорость распространения звука в газе;  $\bar{l} \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi D^2 n}}$  –

длина свободного пробега, которая обратно пропорциональна концентрации частиц в газе  $n$  и квадрату среднего диаметра частиц газа  $D^2$ ;  $\frac{dT}{dl}$  – градиент температуры;  $S$  – площадь, по

которой происходит перенос тепла и  $t$  – время, в течение которого происходит перенос тепла.

В уравнении теплопроводности коэффициент теплопроводности зависит от основных параметров, которые характеризуют газовое состояние. Все эти параметры при заданном градиенте температуры зависят от величины температуры, которая изменяется по мере распространения тепла вдоль выбранного направления. Получается, что уравнение теплопроводности (3) позволяет определять количество тепла только на начальном участке и в начальный момент при заданном градиенте температур.

2. Среда в жидком состоянии. В жидком состоянии перенос тепла также определяется путем решения уравнения теплопроводности (1) с использованием эмпирических формул определения длины свободного пробега при разных температурах. Такой метод анализа теплопроводности в жидких средах является приближенным и не отражает реальных процессов, происходящих в жидкостях, при распространении тепла.

В теплотехнике в качестве теплоносителя преимущественно применяется вода вследствие того, что она обладает максимальной теплоемкостью. Поэтому все необходимые

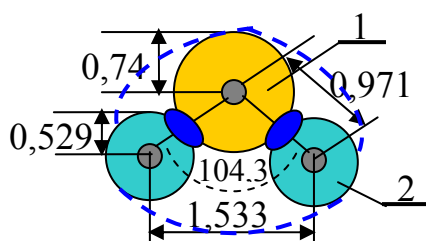


Рис. 1. Молекула воды с указанием размеров в Å: 1 – атом кислорода и 2 – атом водорода

теплотехнические расчеты рассматриваем для воды в жидком состоянии. Молекула воды показана на рис. 1. Среднеэффективный радиус молекулы воды по данным, указанным на рис. 1 составляет 0,926 Å. Овалом выделена область повышенной электронной плотности между атомами кислорода и водорода. В плотноупакованном состоянии, которое реализуется в кластерах, расстояние между молекулами воды составляет 1,852 Å. Расстояние между кластерами воды в жидком состоянии определяется по значению плотности.

Для молекул воды  $r_0 = \sqrt[3]{\frac{m_{H_2O}}{8\rho}}$ . В нормальных

условиях  $r_0 = 1,552$  Å, а для эффективного радиуса основного кластера воды получаем  $r_{кл.} = 2,969$  Å.

По данным справочника [3] энергия ионизации молекулы воды 12,614 эВ. По значению эффективного радиуса и энергии ионизации первой кратности получены энергии ионизации второй и третьей кратности ионизации, а также эффективные радиусы и эффективные заряды молекулы воды второй и третьей кратности ионизации.

3. Твердое тело. Твердое тело представляет собой кристалл. В кристаллической решетке твердого тела внутренняя тепловая энергия формируется продольными и поперечными колебаниями кластеров. Кроме этого следует учитывать энергию хаотического поступательного движения частиц в межкластерных свободных объемах, а также энергию крутильных колебаний

кластеров относительно их собственного центра тяжести. Результирующая внутренняя тепловая энергия

$$Q = \sum_j \frac{3}{2} W_j E_j = \frac{3}{2} k_B T_{эфф.}, \quad (4)$$

где  $j = 1$  соответствует энергии поступательных степеней свободы  $E_j$  с вероятностью их возбуждения  $W_j$ ;  $j = 2, 3$  и  $4$  соответствует энергии и вероятности их возбуждения крутильных, продольных и поперечных колебаний кластеров внутри кристаллической решетки. Если в рассматриваемой среде создается в каком-то направлении разность температур, то возникает перенос энергии. В самом общем случае перенос энергии определяется вектором Умова по (4).

Плотность тепловой энергии следует определить так

$$w = \frac{3}{4\pi r_{кл.}^3} \frac{3}{2} k_B T_{эфф.} \quad (5)$$

Ранее при рассмотрении классической теории теплоемкости полагали, что внутренняя энергия в твердом теле определяется только гармоническими колебаниями отдельных атомов или молекул относительно своих положений равновесия. В результате внутренняя энергия твердого тела в соответствии с законом равномерного распределения тепловой энергии по степеням свободы представлялась только по колебательным степеням свободы в виде  $3 \cdot k_B T/2$  [5]. Чтобы согласовать с законом Дюлонга и Пти, таким колебаниям приписывалось еще две степени свободы, обусловленные тем, что в колебательном движении присутствуют две энергии кинетическая и потенциальная, которые непрерывно превращаются друг в друга в равных количествах.

Такой подход противоречит закону равномерного распределения по степеням свободы, так как температура определяется максимальной энергией, которая содержится в одной степени свободы, а не отдельно в ее доле. Следует учитывать, что всякое поглощение энергии обусловлено возбуждением определенной степени свободы относительно ее энергии связи. При значительной энергии связи между частицами внутри твердого тела их возбуждение практически исключено.

Противоречия классической теории теплоемкости при низких температурах вблизи абсолютного нуля с экспериментальными данными были сняты квантовой теорией, в которой полагалось, что кристалл целиком совершает колебания как единое целое. Тогда кристалл при низких температурах должен совершать упругие колебания, а в окружающей среде должен был бы распространяться звук. Однако такого явления не наблюдается.

**Основная часть.** Рассмотрим, как разработать более общую модель распространения тепла в разных агрегатных состояниях с учетом присущих данной среде всех физических и химических свойств

1. Газообразная среда. Внутри газовой среды ситуация весьма неоднозначная. Поэтому воспользуемся более общим подходом, предложенным Умовым. Вектор Умова позволяет получить величину потока энергии вдоль выбранного направления, определяемого по следующей формуле

$$\vec{P}_z = [\vec{w}\vec{v}], \text{ Вт/м}^2. \quad (6)$$

Для газовой среды плотность энергии определяется ее внутренней тепловой энергией. Тогда в пренебрежении лучистой энергией

$$w = \frac{i}{2} k_B T \cdot n, \quad (7)$$

а скорость распространения

$$v = \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_a}}.$$

(6)

Для большинства практических задач давление полагается постоянным ( $P = const$ ) и вектор Умова приобретает вид в абсолютном значении

$$P_z = \frac{i}{2} P \sqrt{\frac{\gamma k_B T}{m_a}} \quad (8)$$

Здесь  $P$  – давление в газе. Число степеней свободы  $i$  и отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме  $\gamma = C_p / C_v$ . Изменением отношения теплоемкостей с

температурой можно пренебречь, а изменение количества степеней свободы, вовлекаемой внутри газа при заданной температуре, будет существенное, т.к.

$$i = \sum_k i_k W_k . \quad (9)$$

где  $i_k$  – количество  $k$ -ой степени свободы и  $W_k = \int_{E_{св.,k}}^{\infty} f(E, T) dE$  вероятность возбуждения  $k$ -ой степени свободы, а  $f(E, T)$  – функция распределения по энергиям Максвелла-Больцмана.

Все газы и даже гелий состоят из молекул. Внутренняя тепловая энергия содержится в поступательных, вращательных и колебательных степенях свободы. Вероятность возбуждения поступательных степеней свободы равна единице, т.к. для газов энергия связи между частицами по определению газового состояния равна нулю. В газах вероятность возбуждения вращательных степеней свободы также равна нулю вследствие отсутствия трения между частицами газа. Только для колебательных степеней свободы вероятность их возбуждения отлична от нуля и определяется энергией связи между атомами в молекулах газа. Поэтому для двухатомных газов в пренебрежении возбуждения колебательных степеней свободы  $i = 5$ , а для многоатомных молекул –  $i = 6$ .

При низких температурах образуются кластеры, и тогда количество возбуждаемых степеней свободы находится следующим образом

$$i = \frac{1}{\sum_j n_j} \sum_j \sum_k n_j i_k W_k , \quad (10)$$

а при определении плотности энергии по (5) следует учитывать уменьшение общей концентрации частиц при образовании кластеров. В этом случае

$$n = n_0 (1 + \sum_{\zeta} N_{\zeta} - \sum_{\zeta} N_{\zeta} W_{\zeta}) . \quad (11)$$

Здесь  $n_0 = 1/r_{кл.}^3$ ;  $N_{\zeta}$  – число частиц в  $\zeta$ -м координационном слое и  $W_{\zeta} = \int_0^{E_{св.,\zeta}} f(E, T) dE$  –

вероятность того, что частица  $\zeta$ -го координационного слоя пребывает в кластере.

По (9) и (10) определяются число степеней свободы и концентрация частиц в промежуточной зоне, когда в определенном температурном интервале происходит постепенный переход газового состояния в жидкое состояние. В жидком состоянии ситуация усложняется.

2. Среда в жидком состоянии. Применение вектора Умова для описания распространения тепла в жидкой среде представляется более плодотворным. Плотность тепловой энергии также определяется формулой (5), а число степеней свободы, возбуждаемых в жидкостях, – по (9). Однако в формуле (5) следует учитывать, что концентрация частиц в межкластерных объемах резко уменьшается вследствие существенного роста числа частиц в кластерных образованиях. Следовательно, в жидкостях присутствуют два сорта частиц: 1 – молекулы, взаимодействующих между собой ковалентной и ионной энергией связью с учетом электрон-дипольного и диполь-дипольного взаимодействия и 2 – кластерные образования преимущественно с первым координационным слоем.\*)

По этим данным с применением методики, описанной в работе [4], был выполнен расчет энергий связи молекул воды внутри кластера и межкластерного бинарного взаимодействия. Эти значения оказались соответственно равными:  $E_{св.,1} = 0,178$  эВ и  $E_{св.,2} = 0,086$  эВ. Свободные молекулы воды в жидком состоянии связаны между собой энергией 0,0647 эВ. На поверхности жидкости молекулы окружены шестью молекулами в горизонтальной плоскости и одна молекула в вертикальной плоскости. Тогда результирующая энергия связи отдельных молекул на поверхности воды составит 0,45 эВ, что совпадает со значением, полученным из данных по насыщенным парам (0,46 эВ) и из значения сил поверхностного натяжения.

\*) Ранее применительно к воде полагали [2], что это осколки не растаявшего льда, которые формируются водородной связью. В действительности это кластеры и взаимодействие между ними определяется диполь-дипольной связью.

Жидкое состояние возникает когда  $E_{св.,1} \geq 3k_B T_{жс}$ . При температуре кипения энергия бинарной связи ослабляется на величину

$$E_{кип.} \cong 3k_B T_{кип.} = 0,0964 \text{ эВ}, \quad (12)$$

а при температуре плавления – на величину

$$E_{пл.} \cong 3k_B T_{пл.} = 0,0706 \text{ эВ}. \quad (13)$$

В промежутке между температурой кипения 373 К и температурой таяния льда 273 К вода пребывает в жидком состоянии. Получается, что бинарная связь между кластерами в жидком состоянии настолько сильно ослабляется, что они между собой практически не взаимодействуют и являются свободными. В диапазоне температур, где реализуется жидкое состояние, плотность тепловой энергии определяется также по (5), но с учетом (9) и (10).

$$\text{Тогда} \quad w_{жс} = \frac{i}{2} k_B T_{эфф.} n, \quad (14)$$

где  $n$  – общая концентрация частиц.

Свободные молекулы воды совершают трансляционное движение, и, сталкиваясь с кластерами, осуществляют обменную связь между кластерами, которая обладает сферической симметрией. Возникающие сферически симметричные силы взаимодействия на равновесном расстоянии, препятствуют объемному сжатию и одновременно способствуют свободному растеканию жидкости во все стороны. Свободные двухатомные молекулы в жидком состоянии содержат три поступательные и две вращательные степени свободы, а трехатомные молекулы обладают тремя поступательными и тремя вращательными степенями свободы. Кластеры в жидком состоянии обладают тремя колебательными и тремя крутильными колебательными степенями свободы.

Распространение тепла в жидкостях (при отсутствии лучистого теплообмена) реализуется со скоростью распространения звука. Обычно скорость звука в воде находят по эмпирической формуле  $v = \sqrt{\rho k_s}$ , где  $k_s$  – адиабатный коэффициент сжатия. Для каждой конкретной жидкости адиабатный коэффициент сжатия определяется опытным путем. Это результат того, что жидкое состояние не достаточно изучено с учетом образования кластерных структур.

В жидкостях распространяются только продольные звуковые волны вдоль нормально приложенной силы. За время  $dt$  вдоль выбранного направления на жидкость будет действовать импульс силы  $F \cdot dt$ . Под действием такого импульса силы возникнет перемещение некоторой массы жидкости  $dm$  со скоростью  $v$ . Тогда:

$$F dt = dm v. \quad (15)$$

Если равенство (14) поделить на площадь действия силы  $S$ , то получаем импульс давления:

$$P dt = \frac{dm v}{S}, \quad (16)$$

Выражая массу  $dm$  через плотность, а давление через модуль Юнга, с учетом равенства (13), получаем:  $E = \rho v^2$ . (17)

Отсюда для скорости распространения продольных волн сжатия в жидкости:

$$v = \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (18)$$

Здесь  $E$  – модуль объемного сжатия, определяемый для плоской волны сжатия следующим образом

$$E = \frac{[E_{св.,1}(r) - E_{св.,1}(r_0)]}{2\pi e^2 r_0^3} \frac{3k_B T}{E_{св.,1}(r_0)} \frac{1}{N_{кл.}}, \quad (19)$$

где  $N_{кл.}$  – число частиц в кластере при температуре  $T$ .

Среднеэффективный радиус самой молекулы воды составляет  $\sim 0,926 \text{ \AA}$ , а среднеэффективное расстояние между молекулами, полученное из значения плотности воды,  $1,552 \text{ \AA}$ . Отсюда доля свободного объема в воде составляет  $\sim 0,79$ , а если учесть образование кластеров, то эта доля свободного объема в воде возрастет. Следует учитывать, что только свободный объем

поддается сжатию. Поэтому при распространении звука в жидкостях максимальный коэффициент сжатия составляет

$$\chi = 1 - \frac{4r_0^3}{r_1^3} = 1 - \frac{4 \cdot 0,926^3}{1,552^3} = 15\%.$$

В газах сжатие свободного объема молекул может достигать 100%, а в жидкостях в 7 раз меньше (для воды - это 15%). По этому параметру жидкость как-бы соответствует газу. Такое сжатие для воды в принципе не достижимо. Реально при распространении звука в воде происходит импульсное сжатие, которое зависит от амплитуды звуковой волны.

Чтобы получить зависимость скорости звука от температуры, следует коэффициент сжатия рассматривать как вариационный параметр. При каком импульсном сжатии звуковой волной получаются скорости ее распространения соответствующие экспериментальным данным приведено в табл. 1. По величине модуля сжатия воды она приближаются к твердому телу.

Таблица 1.

Величина объемного модуля сжатия, скорость распространения звука и коэффициент объемного сжатия воды в зависимости от температуры

Параметры	Температура					
	273	283	293	303	350	373
$E \cdot 10^{-9}, \text{Па}$	1,96	2,09	2,20	2,26	2,64	2,86
$v, \text{м/с}$	1401	1446	1482	1503	1625	1692
$\chi, \%$	9,80	9,60	9,50	9,55	9,60	9,60

Жидкое состояние представляет собой сложную систему взаимодействующих частиц, которые под влиянием внешнего возмущения могут приближаться и расходиться на достаточно большие расстояния. Поэтому молекулы в жидком состоянии совершают хаотическое трансляционное движение внутри жидкости.

Общая схема распространения тепла в одномерном случае изображена на рис.2. Под действием потока тепла  $P_{ж,1}$  поверхность А рассматриваемого плоского слоя жидкой среды разогревается до температуры  $T_1$ . Поток тепла  $P_{ж,2}$  с поверхности Б обеспечивает температуру  $T_2$ . Если не учитывать процессы разогрева и охлаждения ограничивающих поверхностей, то тогда можно применять уравнение теплопроводности (1).

Но такой случай реально в природе не реализуется. Кроме этого, решая уравнение второго порядка, необходимо задавать граничные и начальные условия, которые не возможно правильно сформулировать, не зная причин их возникновения в каждом конкретном случае. Рассмотрим разные случаи.

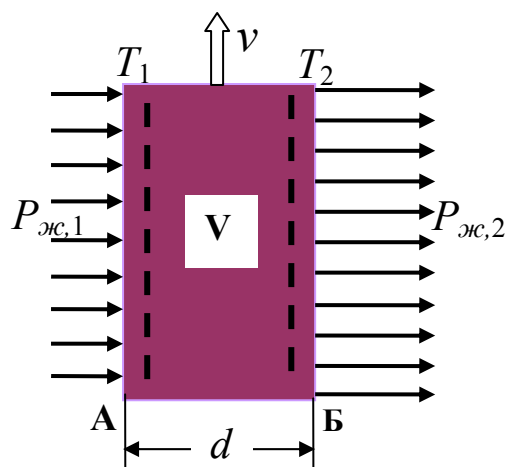


Рис. 2. Схема распространения тепла по среде в одномерном приближении

На основании (5) и (17) теплопроводность в жидкостях определяется величиной вектора Умова

$$P_{ж} \approx \frac{1}{2} k_B T n (6W_2 + 3W_1) \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (20)$$

Здесь  $W_2 = \int_{E_{св.} - 3k_B T}^{\infty} f(E, T) dE,$

а  $W_1 = \int_0^{E_{св.} - 3k_B T} f(E, T) dE.$

При  $P_{ж,1} > P_{ж,2}$  произойдет разогрев среды. За время  $t$  разогрев среды произойдет до температуры

$$T = T_0 + \frac{P_{ж,1} - P_{ж,2}}{\rho d \bar{c}_V} t \quad (21)$$

Процесс разогрева происходит непрерывно. При  $P_{ж,1} < P_{ж,2}$  рассматриваемая среда непрерывно



должна охлаждаться по закону (21).

3. Твердое тело. Внутренняя энергия твердого тела определяется не колебаниями отдельных составляющих его частиц или всего кристалла относительно какого-то положения равновесия, а поведением отдельных кластеров и их взаимодействием с разными частицами в твердом теле. При низких температурах внутренняя энергия обусловлена величиной энергии связи частиц третьей координационной сферы с основным кластером. В этом случае все противоречия снимаются, как это продемонстрировано в [6].

В твердых телах отдельные свободные атомы, молекулы или кластеры находятся в межкластерном объеме. Всего частиц в каждом свободном межкластерном объеме присутствует

$$N_{св.} = \sum_i N_i \int_{E_i}^{\infty} f(E, T_{эфф.}) dE. \quad (22)$$

Если возбуждены только поступательные степени свободы, то на одну частицу приходится внутренней энергии  $3k_B T_{эфф.}/2N_{св.}$ . Аналогично определяется энергия, приходящаяся на одну частицу, вращательной и колебательной степеней свободы.

Процесс распространения тепла в твердом теле следует рассматривать как последовательное возбуждение от кластера к кластеру всех степеней свободы, определяющих внутреннюю тепловую энергию по (23). При этом следует учитывать, что воздействие теплового потока осуществляется не непосредственно на чистый материал, а через промежуточный слой оксидов данного материала и слой адсорбированных атомов, молекул окружающей среды и в каждом случае со своей скоростью распространения теплового потока.

В твердых телах по мере снижения температуры и вследствие взаимодействия атомов друг с другом образуются устойчивые двухатомные молекулы, а затем взаимодействие атомов с двухатомными молекулами приводит к образованию трехатомных молекул. Образующиеся молекулы взаимодействуют между собой, друг с другом и с отдельными атомами. При этом образование трехатомных молекул не может происходить вследствие тройных столкновений атомов друг с другом, а их образование происходит при бинарном взаимодействии атомов с двухатомными молекулами.

Полученные энергии связи бинарного взаимодействия частиц в молекулярных структурах и их взаимного расположения в процессе образования кластерных структур свидетельствует о том, что кластерные структуры формируются только вследствие бинарного взаимодействия отдельных атомов друг с другом и такая кластерная структура рассмотрена в [6]. При температурах вблизи абсолютного нуля в третьем координационном слое могут возникать сложные структурные образования, приводящие к возрастанию энергии связи между частицами в кристалле, что неизбежно должно сказываться на изменении физико-механических свойств твердого тела при низких температурах.

Кластерные образования формируются не только путем бинарного взаимодействия между отдельными атомами, но и путем образования структур вокруг трехатомных молекул. В результате реализуются сложные аллотропические изменения в твердом теле в зависимости от роста или уменьшения температуры кристалла [2]. Все это необходимо учитывать при определении объемной плотности тепловой энергии в твердом теле.

Рассмотрим распространение тепла по твердому телу. Общая схема подвода и отсоса тепла применительно к твердому телу приведена на рис. 3. На поверхности твердого тела находятся оксидные слои или адсорбированные атомы или молекулы. Эти поверхностные слои определяют взаимодействие с потоком тепла

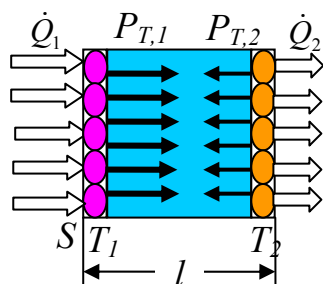


Рис. 3. Общая схема распространения тепла по твердому телу

падающего на твердое тело  $\dot{Q}_1$  и выходящего из твердого тела  $\dot{Q}_2$ . Падающий поток тепла разогревает поверхностный слой до температуры  $T_1$ , а выходящий поток тепла поддерживает температуру  $T_2$ . При этом  $T_1 > T_2$ . Внутри твердого тела возникает поток тепла  $P_{T,1}$ , а навстречу ему движется поток  $P_{T,2}$ . Оба потока определяются вектором Умова.

$$P_{T,1} = 3k_B T_1 n \sqrt{\frac{E_1}{\rho}}; \quad P_{T,2} = 3k_B T_2 n \sqrt{\frac{E_2}{\rho}}. \quad (23)$$

За время  $dt$  произойдет разогрев твердого тела, и температура его повысится на величину  $dT$ . На основании уравнения теплового

баланса получаем:  $(P_{T,1} - P_{T,2})Sdt = c_V Sl\rho dT$ .

Отсюда следует, что твердое тело будет разогреваться до температуры от  $T_2$  до  $T_1$ . Время, в течение которого произойдет такой разогрев, определится так:

$$t = \int_{T_2}^{T_1} \frac{c_V l \rho^{3/2} dT}{3k_B T_1 \sqrt{E_1} (1 - T \sqrt{E} / T_1 \sqrt{E_1})}. \quad (24)$$

Если учесть возникающие потоки тепла, поглощаемые твердым телом и величину отдачи тепла, то интеграл (26) усложняется, так как температура на границах изменяется и возникает нестационарная теплопроводная задача. В каждом конкретном случае это вполне решаемая задача. Конкретно такая задача была решена в работе [4].

**Выводы:** Рассмотрена теплопроводная задача не с позиций решения дифференциального уравнения второго порядка, предложенного Фурье, а с более общих позиций путем применения вектора Умова. При таком подходе распространение тепла в разных средах рассматривается с единых позиций. Граничные условия вытекают из самой постановки задачи, и их не следует задавать. Для получения потока распространения тепла необходимо задавать среду и величины потоков тепла на границах.

1. Физические величины. Справочник / А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А. М. Братковский и др.; Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. – М.: Энергоиздат, 1991, - 1232 с.
2. Глинка Н.Л. Общая химия: Учебное пособие для вузов. 23-е изд., испр./Под ред. В.А. Рабиновича. - Л.: Химия, 1983. – 704 с.
3. Радциг А.А., Смирнов В.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. – М.: Атомиздат. 1980 – 240 с.
4. Куць Н.Г., Гречихин Л.И. Влияние стационарной и нестационарной теплопроводности на эффективность работы дизеля. / Прогрессивные технологии и системы машиностроения. Международный сборник научных трудов. – Донецк. ДонНТУ. 2011. Вып. 42. С. 137-148.
5. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Термодинамика и молекулярная физика. – М.: Наука. 1972. – 551 с.
6. Гречихин Л.И. Наночастицы и нанотехнологии. – Мн.: ООО «Право и экономика», 2008. – 406 с.

**Л.І. Гречихін, Н.Г.Куць, Енергетичний підхід вирішення теплопровідних задач в техніці з використанням вектора умов** Показана неспроможність використання рівняння теплопровідності поширення тепла в різних середовищах. Використання вектора Умова дозволяє вирішувати теплопровідні задачі в любых середовищах, задаючи середовище і величини потоків тепла на межі розділення.

**Ключові слова:** теплопровідність, рівняння теплопровідності, вектор Умова, агрегатні стани.

Gretchihin L, Kuts N, **Energy approach in solving of the thermal conductivity tasks using technology of umov.** It was considered the propagation of heat fluxes based on the atomic-molecular structure and cluster structure of the different aggregate states. Heat distribution is not considered from the standpoint of thermal diffusivity, but in terms of thermal expansion using Umov's vector. Heat capacity is defined based on the probability of excitation of different degrees of freedom for each of the particles forming environment. During the distribution of heat was taken into account the change of the aggregate state of the medium structure and the heat capacity. Find out what the heat exchange processes occur at the interface between different states of aggregation.

**Keywords:** thermal, conductivity, heat-transfer equation, Umov-Poynting vector, aggregative states.

Стаття надійшла в редакцію 18.04.2014р.