ВІСНИК ПРИАЗОВСЬКОГО ДЕРЖАВНОГО ТЕХНІЧНОГО УНІВЕРСИТЕТУ
2003 р. Вип.№13

УДК.621.791.793.

Белоусов Ю.В.[•]

ПРЕДПОСЫЛКИ НОВОГО ПОДХОДА К УЧЕНИЮ О ТЕПЛОТЕ

Проведен краткий анализ физического содержания и теоретического описания процессов распространения теплоты. Показано, что с помощью универсальных математических моделей не возможно в полной мере учесть современные представления о структурном строении среды и о лучевой энергии, локализованной в точке. Разрешение несоответствия результатов, наблюдаемых на практике и полученных теоретически, возможно при отказе от молекулярно-кинетической теории и начал термодинамики. Новый подход основан на едином гравитационном взаимодействии, который лежит в основе природной самоорганизации материальных структур в пространстве и времени.

При современном уровне развития науки о природе не снижается роль физических процессов тепло- и массообмена в технике, в окружающем нас мире, в живых и неживых природных структурах, возникающих в процессе эволюции, а также в материальных объектах, искусственно создаваемых человеком. Тепловые процессы к настоящему времени настолько хорошо изучены экспериментально и теоретически, что предложить принципиально новую энергетическую теорию, взамен классического учения о теплоте, кажется задачей заведомо невыполнимой и нереальной.

Необходимость совершенствования расчетных моделей теории теплопроводности продиктована созданием точечных источников теплоты, локализованных до такой степени, что лучевой поток падающей энергии может разрушить вещество, мгновенно переведя его в состояние плазмы. При этом нельзя говорить о фазовых переходах и границах раздела сред. Вместе с тем, поток световой энергии, генерируемый технологическими лазерами, может создавать настолько точно дозированный температурный режим, при котором возможно вести термообработку полупроводниковых материалов в микроэлектронике, имплантированных на металлические подложки. Задача повышения точности расчета тепловых полей при разработке современных технологий сварки, резки и родственных процессов по-прежнему остается актуальной и в большинстве случаев первоочередной.

Цель работы заключается в том, чтобы, выделив наиболее оригинальные и безупречно точные решения, показать, что формализованное математическое описание тепловых процессов практически исчерпало себя. Принципиально иная теории теплоты предполагает отказ от молекулярно-кинетических представлений о механизме передачи энергии и термодинамическом равновесии и строится на едином начале природы – квантовании энергии и массы во времени и пространстве.

Теория внутренней гравитации, разработанная автором, представляет собой единую теорию энергии и массы, в корне отличающуюся от представлений общей и специальной теории относительности. Автору удалось открыть новый тип взаимодействия ядерного вещества, который лежит в основе структурного строения массы любого масштаба. Предваряя изложение новой теории необходимо показать основные несоответствия математических решений и физических представлений о тепловых процессах.

На общий подход к вопросам закономерного построения и самоорганизации материальных структур претендует, как известно, быстроразвивающаяся наука – синергетика [1]. Понятие о структуре здесь представлено более широко в связи с тем, что в окружающем нас мире нет сплошной среды, а есть взаимодействующие материальные структуры разного масштаба и сложности. Поскольку теория теплопроводности строится для однородной изотропной среды, разногласие выглядит весьма существенно.

Первые исследования в области теории теплопроводности, как известно, были выполнены Ж.Б.Ж. Фурье, который в 1807 и 1811 г представил Парижской АН свои открытия по теории распространения тепла в твердом теле, а в 1882 – опубликовал известную работу «Аналитиче-

[•] ПГТУ, доц. канд. техн. наук, докторант

ская теория тепла». Дальнейшее развитие математическая теория теплопроводности получила в трудах П. Лапласа, С. Пуассона, М.В. Остроградского и других выдающихся ученых прошлого.

Вся мощь математического естествознания (примером служат работы [2,3]) в последующем была направлена на совершенствование математических моделей, замечательной чертой которых является их универсальность. Применение математических методов позволяет получить в кратчайшее время и с минимальными затратами точные количественные результаты при решении задач механики, физики, химии, биологии и т.д.

С развитием физических наук, появились ограничения применимости основного закона теплопроводности Фурье, который гласит: плотность теплового потока q пропорциональна градиенту температуры

$$q = - \lambda \operatorname{grad} T, \tag{1}$$

Перенос энергии по механизму теплопроводности предполагается как результат непосредственной передачи энергии от материальных частиц (молекул, атомов, электронов), обладающих большей энергией, частицам с меньшей энергией. Если относительное изменение температуры на расстоянии средней длины свободного пробега частицы l мало, то возможны отклонения от закона Фурье. Установлено[4], что эти отклонения появляются: а) при очень больших значениях grad $T = \dfrac{dT}{dt}$ (ударные волны), б)при низких температурах близких к абсолютному нулю $T \to$ 273,16 °С (для жидкого гелия He II) и в) при высоких температурах порядка десятков и сотен тысяч градусов.

Коэффициент пропорциональности λ, не зависящий от градиента температуры, вместе с тем, сильно зависит от агрегатного состояния вещества, его атомно-молекулярного строения, температуры и давления, состава смеси или раствора [5,6]. Полагая, что вышеотмеченные ограничения закона Фурье не применимы к твердому телу, процесс переноса теплоты описывают уравнением теплопроводности для изотропной, однородной сплошной среды.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c\rho} \nabla^2 T , \tag{2}$$

где $\nabla^2 T = \dfrac{d^2T}{dx^2} + \dfrac{d^2T}{dy^2} + \dfrac{d^2T}{d^2z}$ – оператор Лапласа. Основными задачами для уравнения теплопроводности, как известно, является задача Коши и смешанная краевая задача.

В простейшем случае для одномерного потока ставится математическая задача найти функцию $T(x,t)$, удовлетворяющую уравнению (2) при $t > 0$, $0 < x < l$, начальному условию при $t = 0$

$$\lim_{t \to 0} T(x,t) = T_0(x), \;\; 0 \le x \le l \tag{3}$$

и граничным условиям при $x = 0$, l

$$\lim_{x \to 0} T(x,t) = T(0,t), \;\; \lim_{x \to l} T(x,t) = T(l,t), \;\; \mathrm{t} > 0. \tag{4}$$

Чтобы составить дифференциальное уравнение теплопроводности, закон Фурье (1) необходимо дополнить вторым уравнением, выражающим суть закона сохранения энергии (первое начало термодинамики).

При этом условие сохранения энергии формулируют как

$$\int_{-\infty}^{+\infty} T(x,t)dx = q_0, \quad t \ge 0 \tag{5}$$

Нереальность схемы мгновенного, точечного источника энергии отмечается уже на этапе формулировки начальных условий, когда расчетная температура $T(x,t)$ как и величина q_0 при x, $t \to 0$, стремится к бесконечности. Если знать конечные размеры точки $x_0 \approx 0$, можно было бы ввести ограничения применимости закона Фурье, по причине недопустимо большого grad $T_{|x,t \to 0} = \dfrac{dT}{dt} = \dfrac{dT}{dx}$. Естественно, что на момент составления дифференциального уравнения теплопроводности в девятнадцатом веке, были неизвестны такие источники энергии как электронный луч и луч лазера, поток энергии которых сконцентрирован до предельно возможного уровня на единицу площади.

Конечные размеры сечения потока не учитываются при формулировке второй краевой задачи, когда рассматривается, например, однородный стержень бесконечной длины, нагреваемый с торца лучом лазера

$$\lim_{x\to 0} W(x,t) = \lim_{x\to 0}\left(-\lambda_0 \frac{\partial T}{\partial x}\right) = W(0,t),\ t > 0. \qquad (6)$$

Здесь температура при $x = 0$ считается заранее не известной и находится в результате решения, т.к. считается известным поток тепла при заданной мощности лазерного излучения. Падающая энергия потока поглощается на границе раздела сред и далее переносится механизмом теплопроводности.

Но лучевые потоки энергии могут быть сконцентрированы до такой степени, что точка начала отсчета температурного поля в веществе исчезает, как только на поверхность попадет первая порция такой энергии. Если наносекундный ($t = 10^{-9}$с) импульс сфокусировать до плотности потока $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см^2, то слой вещества, поглощающий эту порцию энергии, переходит в так называемое четвертое состояние (плазму) [7,8]. Здесь нельзя говорить об испарении вещества мишени, о границе раздела фаз и т.п. Фронт разрушения твердого вещества продвигается вглубь мишени. Температура плазмы оказывается столь высокой, что в ней могут образоваться многозарядные ионы, например Ca^{16+} и др.

Физический процесс поглощения света в веществе при обычных режимах описывается законом Бугера-Ламберта [9]: $I = I_0 e^{-a'x}$, где $a' > 0$ – натуральный показатель поглощения, x – толщина поглощающего слоя, I_0 – интенсивность света, входящего в среду (при $x = 0$), I – интенсивность света, прошедшего слой, толщиной x.

А для среды с отрицательным поглощением света справедлив закон Бугера-Ламберта-Фабриканта:

$$I = I_0 e^{|a'|x}\ , \qquad (7)$$

где $|\,a'| > 0$ – положительная величина, соответствующая не ослаблению, а усилению света, проходящего через активную среду. Натуральный показатель поглощения a' для активной, усиливающей среды является отрицательной величиной, пропорциональной разнице между числом актов поглощения и вынужденного излучения $a' = k(N_1\text{-}N_2)$.

Получается, что не все так просто с условием (6) при вводе когерентного потока световой энергии. Но с другой стороны, этот процесс достаточно хорошо изучен, чтобы конкретизировать начальные и граничные условия при $x \neq 0$ как толщину поверхностного слоя δ, где по истечении времени релаксации($\tau = 10^{-9}\ldots10^{-11}$с) падающей энергии в среде электронного газа, тепловые процессы в металле можно характеризовать общей температурой [10].

И не только физическое содержание задачи Коши и краевых задач осложняет построение математических моделей. В самом решении типа мгновенного источника (в графической интерпретации представлено рис.1,а)

$$T(x,t) = \frac{q_0}{2\sqrt{\pi a_0 t}} e^{-\frac{(x-r)^2}{4a_0 t}} \qquad (8)$$

отмечаются некоторые несоответствия физическим представлениям.

Одно из них связано с появлением температуры в бесконечно удаленных от источника точках ($-\infty < x < \infty$) под влиянием точечного источника, внесенного в точке $x = 0$ при $t > 0$. Следовательно, скорость распространения теплоты следует считать бесконечной.

Согласно первому началу термодинамики, неравномерное распределение температуры нагреваемого тела должно выравниваться с течением времени в результате протекания процессов переноса теплоты от более нагретых к менее нагретым участкам. Но решение (8) показывает, что любая точка пространства, где $x \neq 0$ сначала нагревается, а затем остывает.

Распространение температуры по x можно оценить с помощью эффективной глубины проникновения теплоты (или тепловой волны) $x_{эф}$. Точками на рис.1а) отмечено расстояние от центра источника до точки, где температура равна половине T_{max}. В то время как максимум температуры в точке $x = 0$ $T(0,\ t)$ уменьшается пропорционально $\sqrt{t}$, параметр, оценивающий удаление фронта тепловой волны от центра уже зависит от свойств материала и растёт неограниченно по закону $x_{эф}(t) \approx \sqrt{a_0 t}$, где a_0 - коэффициент температуропроводности.

Эти проблемы, включая конечную скорость распространения теплоты, решены для быстротекущих процессов горения [11]. Уравнение нелинейной теплопроводности:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[a(T)\frac{\partial T}{\partial x}\right], \quad a(T) = \frac{\lambda(T)}{\rho_0 c_0} \tag{9}$$

было представлено с частным видом коэффициента теплопроводности $\lambda(T) = \lambda_0 T^{\sigma}$, $\sigma > 0$. Основные свойства этого решения аналогичны свойствам решения (8):

$$T(x,t) = \begin{cases} T_m(t)\left[1 - \left(x / x_{\phi}(t)\right)^2\right]^{1/\sigma}, & |x| \le x_{\phi}(t), \\ 0, & |x| \ge x_{\phi}(t), \end{cases} \tag{10}$$

где $x_{\phi}(t) = c_1(\sigma) a_0^{\frac{1}{\sigma+2}} q_0^{\frac{1}{\sigma+2}} t^{\frac{1}{\sigma+2}}, T_m(t) = c_2(\sigma) a_0^{-\frac{1}{\sigma+2}} q_0^{\frac{1}{\sigma+2}} t^{-\frac{1}{\sigma+2}}$.

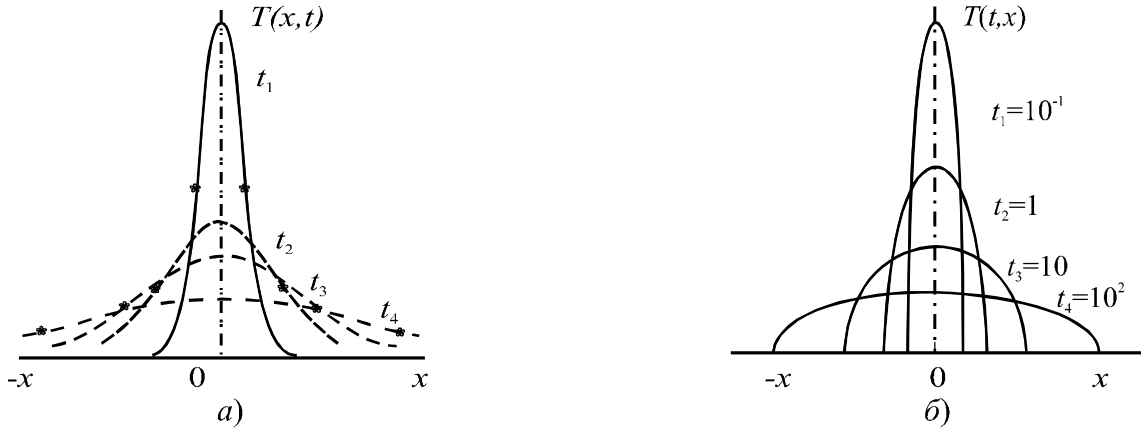

Рис.1. Изменение профиля температуры мгновенного точечного источника теплоты: а) фундаментальное решение ($0<t_1<t_2<t_3<t_4$), $r = 0$: б) решение Зельдовича--Компанейца-Баренблатта при масштабном изменении единицы времени.

Максимум температуры T_m и полуширина $x_{эф}(t)$ изменяются по закону $T(0,t) \approx t^{-\frac{1}{\sigma+2}}, x_{эф}(t) \approx t^{\frac{1}{\sigma+2}}$.

В целом ряде теоретических работ [11-14], выполненных академиком А.А.Самарским, проф. С.П.Курдюмовым и их сотрудниками, показан физический эффект локализации ("инерции") тепла в высокотемпературной зоне горения, включая и термоядерное горение в плазме [15], т.е. в среде с электронной теплопроводностью.

Суть эффекта заключается в том, что при увеличении вносимой в среду тепловой энергии, она удерживается в течении некоторого времени в пределах некоторой ограниченной области и не распространяется в течении некоторого времени. В результате тепловое воздействие на среду локализуется в определенных границах.

При горении этот эффект приводит к возникновению в среде целого набора различных тепловых структур (тепловых кристаллов), практически не взаимодействующих друг с другом и существующих независимо друг от друга. И вместе с тем локализация отвечает и за процесс усложнения, когда отдельные структуры объединяются в образования сложного, но не произвольного вида. Получается, что процесс горения может рассматриваться как самоорганизация нелинейной диссипативной среды. Вопрос в том, каким образом, и за счет чего в однородной среде образуется упорядоченная в пространстве и во времени структура? Какова природа «движущей силы» этого процесса?

Одно из нелинейных уравнений математической физики – квазилинейное уравнение теплопроводности, содержащее источник объемного выделения тепла, в работе из научно-популярной серии «Математика и кибернетика» [16] представлено в виде:

$$u_t = (k_0 u^2 u_x)_x + q_0 u^2. \tag{11}$$

Здесь функция $u = u(t,x)$, зависящая от времени $t \ge 0$ и одной пространственной переменной x ($-\infty < x < \infty$), обозначает температуру сплошной среды в каждой её точке в момент времени t. В левой части уравнения стоит производная $u_t \equiv \dfrac{\partial u}{\partial t}$, т.е. скорость изменения температуры во времени $\dfrac{\partial T}{\partial t}$.

В такой постановке равенство (11) описывает два по сути противоборствующих процесса выделения и поглощения теплоты, обуславливающих изменение температуры.

1) Нелинейная теплопроводность. В рамках уравнения принимается, что сплошная среда является теплопроводной и это физическое свойство того или иного вещества выражает коэффициент теплопроводности $k(u) = k_0u^2$. Однако, здесь k_0 не более чем размерностная постоянная, которая зависит от температуры.

Получается, что количественное значение k_0 может измениться произвольно, например, в случае изменения системы единиц измерения энергии и температуры. В природе, независимо от нашего сознания, существует пространство и время, а также взаимодействующие между собой материальные точки весьма различные по массе. Следовательно, и главный природный процесс теплообмена должен описываться с помощью натуральных единиц пространства и времени. Объективной необходимостью явилось введение понятия фундаментальной длины [13], с помощью которого стало возможным описание тепловых структур (как «тепловых кристаллов») при горении вещества.

2) Объемное энерговыделение $q_0 > 0$ – размерностная постоянная, а фактически – это мощность объемного источника тепла. В вышеупомянутой работе этот член уравнения описывает процесс горения сплошной среды. Интенсивность горения, как и коэффициент k_0, зависит от температуры по нелинейному закону u^{β}, причем $\beta > 1$.

Для полной формулировки задачи инициирования процесса горения задается начальное тепловое возмущение:

$$u(0,x) = u_0(x) \geq 0, \quad -\infty < x < +\infty$$

Для нелинейного уравнения (10) без источника теплоты

$$u_t = (u^2u_x)_x\,, \tag{12}$$

приводится известное решение Зельдовича-Компанейца-Баренблатта

$$u_A(t,x) = t^{-1/4}\left[\frac{1}{2}\left(\eta_0^2 - \frac{x^2}{t^{1/2}}\right)\right]_+^{1/2}. \tag{13}$$

Здесь обозначение выражения в скобках $|\,z\,|_+ = \max\{0,z\}$, следует понимать таким образом: если $z \geq 0$, то $|\,z\,|_+ = z$, а в случае $z < 0$ - $|\,z\,|_+ = 0$.

Это точное решение (см. рис.1,б) также называют решением типа «мгновенного точечного источника». Здесь в начальный момент времени $t = 0$ температура в центре $x = 0$ бесконечно велика $u_A(t,x) = +\infty$, но в окружающем пространстве равна 0 $[u_A(t,0)] = 0$ при $x \neq 0$. Температура в центре убывает по закону $u_A(t,0) = (\eta_0/\sqrt{2}\,)t^{-1/4}$ и при $t \to \infty$ выравнивается во всех точках пространства $-\infty < x < +\infty$. Точность решения здесь обусловлена порцией теплоты E_0, вносимой условно в точку $x = 0$ в момент $t = 0$, которую с постоянной η_0 связывает равенство $\eta_0 = 2\sqrt{E_0/\pi}$.

Главным свойством этого решения является то, что функция $u_A(t,x)$ в каждый момент времени является финитной по x, т.е. решение строго положительно на конечном интервале $\{|\,x\,| < \eta_0t^{-1/4}\} \equiv (-\,\eta_0t^{-1/4}\,,\ \eta_0t^{1/4})$. Получается, что в отличие от обычного механизма линейной теплопроводности, уравнение (2.11) и решение (2.12) описывает тепловые процессы с конечной скоростью распространения возмущений относительно нулевого температурного уровня.

Финитное начальное возмущение E_0 можно представить в виде реального пятна нагрева площадки конечных размеров $S(x_0) = \pi x_0^2$. Очевидно, что уровень температуры нагрева пятна будет тем выше, чем меньше радиус изотермы $x_0 = r(T)$, описывающей эту площадь, если отсчет вести от уровня нулевого фона температуры. Неясным (теоретически) остается конечное значение постоянной η_0 при максимально возможной концентрации кванта тепловой энергии в точке $x_0 \neq 0$ при $t = 0$. Т.е. это по своей физической сути может выражаться как начальное условие.

Задача, поставленная в упомянутой работе [16], по отношению к широкому классу нелинейных математических моделей реальных физических процессов, представляется фундаментальной для теории дифференциальных уравнений и практически необозримой для приложений. Однако математические модели теории теплопроводности даже чрезвычайно усложненные, оказываются не вполне пригодными для описания физических явлений обмена энергией в самоорганизованных материальных структурах живой и неживой природы [17].

Выводы

1. Точные математические решения нелинейного дифференциального уравнения теплопроводности, составленного для однородной изотропной среды, оказываются справедливыми только для одного из фазовых состояний вещества, которое, согласно молекулярно-кинетической теории представляется как изначально неупорядоченная пространственно-временная структура.
2. Для строго упорядоченной в пространстве структуры твердого тела полученные точные решения не снимают проблемы физического несоответствия классическим представлениям о тепловых процессах.
3. Очевидно, что общее решение проблем тепло- массопереноса следует искать в принципиально иной формулировке самого уравнения, исходя из новых представлений о строении вещества (теории внутренней гравитации).

Перечень ссылок

1. *Хакен Г.* Синергетика / *Г. Хакен.* – М.: Мир, 1980. – 404 с.
2. *Тихонов А.Н.* Уравнения математической физики / *А.Н.Тихонов., А.А Самарский.* – М.:Наука,1977.-736 с.
3. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики / *В.С. Владимиров.* – М.: Наука, 1988. – 512 с.
4. *Зельдович Я.Б.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений/ *Я.Б. Зельдович, Ю.П.Райзер.* - М.: Наука, 1966. – 688с.
5. *Штрауф Е.А.* Молекулярная физика / *Е.А. Штрауф* – М. - Л.: ГИТТЛ, 1949. – 576 с.
6. *Киттлер Ч.* Введение в физику твердого тела / *Ч. Киттлер*– М.: Наука, 1978.- 792 с.
7. Действия излучения большой мощности на металлы /Под ред. *А.М. Бонч-Бруевича* и *М.А. Ельяшевича.* – М.: Наука, 1970. – 234с.
8. Действие лазерного излучения. //Сб. статей, под ред. *Ю.П. Райзера.*– М.: Наука,1968.– 146 с.
9. *Яворский Б.М.* Справочник по физике / *Б.М Яворский., А.А Детлаф.*- М.:Наука,1990.- 622 с.
10. *Григорьянц А.Н.* Методы поверхностной лазерной обработки. Лазерная техника и технология, кн.3. / *А.Н.Григорьянц., А.Н Сафонов.*– М.: Высшая школа,1987.- 191с.
11. *Самарский А.А.* Примеры численного расчета температурных волн / *А.А. Самарский, И.М Соболь* // ЖВМ и МФ.- Т.3.- 1963. - № 4 - С.703 – 719.
12. Эффект метастабильной локализации тепла в среде с нелинейной теплопроводностью/ *А.А. Самарский, Н.В. Змитренко, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов* // Докл. АН СССР.- Т. 223.- 1975. - № 6. - С. 1344-1347.
13. Тепловые структуры и фундаментальная длина в среде с нелинейной теплопроводностью и объемными источниками тепла / *А.А.Самарский, Н.В. Змитренко, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов* // Докл. АН СССР.- Т. 227.- 1976. - № 2. - С. 321-324.
14. Горение нелинейной среды в виде сложных структур / *А.А. Самарский, Г.Г.Еленин, Н.В. Змитренко и др.* // Докл. АН СССР.- Т. 237.- 1977. - № 6. - С. 1330-1333.
15. Локализация термоядерного горения в плазме с электронной теплопроводностью. / *Н.В. Змитренко, С.П. Курдюмов, А.П. Михайлов, А.А. Самарский* //Письма в ЖЭТФ.- Т. 26.- 1977. - №9. – С. 620-624.
16. *Галактионов В.А..* Процессы в открытых диссипативных системах / *В.А. Галактионов, С.П Курдюмов, А.А. Самарский.* // Новое в жизни науки и техники. Сер. «Математика и кибернетика».- №11. - М.: Знание, 1988. – 32 с.
17. *Николис Г.* Самоорганизация в неравновесных системах / *Г.Николис, И.Пригожин.* – М.:Мир, 1979. – 354 с.

Статья поступила 19.02.2003