

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

III МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ

***«Современные методы
и средства исследований
теплофизических свойств веществ»***

20 – 22 мая 2015 года

Сборник трудов

 УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

Санкт-Петербург

2015

УДК 004; 53; 54; 531; 532; 535; 536; 538; 539;
541; 544; 546; 550; 551; 577; 621; 623; 624;
629; 643; 664; 665; 666; 669; 678; 699
ББК 22.36; 31.3; 31.31; 31.32; 38.113

III Международная научно-техническая конференция «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ». 20 – 22 мая 2015 г.: Сборник трудов. – СПб.: Университет ИТМО, 2015. – 350 с.

ISBN 978-5-7577-0499-9

В сборнике представлены материалы докладов по следующим направлениям: методы и средства исследований теплофизических свойств веществ; метрология и автоматизация теплофизических измерений; результаты исследований теплофизических свойств в области низких и умеренных температур.

Редакционная коллегия: И.В. Баранов, Ю.П. Заричняк, С.Е. Буравой, Е.С. Платунов, Е.В. Тамбулатова, В.А. Самолетов

Рекомендованы к изданию советом факультета ХКТК университета ИТМО 20.04.2015 № 8.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 – 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2015

© Авторы, 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Азима Ю. И.

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ВЕЛИЧИН НА БАЗЕ
УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА СРЕДНИХ КОЛИЧЕСТВ
ТЕПЛА..... 10

Ивлиев А.Д.

ДОСТИЖЕНИЯ В ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ВОЛН ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ВЕЩЕСТВ..... 23

Липаев А.А., Липаев С.А.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ
ПОЛЕЙ В ДВИЖУЩИХСЯ
СРЕДАХ..... 37

Пономарев С.В., Буланова В.О., Дивин А.Г., Буланов Е.В.

ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ МЕТОДА
ЛИНЕЙНОГО ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛОТЫ И
ОСНОВНОГО КОНСТРУКЦИОННОГО РАЗМЕРА
УСТРОЙСТВА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ
СВОЙСТВ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ..... 49

СЕКЦИОННЫЕ ДОКЛАДЫ

СЕКЦИЯ №1. МЕТОДЫ, ПРИБОРЫ И СРЕДСТВА АВТОМАТИЗАЦИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Председатель – д.т.н., проф. Баранов Игорь Владимирович

Секретарь – магистрант Черноозерский Владимир Александрович

Ивановский В.А., Сычёв А.А.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ
ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ ПО ИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
ФЛУКТУАЦИЯМ..... 62

Котов А.Н., Лукьянов К.В., Старостин А.А., Галкин Д.А.

УСТРОЙСТВО ИМПУЛЬСНО-ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЯ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ..... 71

Балабанов П. В.

ТЕРМО-ПНЕВМОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ДИСПЕРСНЫХ
МАТЕРИАЛОВ..... 77

Беляев В.П., Мищенко С.В., Беляев П.С.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ «ЛИНЕЙНОГО» ИСТОЧНИКА
ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ
КОЭФФИЦИЕНТА ДИФфуЗИИ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В ТОНКИХ
ИЗДЕЛИЯХ ИЗ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ..... 84

Лукьянов К.В., Котов А.Н., Старостин А.А., Скрипов П.В.

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ
НАГРЕВЕ РАСТВОРОВ ГЕКСАДЕКАНА С
ВОДОЙ..... 90

Черноскутов М.Ю., Мешков В.В., Ивлиев А.Д.

МЕТОД ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ АДИАБАТНОСТИ..... 97

Рошупкин В.В., Покрасин М.А., Ляховицкий М.М., Чернов А.И., Минина Н.А. АКУСТИЧЕСКИЙ И АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЙ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ.....	105
Большев К. Н., Иванов В. А., Ефимов В. М., Степанов А. А., Прокопчук Г. Я., Брылин А. В. МОНИТОРИНГ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕЛА ПЛОВЦОВ- ЭКСТРЕМАЛОВ ПРИ ЗАПЛЫВЕ ЧЕРЕЗ БЕРИНГОВ ПРОЛИВ	121
Федотов А.И., Лисин С.К. МЕТОДЫ И МОДЕЛИ ВИБРАЦИОННО- КОНТАКТНОГО КОНТРОЛЯ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ.....	126
Муравейников С.С., Никитин А.А., Рябова Т.В., Крылов В.А. РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОТЫ ГЕОТЕРМАЛЬНОГО ЗОНДА ТЕПЛОВОГО НАОСА.....	132
Ходунков В.П., Заричняк Ю.П. АНИЗОТРОПИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБОЛОЧКИ АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА КАК СРЕДСТВО ВЫРАВНИВАНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ.....	140
Русаков В.А., Волков М.П. ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ НА УСТАНОВКЕ РРMS- 14.....	150

Давыдов В.В., Колыхалин В.М., Новоселова А.А. КОРРЕКТИРОВКА ШУМА И ТЕМПЕРАТУРЫ АСИНХРОННЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ.....	155
Колыхалин В.М. К ВОПРОСУ УЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕФТЕПРОДУКТОВ ПРИ ВЫГРУЗКЕ ИЗ АВТОЦИСТЕРНЫ.....	163
Цыганков А.В., Алешин А.Е МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ И ИСПАРЕНИЯ В КАНАЛЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО ТЕПЛОУТИЛИЗАТОРА.....	168
СЕКЦИЯ №2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ	
Председатель—д.т.н., проф. Самолетов Владимир Александрович Секретарь – аспирант Лобанов Дмитрий Всеволодович	
Магомадов А.С., Бухович Е.В., Мальцев Р.Г., Бухович Н.В. ИЗОБАРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВОГО КОНДЕНСАТА И ФРАКЦИЙ СОЛОХОВСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ.....	175
Байдаков В.Г., Гришина К.А., Каверин А.М. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ДИМЕТИЛОВОГО ЭФИРА.....	180
Касенова Ш.Б., Сагинтаева Ж.И., Куанышбеков Е.Е., Касенов Б.К., Ермагамбетов К.Т. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ НАНОРАЗМЕРНОГО КУПРАТО-МАНГАНИТА $NdBa_2CuMnO_6$	186
Колесников Б.П., Магомадов А.С. ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРЕДЕЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕД.....	193

Волков Д.П., Заричняк Ю.П., Марова А.А. СТРУКТУРА И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛИМЕРКОМПОЗИТОВ С ПОЛЫМИ МИКРОСФЕРАМИ	198
Эмиров С.Н., Рамазанова Э.Н., Ибрагимов А.И., Давудов И.А. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ И УПРУГИХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ГОРНЫХ ПОРОД В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР.....	208
Данилова-Третьяк С.М., Евсеева Л.Е. ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ КОНТАКТНЫМ И БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДАМИ.....	217
Гаджиев Г.Г., Эмиров С.Н., Амирова А.А., Абдуллаев Х.Х. ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СТАЛИ МАРКИ ЭК164-ИД	222
Колесников Б.П. ПРОВОДИМОСТЬ РЕШЁТОК НА ОСНОВЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПЕРКОЛЯЦИОННОГО КЛАСТЕРА	227
Колесников Б.П. ПРОВОДИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ.....	238
Хайдаров К., Арыков А.К. ВЛИЯНИЕ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР НА ТВЕРДОСТЬ КОМПОЗИЦИОННЫХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ.....	247
Дивин А.Г., Кобзев Д.Е., Любимова Д.А., Прилипухов В.В., Захаров Ю.А. ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕПЛОЁМКОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ И УГЛЕРОДНОГО НАНОСТРУКТУРНОГО МАТЕРИАЛА «ТАУНИТ»	256

Вервейко В.Н., Мельников Г.А., Вервейко М.В. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В РАМКАХ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ.....	262
Хотиенкова М.Н., Андбаева В.Н., Гришина К.А. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРОВ МЕТАН-АЗОТ- ГЕЛИЙ	275
Гречищева Э.С., Мотенко Р.Г. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАЧАЛА ЗАМЕРЗАНИЯ ГРУНТОВ РАЗЛИЧНОГО ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ПРИ НЕФТЕСОЛЕВОМ ЗАГРЯЗНЕНИИ	280
Балашов А.А. ОБЗОР МЕТОДОВ ВЫДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА ДЛЯ КОНТРОЛЯ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА В ПОЛИМЕРЕ.....	291
Федоров А.В., Лисицын А.Н., Волков С.М., к.т.н. Марков В.Н., Тагиев Ш.К., Ефимов А.В. ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК, ОБРАЗУЮЩИХСЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ ПРОИЗВОДСТВА И ПЕРЕРАБОТКИ РАСТИТЕЛЬНЫХ ЖИРОВ.....	299
Ахтямов Э.Р., Горбатов В.И., Полев В.Ф., Коршунов И.Г. ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ И УДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ СИГМА-ФАЗЫ В СПЛАВЕ Ni-V...	306
Заричняк Ю.П., Иванова Н.А. СТРУКТУРА И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ УЛЬТРАЛЕГКОВЕСНЫХ ПЕНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ЗАМКНУТЫМИ ПОРАМИ И КАРКАСОМ ИЗ АРМИРУЮЩИХ ВОЛОКОН	312

Байдаков В.Г., Панков А.С., Каверин А.М. ДОСТИЖИМЫЙ ПЕРЕГРЕВ РАСТВОРА ПРОПАН-ГЕЛИЙ.....	319
Волков Д.П., Егоров А.Г., Мерзлякова М.Э., Тучин С.М. ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ	323
Кириллин А.Р., Железняк М.Н., Тимофеев А.М., Малышев А.В. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД АЛДАНО - СТАНОВОГО ЩИТА	329
Магомадов А.С., Мальцев Р.Г., Бухович Е.В. ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ОПОШНЯНСКОГО ГАЗОВОГО КОНДЕНСАТА И ЕГО ФРАКЦИЙ В ОБЛАСТИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ.....	338
Магомадов А.С., Королёва Ю.В. ПРОЦЕССЫ ТЕПЛО-МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ВОДЫ ИЗ ВОЗДУХА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ.....	343

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ВЕЛИЧИН НА БАЗЕ УРАВНЕНИЯ БАЛАНСА СРЕДНИХ КОЛИЧЕСТВ ТЕПЛА

к.т.н. доцент Азима Ю. И.

Новомосковский институт РХТУ им. Д.И. Менделеева

301665 г. Новомосковск, ул. Дружбы 8

juia@yandex.ru

METHODS OF MEASUREMENT OF HEAT VALUES ON THE BASIS BALANCE EQUATION FOR THE AVERAGE NUMBER OF HEAT

Ph.D. associate professor Azim Yu.I.

Novomoskovsk Institute RHTU im. D.I. Mendeleev

301665 Novomoskovsk, st. Druzhby 8

Рассмотрена одна из интегральных форм уравнения теплопроводности, представляющая баланс средних по координате количеств тепла, с точки зрения возможности разработки на ее основе методов измерения тепловых величин, не использующих решение краевой задачи. Показана методика ее получения для неоднородного температурного поля. Описан метод измерения теплопроводности высокотеплопроводных материалов для образцов в виде пластины, который обеспечивает существенное уменьшение погрешности от контактных тепловых сопротивлений. Приводятся расчетные уравнения метода комплексного измерения теплопроводности и теплоемкости. Представлен перечень методов измерения тепловых величин, разработанных на базе уравнения баланса средних количеств тепла.

Ключевые слова: интегральная форма, теплопроводность, уравнение баланса, теплофизические свойства, метод измерения.

Considered one of the integral form of the heat equation representing the balance of medium-coordinate of the quantities of heat, from the point of view of development on the basis of methods of measuring thermal units that do not use the solution of the boundary value problem. It is shown how it is received for non-dimensional temperature field. The described method of measuring the thermal conductivity of thermally conductive materials for samples in the form of a plate, which provides a substantial reduction of error from the contact thermal resistance. The calculated equation comprehensive method of measuring thermal conductivity and heat capacity. Presents a list of methods for measuring thermal units developed on the basis of balance equations for medium amounts of heat.

Keywords: integral form, the thermal conductivity, the equation of balance, thermophysical properties, measurement method.

Теоретическую основу большинства современных методов измерения теплофизических свойств составляют аналитические решения краевых задач теплопроводности во временной области или в области комплексного переменного. Поскольку возможны различные виды граничных условий и их комбинации, то существует множество аналитических решений краевых задач, теоретически создающих большие возможности для проектирования методов измерения теплофизических величин. Однако, получаемые при этом математические выражения, описывающие температурное поле, в общем виде, имеют весьма сложную структуру, поэтому далеко не всегда пригодны для определения через них того или иного теплофизического коэффициента [1]. Кроме того приемлемые решения, как правило, не учитывают влияние среды, окружающей образец.

Трудности проектирования данных методов дополняются проблемой измерения нестационарного теплового потока (или количества тепла) и необходимостью обеспечивать проведение измерения в соответствии с начальными и граничными условиями, заданными в модели, для которой получено аналитическое описание температурного поля.

Решение некоторых измерительных задач теплофизических величин может быть упрощено без потери в точности, а в некоторых случаях при ее увеличении, если использовать другой подход к их проектированию, основанном на *уравнении баланса средних по координате количеств тепла*. Уравнение теплопроводности в виде баланса тепла приводится в работах акад. Тихонова А.Н. и акад. Самарского А.А. [2,3] и называется интегральной формой уравнения теплопроводности (ИФУТ). Для одномерного объекта толщиной L за некоторый интервал времени $[\tau_1, \tau_2]$ ИФУТ имеет вид:

$$\int_{\tau_1}^{\tau_2} [q(0, \tau) - q(L, \tau)] d\tau = C \int_0^L t(x, \tau) dx \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}, \quad (1)$$

где $q(0, \tau)$, $q(L, \tau)$ – тепловые потоки на противоположных гранях образца; C – объемная теплоемкость.

Необходимо отметить, что на основе данного уравнения разработан метод измерения теплоемкости [1]. Существует еще одна интегральная форма уравнения теплопроводности. Она приведена в [3], и получена для стационарного распределения температуры в одномерном стержне, путем двукратного интегрирования дифференциального уравнения стационарной теплопроводности.

Если данное преобразование применить к нестационарному уравнению Фурье и проинтегрировать его по времени, то получим

аналогичное уравнение в следующем виде:

$$LQ(0, \tau) \Big|_0^\tau = \lambda \int_0^\tau [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau + C \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx dx \Big|_0^\tau, \quad (2)$$

где $Q(0, \tau) \Big|_0^\tau$ – количество тепла, поступившего в одномерное тело через границу с координатой $x=0$ за интервал времени $[0, \tau]$; $0, L$ – границы участка интегрирования; $t(0, \tau), t(L, \tau)$ – температура, измеренная в точках $x=0$ и $x=L$; λ – теплопроводность.

Уравнение (2) (будем его называть ИФУТ-2) можно получить также путем интегрирования ИФУТ (1) по координате, если вместо точки L , соответствующей правой границы участка интегрирования, поставить текущее значение x , а точку L использовать при втором интегрировании. Таким образом, подобное интегрирование показывает, что уравнение (2) представляет баланс *средних* на отрезке $[0, L]$ количеств тепла: $Q(0, \tau) \Big|_0^\tau$ –

поступившего через границу $x=0$; $\bar{Q}_\lambda^{(L)}(\tau) \Big|_0^\tau = \lambda L^{-1} \int_0^\tau [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau$ – прошедшего через данный отрезок, вследствие теплопроводности и $\bar{Q}_C^{(L)}(\tau) \Big|_0^\tau = CL^{-1} \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx dx \Big|_0^\tau$ – аккумулированного в нем за счет теплоемкости.

Достоинством данного уравнения по сравнению с (1) является наличие двух коэффициентов λ и C , что создает предпосылки для разработки методов измерения теплопроводности и объемной теплоемкости. Данные методы будем проектировать исходя из возможности определения составляющих уравнения (2) и достижения его адекватности на определенном интервале времени и координаты. Очевидно, что при таком подходе не требуется решение краевой задачи теплопроводности.

Основная проблема для разработки методов подобным способом заключается в обеспечении необходимой точности определения повторного интеграла. Для его определения возможно применение приближенной формулы на базе интерполяционного многочлена Лагранжа степени m [4]: $P_m(x) = \sum_{k=0}^m Q_m^{(k)}(x) t(x_k)$, который совпадает с неизвестной

функцией распределения температуры $t(x)$ на отрезке $[0, L]$ в точках x_k . Она имеет следующий вид:

$$\int_0^L \int_0^x t(x) dx dx \approx \int_0^L \int_0^x P_m(x) dx dx = \sum_{k=0}^m t(x_k) \int_0^L \int_0^x Q_m^{(k)}(x) dx dx = \sum_{k=0}^m p_k t(x_k), \quad (3)$$

где $p_k = \int_0^L \int_0^x Q_m^{(k)}(x) dx dx = \int_0^L \int_0^x \prod_{i=0, i \neq k}^m (x - x_i) / \prod_{i=0, i \neq k}^m (x_k - x_i) dx dx$ ($k = \overline{0, m}$), ($i \neq k$) будем называть весовым коэффициентом при температуре $t(x_k)$.

Например, для линейного приближения функции распределения температуры $t(x)$, формула (3) принимает вид:

$$\int_0^L \int_0^x t(x) dx dx = \frac{L^2}{3} t(0) + \frac{L^2}{6} t(L). \quad (4)$$

Для многомерного объекта ИФУТ-2 можно получить путем интегрирования уравнения баланса тепла для объема. В общем виде для многомерного тела, данная интегральная форма с постоянными коэффициентами имеет вид [5]:

$$\int_{\xi_i=0}^{\xi_i=L} \frac{d\xi_i}{S(\xi_i)} \iint_{(\Gamma)} Q^{(\Gamma)}(\bar{\xi}, \tau) d\Gamma = \lambda \int_0^{\tau} dt \int_{\xi_i=0}^{\xi_i=L} \frac{d\xi_i}{S(\xi_i)} \iint_{(S)} \frac{\partial t(\bar{\xi}, \tau)}{\partial \xi_i} dS + C \int_{\xi_i=0}^{\xi_i=L} \frac{d\xi_i}{S(\xi_i)} \iiint_{(V)} t(\bar{\xi}, \tau) dV,$$

где $Q^{(\Gamma)}(\bar{\xi}, \tau)$ – количество тепла, проходящего через единицу граничной поверхности заданного слоя объекта; $\bar{\xi} = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ – вектор координат; ξ_i – координата, в направлении которой рассматривается распространение теплового потока; $S, S(\xi_i)$ – соответственно, поверхность слоя и площадь его сечения, перпендикулярного выбранному направлению распространения теплового потока; Γ – граничная поверхность слоя; V – объем слоя, ограниченный сечениями $S(\xi_i=0)$ и $S(\xi_i=L)$.

Применяя данное преобразование, были получены уравнения баланса средних количеств тепла для объектов, наиболее часто используемых в качестве образцов при теплофизических исследованиях: параллелепипед, цилиндр, полуограниченное тело.

Покажем способ идентификации коэффициента теплопроводности для одномерной ИФУТ-2 (2), на базе которого были разработаны методы измерения теплопроводности для образцов: из высокотеплопроводных материалов в виде пластины и диска, и низкотеплопроводных материалов в виде полуограниченного тела и цилиндра. Многомерная модель будет использована при рассмотрении конкретного метода измерения.

Определение коэффициента теплопроводности из уравнения (2) можно осуществить путем обеспечения таких условий проведения теплофизического эксперимента, при которых на некотором интервале

времени $[\tau_1, \tau_2]$ аккумуляционная составляющая $\bar{Q}_C^{(L)}(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = C \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx dx \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}$

становится пренебрежимо малой величиной, по сравнению с кондуктивной

$\bar{Q}_\lambda^{(L)}(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = \lambda \int_{\tau_1}^{\tau_2} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau$ составляющей. В этом случае уравнение для

определения коэффициента теплопроводности принимает следующий вид:

$$\lambda = L Q(0, \tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} / \int_{\tau_1}^{\tau_2} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau, \quad (5)$$

где $[\tau_1, \tau_2]$ – интервал времени, на котором приращение двойного интеграла равно нулю: $\int_0^{L_x} \int_0^{L_x} t(x, \tau) dx dx \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = 0$, что соответствует выполнению равенства:

$$\int_0^{L_x} \int_0^{L_x} t(x, \tau_1) dx dx = \int_0^{L_x} \int_0^{L_x} t(x, \tau_2) dx dx. \quad (6)$$

Для выполнения условия (6) будем осуществлять двукратны импульсный нагрев с последующими остываниями до заданного порога Ω :

$$\int_0^{L_x} \int_0^{L_x} t(x, \tau_1) dx dx = \int_0^{L_x} \int_0^{L_x} t(x, \tau_2) dx dx = \Omega..$$

Графическая иллюстрация данного метода определения коэффициента теплопроводности в уравнении (2) показана на рис.1. Площадь под кривой $\Delta t(\tau)$ на интервале $[\tau_1, \tau_2]$ обратно пропорциональна λ , что соответствует уравнению (5).

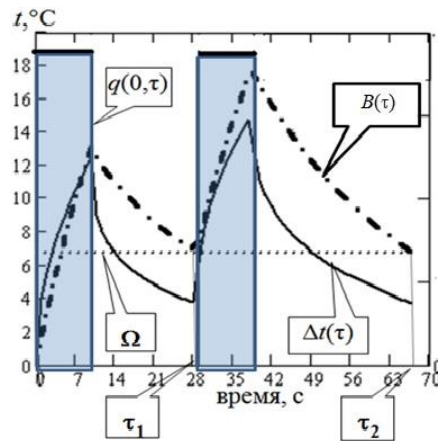


Рис. 1. Изменение во времени разности температур $\Delta t(\tau)$ (—) и двойного интеграла $B(\tau)$ (- - -) в одномерной пластине с постоянной начальной температурой на одной границе и двух воздействий прямоугольной формы теплового потока $q(0,\tau)$ на другой границе, при нулевых начальных условиях

При практическом использовании данного метода, условие (6) может быть реализовано двумя способами. В случае достижения регулярного режима на стадиях охлаждения после первого и второго импульсов, возможно определение момента времени τ_2 по совпадению распределения температуры $t(x, \tau_2) = t(x, \tau_1)$, которое может быть зафиксировано по равенству температуры в одной точке в моменты времени τ_1 и τ_2 . Тогда условие (6) можно упростить: $t(0, \tau_2) = t(0, \tau_1)$.

В общем случае, когда регулярная стадия теплообмена отсутствует, выбирают такие моменты времени τ_1 и τ_2 , для которых выполняется условие, полученное исходя из приближенной формулы (3):

$$\Sigma t_p(\tau) \Big|_0^{\tau_1} = \Sigma t_p(\tau) \Big|_0^{\tau_2} = \tilde{\Omega},$$

где $\Sigma t_p(\tau) = t(0, \tau) + p \cdot t(L, \tau)$ – взвешенная сумма температур; $\tilde{\Omega} = \Omega / p_0$; $p = p_1 / p_0$ (p_0 и p_1 – весовые коэффициенты при $t(0, \tau)$ и $t(L, \tau)$).

В качестве примера покажем процесс проектирования метода измерения теплопроводности для высокотеплопроводных материалов на образцах в виде прямоугольной пластины. Одной из основных проблем приборного измерения теплопроводности данных материалов является большая погрешность измерения температуры, обусловленная тепловым сопротивлением зоны контакта образца и термочувствительного элемента. Особенно остро она проявляется для образцов малой толщины, поскольку тепловое сопротивление зоны контакта и образца становятся соизмеримы. Для уменьшения данной погрешности применяют специальные средства, такие как: повышают чистоту обработки поверхности образца, применяют высокотеплопроводные смазки, изменяют форму и размеры образца. Все эти меры усложняют процесс измерения и не конца решают проблему.

Более эффективным способом уменьшения данной погрешности является создание схемы измерительной ячейки (ИЯ), обеспечивающей существенное уменьшение потока тепла, проходящего через термочувствительный элемент, по сравнению с основным тепловым потоком через образец, создающим измеряемый на нем перепад температур. В этом случае возможно значительное уменьшение перепада температур на зоне контакта термочувствительного элемента и образца, по сравнению с измеряемым перепадом температур на образце.

На рис.2 приведена схема одного из вариантов такой конструкции. Основными элементами ИЯ являются: образец 1, термомер 2, нагреватель 3, теплоприемник 4, опоры 5, 6, на торцевой поверхности которых закреплены спаи пятачковой термопары.

Покажем, как для данной конструкции ИЯ получить расчетную формулу метода измерения теплопроводности, основанного на уравнении баланса средних количеств тепла. Для пояснения дальнейших преобразований на рис.4 представлена тепловая схема ИЯ, на которой отображены ее элементы, в соответствии со схемой конструкции, приведенной на рис.2.

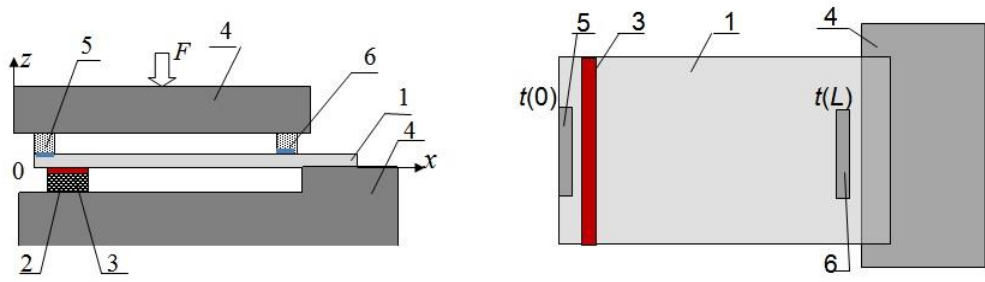


Рис.2. Схема конструкции измерительной ячейки: 1– образец, 2– термомер, 3 – нагреватель, 4 – теплоприемник, 5, 6 – опоры для термопар

Схема распространения тепловых потоков в данной ИЯ приведена на рис.3.

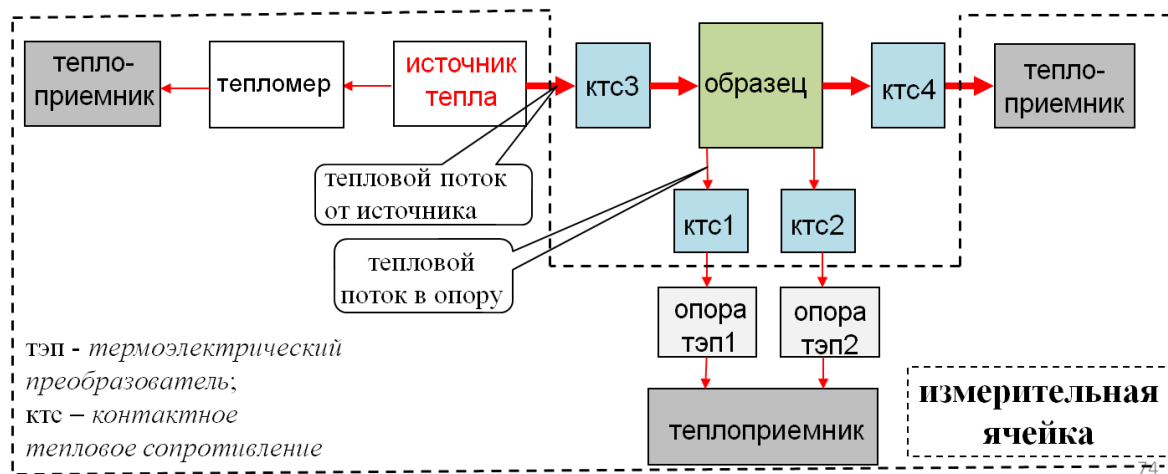


Рис.3. Схема распространения тепловых потоков в измерительной ячейке

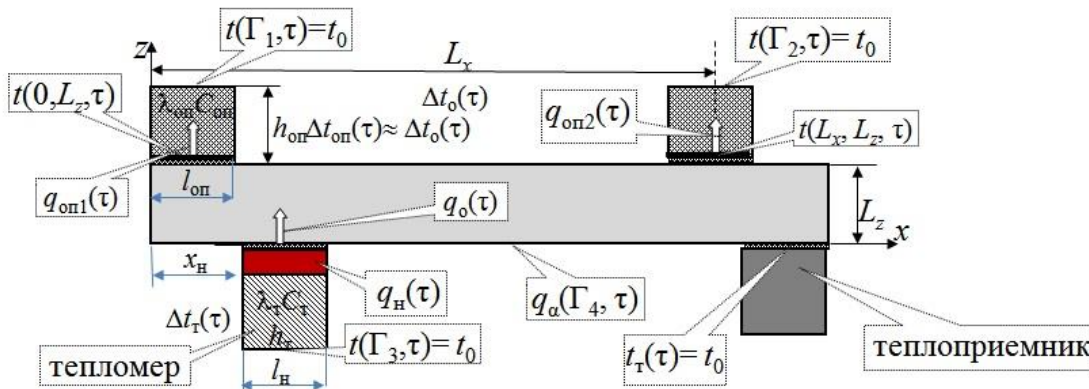


Рис.4. Тепловая схема ИЯ: $q_n(\tau)$ – электрическая мощность нагревателя; $q_o(\tau)$, $q_{оп1}(\tau)$, $q_{оп2}(\tau)$,

$q_\alpha(\tau)$ – тепловые потоки, идущие в образец, опоры и воздушную среду; $\Delta t_o(\tau)$, $\Delta t_{оп}(\tau)$, $\Delta t_\tau(\tau)$, – перепады температур на образце (измеряемый), на опоре и тепломере;

$l_{оп}$, l_n – ширина опоры и нагревателя; $h_{оп}$, h_τ – толщина опоры и тепломера

Запишем ИФУТ-2 по координате x для двухмерной (x, z) модели пластины на исследуемом интервале $[0, L_x]$:

$$\begin{aligned} \bar{Q}_x^{(L_z)}(0, \tau) + \frac{1}{S_{xz}} \sum_j \int_0^{L_x} dx \int_0^x Q_z(x, z_j, \tau) dx = \\ = \frac{\lambda}{L_x} \int_0^\tau [\bar{t}^{(L_z)}(0, \tau) - \bar{t}^{(L_z)}(L_x, \tau)] d\tau + \frac{C}{L_x} \int_0^{L_x} dx \int_0^x \bar{t}^{(L_z)}(x, \tau) dx \quad (z_j = 0, L_z), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\bar{Q}_x^{(L_z)}(0, \tau)$ – среднее по толщине L_z образца количество тепла, проходящего через торцевую поверхность ($x=0$) по координате x ; $S_{xz}=L_x \times L_z$ – площадь боковой поверхности пластины на участке измерения теплопроводности $[0, L_x]$; $Q_z(x, z_j, \tau)$ – распределение по координате x

количества тепла, проходящего через нижнюю ($z = 0$) и верхнюю ($z = L_z$) поверхности образца на участке измерения теплопроводности $[0, L_x]$; $\bar{t}^{(L_z)}(x, \tau)$ – средняя по толщине образца температура, как функция координаты x .

Для определения коэффициента теплопроводности в уравнении (7) будем использовать вышеописанный способ его идентификации. Будем считать, что обеспечены условия теплофизического эксперимента, когда аккумуляционная составляющая уравнения (7) равна нулю. Для этого необходимо обеспечить нулевое изменение повторного интеграла на определенном интервале времени $[\tau_1, \tau_2]$: $\int_0^{L_x} \int_0^x \bar{t}^{(L_z)}(x, \tau) dx \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = 0$. В этом случае из (7) можно получить в явном виде уравнение для определения теплопроводности:

$$\lambda = L_x \bar{Q}_x^{(L_z)}(0, \tau) + \frac{1}{L_z} \sum_{i=0}^1 \int_0^{L_x} \int_0^x \bar{Q}_z^{(L_z)}(x, z_i, \tau) dx dz \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} / \int_{\tau_1}^{\tau_2} [\bar{t}^{(L_z)}(0, \tau) - \bar{t}^{(L_z)}(L_x, \tau)] d\tau, \quad (8)$$

Исходя из конструкции ИЯ и малой толщины образца, можно сделать следующие допущения: температура на внешних границах тепломера и двух опор, и границе образец-теплоприемник, имеет постоянное, за время измерения, значение t_0 , поскольку высокотеплопроводный и массивный теплоприемник обеспечивает эффективный отвод тепла; на поверхности образца, в пределах исследуемого участка $[0, L_x]$ оси Ox имеет место конвективный теплообмен с коэффициентом α и кондуктивный теплообмен с опорами и нагревателем; разность средних по толщине образца температур: $\bar{t}^{(L_z)}(0, \tau) - \bar{t}^{(L_z)}(L_x, \tau)$ может быть заменена с достаточной точностью на измеряемую разность температур на верхней поверхности образца $\Delta t_o(\tau)$; тепловые потери с левой торцевой поверхности пренебрежимо малы.

Тогда распределение по координате x тепловых потоков, действующих в направлении координаты z на двух поверхностях образца $z = 0, z = L_z$, можно представить в виде следующих функций:

$$q_z(x, z = 0, \tau) = \begin{cases} q_o(\tau) & \text{для } x \in l_n, \\ q_\alpha(x, 0, \tau) & \text{для } x \in (L_x - l_n); \end{cases} \quad (9)$$

$$q_z(x, z = L_z, \tau) = \begin{cases} q_{оп1}(\tau) & \text{для } x \in l_{оп1}, \quad q_{оп2}(\tau) \approx 0 & \text{для } x \in l_{оп2}, \\ q_\alpha(x, L_z, \tau) & \text{для } x \in (L_x - 2l_{оп}), \end{cases} \quad (10)$$

где $q_o(\tau), q_{оп1}(\tau), q_{оп2}(\tau), q_\alpha(\tau)$ – тепловые потоки, идущие в образец, опоры и воздушную среду; $l_{оп}, l_n$ – ширина опоры и нагревателя.

Для определения количества тепла, поступившего в опору, будем использовать: ИФУТ-2 для опоры, приближенную формулу определения двойного интеграла (4); условие измерения теплопроводности, по которому

приращение температуры $t(0, L_z, \tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}$ за интервал времени $[\tau_1, \tau_2]$ равно нулю.

Тогда получим:

$$Q_{\text{оп1}}(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = \lambda_{\text{оп}} h_{\text{оп}}^{-1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_{\text{оп}}(\tau) d\tau + 0,33 C_{\text{оп}} h_{\text{оп}} t(0, L_z, \tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} \approx \lambda_{\text{оп}} h_{\text{оп}}^{-1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_o(\tau) d\tau,$$

где $\Delta t_{\text{оп}}$, Δt_o – перепады температур на опоре и образце; $\lambda_{\text{оп}}$, $h_{\text{оп}}$ – теплопроводность и толщина опоры.

При двукратном интегрировании по x функций (9) и (10) будем использовать: наличие измерительной информации о перепаде температур $\Delta t_o(\tau)$ на образце; приближенную формулу (4); несущественное приращение температуры $t(L_x, L_z, \tau)$ за интервал времени $[\tau_1, \tau_2]$; следующие приближенные равенства перепадов температур относительно температуры воздушной среды:

$$\Delta t(0, 0, \tau) \approx \Delta t(0, L_z, \tau), \quad \Delta t(L_x, 0, \tau) \approx \Delta t(L_x, L_z, \tau).$$

Необходимо отметить, что данные приближения влияют на точность определения конвективной составляющей тепловых потерь с поверхности образца, величину которых можно оценить на уровне (5÷10)% от теплового потока через образец. Поэтому они являются источником погрешность определения малой величины.

Приведем один из результатов двукратного интегрирования:

$$\int_0^{L_x} \int_0^x q_z(x, z=0, \tau) dx dx = q_o(\tau) l_n (L_x - x_n - 0,5 l_n) - \frac{\alpha L_x^2}{6} [2\Delta t(0, L_z, \tau) + \Delta t(L_x, L_z, \tau)]$$

где $\Delta t(0, L_z, \tau)$, $\Delta t(L_x, L_z, \tau)$ – перепад температур относительно воздушной среды в точках с координатами $(x=0, z=L_z)$ и $(x=L_x, z=L_z)$.

С учетом того, что данный метод измерения теплопроводности и схема ИЯ обеспечивают пренебрежимо малое приращение температуры за время $[\tau_1, \tau_2]$ на границе нагреватель-тепломер, или, то же самое, перепада на тепломере $\Delta t_{\tau}(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}$, количество тепла, поступающее в образец от нагревателя, можно представить в следующем виде:

$$Q_o(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = Q_n(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} - \lambda_{\tau} h_{\tau}^{-1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_{\tau}(\tau) d\tau,$$

где $Q_n(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}$ – количество тепла, выделяемое в нагревателе за время $[\tau_1, \tau_2]$; λ_{τ} , h_{τ} – теплопроводность и толщина тепломера.

После всех преобразований, уравнение метода измерения теплопроводности принимает следующий вид:

$$\lambda = \left[\mu_0 Q_n(\tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} - \mu_1 \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_{\tau}(\tau) d\tau - \mu_2 \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_o(\tau) d\tau \right] / L_z \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t_o(\tau) d\tau, \quad (11)$$

где L_z – толщина образца; $\mu_0 = l_n(L_x - x_n - 0,5l_n)$, $\mu_1 = \lambda_\tau h_\tau^{-1} l_n(L_x - x_n - 0,5l_n)$, $\mu_2 = l_{оп}(L_x - 0,5l_{оп})\lambda_{оп}/H_{оп} + 0,67\alpha L_x^2[1 + 1,5L_z/L_x]$ – коэффициенты, зависящие от конструктивных размеров элементов ИЯ, коэффициента теплопередачи от поверхности образца в воздух, теплопроводности опоры и тепломера.

Для практической реализации уравнения (11) рационально выразить количество тепла, выделяемое нагревателем с единицы площади и интеграл по времени от разности температур в следующем виде:

$$Q_n(\tau)\Big|_{\tau_1}^{\tau_2} = \frac{U^2 \tau_n}{RF}, \quad \int_{\tau_1}^{\tau_2} \Delta t(\tau) dt = \frac{w \Delta_\tau}{KS} \sum_{i=1}^n N_i,$$

где U , R , F – стабилизированное напряжение нагревателя, его сопротивление и площадь поверхности, контактирующей с образцом; τ_n – время действия второго импульса; S – чувствительность термоэлектрического преобразователя; w – шаг квантования аналого-цифрового преобразователя (АЦП); Δ_τ – шаг дискретизации по времени; K – коэффициент усиления усилителя термоэдс; n – количество измерений за время интегрирования $[\tau_1, \tau_2]$; N_i – результат i -ого аналого-цифрового преобразования выходного напряжения усилителя термоэдс.

Таким образом, в расчетную формулу метода измерения теплопроводности будут входить результаты измерений термоэдс и постоянные коэффициенты, которые можно определить в результате градуировки средства измерения по рабочим эталонам теплопроводности, что обеспечивает уменьшение погрешности ее измерения.

Практическая реализация данного метода была осуществлена в различных моделях измерителя теплопроводности, разработанных в Новомосковском институте РХТУ им. Д.И Менделеева на кафедре «Автоматизация производственных процессов» по заказам предприятий, изготовителей изделий электро- и радиотехнического назначения из высокотеплопроводной керамики. Аналоговые приборы градуировались по образцам со справочными значениями теплопроводности, а цифровой измеритель теплопроводности ИТ-02Ц был аттестован, как нестандартизованное средство измерения, с погрешностью 7%, определяемой по четырем образцовым мерам теплопроводности: из стали 12Х18Н10Т, низкоуглеродистой стали, молибдена МЧВП и меди М1, изготовленным и аттестованным на НПО «Дальстандарт».

На базе уравнения баланса средних количеств тепла (2) возможно проектирование метода комплексного измерения теплопроводности и объемной теплоемкости. Расчетные формулы метода можно получить, если в процессе теплофизического эксперимента определяются составляющие ИФУТ-2 (2) за два интервала времени $[0, \tau_1]$ и $[\tau_1, \tau_2]$. В результате приходим к системе линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$M \cdot X = b, \quad (12)$$

Где

$$M = \begin{vmatrix} \int_0^{\tau_1} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau & \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx d\tau \Big|_0^{\tau_1} \\ \int_{\tau_1}^{\tau_2} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau & \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx d\tau \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} \end{vmatrix}, \quad b = \begin{vmatrix} LQ(0, \tau) \Big|_0^{\tau_1} \\ LQ(0, \tau) \Big|_{\tau_1}^{\tau_2} \end{vmatrix}, \quad X = \begin{vmatrix} \lambda \\ C \end{vmatrix}.$$

Решение СЛАУ (12) имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{b(\Delta\tau_1) \cdot B(\Delta\tau_2) - b(\Delta\tau_2) \cdot B(\Delta\tau_1)}{A(\Delta\tau_1) \cdot B(\Delta\tau_2) - A(\Delta\tau_2) \cdot B(\Delta\tau_1)}; \quad C = \frac{A(\Delta\tau_1) \cdot b(\Delta\tau_2) - A(\Delta\tau_2) \cdot b(\Delta\tau_1)}{A(\Delta\tau_1) \cdot B(\Delta\tau_2) - A(\Delta\tau_2) \cdot B(\Delta\tau_1)},$$

где $\Delta\tau_1 = \tau_1$, $\Delta\tau_2 = [\tau_1, \tau_2]$ – интервалы времени первого и второго такта

измерения; $A(\Delta\tau_1) = \int_{\tau_0}^{\tau_1} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau$, $B(\Delta\tau_1) = \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx d\tau \Big|_0^{\tau_1}$,

$$A(\Delta\tau_2) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} [t(0, \tau) - t(L, \tau)] d\tau, \quad B(\Delta\tau_2) = \int_0^L \int_0^x t(x, \tau) dx d\tau \Big|_{\tau_1}^{\tau_2}$$

Для определения повторного интеграла $B(\tau)$ можно использовать приближенную формулу (4). Основными источниками погрешности измерения λ , C являются: приближенная формула определения повторного интеграла; неустойчивость решения СЛАУ; метод определения количества тепла, поступившего в образец; тепловое сопротивление при контактном измерении температуры.

Возможности повышения точности определения повторного интеграла будем искать из аналитической оценки абсолютной погрешности его вычисления: $\Delta \leq 0,417L^4 a^{-1} [\max t'_\tau]$ [5], где $\max t'_\tau$ – максимальная скорость изменения температуры в образце; a , L – температуропроводность и толщина образца. Из нее следует, что в моменты времени τ_1 и τ_2 необходимо стремиться к уменьшению $\max t'_\tau(\tau_i) (i = 1, 2)$.

Для уменьшения погрешности из-за неустойчивости решения СЛАУ достаточно, чтобы элементы одного из столбцов матрицы коэффициентов M имели противоположный знак. В этом случае, число обусловленности матрицы, характеризующее степень ее близости к вырожденной, становится близкой к единице. Реализация данного условия требует проведения измерения на стадии нагревания и остывания образца. Тогда, на первой стадии процесса измерения, образец нагревают в пределах его максимальной температуры до установленного перепада; на второй – вследствие полного или частичного отключения источника тепла, образец охлаждают в течении определенного интервала времени. Моменты времени τ_1 и τ_2 определяются в процессе остывания образца соответственно: при

достижении перепада, не превышающего заданного значения, и по истечении выбранного интервала времени $\tau_2 - \tau_1 = (20 \div 40)$ с, достаточного для получения приемлемой точности измерения [6]. Для определения количества тепла, поступившего в образец, используется балансный метод [7], также основанный на ИФУТ-2.

Результаты имитационного моделирования комплексного измерения λ и C показали, что при погрешностях определения составляющих СЛАУ (12): $\delta_A = \pm 0,5\%, \pm 1\%$. $\delta_B = (1 \div 3) \%$; $\delta_b = \pm 0,5\%, \pm 1\%$, погрешность имитационного измерения теплоемкости не превышает 10%, а теплопроводности – 4%. Исследования проводились для схем с поперечным и продольным распространением теплового потока по образцу, соответственно, для низко- и высокотеплопроводных материалов.

Процесс разработки методов измерения тепловых величин, основанных на уравнении баланса средних количеств тепла (ИФУТ-2) показан на рис.5. Как следует из данной схемы, предложенный подход не требует решение краевой задачи, что исключает все проблемы, связанные с ним.

Основным достоинством данных методов является удачное сочетание: степени сложности технической реализации – точности – времени измерения (включая подготовку образца к проведению измерения), что является основными факторами, которые учитываются при разработке средств измерения ТФС. Таким образом, применение уравнения баланса средних количеств тепла расширяет возможности проектирования методов измерения тепловых величин. Можно предположить, что предложенный подход позволит эффективно решать и другие измерительные задачи теплопроводности.

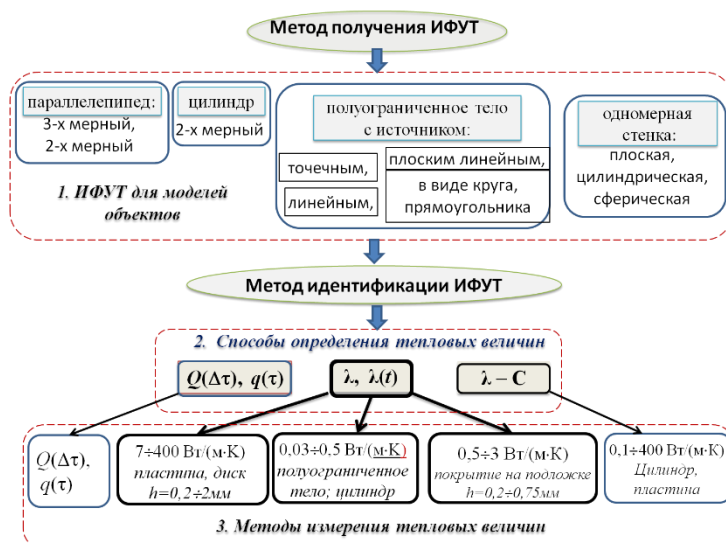


Рис.5. Стадии проектирования методов измерения тепловых величин основанных уравнения баланса средних количеств тепла

Список литературы:

1. Теплофизические измерения и приборы / под ред. Е.С. Платунова. Л.: Машиностроение, 1986. 256 С.
2. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М: Наука, Изд. МГУ, 1977. 799 С.
3. Самарский А.А. Теория разностных схем. М: Наука, 1977. 656 С.
4. Никольский С.М. Квадратурные формулы. М: Наука, 1979. 256 С.
5. Азима Ю.И. Применение явного метода идентификации объектов к решению задач нестационарной теплопроводности // Измерительная техника. 2008. № 6. С.32–38.
6. Азима Ю.И. Положительное решение о выдаче патента по заявке №2013154721/28 G01N 28/18 от 2015.02.05 «Способ определения теплофизических свойств твердых материалов»
7. Азима Ю.И. Исследование балансного метода измерения нестационарного теплового потока//Измерительная техника.2006. № 12. С.37-42

УДК 536.21

ДОСТИЖЕНИЯ В ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ

д. ф.-м.н., профессор Ивлиев А.Д.

ФГАОУВПО Российский государственный
профессионально-педагогический университет
620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей 11
ad_i48@mail.ru

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-08-00275 и № 14-08-00228).

ACHIEVEMENTS IN THE APPLICATION OF THE METHOD FOR MEASURING TEMPERATURE WAVE THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF SUBSTANCES

d. physics and mathematics, professor Ivliev A.D.

FGAOUVPO Russian State
Professional Pedagogical University
620012, Yekaterinburg, ul. Meshinostroiteley11

This work was supported by RFBR (grants № 11-08-00275 and № 14-08-00228).

Рассмотрены различные пути применения метода температурных волн для исследования теплофизических свойств различных конденсированных материалов в широком диапазоне низких, средних и высоких температур.

Ключевые слова: температуропроводность, теплопроводность, теплоемкость, метод температурных волн, температура, средства измерения.

Considered various ways of applying the method of temperature waves for the study of thermophysical properties of various condensed materials in a wide range of low, medium and high temperatures.

Keywords: thermal diffusivity, thermal conductivity, heat capacity, method of temperature waves, temperature, measurement tools.

Введение. Нестационарные методы исследования теплофизических свойств веществ [1] получили широкое развитие в середине XX века. Необходимость их использования связана в основном с двумя причинами. Во-первых, промышленность испытывала потребности в сведениях о высокотемпературных теплофизических свойствах новых материалов.

Использование стационарных методов для решения проблем высокотемпературной теплофизики связано с необходимостью адиабатизации образца, что является сложной проблемой. Во-вторых, многие материалы производились промышленностью в виде тонких листов (пластин), не позволяющих изготовить достаточно большие образцы для их исследования стационарными методами. Нестационарные методы могли быть применены для решения поставленных задач. Среди нестационарных методов наибольшее распространение в СССР получили два: импульсный и метод температурных волн. Последнему и посвящен данный доклад.

В методе температурных волн рассматривается процесс распространения температурной (тепловой) волны через исследуемый образец [2]. В процессе проведения эксперимента для определения теплофизических свойств требуется измерение временного запаздывания температурной волны в исследуемом веществе и амплитуды температурной волны. Кроме того, для расчета теплофизических свойств необходимо измерение геометрических параметров образца (например, его толщины), средней температуры образца, частоты температурной волны и мощности теплового потока, поглощенной образцом (последний параметр необходим для определения абсолютной теплоемкости образца).

За прошедшие годы было разработано много вариантов применения метода температурных волн для проведения исследований, созданы многочисленные экспериментальные установки и выполнено большое количество измерений. Целью настоящего доклада является обзор конструктивных особенностей созданных средств измерения.

Краткая характеристика метода измерения. Метод температурных волн был впервые предложен для измерения теплофизических свойств веществ Ангстремом [3] в середине XIX века. Метод, будучи нестационарным, основан на решении уравнения теплопроводности, и в простейшем варианте содержит единственную характеристику вещества – температуропроводность (коэффициент температуропроводности) a . По определению температуропроводность связана с теплопроводностью λ , удельной теплоемкостью $C^{yД}$ и плотностью ρ соотношением

$$a = \lambda / (C^{yД} \cdot \rho).$$

Кроме температуропроводности, метод температурных волн позволяет измерить теплоемкость вещества, или, в некоторых опытах, тепловую активность

$$\gamma = (C^{yД} \cdot \rho \cdot \lambda)^{1/2}.$$

Эти данные при известной плотности позволяют получить сведения и о теплопроводности. Таким образом, метод температурных волн

обеспечивает получение сведений о всех основных теплофизических характеристиках вещества.

Ангстрем [3] рассматривал одномерную гармоническую температурную волну, распространяющуюся вдоль оси теплоизолированного полубесконечного стержня. Если температура стержня измеряется в точках, отстоящих на расстоянии Δl одна от другой, находящихся в направлении распространения волны, то температуропроводность вещества a рассчитывается по формуле

$$a = \omega(\Delta l)^2 / (2 \cdot \Delta \varphi^2), \quad (1)$$

где $\Delta \varphi$ – разность фаз колебаний температурной волны на рассматриваемом участке стержня; ω – круговая частота температурной волны.

В середине XX века наиболее актуальными стали измерения свойств веществ при высоких температурах. Для этих измерений Краев и Стельмах [4] разработали иной вариант метода температурных волн. Предложенная ими модель – бесконечная пластина толщины l , на первую плоскую поверхность которой воздействует тепловой поток, модулированный по амплитуде по гармоническому закону. В процессе эксперимента оцениваются параметры колебаний температуры второй плоской поверхности образца-пластины. При достаточно высоких частотах модуляции (частотах температурных волн) происходит адиабатизация образца, теплообмен образца с окружающей средой становится пренебрежимо малым, благодаря чему для расчета температуропроводности достаточно измерить сдвиг фазы $\Delta \varphi$ колебаний температуры второй поверхности образца по отношению к колебаниям теплового потока, воздействующего на первую поверхность. Тогда

$$a = \omega \cdot l^2 / \alpha^2, \quad \alpha = (2)^{1/2} (\Delta \varphi - \pi/4). \quad (2)$$

В дальнейшем данная методика была развита, и было обосновано ее использование для образцов конечных поперечных размеров не только в вакууме, но и в защитных газовых средах [2]. Используя метод температурных волн можно, измерив амплитуду колебаний температуры образца и зная величину мощности теплового потока, поглощенного образцом, рассчитать теплоемкость исследуемого вещества. Следует отметить, что методическая ошибка измерения температуропроводности предложенными методами не превышала 1%, а для теплоемкости 1,5-2%.

Кроме того, была предложена методика, основанная на измерении фазового запаздывания колебаний температуры первой поверхности образца [5], т.е. той поверхности, которая подвергается воздействию модулированного теплового потока.

Были предложены и иные методики исследования теплофизических

свойств веществ с использованием температурных волн [2]. Наибольшее практическое значение, однако, принадлежит отмеченным выше вариантам.

Измерение теплофизических параметров твердофазных металлов, сплавов и конструкционных материалов при высоких температурах. Подавляющее большинство веществ, для которых требовались сведения о теплофизических характеристиках, были материалами металлического типа, т.е. проводниками. Практически достаточно просто можно было создать температурные волны в проводящем образце, используя модулированный электронный поток. Экспериментальная установка представляла собой вакуумный диод. Анодом диода был исследуемый образец.

Часто анод имел форму плоской пластины, поэтому катод изготавливался из вольфрамовой проволоки диаметром 0,4-0,6 мм в виде плоской спирали. В некоторых установках анод имел форму цилиндра. Для таких установок катод имел линейную форму и изготавливался из вольфрамовой проволоки в виде линейного стержня, либо в виде линейной спирали. Эти катоды устанавливались по оси цилиндрической системы. Электропитание диода осуществлялось с использованием двух источников тока: регулируемого источника постоянного тока (для изменения средней температуры образца) и источника переменного тока (для возбуждения температурной волны). Естественно, что кроме перечисленных двух источников тока, использовался еще и источник тока для разогрева катода (источник накального напряжения).

Одними из первых установок подобного типа были установки, собранные на базе стандартной вакуумной системы с камерой, состоящей из стальной плоской плиты, на которой монтировалась электронно-вакуумная система, и стеклянного колпака, с помощью которого создавался замкнутый объем. Общая схема измерительной ячейки подобной установки показана на рис. 1.

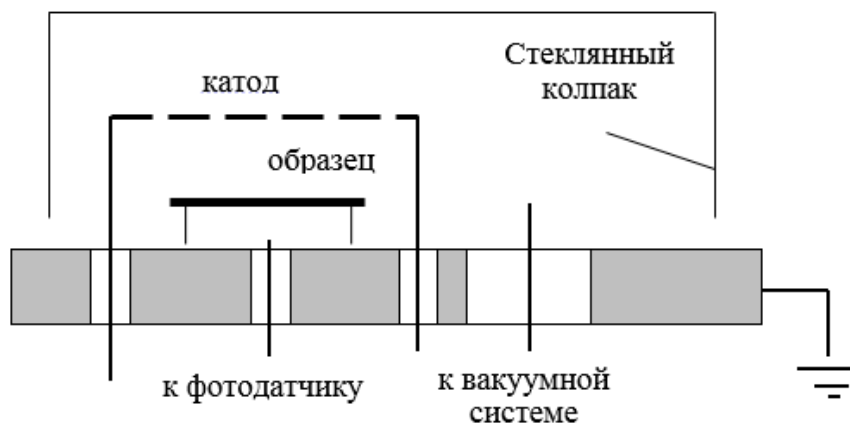


Рис. 1. Общая схема измерительной ячейки

В объеме, ограниченном стальным основанием и стеклянным колпаком, создавался вакуум. Образец – пластина, диаметром 10-15 мм на тонких проводящих иглах устанавливался под катодом (плоской спиралью). Толщина образца l обычно выбиралась в диапазоне от десятых долей мм до 1-2 мм. Расстояние между анодом и катодом примерно 10-20 мм. Образец и катод расположены перпендикулярно плоскости рисунка. Катод подключен к отрицательному полюсу источника постоянного напряжения и к источнику переменного напряжения. Положительный полюс источника постоянного напряжения и анод (образец) вместе со стальной плитой-основанием заземлены. Электронный поток, возникающий за счет термоэлектронной эмиссии, воздействовал на верхнюю поверхность образца. Средняя температура образца оценивалась по сигналу термопары (на рис. 1 не показана). Колебания светимости нижней поверхности образца преобразовывались в электрический сигнал в фотодатчике. Электрический сигнал, затем обрабатывался в измерительной аппаратуре, которая в первых установках была достаточно примитивной. Опыт проводился сравнительно быстро, поэтому стальная пластина вакуумных камер не успевала сильно нагреваться. Это позволяло не использовать водяное охлаждение.

Недостатком подобной схемы было, в первую очередь то, что на фотодатчик поступали помеховые оптические сигналы, среди которых наиболее опасный – переизлученный элементами камеры сигнал засветки, идущий от катода и переизлученный оптический сигнал от верхней поверхности образца.

В последующих установках от этих помех тщательно избавлялись. Это достигалось за счет применения специально разработанных вакуумных камер и иного крепления образца. В одной из наиболее проработанных установок с электронным нагревом, используемой в настоящее время, цилиндрический образец крепится к тонкостенному цилиндрическому основанию так, что вторая плоская поверхность образца полностью изолирована от внешнего оптического воздействия [6]. Благодаря этому помеховые сигналы оптического происхождения сведены к нулю. В фотодатчик поступает только сигнал, пропорциональный светимости второй поверхности образца.

Недостаток измерительных ячеек с плоским катодом – неоднородность электронного и, следовательно, теплового потока, воздействующего на образец. Более высокое качество теплового потока создается в установках с цилиндрическим анодом и стержневым катодом, расположенным на оси цилиндрического анода [7]. Естественно, что реально нет возможности изготовить образец исследуемого вещества в форме цилиндра–анода системы. Поэтому, в цилиндрическом аноде,

изготовленном из тугоплавкого металла, вырезалось отверстие, в которое вставлялся исследуемый образец. Толщина образца была достаточно малой по сравнению с диаметром цилиндрического анода системы, поэтому модель плоского образца в опытах была оправдана.

В установках с электронным нагревом сравнительно легко можно определить величину мощности теплового потока, поглощенного образцом. Это открывает путь для расчета теплоемкости исследуемого образца.

Несмотря на многие преимущества, система с электронным нагревом не позволяла производить исследование теплофизических свойств диэлектрических материалов. Это заставило искать иные методы создания модулированных тепловых потоков. Альтернативой электронному нагреву является нагрев излучением. В теплофизических установках в середине XX века использовался нагрев мощными лампами, однако данный метод нагрева оказался неудобен. Поэтому, с 70-х годов XX века в установках с радиационным методом создания температурных волн стало использоваться излучение оптических квантовых генераторов – лазеров. Данный подход быстро доказал свою эффективность. Одним из преимуществ лазерного нагрева является простая оптическая развязка канала создания температурной волны, и канала измерения параметров колебаний температуры второй плоской поверхности образца по ее излучению (светимости). Используемые лазеры создают излучение на длине волны 10,6 мкм (активное вещество лазера – углекислый газ), а фотодатчик подбирается такой, чтобы область его оптической чувствительности приходилась на более короткие волны, например 0,4-1,4 мкм. Оценка температуры образца производится и с помощью термопар. Это позволяет понизить начальную температуру до 350 К. Для изменения средней температуры образца в установках с лазерным возбуждением температурной волны необходимо использовать специальные нагреватели – электрические печи сопротивления.

Важным элементом лазерной измерительной системы является генератор опорного напряжения, создающий сигнал, который несет информацию частоте температурной волны и о фазе воздействующего теплового потока. Это достаточно сложное устройство, работа которого жестко связана с работой модулятора лазерного излучения [8].

Измерительные блоки лазерной установки представляют собой цифровые квазиоптимальные фильтры параметров сигналов, выполненные на базе персональных компьютеров. Использование таких измерительных систем позволяет использовать температурные волны с малой амплитудой, что является необходимым условием линеаризации уравнения теплопроводности и граничных условий.

Рассмотренные установки при использовании фотодатчиков производят измерение теплофизических характеристик бесконтактным методом. Для проводящих образцов в качестве датчиков температуры второй поверхности образца используются термодпары без спая, обладающие малой инерционностью. Достигаемая при этом общая погрешность измерения температуропроводности в лучших установках не превышает 2% (среднее квадратичное значение). Для абсолютной теплоемкости погрешность составляет величину 4-6% (среднее квадратичное значение).

Измерение теплофизических свойств композиционных материалов. Композиционные материалы – это, как правило, неоднородные диэлектрические структуры. Их свойства также необходимо изучать в диапазоне высоких температур, вплоть до температуры деструкции. Измерения, как правило, производятся на воздухе. Для этих материалов также необходимо использовать бесконтактные методы исследования с лазерным возбуждением температурной волны. Соответствующая ячейка представляет собой муфельную печь, в которой находится исследуемый образец. Дальняя от лазера торцевая стенка имеет водяное охлаждение. Через отверстие в ней излучение второй поверхности образца попадает на фотодатчик, который позволяет регистрировать колебания температуры. Средняя температура образца измеряется с помощью термодпары.

Измерение температуропроводности жидких материалов. Такие измерения могут проводиться в установках как с электронным, так и с лазерным методами создания температурной волны.

Рассмотрим электронный нагрев. В этом случае тепловой поток создается с помощью модулированного электронного потока. Измерения возможны только в вакууме. Исследуемые образцы должны быть проводящими (образец играет роль анода).

Схема установки с электронным нагревом представлена на рис. 2 [6]. Образец О имеет форму плоской пластины, расположенной горизонтально (поперечный размер 8-12 мм). Образец О находится в вакуумной камере ВК, и расположен перпендикулярно плоскости чертежа. Он играет роль анода вакуумного диода.

Катодом К служит вольфрамовая плоская спираль (плоскость спирали расположена перпендикулярно плоскости чертежа). Катод разогревается электрическим током, протекающим от источника накального напряжения ИНН. Электронный поток воздействует на нижнюю плоскую поверхность образца. Между катодом и анодом диода включены генератор гармонических сигналов ГГС и регулируемый источник постоянного напряжения РИПН. В результате интенсивность потока электронов

определяется как постоянным изменяющимся по величине напряжением, так и переменным гармоническим. С помощью фотодатчика ФД анализируются колебания температуры второй (верхней) плоской поверхности образца.

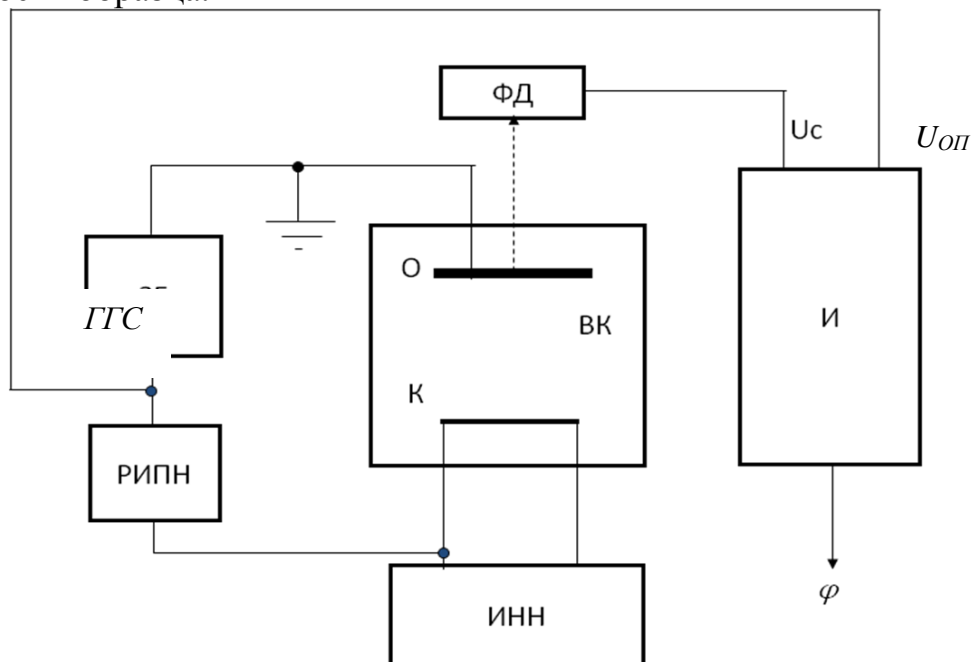


Рис. 2. Схема установки с электронным нагревом

Тепловой поток состоит из двух составляющих: относительно медленно изменяющейся (нарастающей) составляющей и гармонической составляющей. Благодаря этому температурные волны создаются на фоне монотонно изменяющейся (нарастающей) температуры образца. Подобранным образом скорость изменения средней температуры образца, можно осуществить измерения не только в твердом состоянии, но и в процессе плавления, пока образец не потеряет форму. Измерительная аппаратура ИА установки представляет собой персональную ЭВМ. На ее входы подаются напряжения сигнала с фотодатчика U_C и опорное напряжение $U_{оп}$, несущее информацию о частоте температурной волны ω и о фазе теплового потока, воздействующего на образец. Усреднение сигнала при обработке происходит за один период (при динамическом методе сигнал не повторяется). Скорость монотонного нарастания температуры в установке может изменяться от 0 до 100 К/с, а частота температурной волны может изменяться от 4 до 400 Гц. Измерения можно проводить в обычном (квазистатическом) и динамическом режимах. Рабочий диапазон температур составляет от 700 К до температуры плавления образца. Средняя квадратичная погрешность измерения теплопроводности равна примерно 2 – 3 % (данные для твердофазных образцов).

Иной вариант построения установки с электронным нагревом предложен Филипповым Л.П. [9] (исторически эта первая установка, предназначенная для измерения температуропроводности жидких металлов). Анод системы (ячейка) изготовлен в виде двух соосных цилиндров разных диаметров, изготовленных из тугоплавкого металла. Исследуемое вещество заливается в промежуток между этими цилиндрами. Катод – вольфрамовая спираль, расположенная внутри ячейки по оси системы. Изотермы в данной задаче не являются плоскими. При выборе радиусов цилиндров, между которыми находится жидкий образец, достаточно близкими, можно пользоваться при расчетах рассмотренной выше одномерной плоской методикой. Для подавления конвективных токов в образце устанавливаются горизонтальные плоские перегородки, затрудняющие движение жидкости. В процессе эксперимента оценивается фаза колебаний температуры внешней цилиндрической поверхности ячейки по отношению к фазе колебаний теплового потока. Погрешность измерений оценена в 2 %.

Радиационный нагрев образца осуществляется в установке с использованием лазера [2]. На рис. 3 показана общая схема соответствующей установки.

Излучение непрерывного оптического квантового генератора ОКГ (лазера) распространяется горизонтально, проходит через амплитудный модулятор М и превращается в поток импульсов $q(t)$. Это излучение воздействует на первую (левую, рис. 3) поверхность образца О, расположенного в вакуумной камере ВК. Образец О представляет собой тугоплавкий металлический контейнер, в котором находится исследуемой вещество, переходящее при температуре плавления в жидкую фазу. Контейнер имеет плоскопараллельную форму. Обычно, толщина материала, из которого изготовлен контейнер, (толщина стенок контейнера) составляет 0,2 мм. Поперечный размер контейнера-образца составляет 12-15 мм.

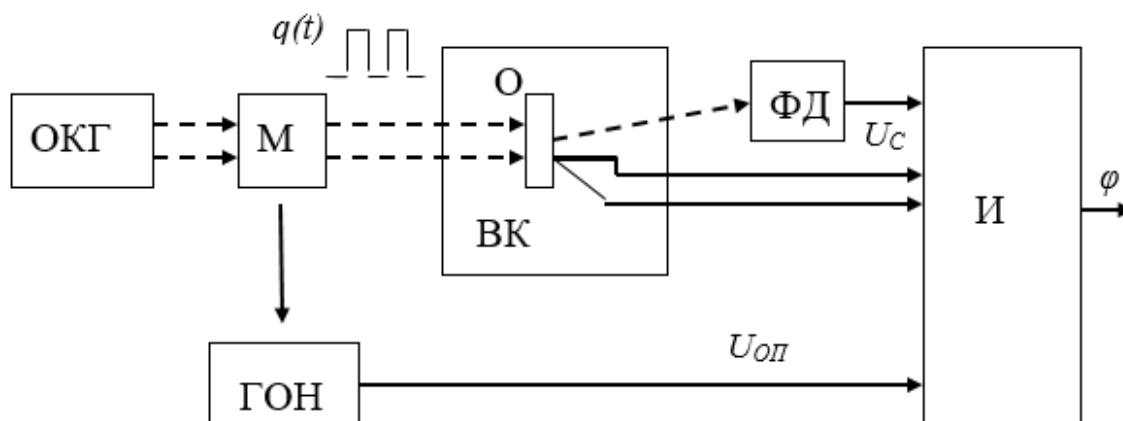


Рис. 3. Общая схема установки

Рабочий диапазон средних температур от комнатной до 2300 К. Измерения могут осуществляться в вакууме или в атмосфере гелия. В жидком образце осуществляется свободная конвекция. В данной установке тепловой сигнал проходит через многослойную систему, состоящую из двух стенок контейнера и исследуемого вещества. Влияние свойств контейнера в методе температурных волн учитывается [2]. Колебания температуры второй (правой) поверхности образца преобразуются при помощи фотодатчика ФД или термопары в электрический сигнал U_c , который поступает в измерительную аппаратуру И (компьютер). На второй вход И поступает опорное напряжение $U_{оп}$, которое формируется генератором опорного напряжения ГОН. Оценки показывают, что общая величина средней квадратичной погрешности измерения на данной установке составляет 5 %.

Рассмотрим **второй вариант** метода температурных волн. Он специально разработан для исследования свойств жидких металлов и сплавов. Анализ показал, что источником информации, позволяющим установить значения теплофизических характеристик исследуемого вещества, может быть и первая поверхность образца [5]. Так по фазе колебаний температуры первой поверхности может быть рассчитана температуропроводность. Данный вариант представляет интерес потому, в частности, что может быть реализован и на образцах, которые в рамках рассматриваемой модели могут считаться полубесконечными средами. Благодаря этому нет необходимости контролировать линейные размеры (в частности, толщину) жидких образцов, которые весьма нестабильны. Таким образом, в рамках рассматриваемого метода на поверхность образца подается изменяющийся во времени тепловой поток. Диаметр теплового потока имеет конечные размеры (практически 1-3 мм). Вследствие этого в образце возникает температурная волна, распространяющаяся вглубь образца и по его поверхности. Расчет показывает, что фаза колебаний температуры поверхности образца в центральной точке падающего теплового потока связана с температуропроводностью исследуемого вещества. Аналитические выражения достаточно сложны [5], однако в принципе задача решается.

В соответствии с данной методикой была создана установка, использующая излучение лазера для создания температурной волны в образце. Радиационный нагрев позволяет исследовать не только проводящие материалы, но и диэлектрики, лишь бы они были непрозрачны для лазерного излучения. Схема установки близка к рассмотренной выше (см. рис. 3). Излучение непрерывного лазера распространяется в горизонтальном направлении, проходит через модулятор и превращается в периодический поток импульсов. Полученное импульсное излучение

отразившись от зеркала падает вниз и попадает в вакуумную камеру на поверхность исследуемого образца. Образец жидкий, поэтому его поверхность располагается горизонтально. Вакуумная камера снабжена нагревателем, позволяющим изменять среднюю температуру образца от комнатной до 2300 К. Фотодатчик, преобразующий колебания температуры в электрический сигнал, нацелен на центральную область поверхности образца, подвергающуюся действию излучения лазера. Лазер и фотодатчик выбраны такими, чтобы фотодатчик не реагировал на отраженное от поверхности образца излучение лазера, а регистрировал только собственное излучение образца. Сигнал с выхода фотодатчика попадает в цифровую вычислительную машину. Его обработка позволяет измерить величину фазового запаздывания и рассчитать температуропроводность исследуемого образца. Средняя квадратичная погрешность измерения температуропроводности, достигаемая на этой установке, оценивается в 6 %. Значительная доля этой погрешности связана с неопределенностью влияния конвективных токов на результаты измерения температуропроводности.

В качестве средней температуры образца используется либо оценка температуры твердофазной ячейки, либо температура газа в окрестности поверхности исследуемого образца. Для этих измерений используются термопары. Пирометрические измерения средней температуры образца практически не применяются в имеющихся установках.

Измерение температуропроводности пленок и материалов с микроскопическими неоднородностями. Температурные волны можно применять для оценки теплофизических свойств веществ малых размеров. Используется идея [5]. В этом случае частоты температурных волн должны быть достаточно большими (сотни Гц, единицы кГц). В данном случае область локализации температурной волны в образце становится небольшой – десятые и сотые доли мм. Естественно, что и получаемая информация позволяет судить о теплофизических свойствах именно в этой области. Особая проблема при подобных измерениях – оценка параметров колебаний температуры на сравнительно высоких частотах температурных волн в малой области пространства. При средних температурах эта проблема была решена с помощью поляризационного устройства [10].

Измерение теплофизических свойств горных пород. Метод температурных волн нашел применение при лабораторных исследованиях температуропроводности и теплоемкости горных пород [11]. Используя эталонные материалы (полиметилметакрилат и оптическое кварцевое стекло) создана установка, в которой оцениваются колебания температуры исследуемого вещества и параметры тепловых потоков, проходящих через образец. В качестве источника температурной волны (нагревателя)

используется плоская печь электросопротивления, которая находится в тепловом контакте с образцом.

Созданная система достаточно инерционная, поэтому периоды колебаний температуры составляют 10-400 с. В установке содержатся элементы, позволяющие исследовать влияние процессов фильтрации жидкого вещества через образец, на эффективные теплофизические характеристики. Установка работает при температурах от комнатных до 500 К, и избыточных давлениях от 0 до 150 МПа.

Измерение температуропроводности грунтов в естественных условиях. Все рассмотренные выше установки использовали методику оценки температуропроводности (2), основанную на теории Краева [4]. Измерение температуропроводности грунтов в естественных условиях удобно проводить по методу (1), предложенному Ангстремом [3].

Земля подвергается периодическому нагреву Солнцем, благодаря чему происходят периодические колебания температуры поверхностного слоя земного грунта. Суточные колебания температуры грунта могут быть измерены в различных точках по глубине, например, при помощи измерительного прибора «термокоса», выпускаемого ОАО НПП «Эталон», г. Омск. Результаты замеров температуры, произведенные этим прибором, позволили рассчитать температуропроводность грунта. По проведенным измерениям, в частности, был установлен момент оттаивания мерзлого грунта.

Метод температурных волн в низкотемпературном эксперименте. Метод температурных волн обычно применяется при температурах выше комнатной. Тем не менее, была разработана конструкция прибора, обеспечивающего измерение температуропроводности веществ при криогенных температурах. Основу установки составлял сосуд Дьюара с криогенной жидкостью. В нем располагалась ячейка с образцом. Ко второй плоской поверхности образца приварена термопара. Температурная волна создавалась за счет воздействия модулированного по амплитуде излучения лазера.

Выводы. Метод температурных волн был реализован в большом количестве исследовательских экспериментальных установок. Температурные волны возбуждались в образцах при помощи модулированных по амплитуде потоков электронов, излучения мощных ламп и оптических кантовых генераторов. Для оценки параметров температурной волны использовались различного типа измерительные системы. Каждый из этих путей содержал положительные и отрицательные качества, позволившие в целом изучить особенности процесса измерения и, в конце концов, создать прецизионные аналоговые и цифровые комплексы.

Разработанные к настоящему времени экспериментальные установки

позволяют производить высокоточные измерения теплофизических свойств веществ в широком интервале температур для разнообразных нужд науки и техники. Сфера приложения этих методов очень широка, и может быть сделана еще более широкой. Сдерживающим фактором на пути дальнейшего внедрения в науку и практику результатов измерения температуропроводности является отсутствие государственной поверочной схемы.

Список литературы:

1. Платунов Е. С., Баранов И. В., Буравой С. Е., Курепин В. В. Теплофизические измерения: учеб. пособие для вузов / Под общ. ред. Е. С. Платунова. – СПб.: СПбГУНиПТ, 2010. – 738 с.
2. Ивлиев А. Д. Метод температурных волн в теплофизических исследованиях. //Теплофизика высоких температур, 2009. Т 47. № 5. С. 771-792.
3. Angström A. J. Ann. d. Phys., 114, 513 (1861)
4. Краев О. А., Стельмах А. А. Температуропроводность и теплопроводность металлов при высоких температурах. В кн.: Исследования при высоких температурах. Новосибирск: Наука, 1966. С. 55-74.
5. Ивлиев А. Д., Куриченко А. А., Поздеев А. Н., Мориллов В. В. Способ измерения коэффициента температуропроводности материалов. А.с. 1603271 СССР, ГО 1 N 25/18 // БИ, 1990. № 40. 6 с.
6. Горбатов В. И., Ильиных С. А., Талуц С. Г., Зиновьев В. Е. Измерение температуропроводности в режиме субсекундного нагрева. Расчет динамической поправки // *Инженерно-физический журнал*, 1988. Т. 55. № 3. С. 485– 490.
7. Зарецкий Е. Б., Пелецкий В. Э. Установка для комплексного исследования теплофизических свойств металлов и сплавов // Теплофизика высоких температур, 1979. Т. 17. № 1. С.124-132.
8. Векшина О. А., Векшин И. М., Куриченко А. А., Ивлиев А. Д. Высокостабильный модулятор теплового излучения установки для измерения теплофизических характеристик материалов. // *Измерительная техника*, 2010, № 6. С. 42-45.
9. Филиппов Л. П. Измерение тепловых свойств твердых и жидких металлов при высоких температурах. М.: Изд-во МГУ, 1967. 325 с.
10. Уймин А. А., Черанев А. В., Коршунов И. Г., Шангин В. В., Старостин А. А. Применение метода лазерной термомодуляционной эллипсометрии для определения локальных свойств металлов. В кн.: Метастабильные состояния и фазовые переходы. Сб. научн. трудов. Вып. 5. Екатеринбург: Издание института теплофизики УрО РАН, 2001. С. 167-177.

11. Липаев А. А., Хисамов Р. С., Чугунов А. А. Теплофизика горных пород нефтяных месторождений. М.: ООО «Недра-Бизнесцентр». 2003. 304 с.

12. Ивлиев А. Д., Куриченко А. А., Зиновьев В. Е., Сафонов А. Н., Комарова Л. И. Метод плоских температурных волн в низкотемпературном теплофизическом эксперименте. В кн. “Всесоюзная конференция “Метрологическое обеспечение теплофизических измерений при низких температурах.” Тезисы докладов. 2-4 октября 1985 г. - Хабаровск., 1985. С. 37.

ОСОБЕННОСТИ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ В ДВИЖУЩИХСЯ СРЕДАХ

д.т.н. Липаев А.А.¹⁾, Липаев С.А.²⁾

¹⁾Альметьевский государственный нефтяной институт
423450, Республика Татарстан, г. Альметьевск, ул. Ленина, д. 2

²⁾Институт геофизики УрО РАН
620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, д. 100

¹⁾lipaevagni@yandex.ru

PERIODIC TEMPERATURE FIELDS RELATIONS IN MOVING MEDIA

Ph.D Lipaev A.A.¹⁾, Lipaev S.A.²⁾

¹⁾Almetyevsk State Oil Institute
23450, Republic of Tatarstan, Almetyevsk, st. Lenina. 2

²⁾Institute of Geophysics UB RAS
620016, Yekaterinburg, ul. Amundsena, d. 100

Особый интерес представляют периодические температурные поля в движущейся среде. Так, Н.М. Фроловым в 1964 году сделано открытие, что при просачивании воды с поверхности в недра суточные колебания температуры обнаруживается на глубинах превышающих глубину нейтрального слоя.

Эффект нарастания амплитуды колебания температуры при увеличении скорости потока периодически нагреваемой жидкости обнаружен А.А.Липаевым в случае фильтрации через пористые тела и С.Н.Кравчуном при продольном обтекании зонда.

Отмеченные эффекты могут найти практическое применение.

Ключевые слова: температурные волны, амплитуда, сдвиг фазы, фильтрующие среды, поток жидкости, конвекция, теплопроводность.

A periodic temperature field in a moving medium is of a special interest. In 1964 N.M.Frolov made a discovery that when water flows from the surface into the Earth's deep interior daily temperature variations can be detected at the depth exceeding the depth of a neutral layer. The effect of temperature variations rise with increase of periodically heated fluid speed when it filtrates through porous rocks was found by A.A.Lipaev, and by S.N.Kravtchun for longitudinal flow around the probe. The effects can be practically applicable.

Keywords: temperature waves, amplitude, phase shift, filtration medium,

fluid flow, convection, thermal conductivity.

Периодические тепловые процессы и периодические поля температуры широко распространены в природе и технике. В природе они во многом обусловлены периодическими процессами, такими как движение Земли по орбите с периодом в один год, вращение её вокруг своей оси с периодом в одни сутки и т.д. При кондуктивном механизме теплопереноса суточные колебания температуры практически затухают в слое толщиной около 1 м, годовые – в слое толщиной 18-21 м. В случае, когда периодический нагрев Солнцем совпадает с массопереносом жидкости (при просачивании воды с поверхности Земли в недра), толщина слоя переменных температур увеличивается. Это открытие с приоритетом от 19 августа 1964 года было сделано Н.М.Фроловым.

В работе [1] описаны экспериментальные исследования температурных полей в коллекторах при массопереносе и периодическом нагреве. Целью эксперимента было определение тепловых свойств фильтрующих образцов горных пород.

Цель была обусловлена тем, что при наличии фильтрационного потока флюида в проницаемых средах под действием градиента давления (вынужденная конвекция) теплоперенос обуславливается двумя процессами – молекулярной теплопроводностью в жидкости и твердом скелете и конвективным переносом тепловой энергии вместе с жидкостью (так называемой массопереносной теплопроводностью). Однако особенностью коллекторов является извилистый характер поровых каналов, что при массопереносе приводит к появлению в них флуктуаций поля скоростей фильтрующейся жидкости. Это может быть смешивание, вызванное препятствиями в пористой среде, когда два элемента жидкости, начинающие движение на определенном расстоянии друг от друга и имеющие первоначально одинаковую скорость, спустя некоторое время будут находиться на другом расстоянии (рис. 1).

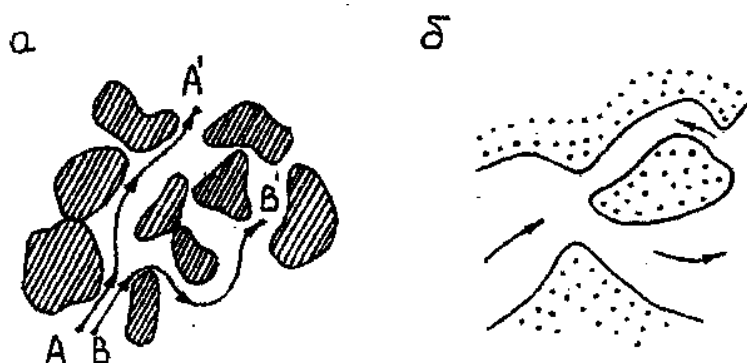


Рис.1. Перемешивание потоков при наличии препятствий (а), рециркуляция за счет локальных областей пониженного давления (б)

При течении жидкости имеет место и рециркуляция, обусловленная локальными участками уменьшенного давления и т.д. (рис. 1). Этот сложный характер микротечения, флуктуации поля скоростей вызывают на макроуровне при теплопереносе эффект так называемой конвективной теплопроводности (термин введен в работе [3] и относится к эффекту, обусловленному пульсационными составляющими поля скоростей, в отличие от конвективной массопереносной теплопроводности).

Для исследований отмеченного была использована экспериментальная установка, принципиальная схема которой показана на рис.2 [1].

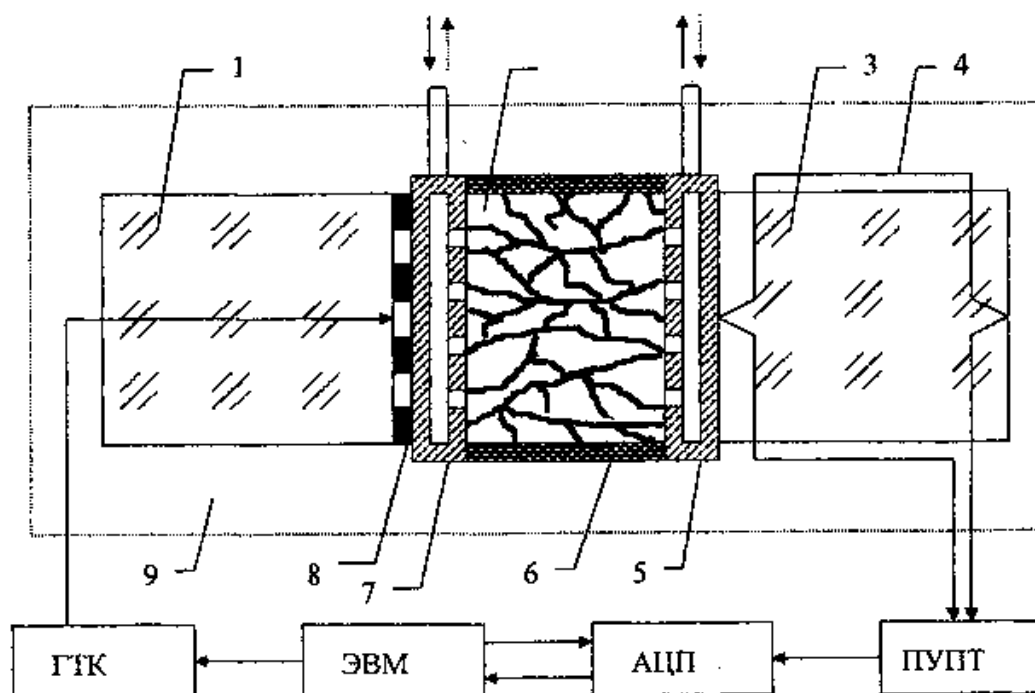


Рис. 2. Принципиальная схема установки для исследований теплопереноса в коллекторах

Исследуемое капиллярно-пористое тело (образец горной породы) 2 в виде диска толщиной до 20 мм размещается между двумя полуограниченными с точки зрения тепловых колебаний эталонными телами 1 и 3 с известными и тепловыми свойствами. Тело 1 выполнено в форме цилиндра диаметром 30 и длиной 25 мм из полиметилметакрилата, тело 3 изготовлено из оптического кварцевого стекла КВ того же диаметра и длины 60 мм. Все тела 1, 2 и 3 изолированы с боковой поверхности слоем тепло- и гидроизоляции 6 и помещены в термостат 9. В качестве гидроизоляции используются резиновые манжеты или герметик.

Для задания массопереноса на границах сопряжения исследуемого и эталонных тел размещаются тонкие плоские камеры 5,7 с трубопроводами. На торце эталонного тела 1, обращенном к образцу 2, находится плоский

малоинерционный источник тепловых колебаний 8, выполненный в виде спирали из нихромовой фольги. В другом эталонном теле 3 расположен датчик температуры (дифференциальная термопара «медь- константан») 4. Датчик температуры, предварительный усилитель постоянного тока (ПУПТ), аналого-цифровой преобразователь (АЦП), генератор тепловых колебаний (ГТК) и микроЭВМ входят в измерительный блок установки.

Измерения тепловых свойств на описанной установке осуществляются при движении через образец жидкости с фиксированной скоростью. Для создания фильтрационного потока используется перепад давлений на взаимно противоположных торцовых поверхностях исследуемого образца. Таким образом, в экспериментах можно задавать различные перепады давлений от 0 до величины, близкой к атмосферной и тем самым создать фильтрационные потоки различной фиксированной скорости. Для получения однофазной фильтрации образец породы предварительно экстрагируется и насыщается жидкостью в вакууме.

С помощью этого экспериментального метода были исследованы в условиях массопереноса тепловые параметры коллекторов (песчаников и известняков) на образцах в виде плоских дисков диаметром 30 мм и высотой 10 - 15 мм. В качестве фильтрующейся жидкости использовалась вода.

Эксперименты выполнялись при движении флюида как в направлении периодического теплового потока, так и противоположном ему. При заданной фиксированной скорости ламинарной фильтрации жидкости через пористый образец в расположенном за ним эталонном теле измерялись амплитуда и сдвиг фазы колебаний температуры. Одновременно определялось значение постоянной составляющей температуры.

На рис. 3 показаны зависимости безразмерных амплитуд и сдвигов фаз температурных колебаний от числа Pe , полученные расчетным путем при $\lambda_2 = const$ и $a_2 = const$ по формулам (3.35)-(3.54). Здесь же нанесены экспериментальные точки для исследованных образцов. Результаты измерения постоянной составляющей температуры в эталонном теле 3 представлены на рис.4. Постоянная составляющая температуры убывает с ростом скорости фильтрации, направленной как в сторону теплового потока, так и противоположную ему, что связано с уносом тепла из системы движущейся жидкостью.

Как видно из рис. 3, в изученном диапазоне скоростей математическая и физическая модели адекватны.

Вычисление численными методами по экспериментальным значениям амплитуд и сдвигов фаз колебаний температуры коэффициентов тепло- и температуропроводности образцов λ_2 и a_2 при $Pe \neq 0$ также показывает, что

они не зависят от числа Pe , а их отклонения от значений, измеренных в случае $Pe = 0$, носят случайный характер и лежат в пределах погрешности теплофизического эксперимента.

Таким образом, для исследованных образцов пород в измеренном диапазоне скоростей фильтрации (характерном для нефтепромысловой практики) можно пренебречь продольным коэффициентом эффективной теплопроводности, обусловленным флуктуацией поля скоростей в извилистых поровых каналах.

Вместе с тем, для некоторых сложнопостроенных структур при фильтрации жидкостей возможно и существенное отличие реального процесса тепломассопереноса от описанной в [1] математической модели.

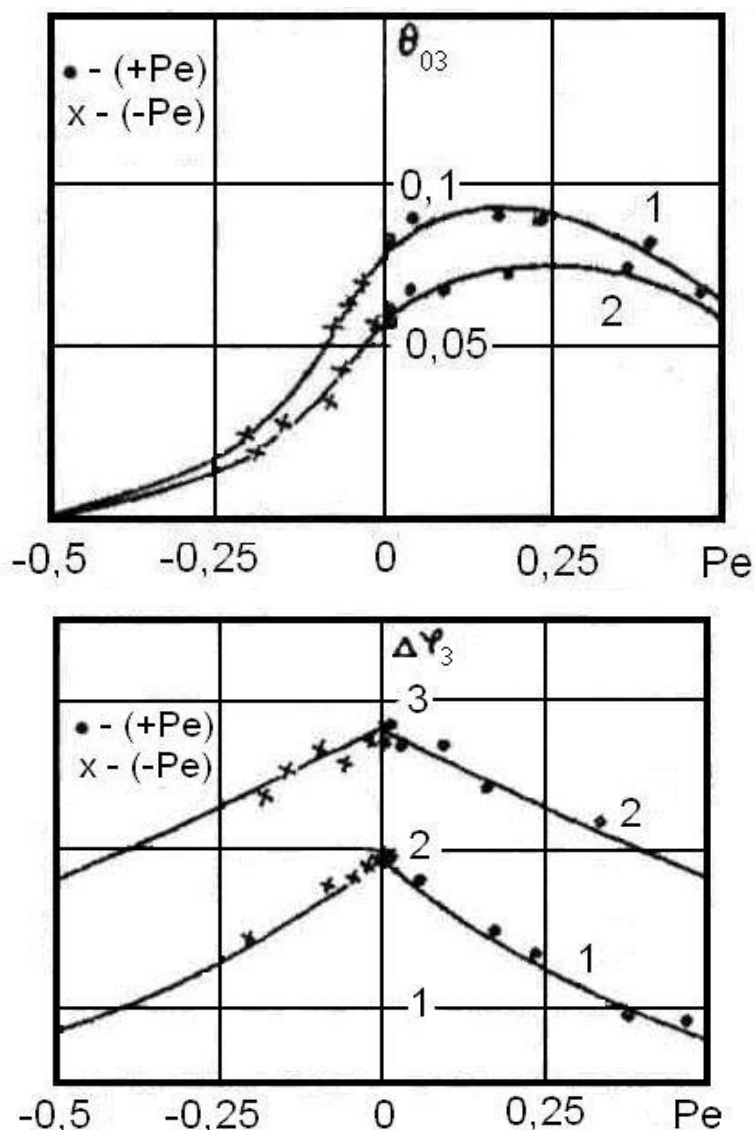


Рис.3. Зависимости от Pe безразмерной амплитуды θ_{03} и сдвига фазы $\Delta\varphi_3$ колебаний температуры в эталонном теле 3 (+ Pe - фильтрация воды по направлению теплового потока, - Pe - против). Кривые - расчет, точки - эксперимент. Образцы: 1 - песок, $\omega=2,69$, 2 - известняк, $\omega=5,66$

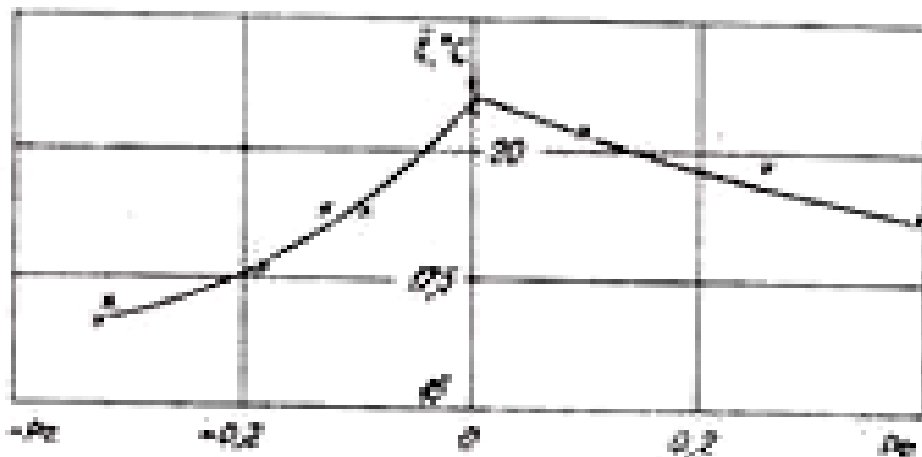


Рис.4. Экспериментальная зависимость постоянной составляющей температуры в эталонном теле 3 от Pe

Рассмотрим теорию описанного эксперимента.

В отсутствие массопереноса температурная волна, распространяющаяся вдоль оси X в полуограниченном пространстве, затухает, при этом ее амплитуда уменьшается по экспоненциальному закону, а сдвиг фазы возрастает. Наложение массопереноса (в одно-температурном приближении со скелетом породы) изменяет температурное поле в капиллярно-пористой среде. Фильтрующаяся жидкость обуславливает дополнительный перенос тепловой энергии.

В условиях периодического теплового потока, задаваемого нагревателем, в движущейся жидкости происходят колебания температуры. Если рассматривать только конвективный перенос тепла, то дифференциальное уравнение будет иметь следующий вид:

$$\frac{\partial \theta_2}{\partial F_0} + \frac{A_2}{\Lambda_2} Pe^* \frac{\partial \theta_2}{\partial X} = 0 \quad (1)$$

Решение этого уравнения запишется следующим образом:

$$\theta_2 = F\left(F_0 - \frac{\Lambda_2}{Pe^* A_2} X\right), \quad (2)$$

где F - произвольная функция.

Учтем соотношение.

$$F(F_0) = A \cos(\omega F_0). \quad (3)$$

Таким образом, безразмерная температура движущейся жидкости будет определяться выражением.

$$\theta_2 = A \cos \omega \left[F_0 - \frac{\Lambda_2}{Pe^* A_2} X \right] \quad (4)$$

В (4) величина амплитуды колебаний температуры в потоке не зависит от координаты X , т.е. колебания будут незатухающими (в одномерном

приближении). Сдвиг фазы с ростом Pe' уменьшается. Увеличение скорости фильтрации жидкости в пористой среде на начальном этапе (по направлению теплового потока) уменьшает релаксацию температурных колебаний и способствует росту их амплитуды по сравнению с амплитудой колебаний в неподвижной среде. Вместе с тем, дальнейшее увеличение скорости движения флюида приводит к тому, что жидкость не успевает нагреваться, и это влечет за собой уменьшение амплитуды колебаний температуры в насыщенной пористой среде при массопереносе в направлении теплового потока. Из формул [1] видно, что при $Pe \rightarrow \infty$ величина θ_2 стремится к нулю. Отмеченные противоположные тенденции приводят к появлению экстремума на кривой зависимости амплитуды колебаний температуры от безразмерной скорости фильтрационного потока Pe . Эти теоретические выводы подтверждаются полученными экспериментальными результатами.

При совпадении направлений фильтрационного и циклического теплового потоков с ростом скорости фильтрации амплитуда температурных колебаний в фиксированной точке среды увеличивается, что подтверждает открытие, сделанное Н.М.Фроловым в гидрогеосфере Земли. В лабораторном эксперименте, однако, рост амплитуды наблюдается только до определенных скоростей массопереноса, зависящих от частоты колебаний теплового потока, а с дальнейшим увеличением скорости фильтрации амплитуда колебаний температуры уменьшается (рис. 3).

Если фильтрационный поток направлен противоположно тепловому потоку, то θ_{03} резко уменьшается с ростом абсолютного значения безразмерной скорости Pe , т.е. наличие массопереноса в этом случае приводит к затуханию температурных колебаний в пористой среде.

В отличие от характера поведения амплитуды колебаний температуры θ_{03} в областях $+Pe$ и $-Pe$ сдвиг фазы $\Delta\varphi_3$ температурных колебаний не зависит от направления массопереноса и с ростом абсолютного значения Pe монотонно уменьшается.

Проанализируем периодические температурные поля в фильтрующей пористой среде, когда направления теплового потока и массопереноса совпадают.

На рис. 5 показаны построенные по формулам [1] зависимости амплитуды колебаний температуры θ_{03} в плоскостях $X=1,0$; $X=1,5$; $X=2,0$ полуограниченного тела от безразмерной скорости фильтрации ($+Pe$). С увеличением X величина θ_{03} уменьшается, однако характер влияния движения жидкости в пористом образце на колебания температуры сохраняется. В табл. 1 приведены зависимости от частоты ω , чисел Pe ,

соответствующих максимальной амплитуде $\theta_{03\max}$, величин $\theta_{03\max}$, а также отношений $\theta_{03\max}$ к амплитуде при отсутствии фильтрации θ_{030}

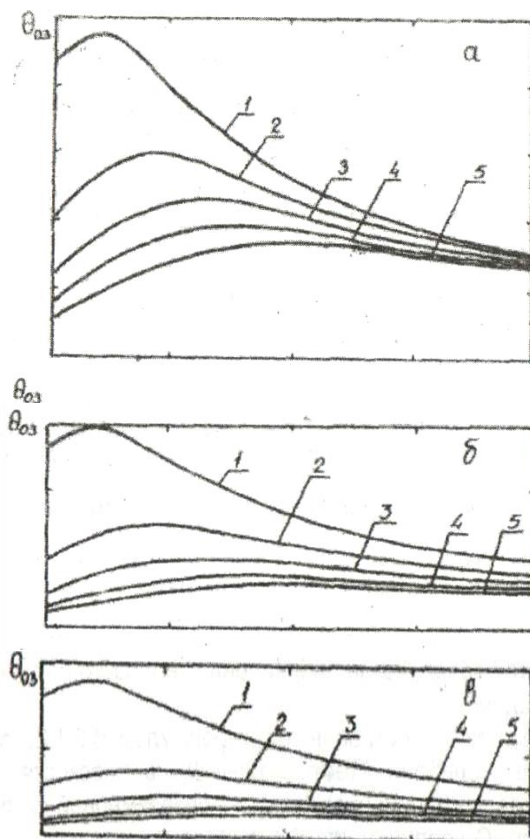


Рис.5 Зависимости θ_{03} от Re : а) $X=1,0$; б) $X=1,5$; в) $X=2,0$.

Шифр кривых: 1- $\omega=2$; 2- $\omega=4$; 3- $\omega=6$; 4- $\omega=8$; 5- $\omega=10$.

Параметры тел: $\Lambda_1=1$; $A_1=1$, $\Lambda_2=1,52$, $A_2=1,1$

Из табл. 1 видно, что при малых ω (до 0,7) максимальная амплитуда колебаний температуры наблюдается при $Re=0$ и с увеличением скорости фильтрации θ_{03} убывает.

В области больших частот колебаний теплового потока максимум амплитуды температуры достигается при наличии массопереноса ($Re > 0$), причем величины Re , соответствующие наибольшим значениям переменной составляющей температуры, возрастают с частотой. Чем больше ω , тем больше относительное увеличение амплитуды колебаний температуры за счет массопереноса. Так, если при $\omega = 0,8$ отношение $\theta_{03\max} / \theta_{030}$ составляет всего 1,002, то для $\omega = 50$ оно достигает величины 32,100 (при $Re = 1,517$). Таким образом, усиление колебаний температуры в фиксированной точке гетерогенной пористой среды, подверженной периодическому нагреву, при одновременной фильтрации жидкости в направлении теплового потока наиболее значительно для диапазона больших частот. Последнее обусловлено тем, что здесь

фильтрующаяся жидкость прогревается быстрее, так как скорость распространения температурных волн в среде пропорциональна $\sqrt{\omega}$. Температурные колебания в твердом скелете с увеличением частоты интенсивно затухают, и процесс теплопереноса в большей степени определяется переносом тепловой энергии движущейся жидкостью или вынужденным конвективным переносом, чем кондукцией.

Сближение кривых зависимостей амплитуды колебаний температуры для различных частот от скорости фильтрации при больших величинах Pe - свидетельство того, что теплоперенос в этой области в основном осуществляется вынужденной конвекцией.

Таблица 1

Зависимости от частоты ω : чисел Pe , соответствующих $\theta_{03\max}$, величин $\theta_{03\max}$ и отношений $\theta_{03\max} / \theta_{030}$. Параметры расчета $x=1,0$; $A_1=1,0$; $\Lambda_2=1,52$; $A_2=1,1$; $\nu=0$; $R=0,001$; $C=0,001$; $\sigma_1=\sigma_2=0,5$; $I=0,3 \cdot 10^{-3}$ [1]

ω	Pe	$\theta_{03\max}$	θ_{030}
0,5	0,000	0,423	1,000
0,6	0,000	0,369	1,000
0,7	0,001	0,327	1,000
0,8	0,008	0,295	1,002
0,9	0,015	0,269	1,007
1,0	0,024	0,248	1,013
2,0	0,099	0,149	1,035
3,0	0,161	0,112	1,295
4,0	0,219	0,092	1,475
5,0	0,267	0,080	1,698
6,0	0,312	0,071	1,873
7,0	0,355	0,064	2,090
8,0	0,397	0,059	2,139
9,0	0,438	0,054	2,561
10,0	0,492	0,051	2,815
20,0	0,797	0,033	6,226
30,0	1,062	0,025	11,662
50,0	1,517	0,018	32,100

Степень увеличения амплитуды колебания температуры за счет массопереноса зависит от тепловых параметров пористой среды, насыщенной неподвижной жидкостью (рис.6). С уменьшением A и Λ отношение $\theta_{03\max} / \theta_{030}$ возрастает, т.е. наличие фильтрации в

направлении теплового потока наиболее существенно сказывается, когда твердый скелет породы слабее участвует в теплообмене. Чем ниже значение Λ , тем выше величина скорости (Re), при которой достигается максимальное значение амплитуды колебаний температуры и, наоборот, с уменьшением Λ величина безразмерной скорости, соответствующей максимуму амплитуды температуры, убывает.

В работе рассмотрена возможность использования отмеченных результатов данного параграфа в создании расходомеров жидкости и влагомеров (приборов для определения содержания воды в водонефтяной эмульсии).

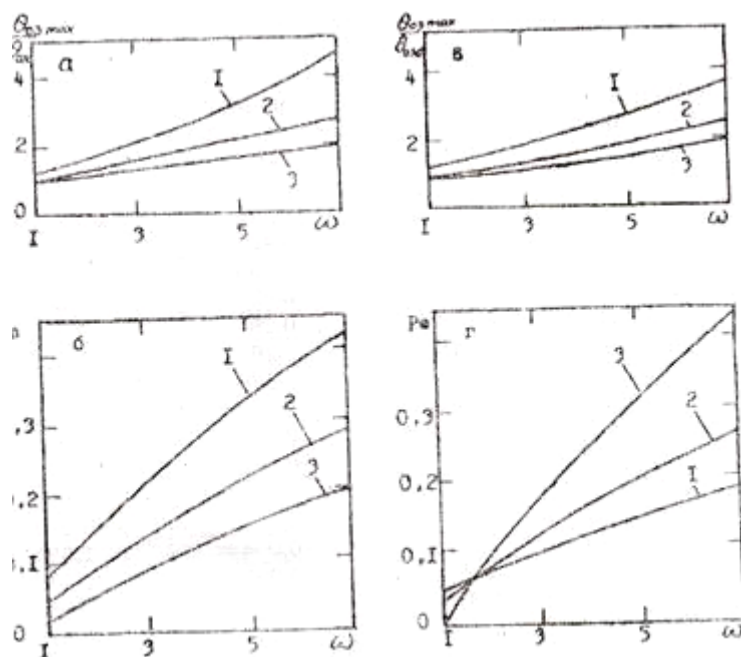


Рис.6. Зависимости от частоты колебаний теплового потока ω : отношения максимальной амплитуды колебаний температуры $\theta_{03 \max}$ (при $Re > 0$) к амплитуде θ_{030} при $Re = 0$ (а, в) и числа Re , соответствующего $\theta_{03 \max}$ (б, г). Параметры: Λ 1=1; Λ 1=1; (а, б): Λ 2=1; Λ 2: 1 - 0,5; 2 - 1; 3 - 2; (в, г): ; Λ 2: 1 - 0,5; 2-1,3-2 [1]

В работе С.Н.Кравчуна [2] был проведен эксперимент, в котором зонд-проволока диаметром ~ 5 мкм и длиной 2-3 см помещался в поток жидкости и регистрировались амплитуда и фаза колебаний температуры зонда в зависимости от скорости потока при различных частотах нагрева. Поток жидкости создавался в трубке диаметром 8 мм и длиной ~ 4 м. В ходе эксперимента был обнаружен такой же необычный эффект - при увеличении скорости от 0 до некоторого значения, зависящего от частоты (на частоте $\omega/2\pi \sim 23$ Гц поток практически не влияет на результаты измерений в диапазоне скоростей от 0 до ~ 1 см/с), амплитуда колебаний температуры возрастает и лишь при дальнейшем увеличении скорости

потока жидкости начинает уменьшаться. Результаты измерения амплитуды и фазы колебаний температуры в зависимости от скорости потока и числа Рейнольдса, отнесенные к соответствующим значениям в покоящейся среде, изображены на рис.7.

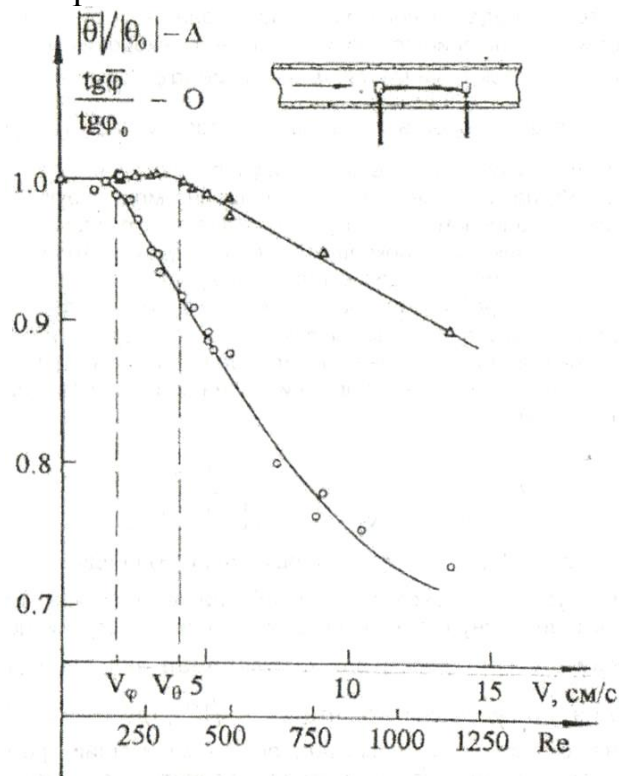


Рис.7. Схема опыта и результаты измерения относительных значений амплитуды пульсаций температуры $|\bar{\Theta}|/|\Theta_0|$ и тангенса фазы $\text{tg}\phi/\text{tg}\phi_0$ в зависимости от скорости потока V и числа Re . [2]

Выводы

Эффект изменения амплитуды и сдвига фаз колебаний температуры при увеличении скорости потока периодически нагреваемой жидкости в случаях фильтрации через пористые тела и продольного обтекания зонда обнаруженный в экспериментах Н.М.Фролова, А.А.Липаева, С.Н.Кравчуна может иметь ряд практических применений. Так, например, в работе [4] рассмотрена возможность использования отмеченных результатов данного параграфа в создании расходомеров жидкости и влагомеров (приборов для определения содержания воды в водонефтяной эмульсии). Для отмеченного необходимо проведение дальнейших исследований.

Список литературы:

1. Липаев А.А. Теплофизические исследования в метрофизике. – Казань, Издательство Казанского университета, 1993. – 146 с.
2. Кравчун С.Н., Липаев А.А. Метод периодического нагрева в

экспериментальной теплофизике.– Казань: Издательство Казанского университета, 2006.– 208 с.

3. Баренблатт Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М. Теория нестационарной фильтрации жидкости и газа.- М.: Недра, 1972.- 288 с.

4. Липаев А.А., Хисамов Р.С., Чугунов В.А. Теплофизика горных пород нефтяных месторождений.- М.:ООО "Недра-Бизнесцентр", 2003.- 304 с.

**ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЖИМНЫХ ПАРАМЕТРОВ МЕТОДА
ЛИНЕЙНОГО ИМПУЛЬСНОГО ИСТОЧНИКА ТЕПЛОТЫ
И ОСНОВНОГО КОНСТРУКЦИОННОГО РАЗМЕРА УСТРОЙСТВА
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ**

**д.т.н. проф. Пономарев С.В., студент Буланова В.О.,
д.т.н. проф. Дивин А.Г.¹, специалист Буланов Е.В.**

ФГБОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет»

392000, г.Тамбов, ул. Советская, 106

kafedra@uks.tstu.ru, ¹agdv@yandex.ru

*Представленные в статье результаты получены при поддержке
Российского фонда фундаментальных исследований
по гранту № 15-08-05848.*

**OPTIMIZATION OF REGIME PARAMETERS BY LINEAR PULSED
SOURCE OF HEAT AND THE MAIN STRUCTURAL SIZE DEVICE
FOR MEASURING THERMOPHYSICAL PROPERTIES
OF THERMAL INSULATION MATERIALS**

**Ph.D. prof. Ponomarev S.V., Bulanov student V.O.
Ph.D. prof. Divin A.G., a specialist Bulanov E.V.**

Tambov State Technical University

392000, Tambov, ul. Sovetskaya, 106

*Presented in the article the results obtained with the support of the Russian
Foundation for Basic Research grant № 15-08-05848.*

Используя методы метрологии и теории теплопроводности, была разработана математическая модель относительных погрешностей измерения объемной теплоемкости и коэффициента температуропроводности теплоизоляционных материалов методом линейного импульсного источника теплоты, благодаря которой была создана методика выбора оптимальной длительности теплового импульса, основного конструкционного размера измерительного устройства, а также оптимальных условий проведения процесса обработки экспериментальных данных.

Ключевые слова: температуропроводность, объемная теплоемкость, измерение, минимизация погрешностей.

Using the methods of metrology and the theory of heat conduction, has developed a mathematical model of relative error of measurement of volumetric heat capacity and thermal diffusivity of heat insulation materials by the linear

pulse heat source, by which was created a technique of selecting the optimal duration of the thermal pulse, the main structural size of the measuring device, as well as optimal process conditions experimental data processing.

Keywords: thermal, volumetric heat capacity, measurement, minimization of errors.

Введение

Последнее десятилетие достаточно активно изучается вопрос исследования теплофизических свойств теплоизоляционных материалов [1-10,14,15]. Особенно актуален вопрос разработки и модернизации новых методик импульсных источников теплоты (влаги).

Однако существенным недостатком данных методик и методов является то, что в математической модели температурного поля $T(r,\tau)$ (например, в радиальной системе координат):

$$c\rho \frac{\partial T(r,\tau)}{\partial \tau} = \lambda \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r,\tau)}{\partial r} \right] + W(r,\tau), \quad \tau > 0, \quad 0 < r < \infty, \quad (1)$$

$$T(r,0) = T_0 = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial T(0,\tau)}{\partial r} = 0, \quad (3)$$

$$T(\infty,\tau) = T_0 = 0. \quad (4)$$

внутренний источник теплоты $W(r,\tau)$ задается в виде линейного мгновенного импульса

$$W(r,\tau) = Q_n \cdot \delta(r) \cdot \delta(\tau),$$

а на самом деле теплота подводится к нагревателю в течение промежутка времени $0 < \tau < \tau_u$.

Выше использованы обозначения: r, τ – пространственная координата образца и время; $c\rho, \lambda$ – объемная теплоемкость и теплопроводность исследуемого материала; T_0 – первоначальная температура материала (в момент времени $\tau=0$), принимаемая за начало температурной шкалы в каждом эксперименте, то есть $T_0=0$; Q_n – количество теплоты, выделившееся в единице длины линейного нагревателя при $r=0$ в момент времени $\tau=0$; $\delta(r), \delta(\tau)$ – символические дельта-функции Дирака [2,11], τ_u – длительность реального (не мгновенного) теплового импульса, подводимого к нагревателю.

Физическая модель измерительного устройства представляет собой ячейку, в которую помещают образец, состоящий из двух пластин: нижней и верхней. Наиболее высокие требования предъявляются к точности обработки контактирующих между собой верхней грани нижней пластины и нижней грани верхней пластины. Между этими гранями помещают линейный электронагреватель (выполненный, например, в виде

тонкой металлической проволоки из нихрома, манганина или константана), а на расстоянии r от нагревателя размещают измеритель температуры (в виде хромель-копельной термопары или термометра сопротивления из медной проволоки). Схемы и конструкции аналогичных измерительных устройств рассмотрены в [1, 2, 4, 14].

Математическая модель температурного поля $T(r, \tau)$ в исследуемом материале (в случае использования импульсного линейного источника теплоты) может быть записана в виде (1)-(4).

Решение краевой задачи (1)-(4) при непрерывно действующем постоянном источнике теплоты $W(r, \tau) = q_n \delta(r-0) \cdot h(\tau-0)$, имеет вид [1]

$$[T(r, \tau) - T_0] = -\frac{q_n}{4\pi\lambda} \cdot Ei\left(-\frac{r^2}{4a\tau}\right), \quad (5)$$

где $q_n = \frac{Q_n}{\tau_u}$ – количество теплоты, выделяемое единицей длины L линейного

источника теплоты в единицу времени; $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ – коэффициент температуропроводности; $h(\tau-0)$ – единичная ступенчатая функция [11], имеющая вид:

$$h(\tau-0) = \begin{cases} 0 & \text{при } \tau < 0, \\ 1 & \text{при } \tau \geq 0; \end{cases}$$

Если (в случае рассматриваемого в статье импульсного источника теплоты длительность $0 < \tau \leq \tau_u$) задать $W(r, \tau) = q_n \delta(r-0)[h(\tau) - h(\tau - \tau_u)]$, то на основании принципа суперпозиции и известного решения (5), получаем:

$$[T(r, \tau) - T_0] = -\frac{q_n}{4\pi\lambda} \cdot \left[Ei\left(-\frac{r^2}{4a\tau}\right) - Ei\left(-\frac{r^2}{4a(\tau - \tau_u)}\right) \right]. \quad (6)$$

Таким образом, общее решение задачи (1)-(4) с учетом (5) и (6) принимает вид:

$$[T(r, \tau) - T_0] = \begin{cases} -\frac{q_n}{4\pi\lambda} Ei(-U(\tau)) & \text{при } 0 < \tau < \tau_u, \\ -\frac{q_n}{4\pi\lambda} [Ei(-U(\tau)) - Ei(-U(\tau - \tau_u))] & \text{при } \tau \geq \tau_u, \end{cases} \quad (7)$$

$Ei(u) = \int_{-\infty}^u \frac{e^t}{t} dt = -\int_{-u}^{\infty} \frac{e^{-t}}{t} dt$ – интегральная показательная функция [1],

$U(\tau) = \frac{r^2}{4a\tau}$, $U(\tau - \tau_u) = \frac{r^2}{4a(\tau - \tau_u)}$ – безразмерные функции, зависящие от

r, τ, τ_u, a , причем, $U(\tau - \tau_u) = \frac{r^2}{4a(\tau - \tau_u)} = \frac{r^2}{4a\tau \left(\frac{\tau - \tau_u}{\tau}\right)} = U(\tau) \frac{\tau}{\tau - \tau_u}$.

Традиционный подход к проведению эксперимента и последующей обработке полученных данных при измерении ТФС методом линейного импульсного источника теплоты состоит из следующих этапов [1, 2]:

1) из исследуемого материала изготавливают две массивные (толстые) пластины, толщина которых должна на менее, чем в десять-двадцать раз превышать расстояние r между электронагревателем и измерителем температуры,

2) размещают нагреватель и измеритель температуры на расстоянии r друг от друга между этими двумя пластинами, а затем дожидаются достижения равномерного распределения температурного поля $T(r, \tau) = T_0 = const$ внутри образца исследуемого материала;

3) в течение заданного малого промежутка времени $0 < \tau \leq \tau_u$ на линейный электронагреватель длиной L подают постоянную мощность P и затем, по сигналу измерителя температуры, регистрируют изменение во времени разности температур $[T(r, \tau) - T_0]$;

4) по полученным экспериментальным данным определяют максимальное значение разности температур $[T_{max} - T_0] = [T(r, \tau_{max}) - T_0]$ и значение момента времени $\tau = \tau_{max}$, соответствующее этому максимальному значению $[T_{max} - T_0]$, а также количество теплоты Q_l , выделившееся в единице длины электронагревателя;

5) по полученным значениям τ_{max} , $[T_{max} - T_0]$, с учетом известных r , Q_l , вычисляют искомые значения коэффициента температуропроводности a и теплопроводности λ исследуемого материала.

Рассмотренный порядок проведения эксперимента имеет существенные недостатки: 1) высокая относительная погрешность определения момента времени $\tau = \tau_{max}$ (порядка 15-20%); 2) отсутствие рекомендаций о выборе оптимального значения длительности τ_u теплового импульса.

Методика обработки экспериментальных данных, предлагаемая в данной статье, базируется на использовании трех безразмерных параметров:

$$\beta = \frac{T(r, \tau'') - T_0}{T(r, \tau_{max}) - T_0} = \frac{T(r, \tau'') - T_0}{T_{max} - T_0}, \quad (8)$$

который представляет собой отношение разности температур $[T(r, \tau'') - T_0]$ (в момент времени $\tau = \tau''$) к максимальному значению разности температур $[T(r, \tau_{max}) - T_0] = [T_{max} - T_0]$, имеющему место в момент времени $\tau = \tau_{max}$;

$$\alpha = \frac{T(r, \tau') - T_0}{T(r, \tau'') - T_0}, \quad (9)$$

представляющий собой отношение разности температур $[T(r, \tau') - T_0]$ (в момент времени $\tau = \tau'$) к значению разности температур $[T(r, \tau'') - T_0]$, имеющему место в момент времени $\tau = \tau''$;

Отметим, что в дальнейшем при представлении результатов расчетов будет использован безразмерный параметр

$$\gamma = \alpha \cdot \beta = \frac{T(r, \tau') - T_0}{T(r, \tau_{\max}) - T_0} = \frac{T(r, \tau') - T_0}{T_{\max} - T_0}, \quad (10)$$

являющийся произведением ранее введенных безразмерных параметров α и β .

При математическом моделировании процесса измерения ТФС сначала с постоянным шагом $\Delta\tau$ во времени τ по формуле (7) вычисляли и регистрировали (в виде массивов) значения разностей температур $[T(r, \tau_i) - T_0]$ и моментов времени $\tau_i, i=1, 2, \dots, n$, а затем, по массиву полученных данных $[T(r, \tau_i) - T_0], i=1, 2, \dots, n$, находили максимальное значение $[T_{\max} - T_0]$ этой разности. После этого, методом интерполяции, находили значения моментов времени τ' и τ'' , соответствующие величинам разностей температур $[T(r, \tau'') - T_0] = \beta \cdot [T_{\max} - T_0]$ и $[T(r, \tau') - T_0] = \alpha \cdot [T(r, \tau'') - T_0] = \alpha \cdot \beta \cdot [T_{\max} - T_0]$.

Достоинством рассматриваемого в статье подхода является то, что при обработке экспериментальных данных значения моментов времени τ' и τ'' находятся со значительно меньшими погрешностями, чем значение момента времени τ_{\max} , соответствующее максимальной разности температур $[T_{\max} - T_0]$.

На основании зависимости (7) при $\tau > \tau_u$ получаем, что

$$\alpha = \frac{T(r, \tau') - T_0}{T(r, \tau'') - T_0} = \frac{\left[Ei(-U(\tau')) - Ei\left(-U(\tau') \cdot \frac{\tau'}{\tau' - \tau_u}\right) \right]}{\left[Ei\left(-U(\tau') \frac{\tau'}{\tau''}\right) - Ei\left(-U(\tau') \cdot \frac{\tau'}{\tau'' - \tau_u}\right) \right]} = F(U(\tau'), \tau', \tau'', \tau_u). \quad (11)$$

Если известны из эксперимента длительность τ_u теплового импульса, значения разностей температур $[T(r, \tau') - T_0], [T(r, \tau'') - T_0]$ и соответствующие им значения моментов времени τ' и τ'' , то путем решения уравнения (11) находим значение безразмерной величины

$$U(\tau') = \frac{r^2}{4a\tau'}. \quad (12)$$

Из (12) следует расчетное соотношение для вычисления коэффициента температуропроводности

$$a = \frac{r^2}{4\tau'U(\tau')}, \quad (13)$$

После преобразования соотношения (6) была получена формула для вычисления объемной теплоемкости

$$c\rho = \frac{q_n \tau''}{\pi r^2 [T(r, \tau'') - T_0]} \cdot U(\tau'') \cdot \left\{ Ei \left[-U(\tau'') \frac{\tau''}{\tau'' - \tau_u} \right] - Ei[-U(\tau'')] \right\}, \quad (14)$$

где $U(\tau'') = \frac{r^2}{4a\tau''} = \frac{r^2}{4a\tau'} \frac{\tau'}{\tau''} = U(\tau') \frac{\tau'}{\tau''}$.

После получения формул (13) и (14) возникает вопрос: «При каких значениях безразмерных параметров α , β и γ будут иметь место минимальные погрешности измерения искомых значений a и $c\rho$ коэффициента температуропроводности и объемной теплоемкости?».

Соотношения для вычисления среднеквадратичных оценок относительных погрешностей измерения $(\delta a)_{ck}$ и $(\delta c\rho)_{ck}$

В соответствии с рекомендациями разработанных в работах [2, 3, 6, 12-14] методик вывода формул для вычисления относительных погрешностей измерения ТФС, нами были получены соотношения для вычисления среднеквадратичных оценок относительных погрешностей $(\delta a)_{ck}$ и $(\delta c\rho)_{ck}$ измерения температуропроводности a и объемной теплопроводности $c\rho$, имеющие вид:

$$(\delta a)_{ck} = \sqrt{4(\delta r)^2 + \left[\frac{\Delta T}{\tau' \left\{ \frac{\partial [T(r, \tau') - T_0]}{\partial \tau'} \right\}} \right]^2 + \left[\frac{1}{U(\tau')} \cdot \frac{dU(\tau')}{d\gamma} \cdot \sqrt{\gamma^2 + 1} \cdot \delta(T_{\max} - T_0) \right]^2}, \quad (15)$$

$$(\delta c\rho)_{ck} = \sqrt{(\delta q_n)^2 + \left\{ \frac{\Delta T}{\tau'' \left(\frac{\partial [T(r, \tau'') - T_0]}{\partial \tau''} \right)} \right\}^2 + \left\{ \frac{1}{F(U(\tau''))} \cdot \frac{\partial F(U(\tau''))}{\partial \tau''} \cdot \frac{\Delta T}{\left(\frac{\partial [T(r, \tau'') - T_0]}{\partial \tau''} \right)} \right\}^2 + 4(\delta r)^2 + \left\{ \frac{\Delta T}{[T(r, \tau'') - T_0]} \right\}^2}. \quad (16)$$

К вопросу о выборе оптимального значения длительности τ_u теплового импульса, подводимого к линейному нагревателю

В процессе работы стало очевидно, что относительные среднеквадратичные погрешности $(\delta c\rho)_{ck}$ измерения объемной теплоемкости $c\rho$ существенно зависят от длительности τ_u теплового импульса.

При осуществлении измерений желательно обеспечить выполнение требования о подведении к линейному нагревателю такой величины мощности P , при которой достигаемая в момент времени $\tau = \tau_{max}$ в ходе каждого эксперимента максимальная разность температур $[T(r, \tau_{max}) - T_0] = [T_{max} - T_0]$ на расстоянии r от нагревателя остается примерно одинаковой и находится в определенных пределах, что необходимо по следующим причинам:

– если эта максимальная разность $[T_{max} - T_0]$ мала, то относительные погрешности измерения значений разностей температур $[T(r, \tau) - T_0]$ будут слишком большими, что может привести к росту относительных погрешностей $(\delta a)_{ck}, (\delta c\rho)_{ck}$ измерения искомым теплофизических свойств (ТФС);

– если же эта максимальная разность $[T_{max} - T_0]$ окажется слишком большой, то не будет выполнено предположение о том, что процессы переноса теплоты в образце описываются линейной математической моделью (1)-(4), что опять же приведет к возрастанию результирующих погрешностей $(\delta a)_{ck}, (\delta c\rho)_{ck}$ измерения искомым ТФС из-за нелинейностей, не учитываемых линейной краевой задачей (1)-(4).

Для выполнения этого требования (что $[T_{max} - T_0] \approx const$) при каждом значении длительности τ_u теплового импульса линейный нагреватель должен обеспечивать создание удельной мощности $q_l = \frac{P}{L}$, при которой внутри образца в каждом эксперименте выделяется постоянное количество теплоты

$$Q_l = q_l \cdot \tau_u = const, \quad (17)$$

где q_l – удельная мощность, подводимая нагревателем мощностью P и длиной L к образцу в течение промежутка времени $0 \leq \tau \leq \tau_u$.

Проведенные численные расчеты показали, что при исследовании образцов теплоизоляционных материалов с расстоянием от нагревателя до измерителя температуры $3 \leq r \leq 6$ мм для получения разности температур $[T_{max} - T_0] = 3...7$ °С, суммарное количество теплоты Q_l , выделяющееся в единице длины L электронагревателя, следует поддерживать в пределах $Q_l = \frac{P}{L} \tau_u = 1000...2000 \left[\frac{Дж}{м} \right]$. Поэтому приведенные ниже на рис. 1 и рис. 2 данные и результаты определения оптимального значения τ_u^{onm} , обеспечивающего получение минимальных погрешностей $(\delta a)_{ck}$ и $(\delta c\rho)_{ck}$ измерения a и $c\rho$, были получены при $Q_l = 1500 \left[\frac{Дж}{м} \right]$.

Рассмотрим подробнее вычисление составляющей погрешности δq_c ,

входящей в формулу (16). Из изложенного выше следует

$$q_{\text{л}} = \frac{Q_{\text{л}}}{\tau_u} \text{ и } q_{\text{л}} = \frac{P}{L}. \quad (18)$$

т. е. $\frac{P}{L} = \frac{Q_{\text{л}}}{\tau_u}$. При этом электрическую мощность P , подведенную к плоскому нагревателю, следует выбирать из соотношения $P = \frac{Q_{\text{л}} \cdot L}{\tau_u}$,

причем, при $Q_{\text{л}} = 1500 \left[\frac{\text{Джс}}{\text{м}} \right]$, $L = 0.07 \text{ м}$ получается, что

$$P(\tau_u) = \frac{105}{\tau_u}. \quad (19)$$

После логарифмирования (18), определения дифференциалов от левой и правой частей и выполнения других рекомендаций теории погрешностей [2, 3, 6, 13, 14], получаем формулу

$$\delta q_{\text{л}} = \sqrt{(\delta P)^2 + (\delta L)^2} = \sqrt{\left[\frac{\Delta P}{P(\tau_u)} \right]^2 + \left[\frac{\Delta L}{L} \right]^2}, \quad (20)$$

в которой величину $P(\tau_u)$ вычисляли по формуле (19).

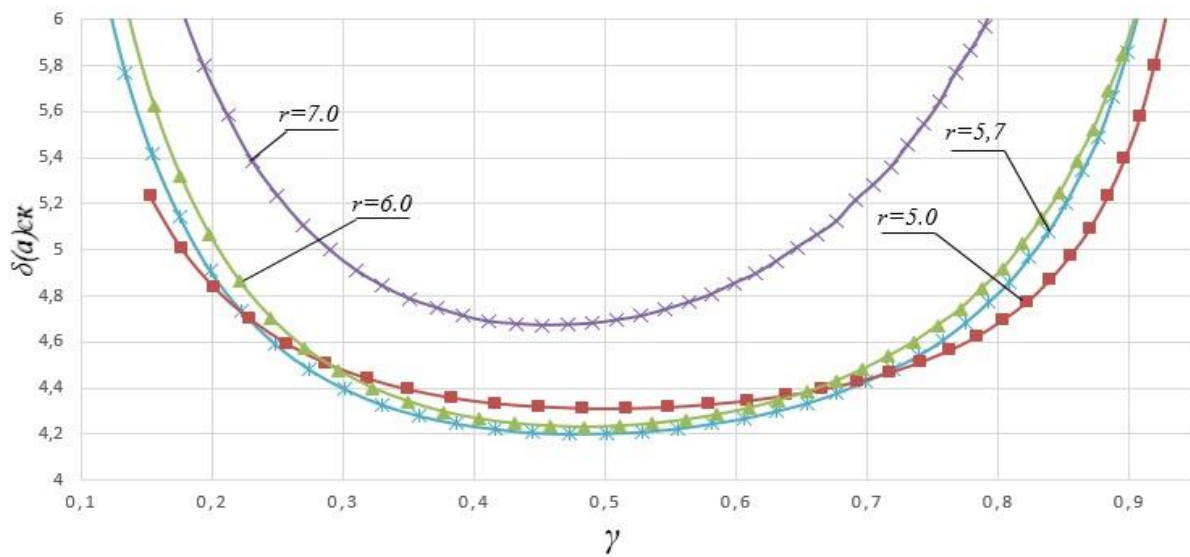
После подстановки (20) в (16), получаем

$$(\delta c\rho)_{\text{ск}} = \sqrt{\left[\frac{\Delta P}{P(\tau_u)} \right]^2 + (\delta L)^2 + \left\{ \frac{1}{F(U(\tau''))} \cdot \frac{\partial F(U(\tau''))}{\partial \tau''} \cdot \frac{\Delta T}{\left(\frac{\partial [T(r, \tau'') - T_0]}{\partial \tau''} \right)} \right\}^2 + 4(\delta r)^2 + \left\{ \frac{\Delta T}{\tau'' \left(\frac{\partial [T(r, \tau'') - T_0]}{\partial \tau''} \right)} \right\}^2 + \left\{ \frac{\Delta T}{[T(r, \tau'') - T_0]} \right\}^2}. \quad (21)$$

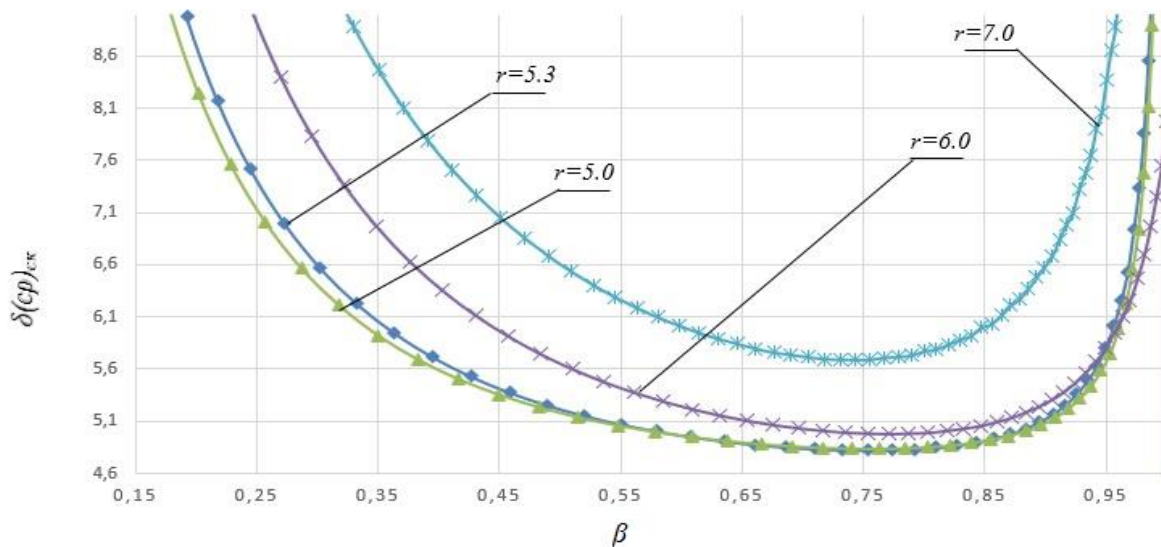
Результаты численного моделирования среднеквадратичных оценок относительных погрешностей измерения коэффициента температуропроводности a и объемной теплоемкости $c\rho$

С использованием полученных формул (15) и (21) были рассчитаны зависимости (от безразмерных параметров γ и β) среднеквадратичных относительных погрешностей $(\delta a)_{\text{ск}}$, $(\delta c\rho)_{\text{ск}}$, при длительности теплового импульса $\tau_u = 18 \text{ с}$. Результаты расчетов представлены на рис. 1. При этом в расчетах были использованы следующие исходные данные: $a = 1,06 \cdot 10^{-7} \frac{\text{М}^2}{\text{с}}$,

$c\rho = 1,83 \cdot 10^6 \frac{\text{Джс}}{\text{М}^3 \cdot \text{К}}$, $\Delta P = 1 \text{ Вт}$; $r = (2 \dots 8) \text{ мм}$, $\Delta r = 0,1 \text{ мм}$; $\Delta T = 0,05 \text{ К}$, $\delta L = 0,5\%$.



а)



б)

Рис. 1. Зависимости среднеквадратичных относительных погрешностей $(\delta a)_{ck} = f(\gamma)$ и $(\delta c\rho)_{ck} = f_{c\rho}(\beta)$ от безразмерных параметров $\gamma = \alpha\beta$ и β при различных значениях расстояния r от места действия линейного импульсного источника теплоты до места размещения измерителя температуры, имеющего разность температур $[T(r, \tau') - T_0]$

Из рис. 1 видно, что минимальные значения относительных погрешностей $(\delta a)_{ck}, (\delta c\rho)_{ck}$ зависят не только от параметров γ и β , но и от величины расстояния r между линейным импульсным нагревателем и измерителем температуры. В связи с этим было принято решение построить линии равных уровней погрешностей на плоскостях с координатами (γ, r) и (β, r) для длительности теплового импульса $\tau_u = 18$ с. Результаты этой работы представлены на рис. 2.

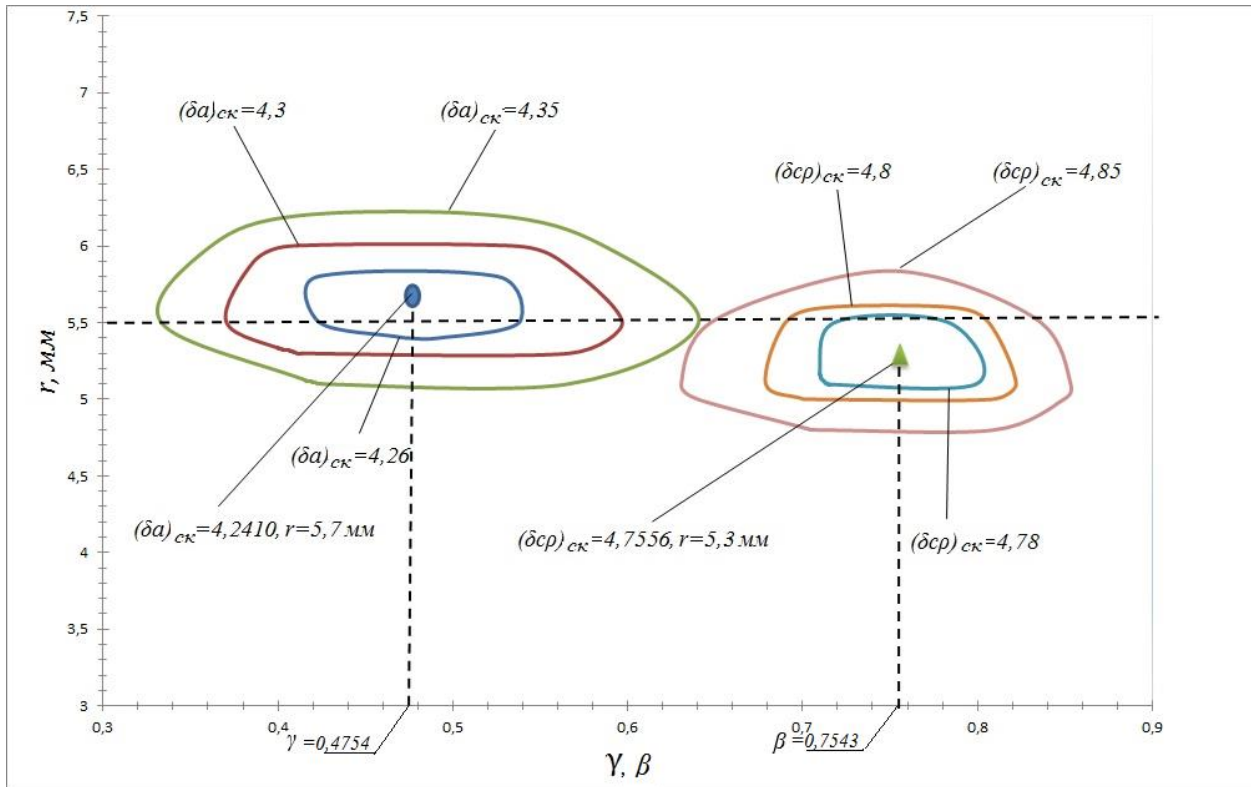


Рис. 2. Линии равных уровней среднеквадратичных относительных погрешностей $(\delta a)_{ск} = f(\gamma)$ и $(\delta c\rho)_{ск} = f_{c\rho}(\beta)$, построенные при оптимальной длительности $\tau_u = 18$ с теплового импульса

Представленные на рис. 2 результаты вычислений показывают, что (при использованных в расчетах исходных данных) минимальные значения среднеквадратичных относительных погрешностей $(\delta a)_{ск}$ измерения коэффициента температуропроводности a достигаются при значениях безразмерного параметра γ в диапазоне $0,44 < \gamma \leq 0,5$, (что соответствует $0,59 < \alpha \leq 0,66$) и при значениях основного конструкционного размера измерительного устройства в пределах $5,4 \text{ мм} < r \leq 5,8 \text{ мм}$.

В тоже время, минимальные значения среднеквадратичных относительных погрешностей $(\delta c\rho)_{ск}$ измерения объемной теплоемкости $c\rho$ имеют место при $0,74 < \beta \leq 0,78$ и $5,0 \leq r \leq 5,6$.

Таким образом для достижения минимальных значений погрешности $(\delta a)_{ск}$ и $(\delta c\rho)_{ск}$ при измерении коэффициента температуропроводности a и объемной теплоемкости $c\rho$, следует использовать образец исследуемого материала с расстоянием между термопарой и нагревателем $5,4 \text{ мм} \leq r \leq 5,6 \text{ мм}$.

Для определения значений длительности τ_u теплового импульса, обеспечивающих достижение минимальных значений относительных

погрешностей $(\delta a)_{ck}$, $(\delta c\rho)_{ck}$ и среднеарифметических значений погрешностей $\bar{\delta} = \frac{[(\delta a)_{ck} + (\delta c\rho)_{ck}]}{2}$ измерения ТФС a и $c\rho$, были выполнены расчеты по формулам (15) и (21), результаты которых представлены на рис. 3.

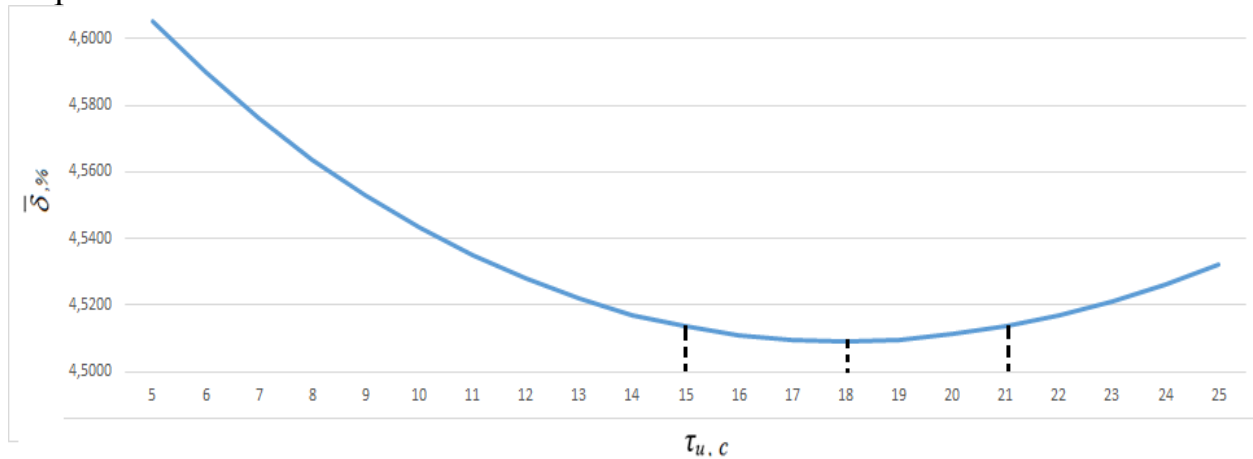


Рис. 3. К определению оптимального значения длительности τ_u теплового импульса при рациональном значении $r=5.5$ мм расстояния между линейным нагревателем и измерителем температуры в образце

Из Рис. 3 видно, что при изменении длительности τ_u теплового импульса среднеарифметическое значение погрешностей $\bar{\delta} = \frac{[(\delta a)_{ck} + (\delta c\rho)_{ck}]}{2}$ принимает минимальные значения при $\tau_u^{opt} \approx 18$ с, находящемся в диапазоне $15 c < \tau_u < 21 c$.

Отметим, что при измерении теплофизических свойств исследуемого материала, коэффициент температуропроводности a и объемная теплоемкость $c\rho$ которого отличаются от заданных (в исходных данных рассмотренных выше расчетов), следует поступить следующим образом:

1) путем проведения предварительных измерений надо определить ориентировочные значения коэффициента температуропроводности a_{op} и объемной теплоемкости $c\rho_{op}$ исследуемого материала;

2) действуя по аналогии с изложенным выше в данной статье, надо:

а) осуществить расчеты (при найденных значениях a_{op} и $c\rho_{op}$) с целью определения (уточнения) оптимальных значений безразмерных параметров γ_{onm} и β_{onm} , а также конструктивных размеров r_{onm}^a и $r_{onm}^{c\rho}$, определяющих расстояние от линейного нагревателя до измерителя температуры;

б) принять расстояние между измерителем температуры и нагревателем $r_{onm} = (r_{onm}^a + r_{onm}^{c\rho}) / 2$, и рассчитать оптимальное значение длительности τ_u теплового импульса, обеспечивающего достижение $\bar{\delta} = \min$;

3) путем проведения серии экспериментов осуществить измерения и последующую обработку полученных данных (при найденных значениях $\gamma = \gamma_{opt}$, $\beta = \beta_{opt}$ и $\tau_u = \tau_u^{opt}$) и, в результате, получить значения искомого коэффициента температуропроводности a и объемной теплоемкости c_p исследуемого материала.

Заключение

Использование предложенного в статье подхода к выбору оптимальных значений безразмерных параметров γ , β и рационального конструкционного размера r , определяющего взаимное расположение измерителя температуры и нагревателя в образце исследуемого материала, обеспечивает заметное повышение точности измерений искомого значения коэффициента температуропроводности a и объемной теплоемкости c_p .

Список литературы:

1. Шашков А.Г. и др. Методы определения теплопроводности и температуропроводности / Под ред. А.В. Лыкова. М.: Энергия, 1973.– 336 с.
2. Пономарев С.В. и др. Теоретические и практические основы теплофизических измерений: монография / Под ред. С.В. Пономарева. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 408 с.
3. Гуров А.В., Пономарев С.В. Измерение теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методом плоского «мгновенного» источника теплоты: монография. Тамбов: Изд-во ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2013.– 100 с. 4.
4. Платунов, Е.С. Теплофизические измерения: Учеб.пособие : Под ред. Е.С. Платунова / Е.С. Платунов, И.В. Баранов, С.Е. Буравой, В.В. Курепин – СПб.: СПбГУНиПТ, 2010. – 738 с.
5. Belyaev, V.P. The Design of a Measuring Instrument for Determining the Diffusivity Coefficient of Solvents in Thin Article Made of Capillary-Porous Materials/ V.P. Belyaev, M.P. Belyaev, S.V. Mishchenko, P.S. Belyaev // Measurement Techniques.- January 2014.-Vol. 56, Issue 10.- pp. 1190-1196
6. Гуров А.В., Выбор оптимальных условий измерения теплофизических свойств веществ методом плоского мгновенного источника тепла / А.В. Гуров, Г.А. Соседов, С.В. Пономарев // Измерительная техника. 2012. № 10. С. 47–49. Gurov A.V. e.a. The choice of the optimum conditions for measuring the thermal properties of materials by the

plane «instantaneous» heat source method // Measurement Techiques.2012.V.55.N.10.P.1187–1192.

7. Гуров А.В. Экспериментальная установка для измерения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методом плоского «мгновенного» источника теплоты // Метрология. 2013.№ 4. С. 16-24.

8. Пономарев С.В. и др. Рекомендации по разработке методики введения поправок на систематические погрешности измерения теплофизических свойств веществ // Метрология. 2013. № 10. С. 38-47.

9. Гуров А.В., Пономарев С.В. Анализ источников погрешностей измерения теплофизических свойств твердых теплоизоляционных материалов методом плоского «мгновенного» источника теплоты // Вопросы современной науки и практики: Ун-т им. В.И. Вернадского.2013.№ 1 (45).С.273-282.

10. Пономарев С.В., Егоров М.В., Любимова Д.А. Математическое моделирование погрешностей измерения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методом плоского «мгновенного» источника теплоты// Метрология. 2014. № 9. С. 23-35.

11. Корн Г. Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973. – 832 с.

12. Любимова Д.А. Измерение теплофизических свойств теплоизоляционных материалов методом регулярного режима третьего рода: Монография / Д.А. Любимова, С.В. Пономарев, А.Г. Дивин: под научной редакцией профессора С.В. Пономарева. – Тамбов: Издательство ФГБОУ ВПО «ТГТУ», 2014. – 80 с.

13. Зайдель А.Н. Ошибки измерений физических величин. Л.: Наука, 1974.– 108 с.

14. Пономарев, С.В. О выборе оптимальных условий измерения теплофизических свойств веществ методом линейного «мгновенного» источника тепла / С.В. Пономарев, И.Н. Исаева, С.Н. Мочалин // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. – 2010. – Том 76, №5. – С. 32-36.

15. Патент РФ №2534429 Способ измерения теплофизических свойств твердых материалов методом плоского мгновенного источника тепла / С.В. Пономарев, А.В. Гуров, А.Г. Дивин, Г.В. Шишкина //(опубликовано 27.11.2014).

СЕКЦИОННЫЕ ДОКЛАДЫ

СЕКЦИЯ №1. МЕТОДЫ, ПРИБОРЫ И СРЕДСТВА АВТОМАТИЗАЦИИ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

Председатель – д.т.н., профессор Баранов Игорь Владимирович

Секретарь – магистрант Черноозерский Владимир Александрович

УДК 539.2.082.74:541.6

МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО УСТРОЙСТВА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМ ПО ИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ФЛУКТУАЦИЯМ

Ивановский В.А., магистр Сычёв А.А.¹

Тамбовский государственный технический университет

392000, г. Тамбов, ул. Советская, д.106

¹aa-sichev@mail.ru

MODELING MEASURING DEVICE FOR DETERMINING THE THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF POLYMER SYSTEMS, THEIR ELECTROMAGNETIC FLUCTUATIONS

Ivanovskiy V.A., Master Sychev A.A.²

Tambov State Technical University

392000, Tambov, ul. Sovetskaya, d.106

Настоящая работа посвящена основам исследования теплофизических свойств данного класса неметаллических материалов на основе экспериментального обнаружения и анализа проявлений электромагнитных флуктуаций в полимерах. Основная измеряемая характеристика электромагнитных флуктуаций - напряжение, возникающее на зажимах емкостного первичного измерительного преобразователя (ПИП) с исследуемым материалом в качестве диэлектрического слоя и усиленное предварительным малошумящим усилителем, зависящее как от времени, так и от температуры. С целью использования данного источника информации для определения теплофизических характеристик проанализирована работа ПИП, подключенного ко входу предварительного малошумящего усилителя в программной среде MULTISIM.

Ключевые слова: теплопроводность, теплоемкость, температура

стеклования, электромагнитные флуктуации, корреляционная функция, спектральная плотность, диэлектрическая проницаемость, тангенс угла диэлектрических потерь, напряжение.

The real work is devoted to bases of research of thermal properties of this class of non-metallic materials on the basis of experimental detection and the analysis of manifestations of electromagnetic fluctuations in polymers. The main measured characteristic of electromagnetic fluctuations - the tension arising on clips of the capacity primary measuring converter (PMC) with the studied material as a dielectric layer and strengthened by the preliminary low-noise amplifier dependent both from time, and from temperature. For the purpose of use of this source of information for definition of heatphysical characteristics work of PMC connected to an entrance of the preliminary low-noise amplifier in the program MULTISIM environment is analyzed.

Keywords: heat conductivity, heat capacity, glass transition temperature, electromagnetic fluctuations, correlation function, spectral density, dielectric permittivity, tangent of dielectric loss angle, tension.

Основными источниками флуктуационного электромагнитного поля являются: 1) совокупности элементов надмолекулярных структур; 2) макромолекулы одинаковой или разной длины; 3) свободные и связанные сегменты; 4) различные по размерам атомные группы. Для каждой из указанных подсистем характерны свои вполне определенные значения физических величин, связанных с молекулярными движениями: масса m_i , наивероятнейшее время релаксации τ_{pi} , условная энергия активации W_i , параметр ширины релаксационного спектра α_{pi} , функция распределения времен релаксации F_{pi} . Кроме того, каждая подсистема имеет конкретные электрические свойства: 1) собственный или наведенный электрический заряд Q_i , 2) эффективный дипольный момент μ_i , 3) поляризуемость α_i . Данные характеристики и особенности их движений во многом определяют теплофизические свойства рассматриваемых систем.

Основная измеряемая характеристика электромагнитных флуктуаций - источника измерительной информации, - это напряжение, возникающее на зажимах емкостного измерительного преобразователя с исследуемым материалом в качестве диэлектрического слоя $u_x(t, T)$ и усиленное предварительным малошумящим усилителем, зависящее явно от времени t и температуры T .

Средний квадрат процессов $u_x(t)$ - $\langle U^2 \rangle$, приведенный к толщине образца d

$$\langle U^2 \rangle_d = \frac{\langle U^2 \rangle}{d}, \quad (1)$$

отражает суммарную интенсивность процессов тепловых электромагнитных флуктуаций и представляют собой проявление фона внутреннего трения процессов молекулярной подвижности полимерных систем. Можно показать [1], что

$$\langle U^2 \rangle_d = \langle \mu^2 \rangle \frac{32N_A \cdot \rho}{\varepsilon_0 \pi} \cdot \frac{\varepsilon \varepsilon''}{(1+2\varepsilon)(\varepsilon-1) \left[(\varepsilon')^2 + (\varepsilon'')^2 \right]} \cdot \frac{1}{D^2} \cdot \frac{\Delta \nu}{\nu}, \quad (2)$$

где M - молекулярная масса, $\langle \mu^2 \rangle$ - средний квадрат дипольного момента полимерной системы, ρ - плотность, d - толщина образца исследуемого образца; D - диаметр электродов первичного емкостного преобразователя, f - центральная частота измерений, $\Delta \nu$ - полоса частот анализа интенсивности электрических флуктуаций, оцениваемая средним квадратом напряжения $\langle U^2 \rangle$; ε_0 - электрическая постоянная, N_A - постоянная Авогадро, $\varepsilon', \varepsilon''$ - диэлектрическая проницаемость и коэффициент диэлектрических потерь на частоте анализа ν .

Выражение, представляющее математическую модель ПИП для флуктуационных измерений, может быть записано в следующем виде

$$\langle U_{BX}^2 \rangle = \frac{4k\Delta f \left(\varepsilon'' T_x + \frac{2d}{\varepsilon_0 \pi^2 D^2 f R_{BX}} T_{BX} \right)}{f \frac{\varepsilon_0 \pi^2 D^2}{2d} \left[\left(\varepsilon'' + \frac{2d}{\varepsilon_0 \pi^2 D^2 f R_{BX}} \right)^2 + \left(\varepsilon' + \frac{4C_0 d}{\varepsilon_0 \pi D^2} \right)^2 \right]} + \langle E_{\phi \phi}^2 \rangle, \quad (3)$$

где T_{BX} - температура входной части предварительного усилителя, T_x - температура образца, C_0 - входная емкость измерительной системы, R_{BX} - входное сопротивление предварительного усилителя. $\langle U_{BX}^2 \rangle$ является основной характеристикой для оценки теплофизических характеристик: теплоемкости - c [2], теплопроводности - λ [3], температуры стеклования - T_c [4]. При измерении теплофизических характеристик методом МЭФ, во-первых, необходимо задать температурный режим анализа, а во-вторых, согласовать ПИП с предварительным малошумящим усилителем.

Диэлектрические характеристики ε' и ε'' зависят от температуры [5]. При постоянстве выбранных значений конструктивных элементов как ПИП, так и усилителя, именно они определяют величину $\langle U_{BX}^2 \rangle$, по которой и рассчитывают теплофизические характеристики.

Эквивалентная схема замещения ПИП, подключенного к усилителю, представлена на рисунке 1. Для анализа была выбрана полимерная система

- полиметилметакрилат (ПММА), физические свойства которой хорошо известны.

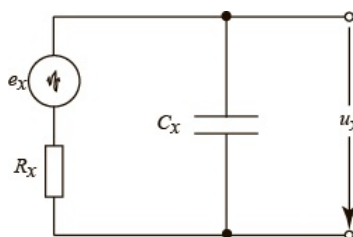


Рис.1 Эквивалентная схема ПИП

Флуктуационные явления представлены генератором шумовой ЭДС e_x , величина которой определяется резистором R_x , зависящего от коэффициента диэлектрических потерь ϵ'' , и конденсатором C_x , емкость которого равна

$$C_x = \frac{\epsilon' \epsilon_0 \pi D^2}{4d}. \quad (4)$$

Температурная зависимость $C_x(T)$ (рисунок 2) повторяет зависимость $\epsilon'(T)$.

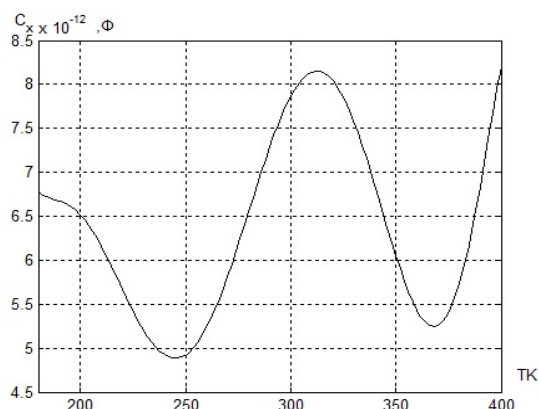


Рис.2 Зависимость емкости ПИП от температуры

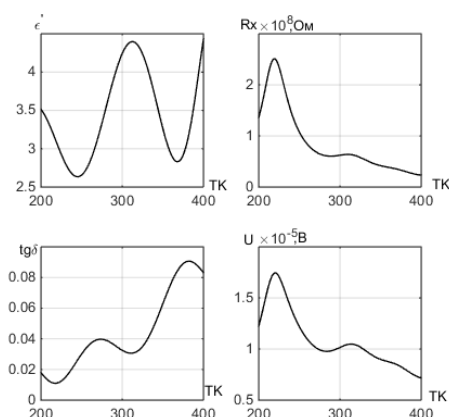


Рис.3 Зависимость диэлектрической проницаемости, тангенса диэлектрических потерь, активного сопротивления ПИП и напряжения флуктуаций от температуры

В температурном диапазоне от 200 до 400 К для ПММА проявляются процессы β - и α - релаксации, связанные с размораживанием отдельных атомных групп и сегментов макромолекул соответственно. Поэтому целесообразно производить оценку теплоемкости и теплопроводности с учетом данных явлений.

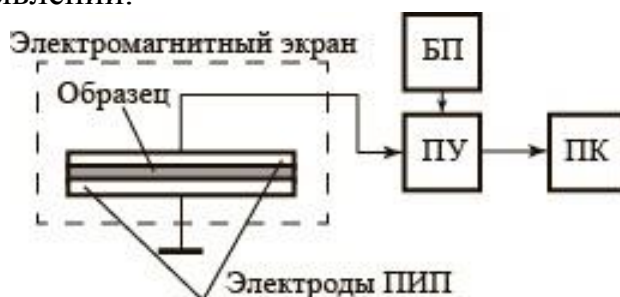


Рис.4 Общая схема измерительного устройства

Результаты анализа зависимостей $C_x(T)$, $R_x(T)$ и $U(T)$ являются основой для разработки конструкции предварительного малошумящего усилителя, а также для выбора наилучших для данной полимерной системы размеров, и площади измерительных электродов конденсаторного преобразователя. Основные требования к усилителю: высокое входное сопротивление, маленькая входная емкость, низкий уровень собственных шумов, широкий частотный диапазон и коэффициент усиления не менее $K = 1000$. Все эти требования реализуются с помощью транзисторного усилителя на полевых транзисторах.

Общая схема измерительного устройства приведена на рисунке 4. Предварительный усилитель ПУ получает питание от блока питания БП. Последний включает в себя аккумуляторные батареи. Выход ПУ соединяется с входным устройством персонального компьютера ПК. ПУ имеет два комбинированных каскада. Первый собран на двух полевых транзисторах типа КП307Г, имеющих низкий уровень собственных шумов в широком частотном диапазоне [6] и представляют собой комбинированный каскад – ОС-ОИ (общий сток-общий исток). Такой каскад имеет высокое входное сопротивление и обеспечивает согласование с ПИП. Второй каскад ПУ – это каскадный усилитель [7], обладающий также низким уровнем шума и высоким коэффициентом усиления (Рис.5).

Для моделирования в среде MULTISIM использованы транзисторы 2N3459 и 2Т4381 аналогичные отечественным. Фон внутреннего трения в полимерной системе представлен генератором термических шумов e_f активного сопротивления ПИП $R_{\text{ПИП}}$. Явления, связанные с процессами релаксации, моделируются генератором синусоидальной эдс e_s . Собственные шумы ПУ моделируются генератором термических шумов, подключенным ко входу транзистора Т1 e_y .

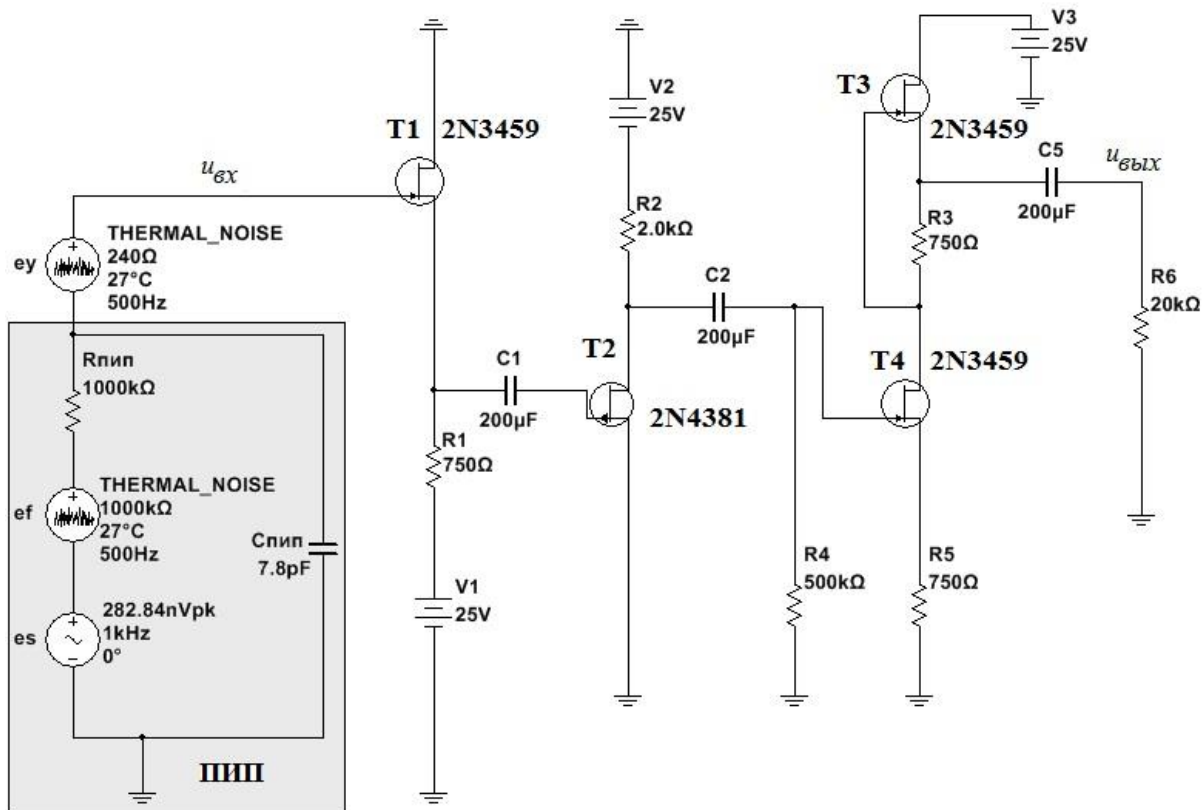


Рис.5 Общая схема модели измерительного устройства для определения теплофизических характеристик в среде MULTISM

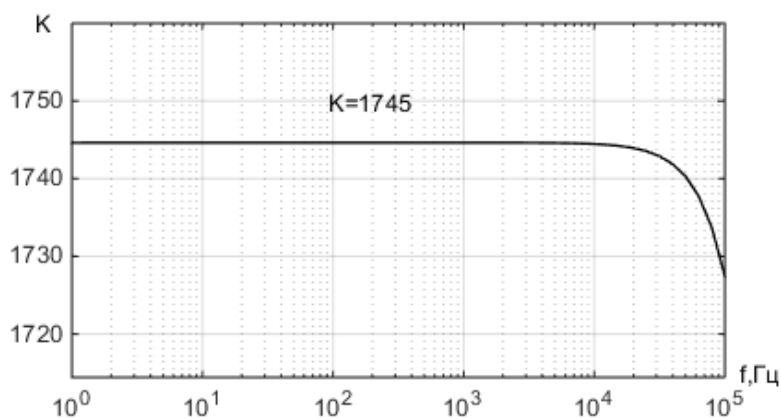


Рис.6 Зависимость коэффициента усиления ПУ от частоты

Предварительный усилитель способен регистрировать сигналы в широком частотном диапазоне (Рис.6), имеет шумовое сопротивление 240 Ом, что вполне достаточно для анализа флуктуационных явлений полимерных систем. Методика определения среднего квадрата напряжения электрических флуктуаций полимерных систем $\langle U^2 \rangle$ включает в себя запись временного сигнала $u(t)$ ПУ, замкнутого накоротко (включен только e_y - Рис. 5) (Рис.7).

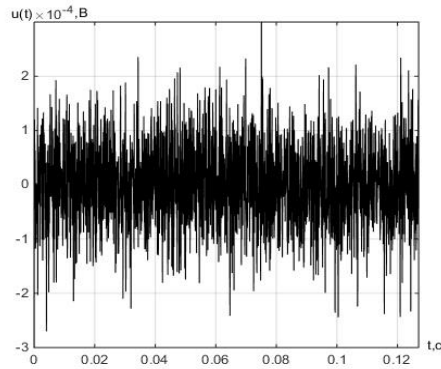


Рис.7 Временная зависимость напряжения электрических флуктуаций

Соответствующая автокорреляционная функция $R(\tau)$, позволяющая определить средний квадрат флуктуаций $R(0)=\langle U^2 \rangle$, приведена на Рис.8.

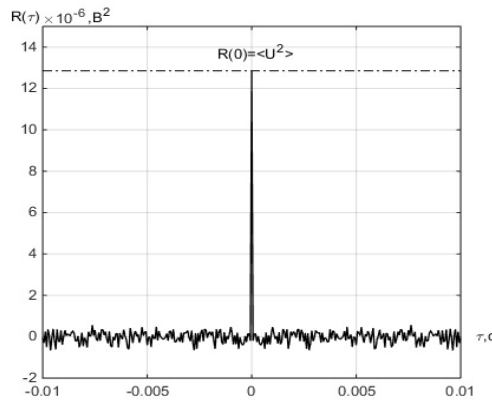


Рис.8 Автокорреляционная функция $u(t)$

Изменяя величину $R_{\text{ППП}}$, а соответственно и e_f , получим зависимость среднего квадрата напряжения $\langle U^2 \rangle$ от величины $\langle E^2 \rangle = 4kT\Delta f R_{\text{ППП}}$, которая определяется состоянием полимерной системы при конкретной температуре (Рис.9).

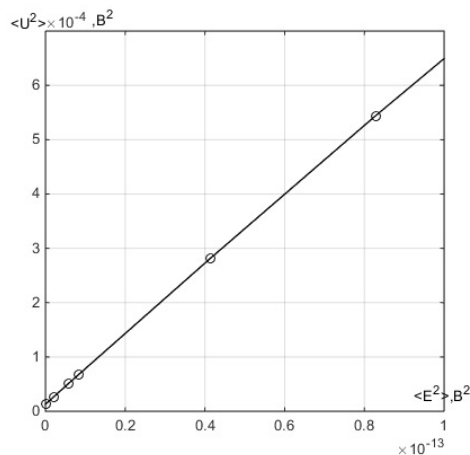


Рис.9 Зависимость среднего квадрата напряжения флуктуаций на выходе ПУ от среднеквадратичной эдс сигнала измерительной информации

Линейность зависимости $\langle U^2 \rangle$ ($\langle E^2 \rangle$) и в области больших R ПИП позволяет использовать ПУ для исследования флуктуационных явлений в полимерах.

Зависимость $\langle U^2 \rangle$ ($\langle E^2 \rangle$) целесообразно использовать для калибровки измерительной системы.

На зависимости спектральной плотности флуктуаций $S_U(f)$ для реальной полимерной системы полиметилметакрилат (ПММА) [1] (Рис.10а) наблюдаются различные пики, связанные с молекулярными движениями различных атомных групп.

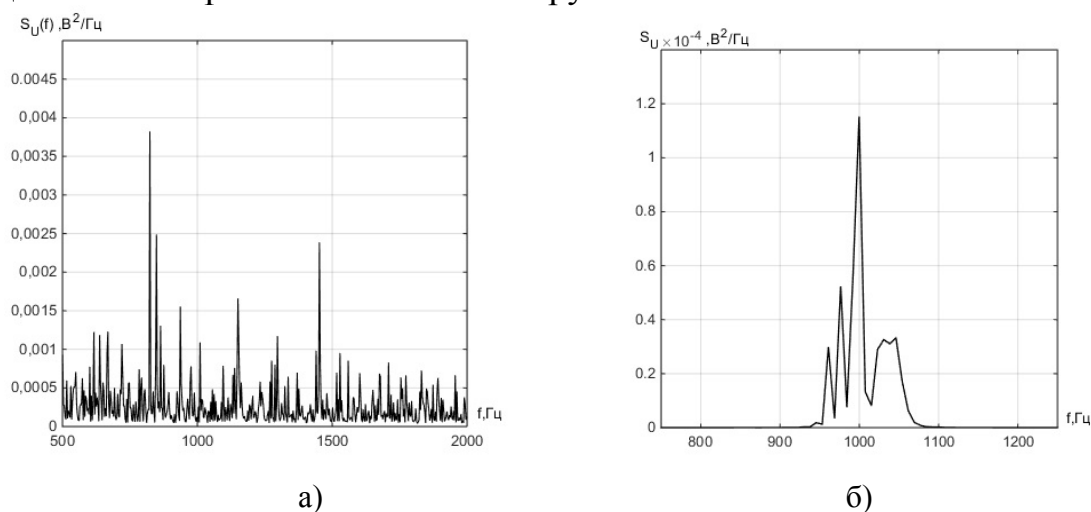


Рис. 10 Зависимость спектральной плотности от частоты для ПММА:

- а) результаты эксперимента,
- б) результаты моделирования

Максимальное значение S_U связано с количеством релаксаторов, принимающих участие в молекулярных движениях с эффективной частотой f_i , а сама частота проявления пика отражает время релаксации данной группы [8]. Моделирование процесса осуществляется введением в эквивалентную схему ПИП (Рис.5) генератора синусоидальной эдс $e_s = 200 \cdot 10^{-9}$ В частоты 1000 Гц. Обработка временного сигнала (среда **MATLAB**) позволяет хорошо выделить данную спектральную составляющую (Рис.10б). При обработке сигнала измерительной информации использовался полосовой фильтр с коэффициентом передачи $K_f = 1$ в диапазоне (750÷1250) Гц. Фильтрация временного сигнала $u(t)$ значительно повышает чувствительность измерительного устройства (Рис.10(б)).

Список литературы:

1. Ивановский В.А. Диагностика состояния полимерных материалов на основе анализа их электромагнитных флуктуации.- Приборы, 2010, № 6, с.46-54.

2. Пат. 2181200 Р Ф, G 01 N 25/20. Способ определения теплоемкости полимеров при постоянном давлении./ В.А. Ивановский, Ю.В. Зеленев, Т.В. Отмахова.- № 97111254/28; заявл.02.07.97; опубл. 10.04.02. Бюл. № 10.

3. Ивановский В.А. Пат. 2180440 Р Ф, G 01 N 25/18. заявитель и патентообладатель Тамбовское ВВАИУ.- № 2000100440/28; заявл.06.01.00; опубл. 10.03.02. Бюл. № 7.

4. Ивановский В.А., Зеленев Ю.В. Пат. 1746281 РФ, G 01 N 27/22. заявитель и патентообладатель Тамбовское ВВАИУ.- № 4841619; заявл. 25.06.90; опубл. 10.05.97. Бюл. № 31/2000.

5. В. Дебский Полиметилметакрилат/ В. Дебский, М.: Химия, 1972.- 152 с.

6. Игнатов А.Н. Полевые транзисторы и их применение/ А.Н. Игнатов, М.: Радио и связь, 1984.- 216 с.

7. Усилители с полевыми транзисторами/В.М. Немчинов и др. Под ред.М. И. П. Степаненко. – М.: Сов. радио, 1980.-192 с.

8. Ивановский В.А., Зеленев Ю.В. Пат. 1712854 Р Ф, G 01 N 27/22.заявитель и патентообладатель Тамбовское ВВАИУ.- № 4771291; заявл. 19.12.89; опубл. 10.05.97. Бюл. №31/2000.

УДК 536.2.083

УСТРОЙСТВО ИМПУЛЬСНО-ТЕПЛОВОГО КОНТРОЛЯ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ

аспирант Котов А.Н.¹, аспирант Лукьянов К.В.²,
к.ф.-м.н. Старостин А.А.³, Галкин Д.А.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

¹artem625@mail.ru, ²kireeshka90@mail.ru, ³astar2006@mail.ru, r.t.f@bk.ru

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ,
проект № 13-08-00428.*

A PULSE-THERMAL CONTROL PROCESS FLUIDS

graduate student Kotov A.N.¹, graduate student Lukyanov K.V.²,
Ph.D. Starostin A.A.³, Galkin D.A.

Federal State Institution of Science

Institute of Thermal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of
Sciences

620137, Yekaterinburg, ul. S.Kovalevskoy 18

This work was partially supported by RFBR project № 13-08-00428.

Представлены метод и устройство импульсно-теплого контроля технологических диэлектрических жидкостей с помощью проволочного зонда. Увеличение содержания летучих примесей (влаги) уменьшает значение температуры вскипания жидкости. Разработано устройство автоматического поиска момента вскипания жидкости при импульсном нагреве зонда. Проведены испытания на гексадекане и масле Bitzer.

Ключевые слова: влагосодержание, импульсно-тепловой метод, технологические жидкости, теплообмен.

This paper presents method and apparatus of dielectric fluids control using a wire probe. The increase of volatile impurities (moisture) reduces the boiling temperature of liquid. Apparatus has been developed an automatic search of the boiling temperature in the course of pulse heating of a probe. The tests have been carried out on the hexadecane and Bitzer oil.

Keywords: moisture, heat-pulse method, process fluids, heat transfer.

Существует проблема контроля малого содержания примесей в технологических жидкостях различного назначения. В холодильной

технике применяют синтетические сложноэфирные компрессорные масла. Содержание воды в масле не должно превышать 100 ppm. Нельзя оставлять сложноэфирное масло в открытой таре более 15 минут, так как оно чрезвычайно гигроскопично. Максимально допустимое значение влагосодержания масла будет превышено при температуре окружающего воздуха 25°C и относительной влажности воздуха 50% через два часа. При взаимодействии сложноэфирного масла с водой образуется кислота. Проверку влагосодержания и кислотности масла проводят не реже одного раза в год и, при необходимости, меняют масло и фильтр. Образование кислоты в системе приводит к омеднению стальных деталей, перегоранию обмоток электродвигателя и пр. [1]. Следовательно, в практике эксплуатации маслonaполненного и, в частности, холодильного оборудования желательно иметь измерительные приборы для оперативного контроля состояния масла в производственных условиях.

В настоящее время имеется большое разнообразие средств контроля технических жидкостей. В основном это методы лабораторного анализа. В гораздо меньшем объеме представлены приборы текущего контроля и мониторинга для применения в производственных условиях на действующем оборудовании. Большинство из них ориентированы на контроль электротехнических масел и определяют их влагосодержание (BTM-MK, PALL WS04 и др.). Помимо требуемой периодической замены химических реактивов и чувствительных элементов, приборы имеют высокую стоимость. В этой связи, востребована разработка эффективных методов оперативного контроля примесей для работы на действующем оборудовании.

Экспериментальные исследования жидкостей с помощью проволочных нагревателей-зондов показали, что при импульсном нагреве тонкого слоя жидкости, прилегающего к зонду, достигается максимально высокая температура её относительно устойчивого состояния, характеризующая предел термоустойчивости данной жидкости на заданном интервале времени [2]. Оказалось, что при таких высоких температурах поведение жидкости гораздо более зависит от малых концентраций примеси, чем при более низких температурах [3].

При проведении экспериментов с нагревом проволочного зонда в различных режимах было обнаружено, что наибольшую чувствительность к влагосодержанию можно получить, используя двухимпульсный метод [4]. Выяснено, что влагосодержание оказывает значительное влияние на температуру спонтанного вскипания жидкости, а также на характеристики теплообмена с изучаемой средой во время второго импульса.

Устройство реализует алгоритм пошагового изменения температуры нагрева зонда для поиска температуры спонтанного вскипания.

На рисунке 1 представлен результат работы данного алгоритма.

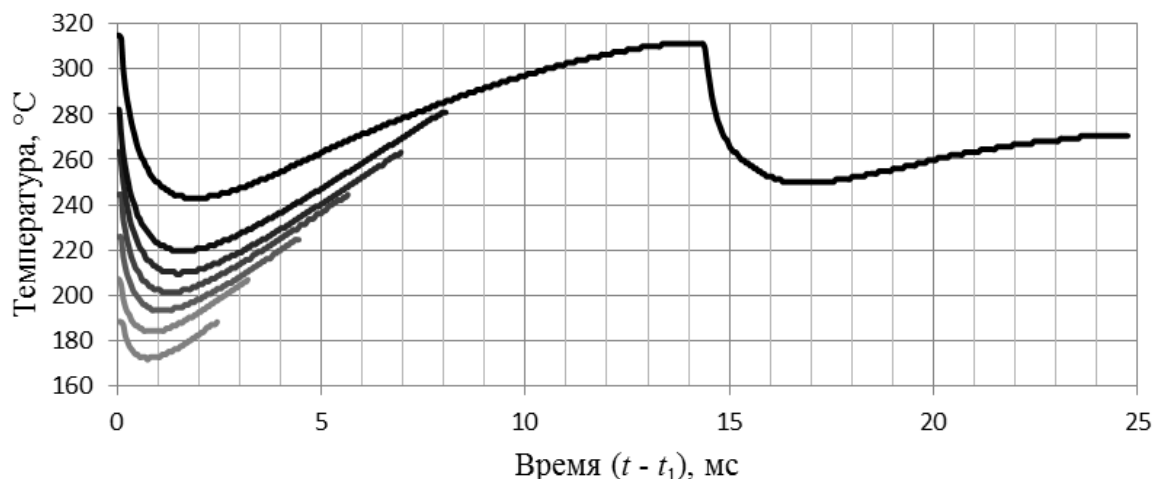


Рис. 1. Кривые температурной релаксации при двухимпульсном нагреве зонда в гексадекане (возмущение на верхней кривой обусловлено спонтанным вскипанием)

Температура нагрева зонда пошагово увеличивалась от 190°С до 318°С. Верхняя кривая нагрева зонда в 318°С имеет характерный вид для спонтанного вскипания, т.е., наблюдается резкое увеличение теплообмена и как результат – не достижение заданной температуры нагрева (318°С) за определенный интервал времени. Данный факт используется в приборе для индикации процесса вскипания по значению времени догрева зонда на втором импульсе. Исследование кривых догрева показало, что для достижения высокой чувствительности метода необходимо поддерживать температуру зонда вблизи заданного значения в течение времени несколько миллисекунд.

Вид кривой температурной релаксации и значение температуры спонтанного вскипания существенно меняются для различных жидкостей. Это обстоятельство требует от устройства возможности гибкой настройки параметров эксперимента. На рисунке 2 представлена структурная схема устройства импульсно-теплового контроля.

Схема основана на модификации моста Уинстона (R_z , R_1 , R_3 , R_4) с настраиваемым сопротивлением R_3 с управлением через ЦАП1, который является основой устройства. Схема, показанная на рис.2, состоит из мостовой схемы с термосопротивлением зонда R_z , буферного усилителя ($У$) на основе операционного усилителя, цифровых преобразователей (ЦАП1, ЦАП2), генератора тока (ГТ), микроконтроллера (МК).

Принцип работы схемы следующий: микропроцессор управляет величиной тока нагрева с помощью генератора тока через регулятор

опорного напряжения с помощью ЦАП1. Генерируемый ток протекает через сопротивления R1, Rz, разогревая проволочный зонд.

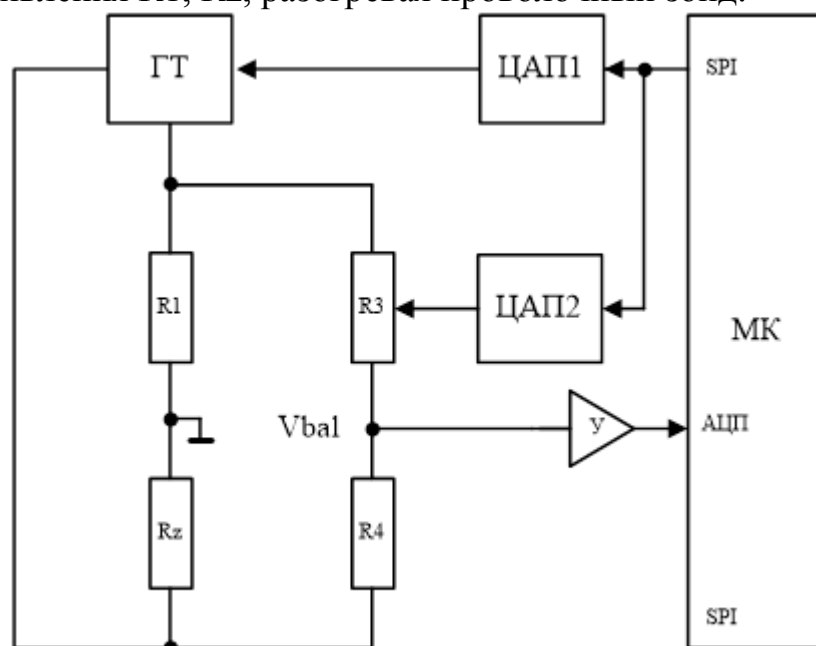


Рис.2 Структурная схема устройства импульсно-теплового контроля

По мере протекания стабилизированного тока через термосопротивление зонда Rz напряжение на нем увеличивается вследствие роста сопротивления, это приводит к уменьшению напряжения разбаланса моста (вход У). ЦАП2 и R4, R2 задают требуемый коэффициент настройки моста, что дает возможность программно задавать значения температуры нагрева зонда. При известном напряжении разбаланса моста, можно рассчитать сопротивление зонда Rz и вычислить его текущую температуру. Здесь и далее речь идет о среднеинтегральной по длине зонда температуре.

Особое внимание при разработке устройства было уделено обеспечению точности измерения и воспроизведению настроек аналоговых величин тока и напряжения, что необходимо для снижения погрешности измерения абсолютных значений сопротивления и электрического тока, протекающего через зонд. Это реализуется путем применения прецизионных компонентов, таких, как высокоточные источники опорного напряжения, АЦП и ЦАП высокой разрядности. Устройство выполнено в виде аппаратно-программного комплекса, позволяющего проводить импульсные исследования теплофизических свойств веществ в перегретом состоянии за единицы миллисекунд. Аппаратное обеспечение дает возможность оценивать температурные релаксации вещества с точностью $0,1^{\circ}\text{C}$ по температуре и 1 мкс по времени. Реализована запись данных на съемный носитель формата SD с практически неограниченным объемом

записей. Регулировка интенсивности нагрева на измерительном участке позволяет выбрать интервал наибольшей чувствительности к содержанию летучей примеси. Программное обеспечение позволяет анализировать полученные данные и представлять их пользователю в максимально информативном виде.

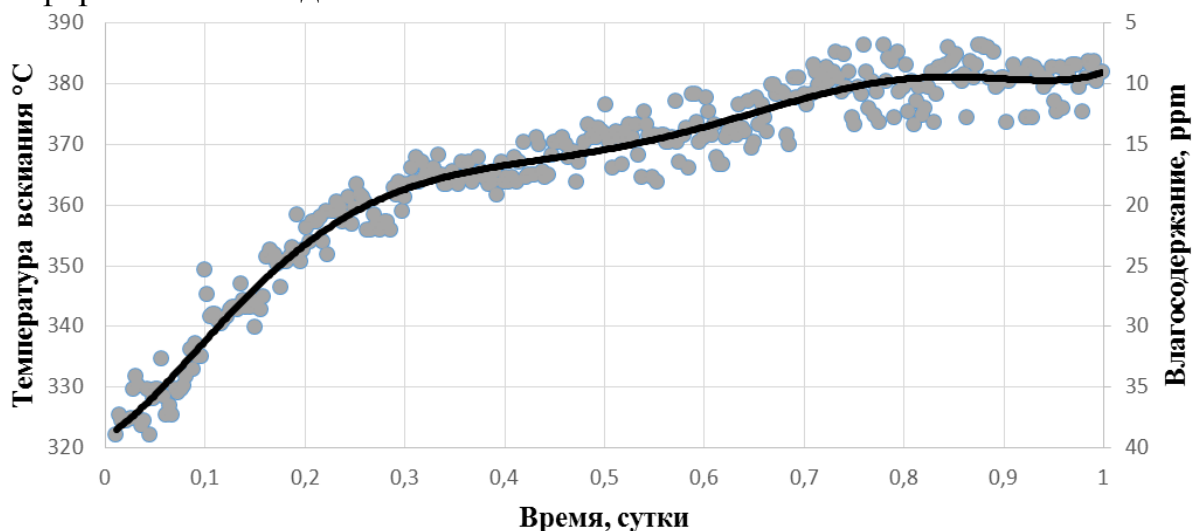


Рис.3. Зависимость температуры вскипания (левая ось) и связанного с ней влагосодержания (правая ось) компрессорного масла Bitzer в процессе осушения от времени в течение суток

Возможности устройства продемонстрированы на примере контроля процесса осушения компрессорного масла Bitzer в течение суток (рис. 3). Вначале образец обводняли через паровую фазу с одновременным контролем влагосодержания и температуры вскипания. Затем производилась осушка с помощью силикагеля в течение суток. По окончании была взята проба и проверена в лаборатории химического анализа. Влагосодержание осушенного образца составило около 10 ppm, что соответствовало калибровке прибора. Поиск значения температуры вскипания производился путем ступенчатого повышения значения температуры зонда, изменяя шаг цифровой настройки. Цикл поиска значения температуры вскипания занимал порядка 1 минуты, промежуток времени между шагом изменения температуры нагрева составлял 5 секунд.

В ходе работы проверена, на примере влаги, зависимость температуры вскипания жидкости от содержания летучей примеси и создан автоматический прибор для мониторинга состояния технологической жидкости, например, компрессорных масел холодильного оборудования.

Список литературы.

1. Шишов В.В. Влага и кислота в холодильной системе // Холодильная техника. №6, 2004 г.

2. Шангин В.В., Волосников Д.В., Старостин А.А., Скрипов П.В. Влияние микроколичеств влаги на кратковременную термоустойчивость масел // Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5. № 9. С. 424-432.

3. Skripov P.V., Smotrisky A.A., Starostin A.A., Shishkin A.V. A Method of controlled pulse heating: Applications // J. Eng. Thermophys. 2007. V. 16, No. 3. P. 155–163.

4. Шангин В.В., Волосников Д.В., Сафонов В.Н., Старостин А.А., Скрипов П.В. Устройство импульсного теплового контроля опасных примесей в критических точках маселосистем // Приборы. 2012. №5 С. 6-11.

УДК 681.2.083

**ТЕРМО-ПНЕВМОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ТВЕРДЫХ ДИСПЕРСНЫХ
МАТЕРИАЛОВ**

к.т.н. Балабанов П. В.

ФГБОУ ВПО Тамбовский государственный технический университет

392000, Тамбов, ул. Советская, 116

pav-balabanov@yandex.ru

*Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания
Вузам за 2014 год.*

**THERMO-PNEUMOMETRIC METHOD THERMOPHYSICAL
PROPERTIES OF SOLID PARTICULATE MATERIAL**

Ph.D. Balabanov P.V.

"Tambov State Technical University"

392000, Tambov, ul. Sovetskaya, 116

*The work was performed as part of the basic tasks of public universities for
2014.*

Изложены теоретические основы метода контроля теплофизических свойств твердых дисперсных материалов с учетом их структурных особенностей (соотношения объемов твердой и газовой фаз, определяющих пористость или порозность материала). Приведена схема измерительной установки и алгоритм проведения эксперимента. Даны краткие сведения о результатах оценки погрешностей метода и его практического применения.

Ключевые слова: дисперсный материал, теплофизические свойства, объем твердой фазы, метод измерения.

The theoretical basis for the control of thermophysical properties method of particulate materials with regard to their structural characteristics (the ratio of the volumes of solid and gas phases, porosity of the material) have been developed. The construction of the measuring device was elaborated on the basis of measuring method mathematical model. The algorithm of carrying out of experiment and processing of experimental data is developed. The thermophysical properties experimental investigation of regenerative products was conducted.

Keywords: the dispersed material, thermophysical properties, the volume of the solid phase, the method of measurement.

Теплофизические свойства (ТФС) материалов часто являются важными показателями их качества, а также используются для оценки показателей качества процессов.

Хорошо известно, что ТФС дисперсных материалов (ДМ), образованных твердой и газовой фазами, существенно зависят от соотношения объемов твердой и газовой фаз. Например, ТФС сыпучих материалов зависит от насыпной плотности, ТФС почвы – от порозности, ТФС волокнистых материалов – от степени их сжатия. Между тем, определение ТФС ДМ с учетом их структурных особенностей осуществляется, в основном, расчетными методами, которые пригодны для узкого класса материалов и условий их эксплуатации. Известными экспериментальными методами и средствами может быть осуществлен контроль ТФС ДМ при заданных усилиях их поджатия, степени уплотнения или насыпной плотности. Но указанные факторы не несут информации о структуре материала, что требует привлечения дополнительных методов исследования и снижает оперативность контроля ТФС.

Таким образом, проблема контроля теплофизических свойств дисперсных материалов, подверженных в процессе эксплуатации механическим, тепловым, физико-химическим воздействиям, является актуальной.

Целью работы является разработка метода комплексного определения теплофизических свойств и объемов твердой (газовой) фаз дисперсного материала, позволяющих определять характеристики порового и межзернового пространства.

Физическая и математическая модели метода

Предложена модель измерительной ячейки (рисунок 1). Исследуемый материал 1 герметизируют в камере объемом V , образованной металлическими пластинами 2 и торцевыми стенками из теплоизоляционного материала (на рисунке они не показаны). Пластины приведены в тепловой контакт с плоскими нагревателями, противоположные поверхности которых, в свою очередь, приведены в тепловой контакт с теплоизоляцией. Температуры нагревателей измеряются термопарами, тепловые потоки в слой теплоизоляции $q_{\text{вверх}}$ измеряются датчиками тепловых потоков.

При разработке математической модели температурных полей в измерительной ячейке (ИЯ) введены следующие допущения. В диапазоне рабочих температур метода, теплоперенос излучением в исследуемом образце пренебрежимо мал, а температурное поле является одномерным, при условии, что толщина исследуемого образца много меньше его остальных линейных размеров.

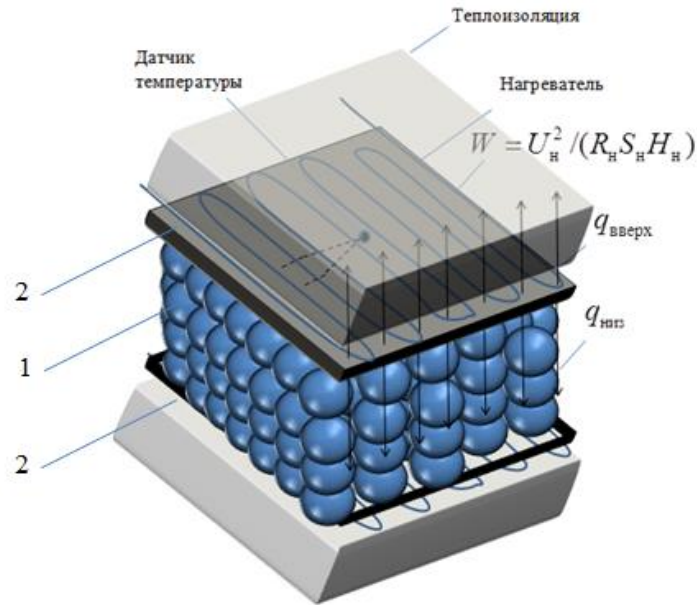


Рис. 1 – Модель зернистого слоя с элементами конструкции измерительной ячейки

Потери теплоты с торцевых сторон нагревателя отсутствуют (при этом при практической реализации метода установлены охранные нагреватели, как с торцевых сторон образца, так и с внешней стороны теплоизоляции). Таким образом, тепловой поток в образец, определяется по мощности, выделяемой на нагревателе, теплоемкостям нагревателя и пластин, ограничивающих образец, а также тепловому потоку в слой теплоизоляции

$$q_i = U_{in}^2 / (R_n S_n) - q_{i\text{верх}} - c_n \rho_n H_n \frac{\Delta T}{\Delta \tau} - c_m \rho_m h_m \frac{\Delta T}{\Delta \tau} \frac{S_m}{S_n}, \quad (1)$$

где R – сопротивление нагревателя, S – площадь элемента конструкции ИЯ (нагревателя или пластины), U_i – напряжения, подводимые к верхнему и нижнему, относительно образца, нагревателям, ΔT – изменение температуры элемента конструкции (пластины рабочей камеры измерительного устройства или материала нагревателя) за время $\Delta \tau$, индексы м, н относятся к металлическим пластинам и нагревателю.

Математическая модель нестационарного теплопереноса записана для интервала температур, достаточно малого, чтобы можно было пренебречь температурным изменением теплофизических свойств исследуемого материала и материалов, из которых изготовлены элементы конструкции измерительной ячейки. Начало координат находится на верхней поверхности исследуемого образца. Краевая задача теплопереноса в образце имеет вид

$$\frac{\partial \Theta(\bar{x}, Fo)}{\partial Fo} = \frac{\partial^2 \Theta(\bar{x}, Fo)}{\partial \bar{x}^2}, \quad 0 < \bar{x} < 1, \quad Fo > 0, \quad (2)$$

$$\Theta(\bar{x}, 0) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \Theta(0, Fo)}{\partial \bar{x}} = -1, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Theta(1, Fo)}{\partial \bar{x}} = \frac{q_2}{q_1}, \quad (5)$$

где q_1, q_2 – тепловые потоки на противоположных поверхностях образца, определяемые по (1), $\Theta(\bar{x}, Fo) = \frac{T(x, \tau) - T_0}{q_1 l / \lambda_c}$, T_0 – начальная температура, $\bar{x} = x/l$, l – толщина образца, $Fo = a_2 \tau / l^2$, λ_c – теплопроводность слоя исследуемого материала.

Из решения этой задачи для стадии регулярного режима второго рода, получены выражения для определения искомых теплофизических свойств

$$\lambda_c = 0,5 \frac{(q_1 - q_2) l}{T_1 - T_2}, \quad (6)$$

$$(c_p)_c = \frac{(q_1 - q_2) \tau}{2l \left[\frac{q_1 - q_2}{2(q_1 + q_2)} (T_1 - T_0) - \frac{2q_1 - q_2}{6(q_1 + q_2)} (T_1 - T_2) \right]}, \quad (7)$$

где $T_1 - T_2$ – перепад температур на противоположных поверхностях исследуемого образца, c_p – объемная теплоемкость.

Изменение температуры герметизированной газовой фазы исследуемого материала за время достижения регулярной стадии теплового режима приведет к изменению давления на величину Δp , при этом если начальное давление соответствовало атмосферному $p_{амм}$, объем твердой фазы материала V_T , то уравнение состояния газа примет вид

$$(p_{амм} + \Delta p)(V - V_T) = \frac{m_T}{M} R(T_0 + \Delta \bar{T}),$$

где T_0 – начальная температура образца, $\Delta \bar{T}$ – изменение среднemasсовой температуры газовой фазы, причем если в теплофизическом эксперименте измерение среднemasсовой температуры газовой фазы образца затруднительно, то заменив ее на среднеинтегральную получим

$$\Delta \bar{T} = \int_0^l T(x) dx / l - T_0,$$

где $T(x)$ – функция температурного поля в образце на момент определения среднеинтегральной температуры. Причем, делается допущение, что перенос теплоты от твердой к газовой фазе осуществляется достаточно быстро, что позволяет считать их температуры равными для заданной

координаты x .

Исключим из выражения для $V_{ш}$ комплекс $\frac{m_r}{M}R$ и атмосферное давление. Для этого запишем уравнение состояния газа до эксперимента

$$p_{атм}(V - V_T) = \frac{m_r}{M}RT_0,$$

и после нагрева с учетом того, что давление в рабочей камере осталось прежним

$$p_{атм}(V - V_T + \Delta V) = \frac{m_r}{M}R(T_0 + \Delta T).$$

Откуда получим

$$V_T = V - \Delta V \frac{T_0}{\Delta T}, \quad V_T + V_r = V \quad (8)$$

Алгоритм измерения ТФС

1. Взвешивают исследуемый материал и помещают его в измерительную ячейку, герметизируют материал.
2. Регистрируют начальную температуру T_0 материала.
3. Подводят постоянную мощность к нагревателям и измеряют их температуры и тепловые потоки в слой теплоизоляции, контролируют давление газовой фазы образца.
4. Непрерывно увеличивают объем камеры, в которую помещен ДМ исходя из условия, чтобы давление газовой фазы образца в процессе нагрева оставалось постоянным и равным начальному.
5. При достижении регулярной стадии теплового режима, регистрируют приращение среднеинтегральной температуры образца ΔT за время теплофизического эксперимента, за которую принимают разность между средним арифметическим значением температур на противоположных поверхностях образца и начальной температурой T_0 , а также приращение объема ΔV измерительной камеры.
6. Вычисляют теплопроводность, теплоемкость, объемы твердой и газовой фаз по (6)-(8).

Измерительная установка

Измерительная установка (рисунок 2) включает контур управления температурой КУТ и давлением КУД.

В состав КУТ входит измерительное устройство ИУ, включающее нагреватели H_1 и H_2 с охранными нагревателями $H_{охр1}$, $H_{охр2}$, питаемыми от

блоков питания БП. Для поддержания нулевой разности температур между нагревателем и охранным нагревателем используется подсистема, состоящая из пары дифференциально включенных термопар, измеряющих разность температур нагревателей, АЦП, компьютера с управляющей программой, реализующей функцию пропорционально-интегрального регулятора, усилителя У, питание с которого поступает на охранный нагреватель. Для измерения тепловых потоков в составе измерительного устройства используются датчики теплового потока ДП, подключенные к компьютеру через интерфейс прибора ИТП-МГ4. Термопары типа J предназначены для измерения температур нагревателей измерительной ячейки. Они подключены к компьютеру через коробку холодных спаев КХС и АЦП.

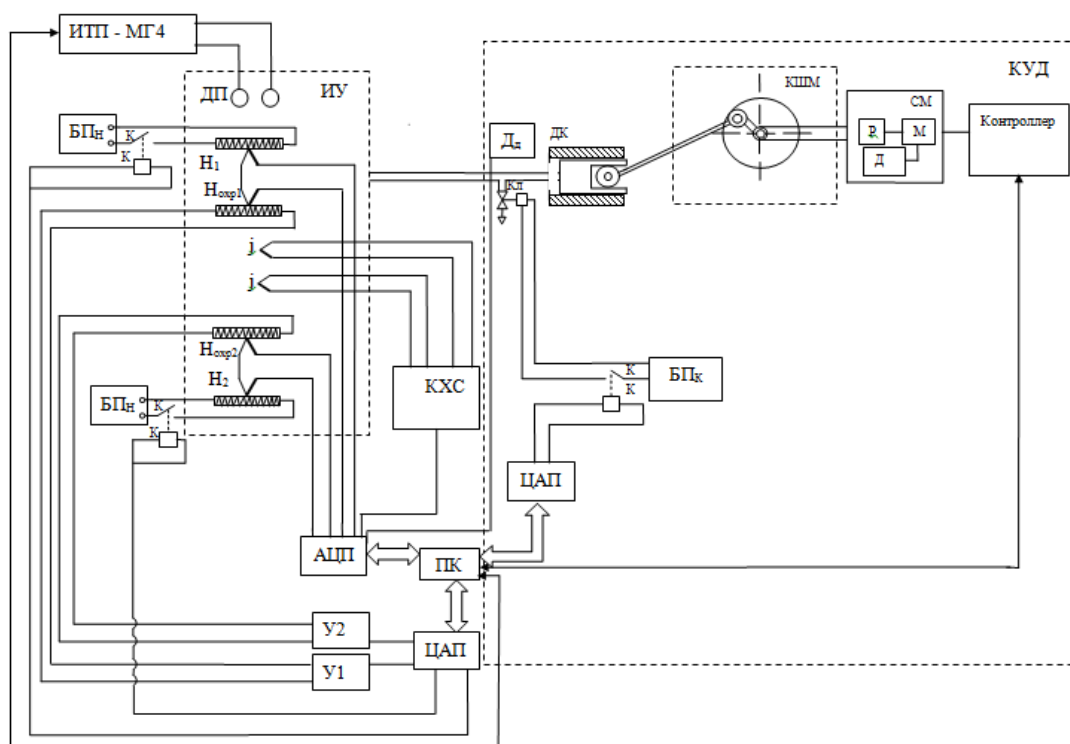


Рис. 2 – Схема измерительной установки

Контур управления давлением состоит из дополнительной камеры ДК, присоединяемой к камере измерительного устройства, давление в которой измеряется датчиком Д_д (MPX5050GP), сигнал с которого поступает в компьютер через АЦП. Управление объемом дополнительной камеры осуществляется по команде с компьютера на сервомотор через контроллер. Сервомотор, включающий электрический двигатель Д, редуктор Р и датчик, приводит в движение кривошипно-шатунный механизм КШМ, поступательно перемещающий поршень дополнительной камеры на заданное расстояние. Для соединения основной и дополнительной камер с

атмосферой предусмотрен электромагнитный клапан $K_{л}$ (КЭО), подача питания которого с блока БП_к управляется посредством компьютера через ЦАП.

Погрешности метода и результаты его практического применения

Погрешности определения теплопроводности разработанным методом оценивались экспериментально с использованием рабочего эталона теплопроводности (на образце оргстекла) в диапазоне 25-90 °С и не превышали 12%, по теплоемкости составили не более 10%. Погрешности определения удельного объема твердой фазы определялись на насыпных слоях свинцовых и стеклянных шариков и не превышали 3%.

Метод применялся при исследовании теплофизических свойств насыпных слоев сорбентов на основе супероксидов калия и натрия в процессе физико-химических воздействий на них (в процессе хемосорбционного поглощения диоксида углерода и паров воды).

УДК 66.063.2.011

**ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ «ЛИНЕЙНОГО» ИСТОЧНИКА
ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ
КОЭФФИЦИЕНТА ДИФФУЗИИ РАСТВОРИТЕЛЕЙ В ТОНКИХ
ИЗДЕЛИЯХ ИЗ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ**

**аспирант Беляев В.П.¹, д.т.н. проф. Мищенко С.В.,
д.т.н. проф. Беляев П.С.²**

ФГБОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет»

392000 Тамбовская обл., Тамбов, ул. Советская, 116

¹belvp8@rambler.ru, ²bsp@asp.tstu

**OPTIMIZING THE PARAMETERS OF THE "LINE" SOURCE FOR
IMPLEMENTATION OF NDT SOLVENTS DIFFUSION
COEFFICIENTS IN THIN ARTICLES MADE OF CAPILLARY-
POROUS MATERIALS**

**Belyaev V.P. graduate student, Ph.D. prof. Mishchenko S.V.,
Ph.D. prof. Belyaev P.S.²**

Tambov State Technical University

392000 Tambov region, Tambov, ul. Sovetskaya, 116

В статье рассматриваются вопросы оптимизации режимных параметров «линейного» импульсного источника: определение оптимальных значений дозы растворителя, наносимого на плоский участок контролируемого изделия при организации активной части эксперимента, и длительности этого импульса, соответствующего принятой математической модели метода.

Ключевые слова: неразрушающий контроль; капиллярно-пористый материал, коэффициент диффузии; растворитель; гальванический преобразователь; электродвижущая сила.

The paper discusses optimization of the operating parameters of the line pulsed source: determination of the optimal dose of the solvent applied to the point on the flat area of the controlled product throughout the active part of the experiment, and the duration of the pulse according to the method adopted by the mathematical model.

Keywords: capillary porous material; diffusion coefficient; electrochemical converter; electromotive force; non-destructive testing; solvent.

В работе [1] нами рассматривался метод неразрушающего контроля коэффициента диффузии влаги в тонких изделиях из ортотропных капиллярно-пористых материалов (КПМ). При реализации данного метода

наносят импульсное линейное воздействие на плоский участок изделия в виде дозы Q растворителя и измеряют изменение электродвижущей силы (ЭДС) гальванического преобразователя $E(x_0, \tau)$ на заданном расстоянии x_0 от источника растворителя. Коэффициент диффузии определяют по формуле:

$$D = x_0^2 / (2\tau_{max}), \quad (1)$$

где τ_{max} – время, соответствующее максимуму на кривой $U(x_0, \tau)$ изменения концентрации растворителя на расстоянии x_0 от источника. При этом учитывается, что в силу монотонности статической характеристики ГП максимумы на кривых $U(x_0, \tau)$ и $E(x_0, \tau)$ достигаются в один и тот же момент времени τ_{max} . Это позволяет существенным образом увеличить производительность контроля за счет исключения необходимости проводить индивидуальную градуировку гальванических преобразователей по каждой новой системе КПМ – растворитель, что характерно для других известных датчиков содержания растворителей в твердой фазе анализируемых материалов и изделий.

Целью настоящих исследований является оптимизация режимных параметров «линейного» источника, а именно определение оптимальных значений дозы растворителя Q , наносимого на плоский участок контролируемого изделия при организации активной части эксперимента, и длительности этого импульса, соответствующего принятой математической модели метода [1].

Изменение концентрации растворителя в капиллярно-пористом материале в зоне действия источника после нанесения импульса описывается функцией [1]:

$$U(x, \tau) - U_0 = \frac{Q}{\rho_0 \sqrt{4\pi D \tau}} \exp\left[-\frac{x^2}{4D\tau}\right], \quad (2)$$

где $U(x, \tau)$ - концентрация растворителя в исследуемом изделии на расстоянии x от линейного источника импульса массы в момент времени τ ; D - коэффициент диффузии растворителя; ρ_0 – плотность абсолютно сухого исследуемого материала; Q – мощность «мгновенного» источника растворителя, подействовавшего в начале координат $x = 0$, вычисляемая как отношение количества жидкой фазы (подведенной к контролируемому изделию) к произведению длины линии L импульсного воздействия на толщину h исследуемого листового материала; U_0 – начальная концентрация растворителя в исследуемом материале в момент времени $\tau = 0$.

Примем для простоты $U_0 = 0$. Учитывая (1), уравнение (2) для заданной точки контроля ЭДС гальванического преобразователя $r=r_0$ можно

преобразовать к виду:

$$U(x_0, \tau) = \frac{Q}{\rho_0 \sqrt{4\pi D \tau}} \exp\left(-\frac{\tau_{max}}{2\tau}\right). \quad (3)$$

Из (3) можно получить значение достигаемого максимума U_{max} при $\tau = \tau_{max}$:

$$U_{max}(x_0, \tau_{max}) = \frac{Q}{\rho_0 \sqrt{4\pi D \tau_{max}}} \exp\left(-\frac{1}{2}\right). \quad (4)$$

Необходимо найти диапазон изменения дозы импульсного воздействия $Q \in [Q', Q'']$, при котором определение максимума на кривой изменения ЭДС гальванического преобразователя будет происходить с максимальной чувствительностью измерительной аппаратуры.

Проведенные нами исследования [2] показали, что наиболее предпочтительной для использования в импульсных методах контроля является близкая к линейной часть участка II статической характеристики ГП [3,4], которая характеризуется устойчивым сигналом датчика и максимальной чувствительностью к изменению концентрации. В [2] показано, что достигаемое в эксперименте значение максимума U_{max} должно лежать в пределах данного линейного участка статической характеристики ГП, который приблизительно соответствует диапазону изменения концентрации растворителя в пределах от $0,25 U_{мг}$ до $0,55 U_{мг}$ (здесь $U_{мг}$ – равновесная концентрация растворителя в исследуемом КПМ при контакте с насыщенными парами растворителя при заданной температуре). Обозначим:

$$U'_{max} = 0,25 U_{мг}; U''_{max} = 0,55 U_{мг}. \quad (5)$$

Из уравнения (4) с учетом (1) можно получить выражение для расчета импульсных доз растворителя:

$$Q = \rho_0 \sqrt{2\pi e} \cdot U_{max}(x_0, \tau_{max}) \cdot x_0. \quad (6)$$

После вычисления констант получим

$$Q = 4,14 \rho_0 \cdot U_{max}(x_0, \tau_{max}) \cdot x_0. \quad (7)$$

Нижняя граница оптимального диапазона изменения дозы импульсного воздействия определяется из (7) с учетом (5):

$$Q' = 1,035 \rho_0 \cdot U_{мг} x_0. \quad (8)$$

Аналогично определяется верхняя граница оптимального диапазона изменения дозы импульсного воздействия:

$$Q'' = 2,277 \rho_0 \cdot U_{мг} x_0. \quad (9)$$

Заметим, что в данном методе требуемая для достижения определенных значений U_{max} доза импульсного воздействия влаги Q достаточно чувствительна к изменению координаты расчетного сечения x_0

(пропорциональна расстоянию от датчика концентрации до импульсного источника растворителя). Так для достижения того же U_{max} при увеличении x_0 , например, в 2 раза, дозу растворителя необходимо также увеличивать в 2 раза. Поэтому предъявляются жесткие требования к точности определения x_0 [4, 5]. Преимущества гальванических преобразователей в вопросах обеспечения локальности контроля (следовательно, точности определения x_0) значений концентрации по сравнению с традиционно применяемыми для этих целей кондуктометрическими, диэлькометрическими, индуктивными и другими датчиками при однонаправленном массопереносе рассмотрено нами в [4].

Таким образом, для повышения точности определения искомого коэффициента диффузии необходимо заранее рассчитывать оптимальные значения дозы импульсного воздействия для выбранного исследуемого класса материалов по формулам (8), (9).

Что касается другого режимного параметра - необходимой длительности τ_n нанесения импульса растворителя, то при реализации разработанного метода длительность нанесения импульса растворителя τ_n не превышает нескольких секунд, тогда как продолжительность активной части эксперимента составляет несколько минут. Поэтому значением $\delta\tau_n$ можно пренебречь [2].

Ниже в качестве примера рассмотрен процесс выбора оптимального импульсного воздействия Q при исследовании коэффициента диффузии этанола в машинном и поперечном направлениях бумаги типа tissue толщиной $9,6 \cdot 10^{-5}$ м, плотностью в сухом состоянии 190 кг/м^3 . Длина линии импульсного воздействия 80 мм. Расстояние от линейного источника этанола до линий расположения электродов гальванического преобразователя – 4 мм. Величина $U_{мг} = 0,176$. Нижний и верхний пределы линейного участка статической характеристики выбраны следующим образом: $U'_{max} = 0,25U_{мг} = 0,044$; $U''_{max} = 0,55U_{мг} = 0,097$. Из (8), (9) получаем нижнюю и верхнюю границы допустимой величины импульсного воздействия:

$$Q' = 1,035 * 0,19 * 10^3 * 0,176 * 4,0 \cdot 10^{-3} = 0,139 \text{ кг/м}^2;$$

$$Q'' = 2,277 * 0,19 * 10^3 * 0,176 * 4,0 \cdot 10^{-3} = 0,304 \text{ кг/м}^2.$$

Учитывая поперечное сечение бумаги вдоль линии нанесения импульсного воздействия $S = 9,6 \cdot 10^{-5} * 80 \cdot 10^{-3} = 7,68 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, плотность этанола 780 кг/м^3 , а также симметричное распространение растворителя в обе стороны от линии импульсного воздействия объемная доза растворителя должна быть выбрана в диапазоне от 2,74 до 5,99 микролитров. Ниже представлены фрагменты таблиц 1 и 2 результатов

определения коэффициента диффузии этанола в машинном и поперечном направлениях бумаги типа tissue.

Таблица 1

Результаты экспериментальных исследований коэффициента диффузии этанола в машинном направлении бумаги ($r_0=4,0 \cdot 10^{-3}, \text{м}$)

№ опыта	Время достижения максимума кривой $E(r, \tau), \text{с}$	Коэффициент диффузии $D_i \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	Математическое ожидание $\bar{D} \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	Абсолютная погрешность измерения $\Delta D = (D_i - \bar{D}) \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	$\Delta D_i^2 \cdot 10^{18}, \text{м}^4/\text{с}^2$	Относительная погрешность измерения, %
	1500,9	5,33		-1,81	3,2761	
	1066,7	7,50		+0,36	0,1296	
0	1449,2	5,52	7,14	-1,62	2,6244	9,6 %
1	954,7	8,38		+1,24	1,5376	
2	888,9	9,00		+1,86	3,4596	

Таблица 2

Результаты экспериментальных исследований коэффициента диффузии этанола в поперечном направлении бумаги ($r_0=4,0 \cdot 10^{-3}, \text{м}$)

№ опыта	Время достижения максимума кривой $E(r, \tau), \text{с}$	Коэффициент диффузии $D_i \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	Математическое ожидание $\bar{D} \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	Абсолютная погрешность измерения $\Delta D = (D_i - \bar{D}) \cdot 10^9, \text{м}^2/\text{с}$	$\Delta D_i^2 \cdot 10^{18}, \text{м}^4/\text{с}^2$	Относительная погрешность измерения, %
	1369,9	5,84		+1,02	1,0404	
	1376,9	5,81		+0,99	0,9801	
0	1413,4	5,66	4,82	+0,84	0,7056	9,3 %
1	1754,4	4,56		-0,26	0,0676	
2	2030,5	3,94		-0,88	0,7744	

Общее количество исследований составляло не менее 20 опытов, величина импульса этанола - около 5 микролитров. Погрешность результата измерения определялась классически как половина доверительного интервала [2, 6]. Проведенные экспериментальные исследования показали, что случайная погрешность результата определения коэффициента диффузии этанола в бумаге типа tissue при доверительной вероятности 0,95 составляет 9,6 % и 9,3 % при

массопереносе соответственно в машинном и поперечном направлениях. Длительность эксперимента не превышает 40 минут.

Таким образом, использование оптимальных значений доз растворителя при импульсном воздействии на контролируемое изделие из тонких капиллярно-пористых материалов позволяет добиться удовлетворительной точности разработанного метода неразрушающего контроля коэффициента диффузии.

Список литературы:

1. Беляев, В.П. Неразрушающий контроль коэффициента диффузии влаги в тонких изделиях из ортотропных капиллярно-пористых материалов / В.П. Беляев, С.В. Мищенко, П.С. Беляев // Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ: сборник трудов II Межд. научн.-техн. конф. –С.-Петербург, 2012. – с. 54 – 57.

2. Belyaev, V.P. Optimization of Point Source Parameters in Non-Destructive Testing of Solvent Diffusion Coefficient in Thin Products Made from Capillary-Porous Materials / V.P. Belyaev, S.V. Mishchenko, P.S. Belyaev // Global Scientific Potential.– 2013, № 9 (30). – pp. 137 – 140.

3. Mishchenko, S.V. Effective Diffusion Coefficient of Active Solvents in Composite Polymeric Materials/ S.V. Mishchenko, P.S. Belyaev, V.A Gladkikh, E.N. Safronova // Drying Technology.-1999.- V. 17, № 10.-P. 2151-2167.

4. Мищенко, С.В. Определение локальных значений содержания жидкой фазы в дисперсных материалах / С.В. Мищенко, П.С. Беляев, А.П. Фролов // Метрология. - 1988. - №8. - С.55-61.

5. Беляев М.П. Автоматизированная система неразрушающего контроля коэффициента диффузии растворителей в тонких изделиях из капиллярно- пористых материалов/ М.П. Беляев, В.П. Беляев, А.Г. Дивин // Вестник Тамбовского государственного технического университета. 2010. Т. 16. № 4. С. 797-802.

6. The Choice of the Optimum Conditions for Measuring the Thermal Properties of Materials by the Plane "Instantaneous" Heat Source Method/ Gurov A.V., Sosedov G.A., Rodina A.E., Ponomarev S.V.// Measurement Techniques. 2013. T. 55. № 10. pp. 1187-1192.

УДК 536.2.083

ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ НАГРЕВЕ РАСТВОРОВ ГЕКСАДЕКАНА С ВОДОЙ

аспирант Лукьянов К.В.¹, аспирант Котов А.Н.²,
к.ф.-м.н. Старостин А.А.³, Скрипов П.В.

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18

r.t.f@bk.ru, ¹kireeshka90@mail.ru, ²artem625@mail.ru, ³astar2006@mail.ru

*Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ,
проект № 13-08-00428.*

HEAT TRANSFER UNDER PULSED HEATING HEXADECAN WATER SOLUTIONS

graduate student Lukyanov K.V.¹, graduate student of Kotov A.N.²,
Ph.D. Starostin A.A.³, Skripov P.V.

Federal State Institution of Science Institute of Thermal Physics
Ural Branch of the Russian Academy of Sciences
620137, Yekaterinburg, ul. S.Kovalevskoy 18

This work was partially supported by RFBR project № 13-08-00428.

В данной работе представлены результаты исследования влияния малых добавок влаги на нестационарный теплообмен зонда со средой вблизи температуры вскипания гексадекана. Полученные результаты свидетельствуют о наличии значительных изменений теплового потока через поверхность зонда в узком интервале температур на участке времени в единицы миллисекунд. Наблюдаемое явление по своим признакам отличается от характерных резких изменений, связанных со спонтанным вскипанием.

Ключевые слова: влагосодержание, импульсно-тепловой метод, технологические жидкости, гексадекан, теплообмен.

This paper presents the results of studies of the effect of small additions of moisture on the transient heat transfer with the environment of the probe near the temperature of boiling hexadecane. The results indicate that there are significant changes in the heat flow through the surface of the probe in a narrow temperature interval for a unit interval of time in milliseconds. The observed phenomenon is different in character from the sharp changes associated with spontaneous effervescence.

Keywords: moisture, heat pulsed method, process fluids, hexadecane, heat.

Пределные углеводороды в своем огромном разнообразии применяются практически во всех отраслях промышленности. Они входят в состав масел, топлив, компрессорных и других жидкостей. Присутствие даже незначительного содержания воды в этих жидкостях может резко изменить их характеристики в худшую сторону, вызывая коррозию, повышенный износ, уменьшая смазывающие свойства и многое другое. Поэтому стоит задача контроля качества технологических жидкостей на этапе эксплуатации, а также их своевременной замены или очистки [1].

Для исследования был выбран гексадекан, как один из основных компонентов топлив и масел. Одна из основных и распространенных причин ухудшения качества диэлектрических жидкостей – появление легкокипящих примесей, таких, как вода и растворенные газы. Современные методы исследования диэлектрических жидкостей позволяют нагреть тонкие слои жидкости со скоростями до 10^7 К/с. В данной работе будут описаны результаты исследования поведения теплообмена в гексадекане вблизи температуры вскипания в зависимости от его влагосодержания.

Экспериментальные исследования жидкостей с помощью проволочных нагревателей-зондов показали, что при импульсном нагреве тонкого слоя жидкости, прилегающего к зонду, достигается его максимально высокая температура относительно устойчивого состояния, связанная с кинетикой спонтанного вскипания жидкости на заданном интервале времени. Оказалось, что при таких высоких температурах параметры отклика жидкости на ее импульсный нагрев гораздо более зависят от малых концентраций примеси, чем при более низких температурах [2].

Изучение особенностей отклика жидкости на ее импульсный нагрев реализовано в виде методики двухимпульсного нагрева тонкого проволочного зонда, помещенного в исследуемую жидкость. Первый импульс разогревает проволоку за несколько десятков микросекунд до заданной температуры T_1 (здесь и далее речь идет о среднеинтегральной по длине зонда температуре), превышающей температуру кипения жидкости при нормальных условиях, а также превышающей температуру кипения летучей примеси. Второй импульс, на порядок меньшей мощности, удерживает зонд в разогретом состоянии вблизи заданного значения T_1 на интервале времени продолжительностью несколько миллисекунд (рис. 1). Во время второго импульса жидкость может потерять термостойкость и вскипеть, что сопровождается резким увеличением теплоотвода с проволоки и падением температуры. На рис. 1 видно, что в этом случае

длительность второго импульса будет увеличиваться до заданного порогового значения t_{Π} и свидетельствует о достижении максимального в данных условиях значения температуры термоустойчивости T_1^* . Соответствующие значения интегральных величин S резко увеличиваются при температуре T_1^* вследствие вскипания жидкости. В опытах установлено, что увеличение содержания летучих примесей приводит к уменьшению температуры T_1^* и увеличению величины S при температурах, близких к значению T_1^* [3]. Правильная настройка режима теплового тестирования позволяет обнаруживать наличие примесей при относительном содержании от единиц граммов примеси на тонну (единиц промилле) [4].

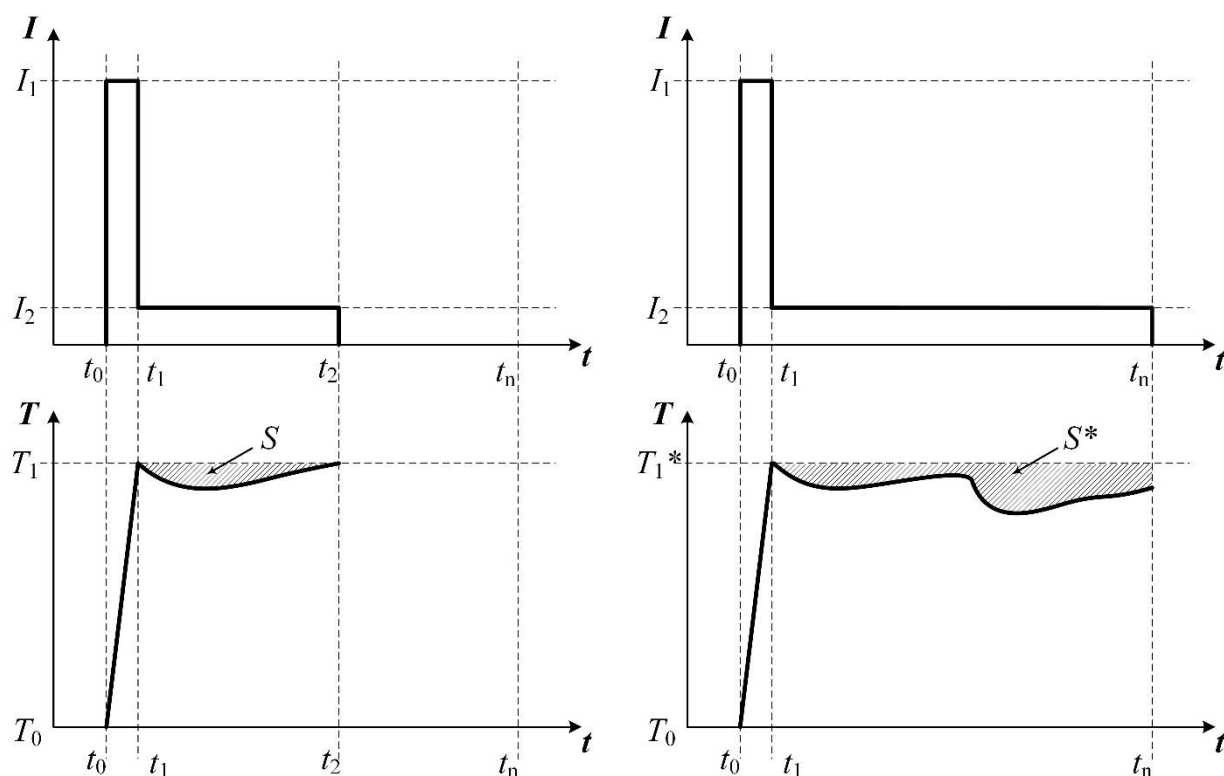


Рис. 1. Характерные траектории нагрева зонда в жидкости при условиях $t_2 < t_{\Pi}$ (слева) и $t_2 > t_{\Pi}$ (справа). Здесь t_{Π} – максимальная продолжительность второго импульса.

Длительности участков нагрева ($t_1 - t_0$) и измерения ($t_2 - t_1$) составляют 10^{-5} с и 10^{-3} с, соответственно. S , S^* – площади фигур, характеризующих интенсивность теплообмена зонда со средой.

В эксперименте (рис. 2,3) использовался чистый гексадекан, не содержащий в себе непредельных углеводородов и с массовой долей гексадекана не менее 98% (ГОСТ 12525-85). Перед экспериментом образец был насыщен водяными парами в течение 4 часов, затем была снята проба для оценки влагосодержания. Было важно оценить изменение теплофизических свойств системы в процессе изменения влагосодержания, для чего образец осушили силикагелем и получили зависимость

температуры вскипания от продолжительности процесса. После осушки с образца была взята еще одна проба для оценки влагосодержания. Было установлено, что начальное влагосодержание 29 г/т, конечное 5 г/т. Значения влагосодержания определялись по методу Фишера в специализированной лаборатории. На рис. 2 прослеживается увеличение температуры вскипания T_1^* гексадекана на проволочном зонде в обсуждаемой двухимпульсной методике с уменьшением влагосодержания. На графиках видно, что основной процесс осушки занимает порядка двух часов.

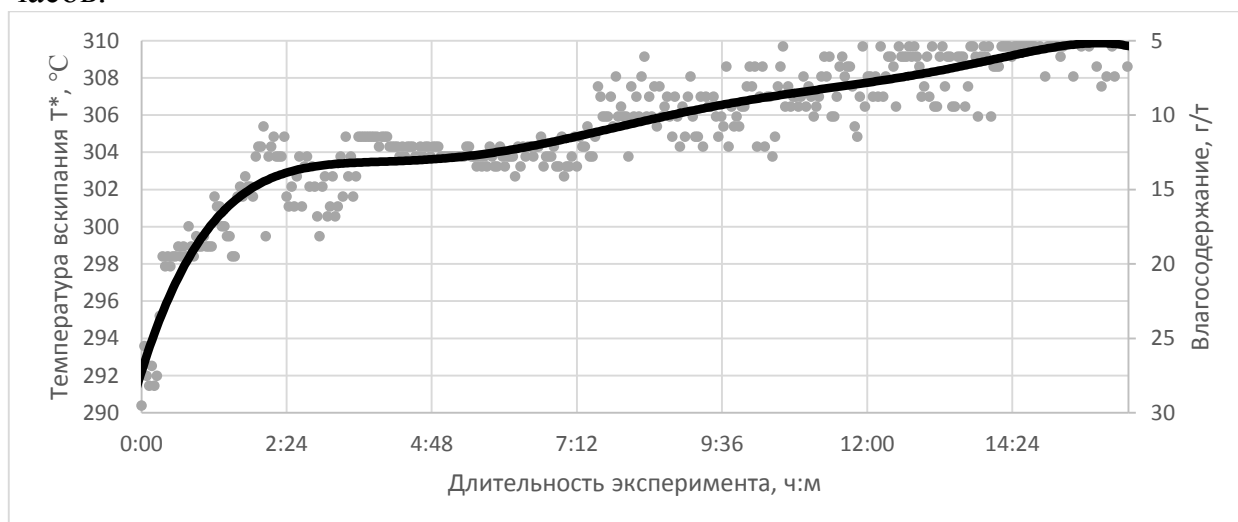


Рис. 2. Поведение температуры вскипания T_1^* во время процесса очистки гексадекана силикагелем с влагосодержанием 29 г/т до влагосодержания 5 г/т за 16,5 часов

На рис. 3. показаны значения параметра S при температуре T_1 равной 290 °С в том же эксперименте по осушению гексадекана.

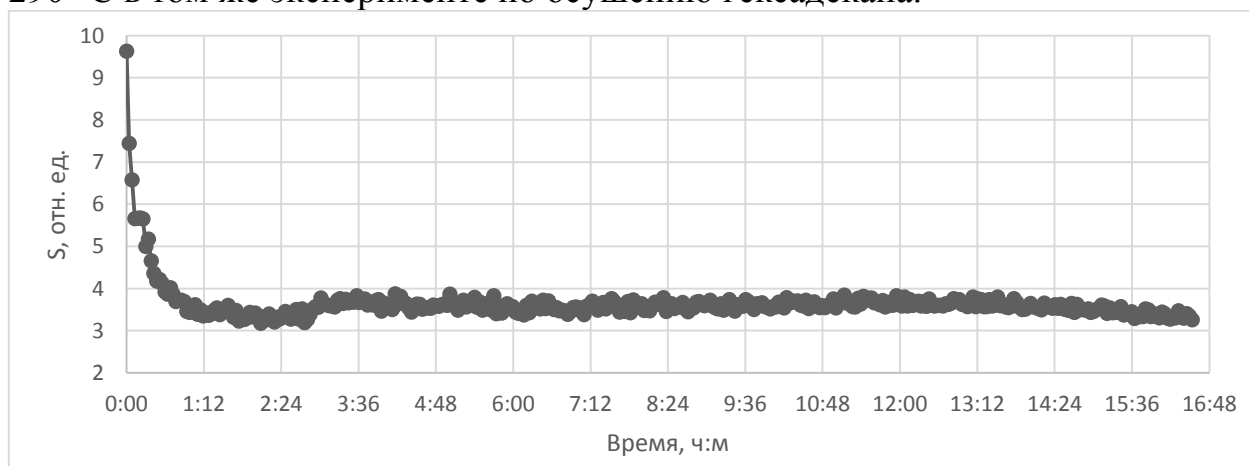


Рис. 3. Поведение площади S во время процесса очистки гексадекана силикагелем с влагосодержанием 29 г/т до влагосодержания 5 г/т за 16,5 часов

На рис. 3 можно отметить значительное изменение параметра S в процессе сушки. Параметр S отражает в обобщенной форме интенсивность теплообмена на участке второго импульса. Было замечено, что в образцах с

повышенным влагосодержанием проявляются эффекты интенсификации теплообмена зонда со средой. При более низких температурах графики практически совпадают, что говорит об отсутствии вклада микроколичеств влаги в теплофизические свойства гексадекана при таких температурах (рис. 4.).

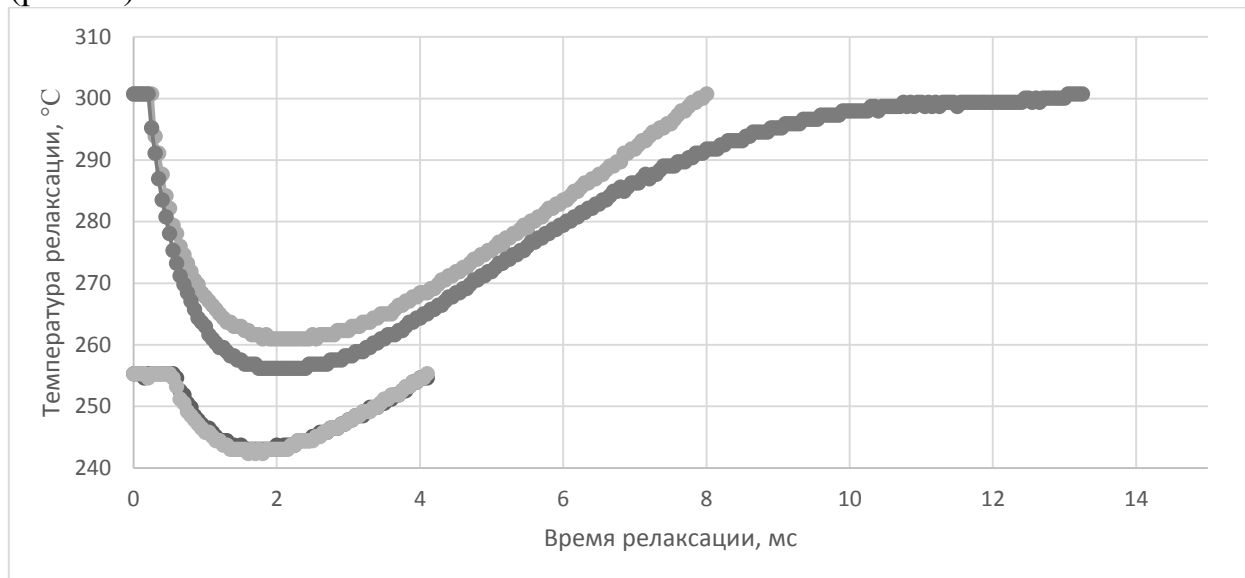


Рис. 4. Термограммы сухих и влажных образцов гексадекана при разных значениях задаваемой температуры T_1 (5 г/г – серая линия, 29 г/г – черная линия)

Для оценки процессов, протекающих при высоких температурах, рассчитаем увеличение теплового потока в среду с изменением влагосодержания.

За основу взято уравнение теплового баланса бесконечной проволоки и применено к конечному варианту без учета токоподводов для сравнительной оценки изменений теплового потока, отходящего в жидкость. Это возможно, так как основная составляющая потока идет в жидкость, и сравнение проводится при практически одинаковой температуре проволоки.

Полный тепловой поток, идущий на нагрев зонда и нагрев жидкости, равен:

$$Q(t) = Q_{\text{зонда}}(t) + Q_{\text{среды}}(t).$$

Тогда можно определить полный тепловой поток через поверхность зонда в среду:

$$Q_{\text{среды}}(t) = P(t) - Q_{\text{зонда}}(t),$$

где $P(t)$ – электрическая мощность нагрева, измеряемая в опыте.

Полная теплоемкость зонда может быть определена из контрольного эксперимента в адиабатических условиях (импульсный эксперимент на воздухе):

$$Q_{\text{среды}}(t) \approx 0$$

$$C_{\text{зонда}} = Q_{\text{зонда}} \cdot \left(\frac{dT}{dt}\right)^{-1}$$

По скорости изменения температуры вблизи заданного значения оценена полная теплоемкость проволоки. Оценка удельной теплоемкости сошлась со справочником в пределах 5%. Для проволоки из платины длиной 3 мм и диаметром 20 мкм получена величина полной теплоемкости, равная $6,718 \cdot 10^{-6}$ Дж/К, следовательно, основная часть мощности нагрева расходуется на нагрев среды. Поэтому тонкий проволочный зонд может служить малоинерционным индикатором малых изменений теплового потока.

В итоговой формуле получаем для избранного момента времени измерения t_m (при повторном достижении T_1):

$$Q_{\text{среды}}(t_m) = P(t_m) - C_{\text{зонда}} \frac{dT}{dt}$$

Для определения искомого теплового потока в среду с поверхности зонда следует в выбранный момент времени определить мощность нагрева и скорость изменения температуры проволоки. Мощность рассчитывается из произведения силы тока и падения напряжения на проволоке в момент времени t_m , который соответствует повторному достижению температуры T_1 , скорость изменения температуры проволоки – это первая производная температуры по времени.

На основе этих расчётов мы приводим зависимость изменения теплового потока от температуры нагрева для гексадекана с влажосодержанием 5 г/т и 29 г/т.

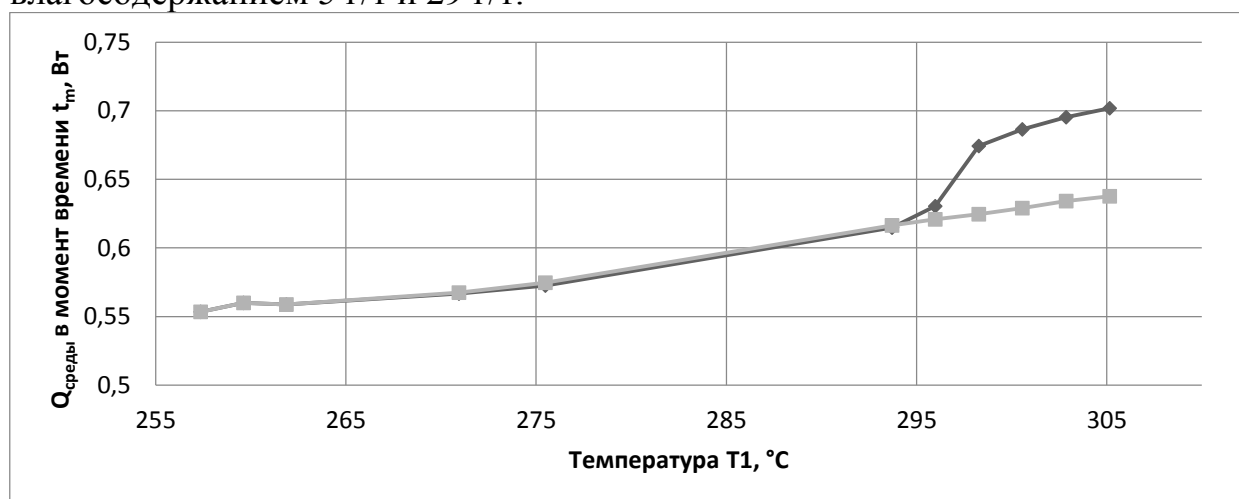


Рис. 5. Зависимость теплового потока с поверхности проволоки в среду в зависимости от температуры T_1 (влажосодержание 5 г/т – серая линия, 29 г/т – черная линия)

Логично предположить, что изменение теплового потока связано с парообразованием влаги, распределенной в виде микронных и

субмикронных капелек в толщине прогреваемого слоя. Считаем, что при нашей продолжительности второго импульса $\sim 3-5$ мс толщина прогретого слоя ~ 10 мкм. Длина проволоки 3 мм. Объем прогретого слоя $3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3$. Для объемного содержания влаги 10^{-4} объем воды в прогретом слое составит $3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3$. Теплота парообразования ~ 2200 Дж/г, для нашей влаги получаем не более 10^{-6} Дж на парообразование или на актуальном интервале 1 мс – не более 10^{-3} Вт от общего теплового потока.

В эксперименте с поверхности зонда в среду уходит на три порядка больше энергии, чем требуется для парообразования содержащейся в масле воды.

Наблюдаемые изменения теплового потока не объясняются механизмом парообразования примеси влаги в масле и требуют дальнейшего изучения.

Список литературы:

1. Балашов А.М. Загрязненность масла как причина разрушения турбоагрегата // Вести в электроэнергетике. 2004. № 4. С. 44-46.

2. Skripov P.V., Puchinskis S.E. Spontaneous Boiling Up as a Specific Relaxation Process in Polymer-Solvent Systems / J. Appl. Polym. Sci. 1996. V. 59. № 11. P. 1659-1665.

3. Шангин В.В., Волосников Д.В., Старостин А.А., Скрипов П.В. Влияние микроколичеств влаги на кратковременную термоустойчивость масел / Тепловые процессы в технике. 2013. Т. 5. № 9. С. 424-432.

4. Лукьянов К.В., Котов А.Н., Старостин А.А. Импульсно-тепловой контроль летучих примесей в диэлектрических технологических жидкостях / Датчики и системы. 2014. №10. С. 46-49.

УДК 536.21

**МЕТОД ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ
ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСЛОВИЙ АДИАБАТНОСТИ**

**ассистент Черноскутов М.Ю.¹, ст. преподаватель Мешков В.В.²,
д.-ф.-м.н. проф. Ивлиев А.Д.³**

ФГАОУ ВПО «Российский государственный профессионально-
педагогический университет»

620012, Екатеринбург, ул. Машиностроителей, 11

¹mikhail.chernoskutov@gmail.com, ²vladislav.meshkov@rsvpu.ru,
³ad_i48@mail.ru

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 11-08-00275 и
№ 14-08-00228).*

**METHOD OF THERMAL WAVES. EXPERIMENTAL
DETERMINATION OF THE CONDITIONS OF ADIABATIC**

**Assistant Chernoskutov M.Y., Art. teacher Meshkov V.V.,
d.-f.-m.n. prof. Ivliev A.D.**

Russian State Vocational Pedagogical University

620012, Yekaterinburg, ul. Mashinostroiteley 11

*This work was supported by RFBR (grants № 11-08-00275 and
№ 14-08-00228).*

В работе рассмотрена одномерная математическая модель распространения температурной волны. Рассмотрена возможность применения модели для экспериментальных измерений температуропроводности в адиабатном режиме. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие теоретические выкладки.

Ключевые слова: температуропроводность, метод температурных волн, адиабатный режим.

The paper deals with one-dimensional mathematical model of the temperature wave. The possibility of using the model to experimental measurements of the thermal diffusivity in the adiabatic regime. Experimental data confirm the theoretical calculations.

Keywords: thermal diffusivity, temperature waves method, adiabatic regime.

Введение

Новые разрабатываемые материалы требуют точных и эффективных аналитических инструментов для исследования их свойств. В частности, представляет практический интерес исследование

температуры теплопроводности. Существует несколько методов измерения теплопроводности, в частности импульсный метод (метод вспышки) и метод температурных волн.

В обоих методах, одна поверхность образца-пластины известной толщины подвергается излучению, в то время как на другой стороне производятся измерения температуры. В случае с импульсным методом, излучением является однократная вспышка, в то время как в методе температурных волн излучение длительно воздействует на образец, а его интенсивность изменяется по гармоническому закону.

Нами использован метод температурных волн [1]. Преимуществом метода температурных волн по сравнению с импульсным методом является возможность создания адиабатных условий при проведении измерений [2]. Это достигается подбором частоты температурной волны, при котором создаются большие градиенты перепада температуры по образцу, вследствие чего потери на конвекцию и излучение становятся сравнительно малыми.

Одномерная тепловая модель

Для того, чтобы понять природу создания адиабатного процесса, рассмотрим математическую модель происходящих процессов. В общем случае необходимо рассматривать трёхмерную модель распространения тепловой волны. Однако такая модель будет включать в себя множество параметров и процесс вычислений по такой модели будет достаточно трудоёмким.

Согласно работе О.А.Краева и А.А. Стельмах [3] мы можем представить процесс распространения температурной волны как одномерную модель с учётом ряда ограничений. В одномерной модели образец рассматривается как бесконечная однородная пластина известной толщины l . Вдоль толщины пластины распространяются температурные волны (рис. 1).

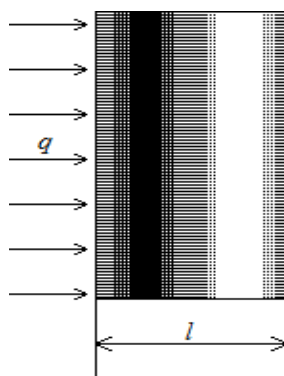


Рис. 1 Бесконечная однородная пластина

Начнём рассматривать одномерную тепловую модель с формулы вычисления температуропроводности.

$$a = \frac{\omega l^2}{k^2}, \quad (1)$$

где a – коэффициент температуропроводности, ω – угловая частота температурной волны, l – толщина образца, $k^2 = Pd$ – число Предводителя. Данное уравнение используется нами для вычисления коэффициента температуропроводности. Как можно увидеть, в уравнении 1 содержатся два известных заранее параметра – это толщина образца l и угловая частота создаваемой нами температурной волны.

Остановимся на неизвестном коэффициенте k . Данный коэффициент возник как результат вычислений. Перепишем уравнение 1 так, чтобы параметр k являлся функцией a , ω и l .

$$k^2 = \frac{\omega l^2}{a} = Pd, \quad (2)$$

Коэффициент k имеет нелинейную зависимость от нескольких параметров: сдвиг фазы температурной волны и параметров теплообмена. Под сдвигом фазы температурной волны понимается разница фазы колебаний температуры второй поверхности образца и фазы теплового потока, действующего на первую поверхность. Представив сдвиг фаз как φ , данную зависимость можно описать следующим уравнением.

$$\varphi = \text{Arctg} \left(\frac{Bi_1 Bi_2 (b_1 - b_2) - 2 \frac{k}{\sqrt{2}} (Bi_1 + Bi_2) b_4 - k^2 (b_1 + b_2)}{Bi_1 Bi_2 (b_1 + b_2) + 2 \frac{k}{\sqrt{2}} (Bi_1 + Bi_2) b_3 + k^2 (b_1 - b_2)} \right), \quad (3)$$

где Bi_1 и Bi_2 – числа Био, которые являются показателями теплообмена первой и второй поверхности образца соответственно. В дальнейшем в связи с тем, что обе поверхности образца находятся в сравнительно одинаковых условиях, параметры Bi_1 и Bi_2 можно принять равными друг другу.

Параметры b_1 , b_2 , b_3 и b_4 описываются следующими формулами:

$$\begin{aligned} b_1 &= sh \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \cos \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) & b_2 &= ch \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \sin \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \\ b_3 &= ch \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \cos \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) & b_4 &= sh \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \sin \left(\frac{k}{\sqrt{2}} \right) \end{aligned}$$

Как видно, помимо параметра k , сдвиг фазы зависит от параметров теплообмена. Для наглядного представления, построим график зависимости $\varphi(k)$ для различных параметров Bi .

На графике (рис 2,3) можно выделить две основные области. Первая – нелинейная – при $k < 2$. В этой области можно отчетливо наблюдать зависимость сдвига фазы от параметров теплообмена. Вторая – линейная область, в которой зависимость от параметров теплообмена практически

исчезает.

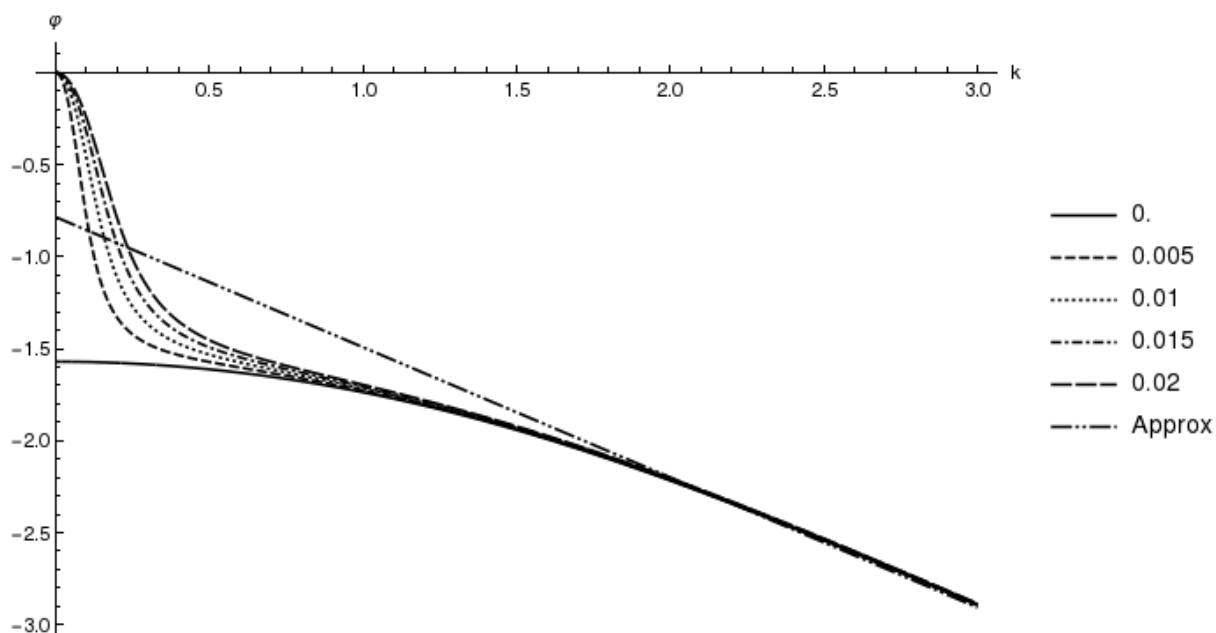


Рис. 2. График зависимости $\varphi(k)$ для различных параметров Bi

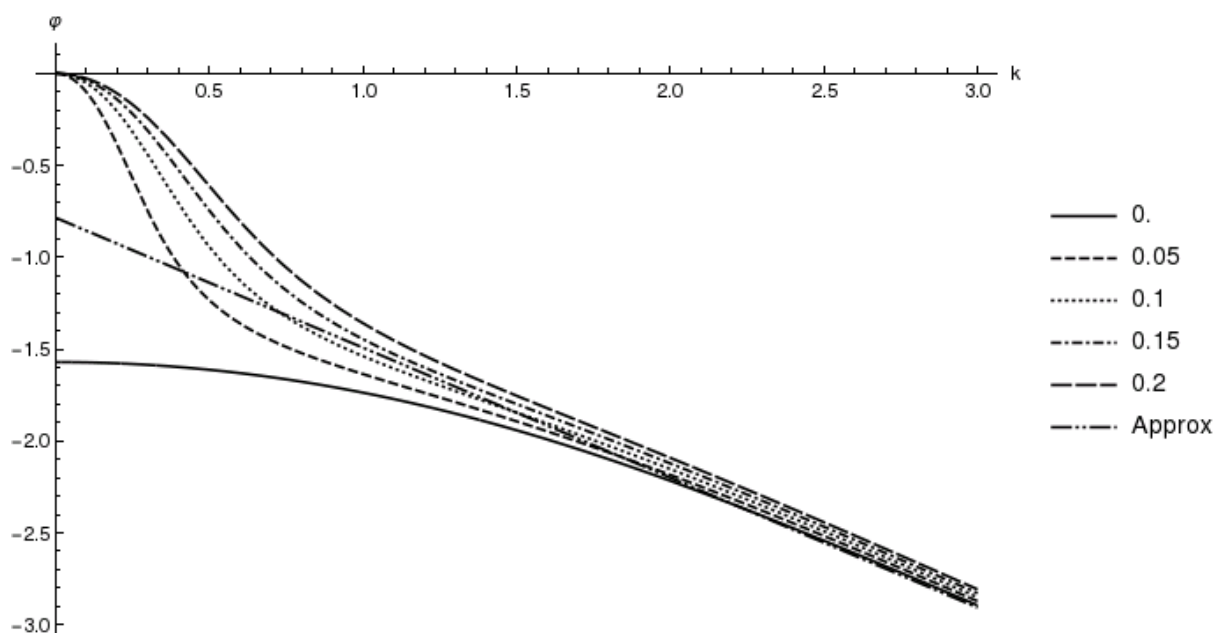


Рис. 3. График зависимости $\varphi(k)$ для различных параметров Bi

С точки зрения экспериментального определения коэффициента температуропроводности нелинейная область нас не интересует, так как, во-первых, в ней присутствует ярко выраженная зависимость от неизвестной величины, во-вторых из-за ограничений применимости одномерной модели при реальных измерениях. Уменьшение фазы сигнала

при постоянной толщине образца означает увеличение длины волны. При приближении длины волны к высоте образца одномерная модель перестаёт работать [4].

Остановимся на линейной области. Здесь можно использовать линейную аппроксимацию (изображенную на рисунке 2 и 3 как Approx) вида

$$\varphi = -\left(\frac{\pi}{4} + \frac{k}{\sqrt{2}}\right) \quad (4)$$

И действительно, в данной области даже при больших параметрах теплообмена ($Bi = 0,2$) отклонение значений аппроксимации от модели составляет 5%. Однако, если во время эксперимента параметр Bi не превышает порог в 0,02 [3], то отклонение значений не превышает 1% в худшем случае, а в лучшем можно получить точность вычислений до 0.1%. Это означает, что процесс измерения температуропроводности можно свести к оценке сдвига фаз сигнала и несложным математическим вычислениям, не принимая во внимание параметры теплообмена образца с окружающей средой.

Экспериментальное подтверждение

Мы определили условия адиабатности процесса в одномерной математической модели, но не для реального исследуемого объекта. Для того чтобы убедиться в применимости одномерной модели для проведения измерений, проведём оценку сдвига фазы сигнала на разных частотах температурных волн, и вычислим коэффициент температуропроводности с учётом аппроксимации. В зависимости от частоты волны сдвиг фазы будет соответствовать либо начальному (нелинейному) участку зависимости $\varphi(k)$, либо линейному. При этом, по мере роста частоты волны измеренные значения должны постепенно приближаться друг к другу. В нелинейной области (т.е. на низких частотах) расчет значений температуропроводности по формулам (2) и (4) должен приводить к заметной частотной зависимости рассчитанных значений. Таким образом, если экспериментально будет наблюдаться подобная зависимость, то это говорит о постепенном переходе к адиабатному режиму измерений.

Исследование температуропроводности проводилось на образцах, изготовленных в виде цилиндров высотой до 3 мм. Образец находился в камере, наполненной инертным газом. Облучение было выполнено тепловой волной, которая формировалась непрерывным лазером и механическим обтюратором. В процесс измерения осуществлялся контроль фазы температурной волны на втором основании цилиндра относительно колебаний теплового потока, воздействующего на его первое основание.

Нами выполнены измерения температуропроводности АРМКО-железа. Для этого материала характерно значительное изменение

температуропроводности от температуры и наличие нескольких фазовых переходов. В частности, при низких температурах наблюдается значение температуропроводности $15,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$. Опыты показали, что для образца толщиной $0,935 \text{ мм}$ адиабатный режим наступает при частоте 20 Гц . В области точки Кюри (по нашим данным 1030 К) наблюдается значение температуропроводности $3,08 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, адиабатный режим наступает при частоте 5 Гц . В области температур от 1220 К до 1600 К значение температуропроводности увеличивается от $6,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ до $6,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ соответственно. Адиабатный режим наступает при 10 Гц .

На основании полученных данных можно построить график зависимости коэффициента температуропроводности и параметра k от частоты. На графике (рис. 4) по горизонтальной оси отложена частота в герцах, на левой вертикальной оси – значение коэффициента температуропроводности, на правой – значение параметра k . Измерения, представленные на графике, проводились при температуре 430 К .

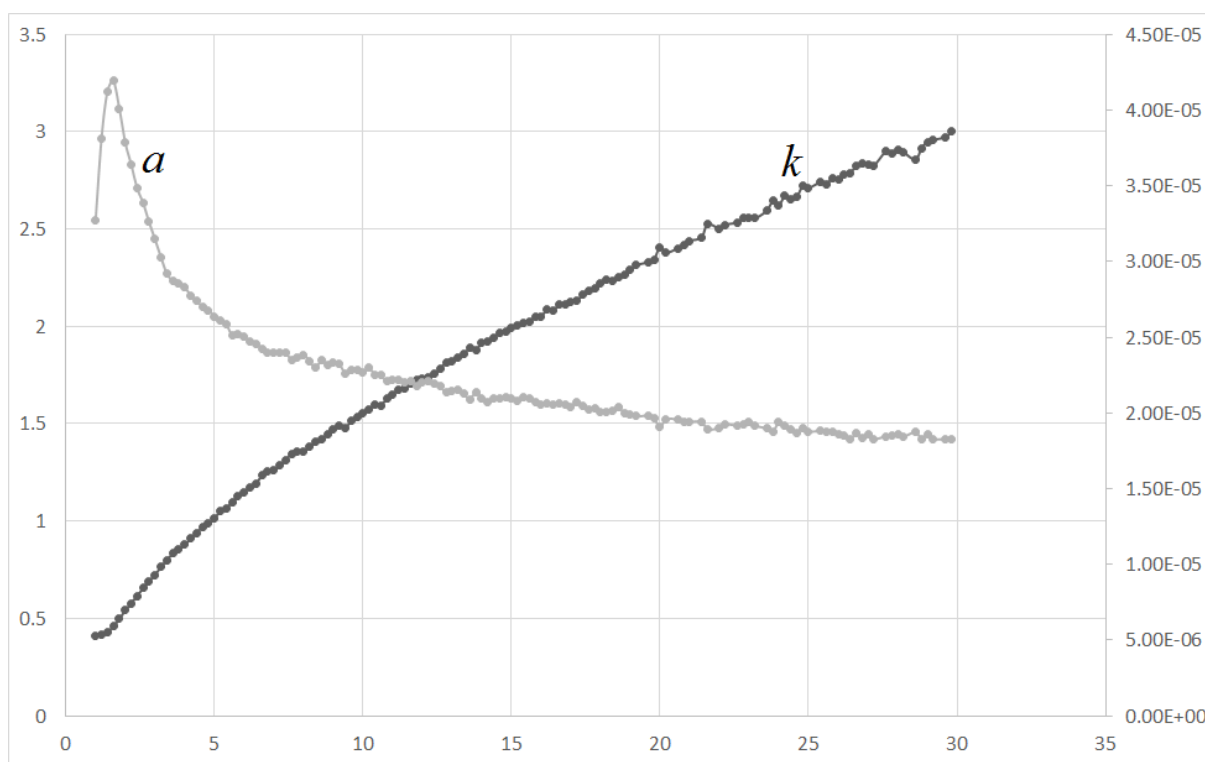


Рис. 4. График зависимости коэффициента температуропроводности и параметра k от частоты

Как можно увидеть, при значении параметра $k > 2$, изменение значений температуропроводности практически останавливается, что свидетельствует о выходе на адиабатный режим. Таким образом при проведении измерений необходимо поддерживать такую частоту

температурной волны, при которой создается адиабатный режим и становится оправданным применение формул (2) и (4) для расчета теплопроводности. С учетом этого нами было произведено измерение теплопроводности железа АРМКО в диапазоне температур от 430 К до 1600 К. Полученные данные коррелируются со справочными значениями.

При сравнении одномерной модели и аппроксимации, можно увидеть что при значении параметра $k > 2,5$ и его дальнейшем увеличении происходит уменьшение погрешности аппроксимации, а значит увеличение частоты сигнала приведёт к более точным измерениям. Однако увеличение частоты влечет за собой некоторые трудности при измерении колебаний температуры.

Во-первых, не стоит забывать о затухании температурных волн в образце. Несмотря на преимущество при увеличении частоты в виде увеличения точности измерений, мы сталкиваемся с экспоненциальным затуханием амплитуды выходного сигнала. На рисунке 5 представлена зависимость амплитуды колебаний на второй поверхности образца от частоты температурной волны. По горизонтальной оси отложена частота волны, по вертикальной – амплитуда.

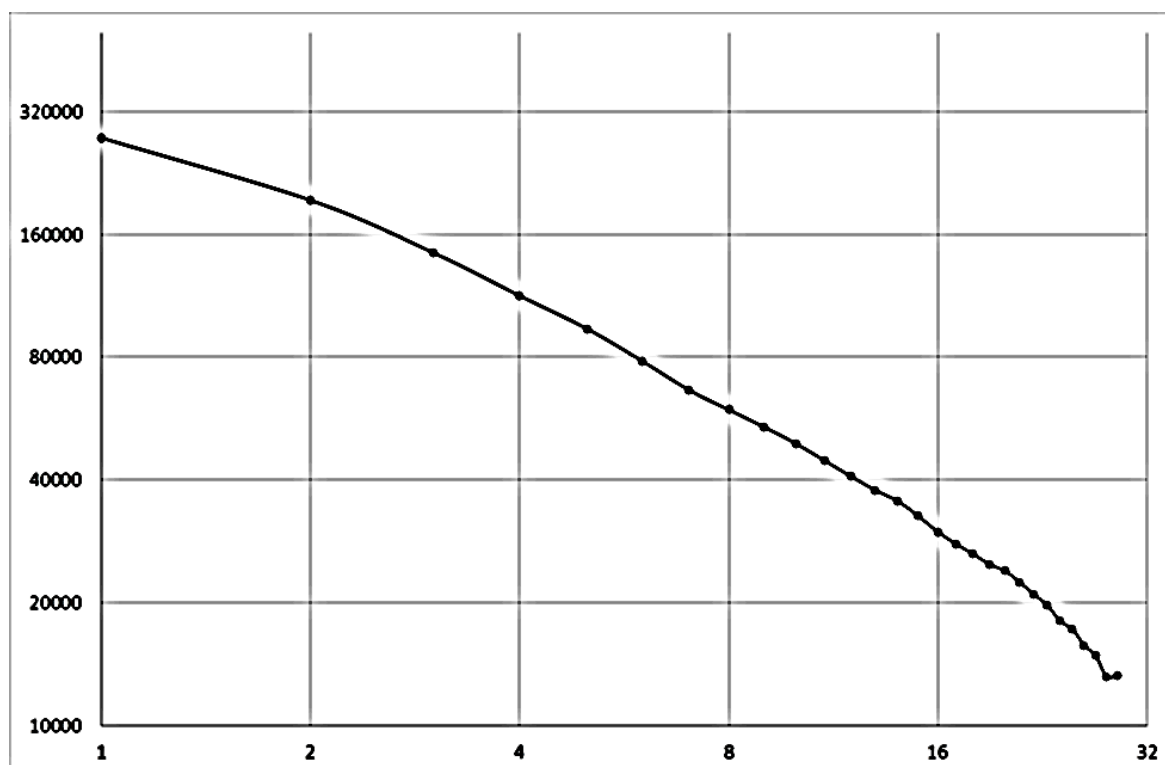


Рис. 5. Зависимость амплитуды колебаний на второй поверхности образца от частоты температурной волны

Во-вторых, измерение температуропроводности производится при помощи термопары и фотодатчика. При использовании термопары на больших частотах измеряемая фаза сигнала может возрасти из-за инерционности термопары. Нами использовалась термопара ВР5/20 с электродами, диаметром 0,05 мм. Экспериментально установлено, что эффект инерционности термопары наблюдался нами на частотах больше 20 Гц.

Таким образом при измерении температуропроводности методом температурных волн необходимо в выборе частоты волны находить баланс между достаточно большой амплитудой и достаточно большим фазовым набегом температурного сигнала.

Список литературы:

1. Ивлиев, А. Д. Метод температурных волн в теплофизических исследованиях [Текст] / А. Д. Ивлиев // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т. 47. – № 5. – С. 771–792.

2. Ивлиев, А. Д. Высокотемпературные теплофизические свойства твердых редкоземельных металлов /Дисс. ... докт. физ. мат. наук. Екатеринбург: Уральский горный институт им. В.В. Вахрушева, 1991. 455 с.

3. Краев О.А., Стельмах А.А. Температуропроводность и теплопроводность металлов при высоких температурах. В кн.: Исследования при высоких температурах. Новосибирск: Наука, 1966. С. 55-74.

4. В.В. Мориллов, А.Д. Ивлиев, А.Н. Поздеев, А.А.Куриченко. Учет размеров плоского образца и теплового потока в методе периодического нагрева. ИФЖ, 1990. Т. 59, №2. С. 266-269.

УДК 534.2

**АКУСТИЧЕСКИЙ И АКУСТИКО-ЭМИССИОННЫЙ МЕТОДЫ
ИССЛЕДОВАНИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
МАТЕРИАЛОВ**

**д.т.н. Рошупкин В.В.¹, к.ф.-м.н. Покрасин М.А.², Ляховицкий М.М.,
Чернов А.И., с.н.с. Минина Н.А.³**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт
металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова Российской академии
наук

119991, Москва, Ленинский пр-т., 49

¹vvro@mail.ru, ²pokrasin@gmail.com, ³minina@imet.ac.ru

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований (проекты №№ 14-08-00073а и 15-08-
00645а).*

**ACOUSTIC AND ACOUSTIC EMISSION RESEARCH METHODS
PHYSICAL AND MECHANICAL PROPERTIES MATERIALS**

**Ph.D. Roshupkin V.V., Ph.D. Pokrasin M.A., Lyakhovitskii M.M.,
Chernov A.I., Senior Research Fellow Minin N.A.**

Federal State Institution of Science Institute of Metallurgy and Materials
Science. AA Baikov Russian Academy of Sciences

119991, Moscow, Leninsky Pr., 49

*This work was supported by the Russian Foundation for Basic Research
(projects №№ 14-08-00073а and 15-08-00645а).*

Приведено описание усовершенствованной методики и экспериментальной установки для исследования акустических свойств (скорость и коэффициент затухания ультразвука) металлов и сплавов. Использование в работе, как дополнительного, дилатометрического метода позволяет в значительной степени не только повысить точность опытных данных об акустических свойствах, но и рассчитать температурную зависимость плотности материалов. Опытные данные об акустических и дилатометрических свойствах позволяют рассчитать температурную зависимость модуля Юнга, получить которую при механических испытаниях достаточно сложно. Для уточнения границ фазовых превращений в материалах был использован акустико-эмиссионный программно-технический комплекс.

Ключевые слова: скорость ультразвука, коэффициент затухания, относительное температурное расширение, плотность, модуль Юнга, акустическая эмиссия.

The paper describes an improved method and experimental setup for the study of the acoustic properties (velocity and ultrasonic attenuation coefficient) of metals and alloys. Using the work, as an additional, dilatometric method allows a large extent not only improve the accuracy of the experimental data on the acoustic properties, but also to calculate the temperature dependence of the density of materials. The experimental data on the properties of acoustic and dilatometric possible to calculate the temperature dependence of Young's modulus, which get in mechanical tests is difficult. To clarify the boundaries of phase transformations in materials was used acoustic emission software and hardware.

Keywords: ultrasonic velocity, attenuation coefficient, the relative thermal expansion, density, Young's modulus, acoustic emission.

Введение

Использование в энергетическом машиностроении новых материалов предполагает всестороннее исследование их теплофизических и механических свойств. Перспективными методами оценки физико-механических параметров и структуры материалов являются акустические методы.

Современные акустические методы позволяют получать не только температурные зависимости скорости и коэффициента затухания ультразвука, но и рассчитать упругие константы материалов, а также оценить электронную структуру, сверхпроводимость, фазовые переходы первого и второго рода, структуру и свойства различных дефектов.

Известные методы измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука в твердых телах предназначены для исследований лишь при низких и комнатных температурах. Методика измерения акустических параметров твердых тел при высоких температурах, являющаяся прототипом методики, предлагаемой авторами, была предложена Л.М. Мухиным и Г.В. Яковлевым [1]. Однако, эта методика не позволяла осуществлять измерения с достаточной степенью точности.

В настоящей работе представлена усовершенствованная методика измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука, основанная на методе Н. Гобрана и Г. Иосеффа [2], при высоких температурах [3].

Методика и экспериментальная установка для измерения скорости, коэффициента затухания ультразвука и акустико-эмиссионных свойств материалов в твердом состоянии.

Метод определения скорости ультразвука в стержневых образцах с акустической меткой заключается в измерении времени прохождения акустическим импульсом измерительного участка известной длины, а коэффициента затухания – в измерении амплитуд этих импульсов.

Измерение скорости и коэффициента затухания ультразвуковых волн проводится импульсным методом, позволяющим получать наиболее точные и надежные данные.

Метод измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука в твердых телах при высоких температурах представлен на рис. 1. Акустический импульс, возбужденный на холодном (правом) торце образца, достигает расположенного в зоне нагрева измерительного участка, где часть ультразвуковой волны, отразившись от акустической метки, возвращается к пьезопреобразователю и преобразуется в электрический импульс с амплитудой u_1 . Другая часть волны, пройдя через измерительный участок и отразившись от левого торца образца, также достигает пьезопреобразователя и регистрируется в виде импульса с амплитудой u_2 .

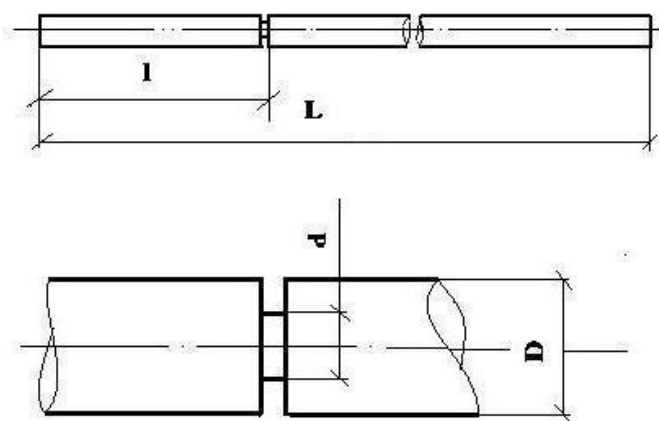


Рис. 1. Измерительный участок образца: L – общая длина образца, l – длина измерительной части образца, D, d – диаметр образца и проточки (акустическая метка).

Скорость ультразвука определяется по длине измерительного участка образца и времени прохождения импульса между проточкой и нижним торцом образца

$$c = 2l/\tau, \quad (1)$$

где l – длина измерительного участка; τ – время прохождения звукового импульса двойной длины измерительного участка; c – скорость распространения ультразвука при данной температуре.

Коэффициент затухания ультразвука β определяется из выражения [2, 4]

$$u_1/u_2 = [\beta/(1 - \beta^2)]e^{2\beta l}, \quad (2)$$

где u_1 и u_2 – амплитуды сигналов, отразившихся от проточки и от торца образца соответственно; β – полный коэффициент отражения от сечения с проточкой.

Коэффициент отражения от участка стержня с проточкой [2, 4]

$$\beta_1 = (D^2 - d^2)/(D^2 + d^2), \quad (3)$$

где D – диаметр образца; d – внутренний диаметр проточки.

Полный коэффициент отражения ультразвука β в случае малой глубины и ширины проточки определяется из соотношения [2, 4] $\beta = \beta_1^2$, откуда

$$\alpha = \{\ln(u_1/u_2) - \ln[\beta/(1 - \beta^2)]\}/2l \quad (4)$$

Таким образом, измерение коэффициента затухания сводится к измерению амплитуд серии импульсов, отраженных от акустической метки и торца образца.

С целью увеличения точности исследований авторы применили новую методику [3] измерения скорости и затухания ультразвука по пикам импульсов несущей частоты. Суть методики заключается в том, что для возбуждения в образце акустических колебаний на акустический преобразователь подается П-образный электрический импульс, заполненный импульсами несущей частоты (рис. 2).

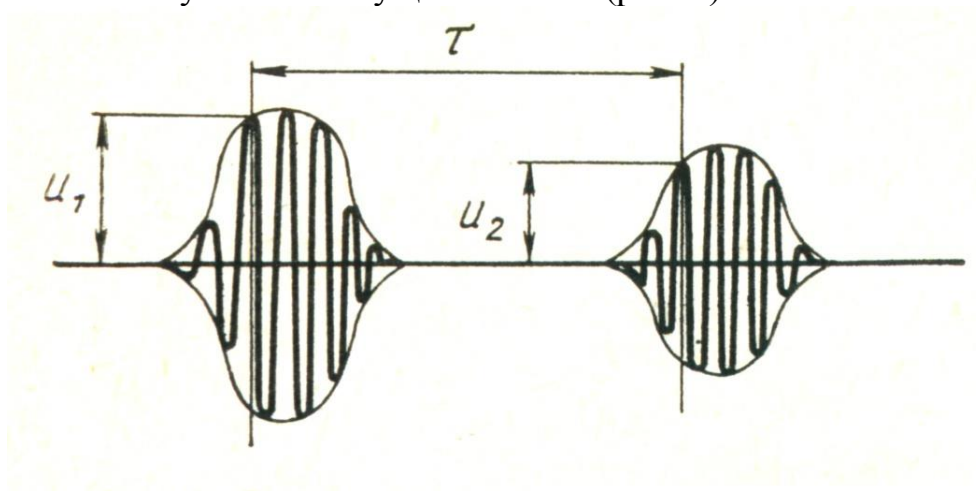


Рис. 2. Вид импульсов, отраженных от проточки и торца рабочей части образца.

Эхо-сигнал, приходящий вместе с прямым (зондирующим) импульсом на регистрирующую часть схемы, подобен прямому импульсу. При этом оба импульса не подвергаются детектированию, а для их усиления используется широкополосный усилитель, сохраняющий высокочастотную составляющую сигнала. Временные интервалы и амплитуды сигналов измеряются так, как показано на рис. 2.

Следует заметить, что в зависимости от соотношения диаметров образца и проточки, реальная осциллограмма может отличаться от

приведенной на рис. 2. На рис. 3 показана осциллограмма, полученная при исследовании акустических свойств стали ЭП-912.

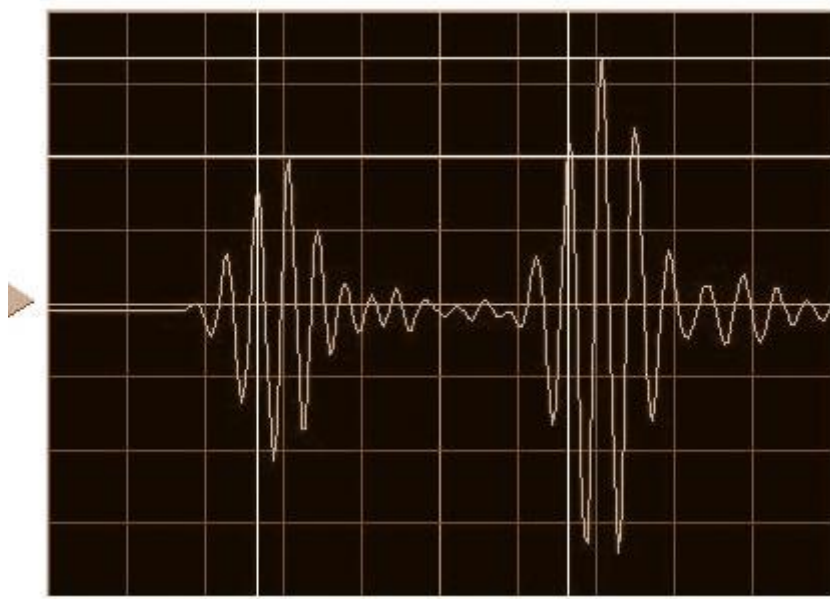


Рис. 3. Осциллограмма ультразвуковых сигналов при исследовании акустических свойств стали ЭП-912.

При этом как в том, так и другом случаях расчет значений скорости и коэффициента затухания ультразвука проводится по одинаковым соотношениям.

Полученные значения скорости звука представляют собой стержневую скорость ультразвука, удовлетворяющую условию: $\lambda \gg D$, где λ – длина звуковой волны, D – диаметр образца. Скорость звука в бесконечной среде может на 15–20 % отличаться от полученных результатов для стержневых образцов [5].

Изготовление опытных образцов в представленном на рис. 1 виде связано как с технологическими трудностями, так и, зачастую, с малым количеством исследуемого материала. Как следует из (3), коэффициент отражения ультразвука β является безразмерной величиной и не зависит от температуры, что позволяет использовать при проведении акустических измерений и другие конфигурации измерительного участка образца. На рис. 4 приведены варианты образцов, использованных при проведении экспериментальных исследований.

Т.к., для подобной конфигурации образцов рассчитать свойства акустической метки достаточно трудно, были проведены дополнительные измерения коэффициента затухания ультразвука при комнатной температуре на воздухе на простом стержне (без акустической метки) из исследуемого материала эхо-методом [4]. Полученное значение коэффициента затухания ультразвука использовалось в дальнейшем в качестве «реперного» значения указанного свойства при исследовании его

температурной зависимости.

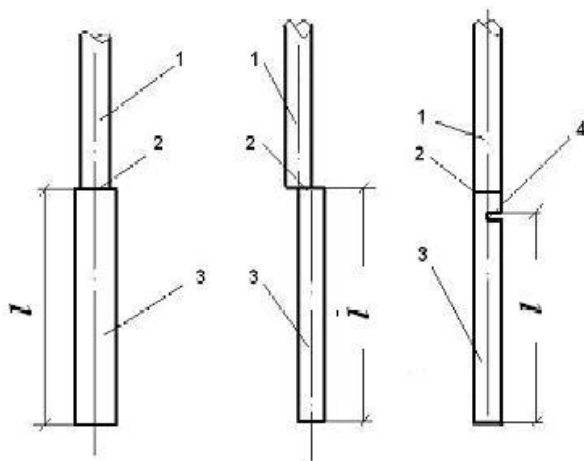


Рис. 4. Варианты рабочих участков образца: 1 – волновод, 2 – место сварки, 3 – образец, 4 – пропилен.

Результаты измерений, полученные на соответствующих рис. 4 конфигурациях измерительных участков образцов титановых сплавов ВТ1-00 и ВТ-20, совпадали (в пределах погрешности) с результатами, полученными на образцах из тех же материалов с акустическими метками в виде проточек.

Описание экспериментальной установки

Исследование акустических свойств металлов и их сплавов в широком температурном диапазоне представляет достаточно сложную в техническом отношении задачу, т.к. пьезоэлектрические датчики используются при температурах близких к комнатной. Следовательно, датчик должен находиться за пределами области нагрева. Для проведения высокотемпературных исследований был использован предложенный в [3] способ измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука.

На рис. 5 приведена принципиальная схема экспериментальной установки для исследования акустических свойств материалов в широком диапазоне температур, как в вакууме, так и в различных газовых средах. В качестве нагревательного элемента используется безинерционная инфракрасная отражательная печь 5 (ULVAC SINKU-RIKO, Japan) с программатором НРС-5000 (ULVAC SINKU-RIKO, Japan), позволяющим производить нагрев образцов по заданной программе в широком диапазоне скоростей нагрева, а также поддерживать температуру на заданном уровне

с высокой точностью. Внутри печи находится изготовленная из кварцевого стекла вакуумная камера 4. Образец 3 в виде стержня длиной 350–400 мм и диаметром 2 мм имеет плоскопараллельные торцы. На расстоянии 55–75 мм от нижнего торца образца сделана проточка шириной 0,4 мм и глубиной 20–40 % от диаметра образца, представляющая собой акустическую метку (рис. 2). Участок образца от нижнего торца до акустической метки является измерительным участком 6. Остальная часть образца играет роль акустического волновода. Образец 3 уплотняется в герметическом узле 2 вакуумной камеры. На верхнем торце образца крепится пьезопреобразователь 1 оригинальной конструкции, осуществляющий как возбуждение акустических волн в образце, так и прием отраженных акустических волн.

Как видно из рис. 5, рабочая часть образца находится в зоне равномерного нагрева с заданной температурой, а верхняя часть – в холодной зоне, что обеспечивает нормальную работу пьезопреобразователя.

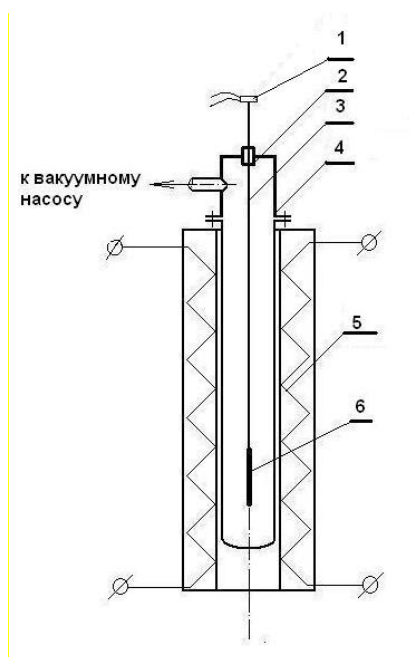


Рис. 5. Принципиальная схема экспериментальной установки для исследования акустических свойств материалов: 1 – пьезопреобразователь, 2 – герметический узел, 3 – образец, 4 – вакуумная камера, 5 – нагревательная печь, 6 – измерительный участок образца.

Принципиальная электрическая схема установки представлена на рис. 6. Задающий генератор 1 подает П-образный импульс на управляющую сетку генерирующей лампы генератора несущей частоты 2. При этом лампа открывается, и на выходе генератора 2 появляется пакет зондирующих импульсов с амплитудой 100–300 В, который поступает на

акустический преобразователь 3, установленный на торце образца 4, помещенного в нагревательную печь 5.

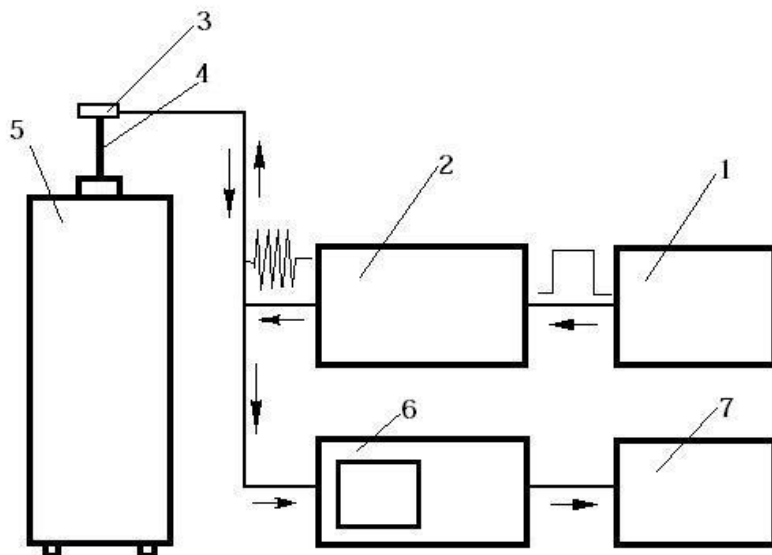


Рис. 6. Принципиальная электрическая схема установки для измерения скорости и коэффициента затухания ультразвука в твердых материалах в широком диапазоне температур: 1 – задающий генератор; 2 – генератор импульсов несущей частоты; 3 – акустический преобразователь; 4 – свободная часть образца; 5 – измерительная ячейка; 6 – цифровой осциллограф; 7 – персональный компьютер.

Как зондирующий, так и эхо-импульс подаются на регистрирующую часть схемы, состоящую из цифрового осциллографа GDS-810S 6 и персонального компьютера 7. В результате на экране осциллографа 6 образуется изображение, показанное на рис. 2, которое сохраняется в памяти компьютера для последующей математической обработки и анализа опытных данных.

Цифровой осциллограф GDS-810S выбран в качестве составной части регистрирующей схемы, т.к. позволяет с большой точностью измерять амплитудные и временные величины поступающих на схему сигналов.

Предложенная методика измерений на стержневых образцах дает возможность получать равномерное температурное поле по сечению образца и вдоль всего измерительного участка, избежать нежелательных интерференционных эффектов и упростить способ возбуждения акустических волн.

Исследования акустико-эмиссионных свойств материалов проводилось на той же экспериментальной установке с использованием

программно-технического комплекса СДС 1008/8. В качестве волновода использовался сплав марки ХН78Т, который в предварительных исследованиях показал отсутствие сигналов акустической эмиссии во всем температурном интервале исследований. Также в работе использовался широкополосный пьезоэлектрический датчик, специально предназначенный для акустико-эмиссионных измерений. Используемый в работе программно-технический комплекс СДС 1008/8 представляет собой восьмиканальную измерительную систему. В работах по исследованию акустико-эмиссионных свойств материалов при нагреве используется лишь один канал. Авторами работы восьмиканальный вариант успешно используется при диагностике оборудования нефтеперерабатывающей и химической промышленности, т.к. он позволяет определить не только местоположение дефекта в сосуде, но и оценить опасность его развития.

По описанным методикам был исследован широкий круг материалов, в том числе сплавы на основе титана [6, 7], ферритно-мартенситные хромистые стали [8], никелид титана [9, 10].

В качестве примера использования предлагаемых методик ниже представлены результаты исследований акустических свойств кобальта в диапазоне температур 20–1150 °С [11].

Акустические свойства кобальта

Кобальт находит широкое и разнообразное применение в различных отраслях промышленности, сельском хозяйстве и медицине, что связано со свойствами этого металла и его сплавов. В основном, кобальт нашел применение в качестве добавок при производстве сверхтвердых, жаропрочных, инструментальных и износостойких сплавов, а также постоянных магнитов. Эти сплавы широко используются в машиностроении, в авиационной технике, ракетостроении, электротехнической и атомной промышленности. Использование кобальта (температура магнитного перехода 1121 °С [12]) при изготовлении постоянных магнитов позволяет значительно расширить температурную область их применения.

Экспериментальное исследование акустических (скорость и коэффициент затухания ультразвука), акустико-эмиссионных свойств и относительного температурного расширения кобальта проведено в диапазоне от комнатной температуры до 1150 °С. Как следует из [5, 13], при температуре 427 °С в кобальте происходит $\alpha \rightarrow \beta$ фазовое превращение, при котором гексагональная структура переходит в кубическую гранецентрированную, а при температуре 1121 °С – магнитный фазовый переход (точка Кюри). На рис. 7 представлены результаты

экспериментального исследования акустических, акустико-эмиссионных свойств и относительного температурного расширения кобальта. Из данных о скорости (рис. 7а) и коэффициенте затухания (рис. 7б) ультразвука видно, что результаты для исходного и отожженного образцов заметно отличаются по своим значениям. Однако при температуре ~ 1050 °С происходит отжиг исходного образца, что особенно заметно из поведения скорости ультразвука (рис. 7а). После отжига экспериментальные результаты для этих же свойств при охлаждении и повторном нагреве практически совпадают. Поэтому исследования относительного температурного расширения (рис. 7в) и акустико-эмиссионных свойств (рис. 7г) проводились на отожженных образцах.

Как видно из приведенных на рис. 7 экспериментальных данных о скорости ультразвука в отожженных образцах (рис. 7а) наблюдаются особенности в их поведении. Это относится к температурной области 210–310 и 400–500 °С. Полученные результаты достаточно хорошо согласуются с результатами работ [14, 15]. Однако, в работе [16] на основе исследования внутреннего трения в кобальте эти области определены как ~ 400 –500 К и 500–600 К ($\alpha \rightarrow \beta$ превращение), что значительно отличается от представленных в [5, 12, 13]. Возможно, это связано с выбором частоты резонансного сигнала, т.к. внутреннее трение и затухание ультразвукового сигнала в значительной степени зависят от его частоты [17]. Экспериментальные данные о коэффициенте затухания ультразвука (рис. 7б) так же указывают на аномалии в этой температурной области. Однако, в отличие от скорости ультразвука, коэффициент затухания позволяет определить и температуру магнитного перехода в кобальте. В частности, результаты исследования коэффициента затухания ультразвука подтвердили происходящие в материале превращения и уточнили границы начала магнитного фазового перехода в кобальте. При этом полученные результаты совпали с данными [18, 19] о температурных границах ориентационного фазового перехода, данными [14, 15] – $\alpha \rightarrow \beta$ перехода и магнитного превращения. Проведенные акустико-эмиссионные исследования подтвердили результаты акустических исследований. Однако, как видно из рис. 7г, в случае ориентационного и $\alpha \rightarrow \beta$ перехода АЭ сигналы появляются при завершении фазового перехода, а в случае магнитного – при его начале.

Математическая обработка методом наименьших квадратов опытных и рассчитанных на их основе данных для отожженного кобальта позволила получить аппроксимирующие уравнения в виде $Y = A + Bt + Ct^2$, где Y – свойство, t – температура в °С. Коэффициенты уравнений приведены в таблице 1. Заметим, что в обработку не были включены опытные данные в области фазовых переходов. В таблице 2 приведены экспериментальные

значения скорости, коэффициента затухания ультразвука и относительного температурного расширения, а также рассчитанные на их основе значения плотности и модуля Юнга кобальта в исследованном диапазоне температур, в том числе в области фазовых превращений.

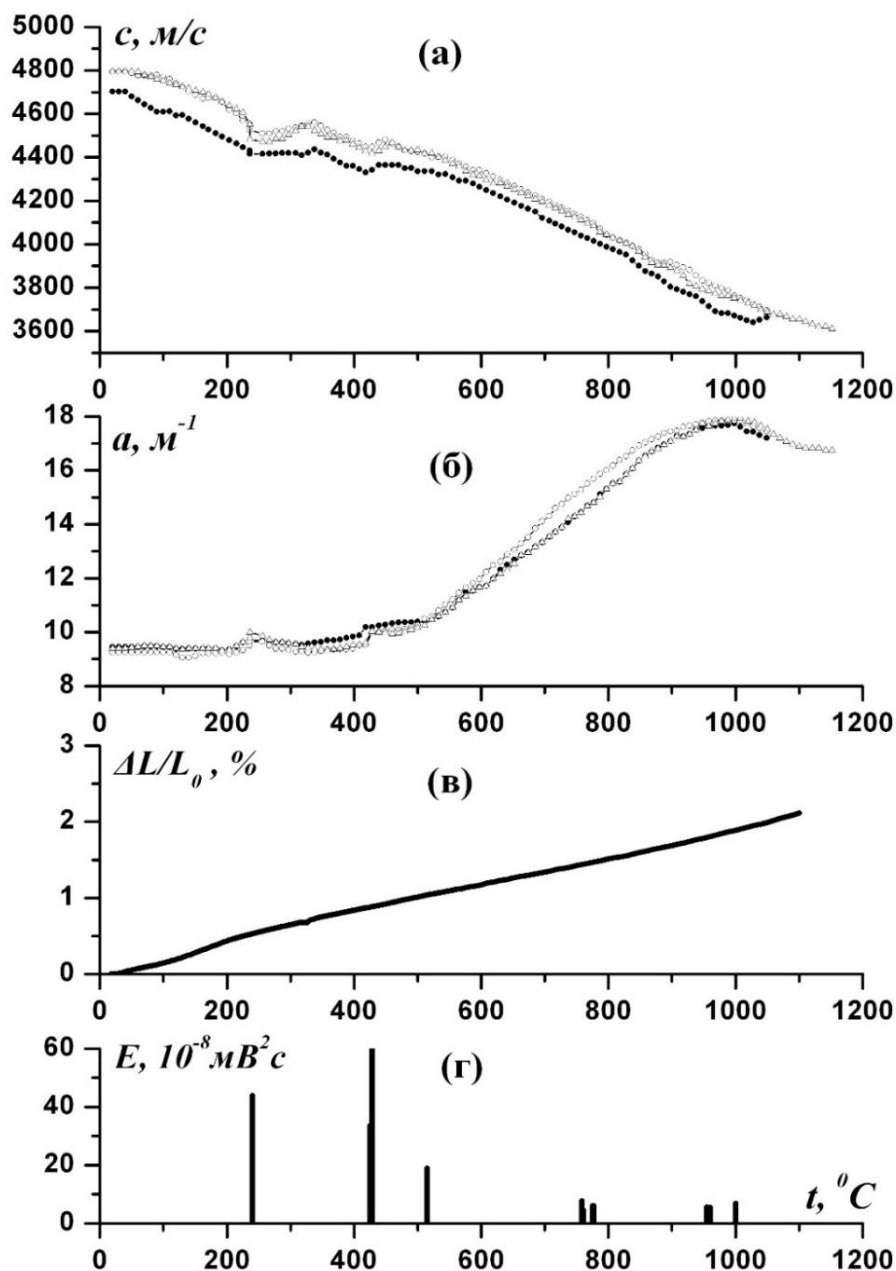


Рис. 7. Результаты экспериментального исследования скорости (а), коэффициента затухания (б) ультразвука (● – исходный образец; ○, Δ – отожженный образец), относительного температурного расширения (в) и акустико-эмиссионных свойств (г) кобальта.

Таблица 1

Значения коэффициентов аппроксимирующего уравнения (1) для кобальта

Свойство	A	B	C
Скорость звука c , м/с	4885.5	-1.12	-
Коэффициент затухания ультразвука a , m^{-1}	11.0242	$5.4616 \cdot 10^{-5}$	$2.76 \cdot 10^{-8}$
Относительное температурное расширение $\Delta L/L_0$, %	0.03024	0.00192	-
Плотность ρ , kg/m^3	8881.5	-0.568	$8.8 \cdot 10^{-5}$
Модуль Юнга E , ГПа	207.7	-0.09	-

Таблица 2

Экспериментальные и расчетные значения свойств кобальта

Темп., $^{\circ}C$	Скорость звука c , м/с	Коэффициент затухания a , m^{-1}	Относительное температурное расширение $\Delta L/L_0$, %	Плотность ρ , kg/m^3	Модуль Юнга E , ГПа
20	4795.1	9.40	0	8878.0	204.1
50	4795.7	9.43	0.035	8863.4	203.8
100	4752.4	9.45	0.142	8839.3	199.6
151	4707.0	9.39	0.283	8802.4	195.0
204	4638.1	9.36	0.450	8759.5	188.5
215	4621.2	9.49	0.477	8752.5	187.0
225	4604.2	9.62	0.498	8747.5	185.5
236	4551.7	9.79	0.523	8740.3	181.2
246	4483.1	10.0	0.545	8735.4	175.6
256	4472.8	9.86	0.566	8729.6	174.7
267	4472.8	9.72	0.587	8723.8	174.6

Темп., °С	Скорость звука с, м/с	Коэффициент затухания а, м ⁻¹	Относительное температурное расширение $\Delta L/L_0$, %	Плотность ρ , кг/м ³	Модуль Юнга Е, ГПа
267	4472.8	9.72	0.587	8723.8	174.6
277	4485.0	9.62	0.607	8718.2	175.5
287	4486.2	9.62	0.624	8713.8	175.4
297	4504.1	9.59	0.644	8708.9	176.8
308	4522.1	9.56	0.666	8704.5	178.1
318	4540.2	9.46	0.681	8701.0	179.4
328	4541.9	9.41	0.690	8695.3	179.5
338	4523.4	9.39	0.729	8687.4	177.9
368	4492.9	9.37	0.787	8673.8	175.1
378	4476.4	9.40	0.803	8668.8	173.8
388	4477.0	9.45	0.819	8666.0	173.7
398	4460.7	9.51	0.837	8660.9	172.4
408	4444.4	9.54	0.855	8656.7	171.0
418	4428.2	9.60	0.868	8652.4	169.7
428	4416.6	10.03	0.886	8648.2	168.8
439	4429.5	10.0	0.902	8643.8	169.7
449	4446.6	9.98	0.920	8639.6	170.9
460	4469.0	9.93	0.944	8634.4	172.5
470	4447.8	9.96	0.962	8629.6	170.8
500	4433.2	10.17	1.012	8616.4	169.4
555	4370.9	10.91	1.103	8594.6	164.3

Темп., °С	Скорость звука с, м/с	Коэффициент затухания а, м ⁻¹	Относительное температурное расширение $\Delta L/L_0$, %	Плотность ρ , кг/м ³	Модуль Юнга Е, ГПа
597	4314.4	11.67	1.173	8578.1	159.8
652	4251.7	12.54	1.263	8553.1	154.8
696	4196.3	13.33	1.340	8535.9	150.5
747	4124.1	14.30	1.424	8515.4	145.0
797	4043.3	15.31	1.513	8494.0	139.0
848	3965.8	16.36	1.601	8472.0	133.4
898	3891.5	17.08	1.690	8450.6	128.1
948	3793.8	17.72	1.787	8426.8	121.5
998	3752.3	17.93	1.890	8402.3	118.5
1050	3688.9	17.52	1.988	8379.0	114.2
1100	3654.1	16.89	2.113	8349.0	111.7
1150	3610.4	16.74	2.226	8320.5	108.7

Выводы

Приведено описание методик для исследования акустических (скорость и коэффициент затухания ультразвука) и акустико-эмиссионных свойств материалов в твердом состоянии. Использование результатов дилатометрических измерений, в значительной степени повышает точность полученных данных об акустических свойствах.

На примере кобальта показано, что предложенные методики позволяют получить точные и надежные данные не только об акустических, но и рассчитать механические свойства (модуль Юнга) материалов. При этом результаты акустических и акустико-эмиссионных исследований позволяют уточнить температуры фазовых превращений, происходящих в исследованных материалах.

Список литературы:

1. Л.М. Мухин, Г.В. Яковлев. Определение упругих констант твердых тел при повышенных температурах по методу двух отраженных импульсов. *Акустический журнал*. 1964. № 10. С. 483–485
2. N.K. Gobran and H. Youssef. New Method for the Measurement of Ultrasonic Attenuation in Solids at High Temperatures. *The journal of the Acoustical Society of America*. 1966. V. 39. No. 6. P. 1120–1124.
3. Покрасин М.А., Рощупкин В.В., Семашко Н.А., Чернов А.И. Способ определения скорости звука. Авторское свидетельство № 1211611. *Бюллетень изобретений*. 1986. № 6. С. 188.
4. Колесников А.Е. *Ультразвуковые измерения*. М.: Издательство стандартов, 1970. 238 с.
5. *Физическая энциклопедия, М.: Большая Российская энциклопедия*», 1994. Т. 4. 706 с.
6. М.М. Ляховицкий, Н.А. Минина, В.А. Ермишкин, В.В. Рщупкин, М.А. Покрасин. Исследования кинетики структурной эволюции и фазового перехода в титановом сплаве акустическими и дилатометрическим методами. *Физика и химия обработки материалов*. 2009. № 4, с. 75–79.
7. М.М. Ляховицкий, Н.А. Минина, В.В. Рощупкин, М.А. Покрасин, Н.Л. Соболев. Кинетика структурных эволюций и фазового перехода в титановом сплаве марки BT5. *ТВТ*. 2011. Т.49. № 3. С. 476–479.
8. И.И. Новиков, В.В. Рощупкин, А.Г.Кольцов, М.М. Ляховицкий, М.А. Покрасин, Н.А. Минина, А.И. Чернов, Н.Л. Соболев, М.А. Севостьянов. Акустические и акустико-эмиссионные свойства ферритно-мартенситных хромистых сталей. *Физика и химия обработки материалов*. 2012. № 2. с. 87–91.
9. Рощупкин В.В., Ляховицкий М.М., Покрасин М.А., Чернов А.И., Минина Н.А., Соболев Н.Л. Экспериментальное исследование акустических свойств никелида титана. *Материалы 12-го Международного научно-технического семинара «Современные проблемы производства и ремонта в промышленности и на транспорте»*. Киев: АТМУ. 2012. С. 230–235.
10. И.И. Новиков, В.В. Рощупкин, А.Г. Кольцов, М.М. Ляховицкий, М.А. Покрасин, Н.А. Минина, А.И. Чернов, Н.Л. Соболев, М.А. Севостьянов. Акустические свойства никелида титана. *Перспективные материалы*. 2012. № 5. С. 95–99.

11. В.В. Рощупкин, М.М. Ляховицкий, М.А. Покрасин, Н.А. Минина, А.И. Чернов, Н.Л. Соболев, С.А. Клименко, М.Ю. Копейкина, А.Г. Кольцов. Исследование акустических свойств кобальта. Теплофизика высоких температур. 2014. Т. 52. № 6. С. 870–874.

12. Новый политехнический словарь. М.: Большая Российская энциклопедия, 2000. 671 с.

13. Химическая энциклопедия. Т. 5. М.: Большая Российская энциклопедия, 1999. 783 с.

14. В.В. Рощупкин, Н.А. Семашко. Акустические свойства кобальта в широком диапазоне температур. Теплофизические свойства веществ и материалов. М.: Изд-во стандартов. 1991. Вып. 31. С. 67–73.

15. Н.А. Семашко, Е.В. Лановенко, В.В. Лановенко, Д.С. Казберов. Исследование акустических свойств ферромагнитных металлов и сплавов. Материаловедение. 2000. № 11. С. 13–20.

16. С.В. Боярский, Е.Д. Глазман. О внутреннем трении в цирконии и кобальте. Теплофизические свойства веществ и материалов. М.: Изд-во стандартов. 1990. Вып. 29. С. 35–42.

17. Физическая энциклопедия. Т. 3. М.: Большая Российская энциклопедия. 1992. 672 с.

18. Белошенко В.А., Дацко О.И., Дегтяр Е.П. и др. Аномалии внутреннего трения в области температур спиновой переориентации. Украинский физический журнал. 1980. Т. 25. № 2. С. 309–312.

19. Гуревич М.Е., Журавлев А.Ф., Зарицкий Н.С. Исследование теплоемкости кобальта в области ориентационных фазовых переходов. Металлофизика. 1987. Т. 9. № 4. С. 108–109.

**МОНИТОРИНГ ТЕМПЕРАТУРЫ ТЕЛА
ПЛОВЦОВ-ЭКСТРЕМАЛОВ ПРИ ЗАПЛЫВЕ ЧЕРЕЗ
БЕРИНГОВ ПРОЛИВ**

**Большев К. Н.¹, Иванов В. А.¹, Ефимов В. М.¹, н.с. Степанов А. А.^{1*},
Прокопчук Г. Я.², Брылин А. В.²**

¹) Институт физико – технических проблем Севера СО РАН
677891, г. Якутск, ул. Октябрьская, 1

*stepanov-a.a@mail.ru

²) Межрегиональная ассоциация холодного плавания России
630040, г Новосибирск, ул Кубовая, 86

**MONITORING OF BODY TEMPERATURE IN EXTREME
SWIMMERS SWIM ACROSS THE BERING STRAIT**

**Bol'shev KN, Ivanov V.A., Efimov V.M., n.s. Stepanov A.A.,
Prokopchuk G.Y., Brylin A.V.**

¹)Institute of Physical - Technical Problems of the North
677891 g. Yakutsk, ul. Oktyabrskaya 1

²)Inter-regional Association of Russian cold swim
630040 g. Novosibirsk, St. Kubovaya 86

В статье приводятся данные по непрерывному измерению температуры тела двух пловцов-экстремалов при заплыве через Берингов пролив в условиях экстремально низкой температуры воды (от 3 °С до 6 °С). В качестве средства измерения применяется логгер iBDL DS1922L. Получены данные об изменении температуры в желудках и на запястьях пловцов. Минимальная температура в желудках пловцов в ходе заплыва опускалась до 27 °С.

Ключевые слова: температура тела человека, термолоттеры, переохлаждение организма, гипотермия

The paper presents data on continuous body temperature monitoring of two swimmers which crossed Bering Strait at extremely low temperature conditions (water temperature measured from 3 °C up to 6 °C). iBDL DS1922L temperature loggers were used as measuring devices. Data on temperature change in the stomachs and on the wrists of the swimmers were obtained. The temperature in stomachs during the heat dropped to the minimum value of 27°C.

Keywords: human body temperature, temperature loggers, hypothermia

Исследование реакций человеческого организма при воздействии на него низких температур имеет важное значение для развития медицины в области определения пределов физических возможностей тела. Проведение таких исследований сопровождается трудностями как чисто технического характера, так и опасностью при воздействии низких температур на организм неподготовленного человека. Для определения температуры тела в разных точках в течение продолжительного времени необходимы датчики, обладающие достаточной компактностью и энергонезависимой памятью.

В августе 2014 года в Беринговом проливе состоялось уникальное событие – заплыв от острова Малый Диомид (США) до острова Ратманова (Россия) (рис.1). Участники заплыва – пловцы-экстремалы Прокопчук Григорий (г. Якутск) и Брылин Александр (г. Благовещенск) проплыли почти 5,5 километров в воде температурой от 3 °С до 6 °С в течение 2 часов.

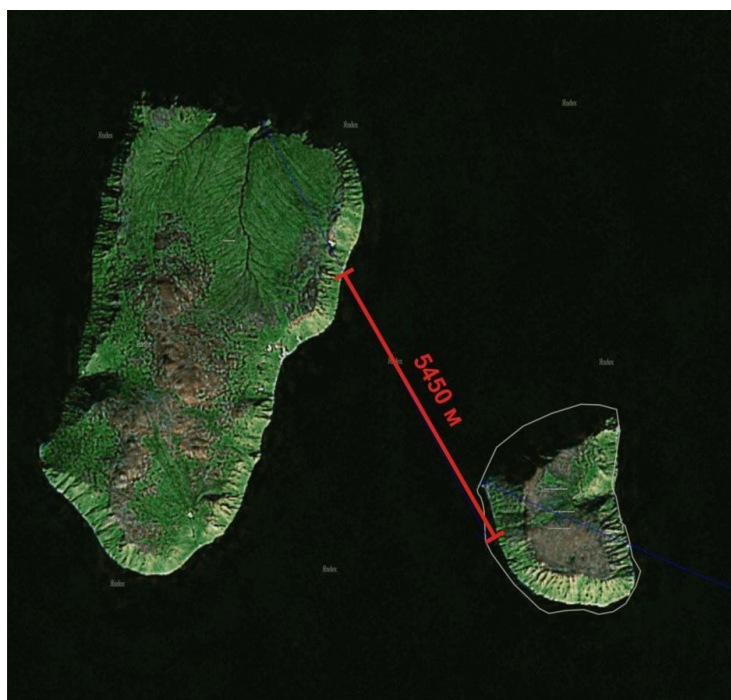


Рис. 1. Маршрут заплыва

В течение всего заплыва проводился мониторинг температуры тела пловцов. Методика проведения мониторинга была отработана ранее в ходе заплыва через реку Лена в июле того же года. В качестве основного инструмента были выбраны температурные логгеры iBDL DS1922L. Аббревиатура iBDL расшифровывается как iButton Data Loggers и обозначает семейство регистраторов (логгеров), серийно выпускаемых американской компанией Maxim Semiconductors

Логгер iBDL представляет собой уникальный миниатюрный прибор,

являющийся полностью автономным и защищенным одноканальным электронным самописцем. Схема такого устройства включает в себя полупроводниковый температурный датчик, часы реального времени, энергонезависимую память, микропроцессор и литиевый источник питания в герметичном стальном корпусе MicroCAN весом 3,3 г и диаметром 17 мм (Рис. 2).

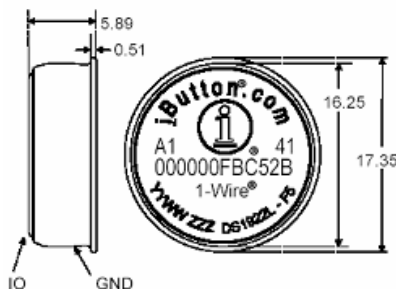


Рис. 2. Температурный логгер в корпусе MicroCAN

Самописцы iBDL обладают степенью защиты от влаги и пыли IP56. Это позволяет использовать данные устройства в различных средах без дополнительной изоляции. Благодаря небольшим размерам их легко можно поместить в желудок человека через пищевод.

Основные характеристики логгера DS 1922L:

- Допустимый температурный диапазон . от -40°C до $+85^{\circ}\text{C}$
- Точность измерения 0,5 $^{\circ}\text{C}$
- Разрешение цифрового термометра 0,0625 $^{\circ}\text{C}$
- Погрешность хода часов ± 2 минуты в месяц.
- Время между двумя последовательными измерениями от 1с до

273ч.

- 512 байт памяти общего назначения и 64 байта памяти калибровочных констант.

Второй датчик закреплялся на запястье с помощью обычного медицинского пластыря.

Заплыв с острова Ратманова до острова Малый Диомид начался 1 августа 2014 года приблизительно в 14 ч. 20 м. и закончился примерно в 16 ч. 30 м. Температура воды составляла от 3°C до 6°C . Пловцы преодолевали дистанцию разным стилем, Григорий плыл вольным стилем, Александр – брассом. На момент старта пловцов логгеры в желудках зарегистрировали температуру около 39°C . В процессе заплыва температура в желудке постепенно падала до 27°C . После окончания заплыва восстановление нормального температурного режима длилось около 8 часов. Датчики закрепленные на запястьях пловцов в процессе заплыва фиксировали температуру около 10°C .

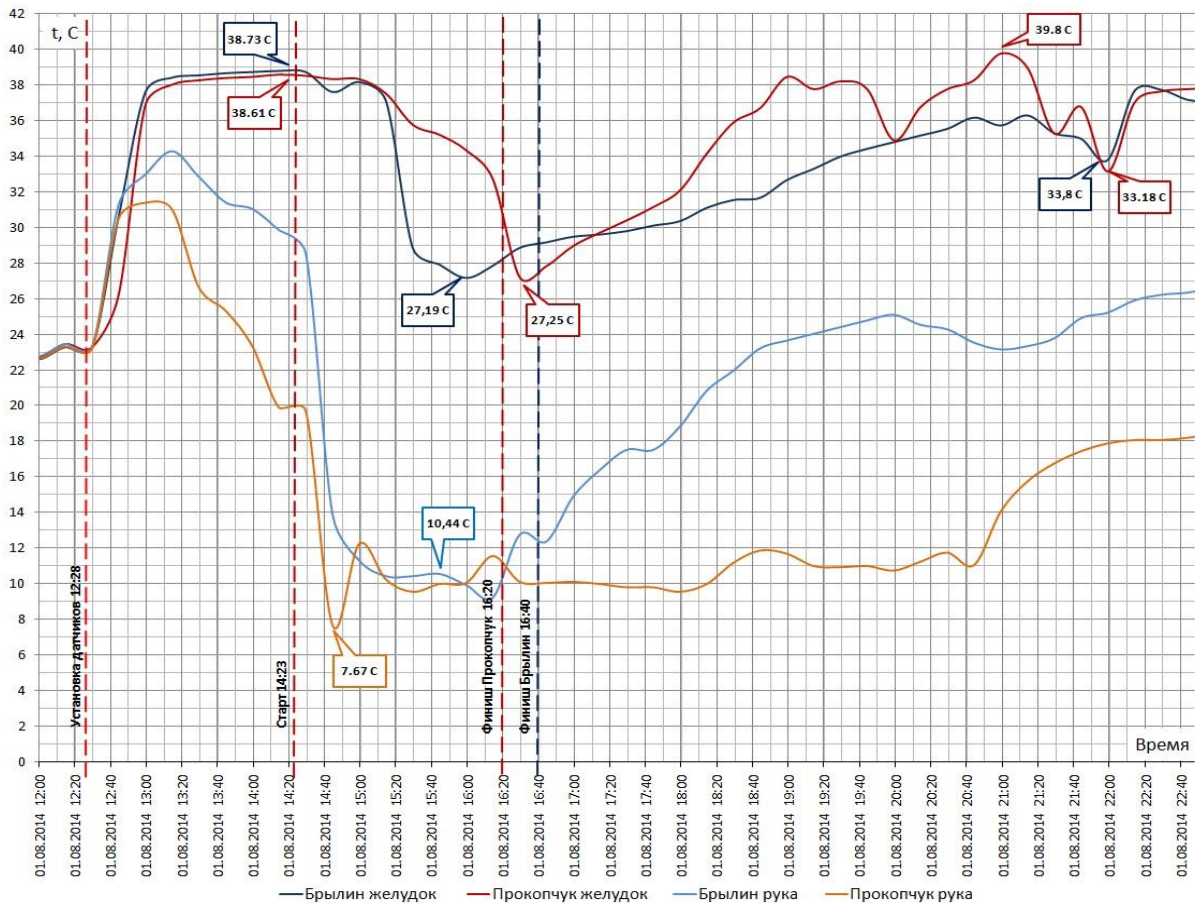


Рис. 2. Графики изменения температур в ходе заплыва

Специалисты утверждают, что общее переохлаждение организма до таких температур (20 °С – 28 °С) считается тяжелой гипотермией и чревато опасностью остановки сердца. Учитывая то, что все это время спортсмены испытывали активную физическую нагрузку, можно сказать, что нами были зафиксированы уникальные возможности подготовленного и тренированного человеческого организма.

Похожие исследования переохлаждения тела человека в ледяной воде проводятся в НИИ Проблем Гипотермии. Так, в 2006 году был проведен эксперимент по измерению температуры «ядра» воронежца Владимира Дадакина при установлении им мирового рекорда нахождения в ледяной воде (1 час 10 минут в воде с температурой +0,5 °С). При этом было зафиксировано, что температура «ядра» спортсмена снизилась до 35,6 °С.

Список литературы:

1. Справочник практического врача. Под редакцией А. И. Воробьева. Издательство: Эксмо; 2011 г.
2. Справочник врача скорой и неотложной медицинской помощи. Под редакцией проф. М.В. Гринева и д-ра мед. наук И. Н. Ершовой.- СПб.:

Политехника, 2000.

3. Концепция iBDL от НТЛ «Элин» [Электронный ресурс] URL: http://www.elin.ru/iBDL/?topic=ibdl_elin (дата обращения 25.03.2013)

4. Temperature and Humidity Data Logging [Электронный ресурс] URL: <http://www.maximintegrated.com/products/ibutton/data-logging/> дата обращения 25.03.2013)

5. Испытание холодом // Московский комсомолец. 24.03.2006

УДК 621.314.571:53.083

МЕТОДЫ И МОДЕЛИ ВИБРАЦИОННО-КОНТАКТНОГО КОНТРОЛЯ СВОЙСТВ ТЕХНИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ

Федотов А.И.¹, к.ф.-м.н. Лисин С.К.²

¹СПб государственный политехнический университет
195251 Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

²СПб национальный минерально-сырьевой университет «Горный»
199106 Санкт-Петербург, 21-я линия В.О., 2

²LisinSK1@mail.ru

METHODS AND MODELS VIBRATORY CONTACT CONTROL OF PROPERTIES OF TECHNICAL OBJECTS

Fedotov A.I., Lisin S.K.

¹St. Petersburg State Polytechnic University
195251, Polytechnique Str., 29

²St. Petersburg National University of mineral resources "Gorniy"
199106 St. Petersburg, 21th line of VO 2

В статье рассматриваются методы и модели вибрационно-контактного контроля физико-механических свойств технических объектов с помощью вибрационных преобразователей. Исследованы математические модели, используемые для оценки и синтеза параметров нелинейных режимов (в том числе отклонений длин и перемещений) объектов технологического цикла. При этом оцениваемые параметры являются параметрами нелинейных численно решаемых систем уравнений, устанавливающих аналитическую связь между амплитудой, смещением центра колебаний и фазовым параметром измерительной вибрационной системы.

Ключевые слова: модели, нелинейные режимы, численные решения.

The article discusses methods and models vibratory contact monitoring of physico-mechanical properties of technical objects using vibration transducers. A mathematical model used for the evaluation and synthesis of parameters of nonlinear modes (including deviations of lengths and displacements) of the objects of the technological cycle. Thus, the estimated parameters are parameters nonlinear numerically solve systems of equations that establish an analytical relationship between the amplitude, the offset of the center of oscillation and the phase parameter measuring the vibration system.

Keywords: models, nonlinear regimes, numerical solutions.

Создание и развитие вибрационных, виброударных и других методов измерений и контроля свойств изделий, в том числе контроля свойств объектов замкнутого технологического цикла, связано с необходимостью построения адекватных теоретических моделей их режимов. Становятся актуальными задачи прогнозирования и анализа нелинейных динамических режимов [1-3], способствующих повышению точности и эффективности контроля требуемых параметров с помощью измерительных подвижных систем.

Рассмотрим математические модели колебаний подобных подвижных систем в режиме вибрационного контакта измерительного наконечника преобразователя с объектом контроля. При этом нелинейные численно решаемые математические модели будут реализованы как точными, так и приближенными методами. Функциональная схема одномерного вибрационно-контактного преобразователя содержит измерительный наконечник, соударяющегося с поверхностью контролируемого объекта. Одномерный преобразователь содержит также мультивибратор и высокочувствительную генераторную систему. Подвижная система преобразователя имеет нелинейную динамическую характеристику, обусловленную существенным различием жесткости упругого подвеса измерительного органа в зоне и вне зоны его контакта с поверхностью контролируемого изделия. Резонансный режим измерительного наконечника поддерживается мультивибратором измерительного преобразователя [4-6].

Восстанавливающая характеристика $f(\zeta)$ в интервалах упругой характеристики выражается двумя различными функциями и не является линейной функцией. Подобные функции, составленные из линеаризованных отрезков и остающиеся однозначными в отдельном закрытом интервале, получили название кусочно-линейных функций. При этом выражения упругих характеристик в безразмерной форме для решений методом «сшивания» и асимптотическим методом соответственно имеют вид:

$$f(\zeta) = \begin{cases} \zeta, \zeta \leq 1, \\ \chi^2 \zeta, \zeta > 1; \end{cases}$$
$$f(\zeta) = \begin{cases} \zeta, \zeta \leq 1, \\ 1 + \chi^2(\zeta - 1), \zeta \geq 1. \end{cases}$$

В соответствии с методом гармонического баланса соответствующее решение

записывается в виде $\zeta = s_0 + s \cos \psi$.

Здесь s_0 и s - смещение центра и амплитуда колебаний, $\psi = \xi \tau$ ($0 \leq \psi \leq 2\pi$). Уравнение $\zeta(\psi_1) = 1$, соответствующее координате системы $\zeta = 1$ и фазовому параметру ψ_1 , имеет вид

$$s_0 + s \cos \psi_1 = 1. \quad (1)$$

Система трансцендентных уравнений для определения искомым переменных s_0 , s и ψ_1 методом гармонического баланса принимает вид:

$$s_0 = \frac{1}{1 - \pi / (\chi^2 - 1)(\operatorname{tg} \psi_1 - \psi_1)}, \quad (2)$$

$$s = \eta / |1 + (\chi^2 - 1)(\psi_1 - 0.5 \sin 2\psi_1) / \pi - \xi^2|, \quad (3)$$

$$s \cos \psi_1 = 1 - s_0. \quad (4)$$

Замкнутая нелинейная система (2), (3), (4) устанавливает аналитическую зависимость жесткости χ^2 в виде функционала

$$\chi^2 = \left(\frac{\eta}{s} - c_1 \right) \frac{1}{c_2(\psi_1)} + 1. \quad (5)$$

Для применения метода измерения жесткости необходимо получить зависимость жесткости $\chi(s_0)$ с помощью решений системы (2), (3), (4), (5). Смещение центра колебаний s_0 характеризует изменение амплитуды выходного сигнала преобразователя при изменении физико-механических свойств контролируемых объектов.

В общем виде областью определения функции точного решения $f(\zeta) = \zeta$ является интервал $[-\infty, 1]$. Здесь ζ - координата положения измерительного наконечника ($\zeta = x/\Delta$), отсчитываемая от равновесного положения; Δ - зазор измерительной системы; $\chi^2 = \frac{c_1 + c_2}{c_1}$. Областью

определения функций $f(\zeta) = \chi^2 \zeta$ и $f(\zeta) = \chi^2(\zeta - 1)$ является интервал $[1, \infty]$.

Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний на интервале $\zeta \leq 1$ записывается в виде

$$\ddot{\zeta} + \zeta = \eta \cos \xi \tau, \quad (6)$$

$$\text{где } \eta = \frac{h}{\Delta k_1^2}; \quad k_1 = \sqrt{\frac{c_1}{m}}; \quad \tau = k_1 t; \quad \xi = \frac{\omega}{k_1}.$$

Аналогично, используя принятые обозначения, на интервале $\zeta \geq 1$ имеем

$$\ddot{\zeta} + \chi^2 \zeta = \eta \cos \xi \tau . \quad (7)$$

Для определения точных периодических решений системы уравнений (6), (7) воспользуемся методом «припасовывания». Решения уравнений (6),(7) относительно ζ , $\dot{\zeta}$ содержат произвольные постоянные интегрирования A_1, A_2, A_3, A_4 .

Следуя методу припасовывания, для уравнения (7) принимаем начальные условия:

$$\tau = \tau_0, \zeta = 1, \dot{\zeta} = \dot{\zeta}_+ , \quad (8)$$

где τ_0 – момент времени, соответствующий вхождению измерительного наконечника в контакт с поверхностью объекта измерения. Конечные условия для уравнения (7):

$$\tau = \tau_1, \zeta = 1, \dot{\zeta} = \dot{\zeta}_- \quad (9)$$

где τ_1 – момент выхода измерительного наконечника из фазы контакта.

Начальными условиями для уравнения (6), описывающего движение в фазе без контакта, будут условия (9). Следовательно, конечными условиями и одновременно условиями периодичности для уравнения (6) являются условия

$$\tau = \tau_0 + T, \zeta = 1, \dot{\zeta} = \dot{\zeta}_+ . \quad (10)$$

Неизвестными в периодических решениях являются постоянные интегрирования и параметры $\tau_0, \tau_1, \dot{\zeta}_+, \dot{\zeta}_-$. Максимальное отклонение измерительного наконечника от положения статического равновесия α_1 вправо определяется из уравнения (7) и условий

$$\tau = \theta_1, \zeta = \alpha_1, \dot{\zeta} = 0 . \quad (11)$$

Максимальное отклонение измерительного наконечника от положения статического равновесия α_2 влево определяется из уравнения (6) и условий

$$\tau = \theta_2, \zeta = \alpha_2, \dot{\zeta} = 0 . \quad (12)$$

Рассматриваемые соотношения обеспечивают возможность определить амплитудно-частотные характеристики системы в режиме вибрационного контакта измерительного наконечника. Рассматриваемая расчетная модель строится с учетом упругих свойств измеряемого объекта χ . Режиму вынужденных колебаний на фазовой плоскости соответствует замкнутая фазовая траектория, время пробега изображающей точки которой совпадает с периодом возмущающей силы.

На рис. 1 представлен фазовый портрет установившихся режимов вибрационно-контактного преобразователя.

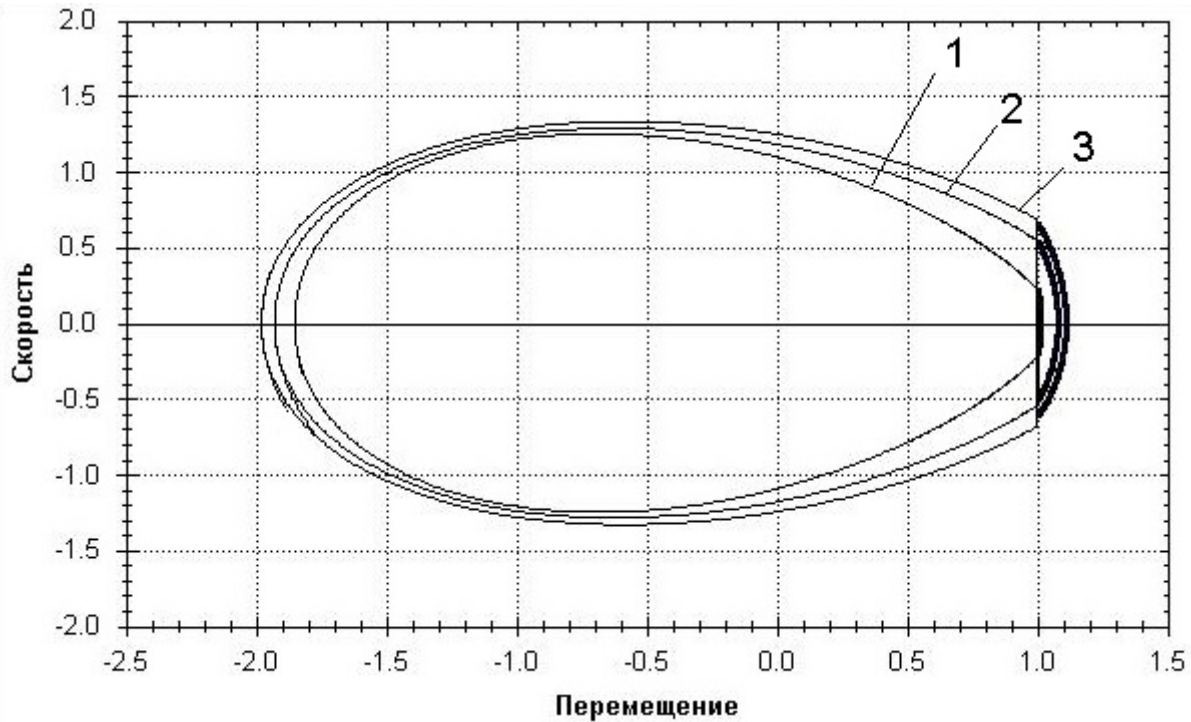


Рис. 1. Фазовая диаграмма установившихся режимов

В табл. 1 приведены значения параметров вибрационно-контактных режимов одномерного измерительного преобразователя. Расчетная модель воспроизводит аналитическую связь параметра упругих свойств измеряемого объекта χ с параметром s_0 непосредственно измеряемым выходной ЭДС преобразователя..

Таблица 1

Значения параметров вибрационно-контактных режимов одномерного измерительного преобразователя

Режимы	χ	η	ξ	α_2	α_1	s_0
1	1.5	0.7	1.03	-1.854	1.013	0,42
2	1.5	0.7	1.04	-1.932	1.077	0,427
3	1.5	0.7	1.1	-1.96	1.108	0,426

Жесткость χ рассматриваемой системы является функцией параметров η , ξ , τ_1 , s_0 . Среди них параметр s_0 непосредственно измеряется. Неопределенность этого параметра носит характер статистической погрешности и определяется через среднее квадратичное отклонение. Параметры η , ξ устанавливаются при тарировании измерительного вибрационно-контактного преобразователя и их неопределенности имеют характер систематической погрешности. Неопределенность параметра τ_1 контролируется специальными средствами [4]. Поэтому стандартная неопределенность типа В вычисляется как для случая однократного

измерения по градуированной шкале с учетом погрешности, определяемой классом точности данного средства измерений.

Неопределенность жесткости χ получается по правилу получения неопределенности косвенных измерений, то есть путем переноса неопределенностей в значениях параметров на неопределенность искомого параметра.

Список литературы:

1. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. - М.: Наука, 1981. - 568 с.
2. Вибрации в технике. Защита от вибраций и ударов; Т.6: Справочник / Под ред. К.В. Фролова/. М.: Машиностроение, 1981. - 456 с.
3. Закржевский М.В. Колебания существенно-нелинейных систем.- Рига: Зинатне, 1980. - 190 с.
4. Лисин, С.К. Использование теории переноса ошибок при оценке параметров нелинейных систем/ С.К. Лисин, А.И. Федотов// Научно – технические ведомости. – 2009. - № 3. - С. 181-184.
5. Федотов, А.И. Теория измерений /А.И. Федотов, С.К. Лисин, Г.С. Морокина. – СПб.: Изд-во Политех. ун-та, 2013. – 325 с.
6. Патент РФ Ru– 2016374. Виброконтактный преобразователь для линейных измерений/ Б.А. Глаговский [и др.]. – Оpubл. 15.07.94, Бюлл. № 13.

УДК 621.577.2

**РАЗРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СТЕНДА ДЛЯ
ИССЛЕДОВАНИЯ РАБОТЫ ГЕОТЕРМАЛЬНОГО ЗОНДА
ТЕПЛОВОГО НАСОСА**

**магистр Муравейников С.С., к.т.н. доцент Никитин А.А.*,
аспирант Рябова Т.В., аспирант Крылов В.А.**

Университет ИТМО

191002, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова 9.

* andyquest@mail.ru

**DEVELOPMENT OF AN EXPERIMENTAL STAND FOR RESEARCH
OPERATION HEAT PUMP GEOTHERMAL PROBE**

**master Muraveinikov S.S, Ph.D. associate professor Nikitin A.A.,
PhD student Ryabov T.V., a graduate student Krylov V.A.**

ITMO University

191002, St. Petersburg, ul. Lomonosova 9.

Настоящая работа содержит исследование процесса теплообмена грунтового контура теплового насоса с почвой, первым этапом которого является разработка экспериментального стенда для наблюдения за работой геотермальных зондов. В статье приведено описание проекта экспериментальной установки и способов его практического применения.

Ключевые слова: тепловой насос, вертикальный грунтовый зонд, процесс теплообмена.

Current paper contains research of heat exchange process between ground circuit of heat pump and soil, the first stage of which is development of experimental test bench for monitoring work of vertical loops. In this article described project of plant and ways of its practical application.

Keywords: heat pump, vertical loop, heat exchange process.

Тепловой насос – одно из наиболее энергетически эффективных устройств, применяемых на сегодняшний день в теплоснабжении. Его особенностью является использование низкопотенциальной тепловой энергии окружающей среды и её переноса на более высокий температурный уровень. При этом на преобразование возобновляемой теплоты среды затрачивается лишь около одной трети от полученной на выходе тепловой энергии.

Источником низкопотенциальной энергии могут служить воздух, незамерзающие водоемы, почва, грунтовые воды, а так же природные геотермальные источники. Для обеспечения работы теплового насоса

необходим свободный доступ как минимум к одному из них. Для условий Российского климата с его холодными зимами воздух является наименее подходящим источником тепла в холодный период года. В свою очередь водоемы, места залегания грунтовых вод и природные геотермальные источники не всегда располагаются в необходимой близости от мест предполагаемого строительства. Использование же теплоты, накопленной в грунте доступно практически повсеместно, а возобновляемость этого источника неоднократно доказана исследованиями [1], [5].

Для сбора низкопотенциальной энергии почвы на данный момент распространены два способа: использование горизонтального грунтового коллектора и применение вертикальных геотермальных зондов. Для закладки горизонтальной системы трубопроводов требуются большие технологические площади, на которых будет невозможно дальнейшее строительство или возделывание почвы в сельскохозяйственных целях. Так же применение горизонтальных коллекторов делает невозможным использование теплового насоса по обратному циклу в целях кондиционирования воздуха. Условия уплотнения современного строительства, а также возрастающие требования к комфорту в жилых помещениях делают наиболее перспективным применение вертикальных геотермальных зондов, лишенных изложенных выше недостатков.

Однако на сегодняшний день установка такой системы, как правило, влечет за собой большие инвестиционные затраты связанные с бурением глубоких скважин. Причиной этому отчасти служит то, что при проектировании тепловых насосов с использованием вертикальных теплообменников расчет грунтового контура производится, основываясь лишь на рекомендациях, приведенных в специальной справочной литературе [6]. Ввиду отсутствия применимых в расчетах математических закономерностей процесса теплообмена между геотермальным зондом и окружающим грунтом инженерам приходится использовать усредненные значения теплосъема, привязанные к конкретным типам почв. Следствием такого подхода является увеличение размеров геотермальных зондов рассчитанных по заниженным показателям количества отбираемой от грунта теплоты и увеличение глубины скважин. И хотя такой способ позволяет проектировать грунтовой контур способный выполнить поставленные задачи, запас не используемой теплообменной поверхности может оказаться весьма значительным. Неэффективное использование теплопередающей поверхности зондов приводит не только к повышению затрат на материалы и бурение скважин, но и снижает эффективность самих зондов так как с увеличением их габаритов усиливается теплообмен встречных потоков.

В справочной литературе [6], как правило, приводится универсальное

значение теплосъема, составляющее 50 Ватт на погонный метр длины зонда, применяемое в случае отсутствия информации о грунте в который будет заглублен теплообменник. Располагая же информацией о составе и свойствах почвы, предлагается выбрать значение от 25 до 85 Ватт на погонный метр, основываясь на типе залегающих в месте установки зонда пород. Однако данные, полученные на практике, зачастую сильно отличаются от рекомендаций, используемых при проектировании. Например, при эксплуатации сельской школы в Ярославской области [2], оборудованной теплонасосной системой, использующей вертикальный грунтовый теплообменник, средние значения удельного теплосъема находились на уровне 120–190 Ватт на погонный метр длины теплообменника. Подобные расхождения и их влияние на практические аспекты применения тепловых насосов диктуют необходимость более подробного изучения процессов, происходящих в грунтовом контуре [7].

Для исследования процессов теплообмена был разработан специальный экспериментальный стенд на основе холодильного компрессора бытового кондиционера McQuay ML030CR. Установка (рис. 1) представляет собой тепловой насос, состоящий из трех герметичных контуров: исследуемого грунтового контура, фреонового контура и контура утилизации теплоты. Грунтовый контур спроектирован с учетом возможности установки всего необходимого метрологического оснащения, а так же возможности регулировки производительности каждого включенного в него зонда. Контур утилизации теплоты в свою очередь способен нагревать теплоноситель – раствор этиленгликоля до температур 35-55 °С. Такая конструкция позволяет не только эффективно проводить замеры параметров теплоносителя в зондах, но и использовать контур утилизации теплоты в практических целях.

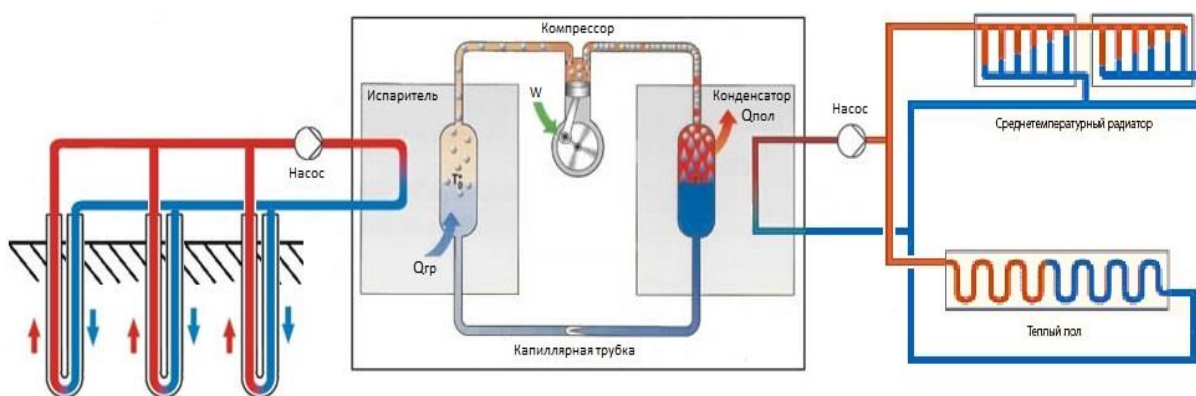


Рис. 1 Схема установки.

При разработке проекта экспериментального стенда было необходимо произвести расчеты, описывающие работу установки при высоких температурах конденсации. Для этого, задавшись производительностью компрессора кондиционера при нормальных условиях его работы, при помощи программы LogicielSelection был определен его аналог среди линейки высокотемпературных компрессоров производства Tecumseh (рис. 2).

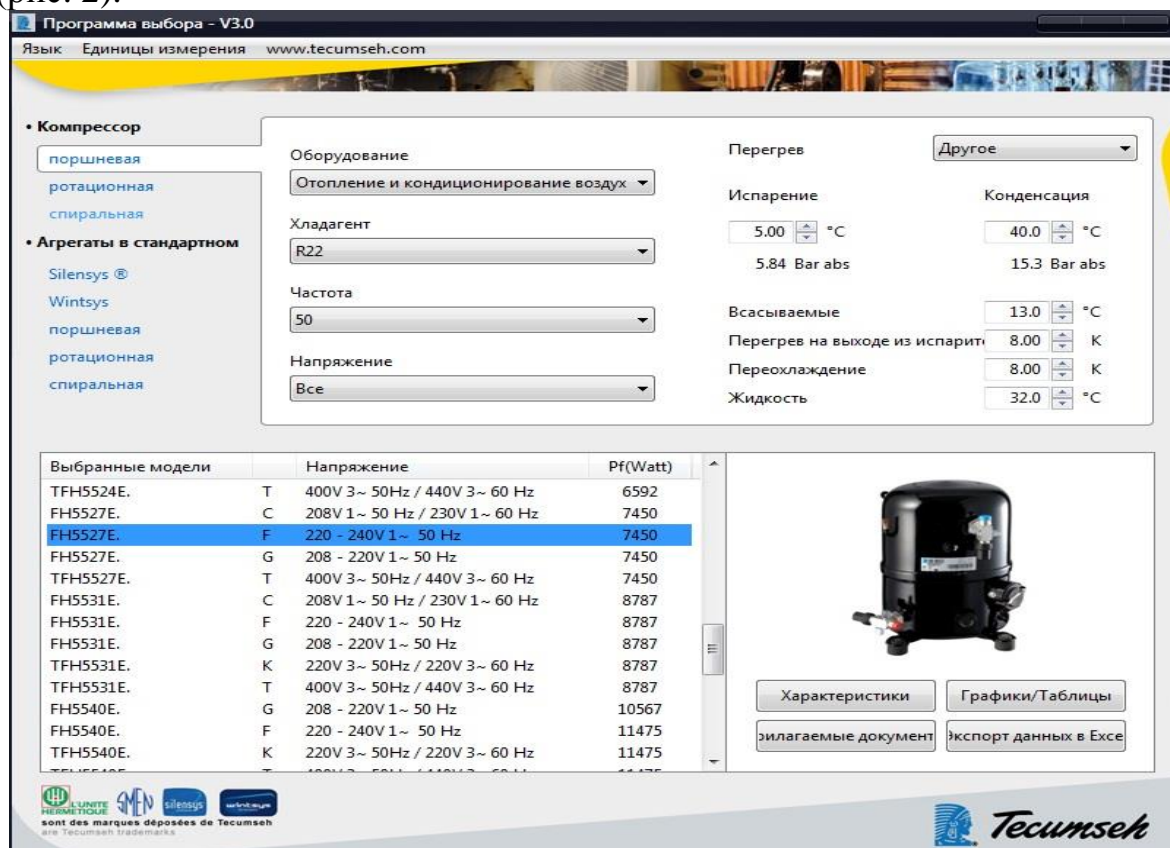


Рис. 2 Ввод параметров работы компрессора кондиционера в нормальных условиях для определения его аналога

Далее с использованием той же программы были определены параметры отопительного цикла с использованием имеющегося компрессора при требуемых температурах конденсации, необходимые для дальнейших расчетов (рис. 3).

Для передачи теплоты между контурами в целях экономии средств было решено сконструировать теплообменники типа «труба в трубе» навитые в форме спирали. Внутренняя трубка в них является частью фреонового контура и выполнена из меди, внешняя изготовлена из ПНД и имеет на концах врезки для подвода и отвода теплоносителя. В целях оптимизации работы установки и нахождения наименее затратного решения расчет теплообменных аппаратов проводился параллельно для

шести вариантов конфигураций труб для каждого устройства и трех вариантов температур конденсации.

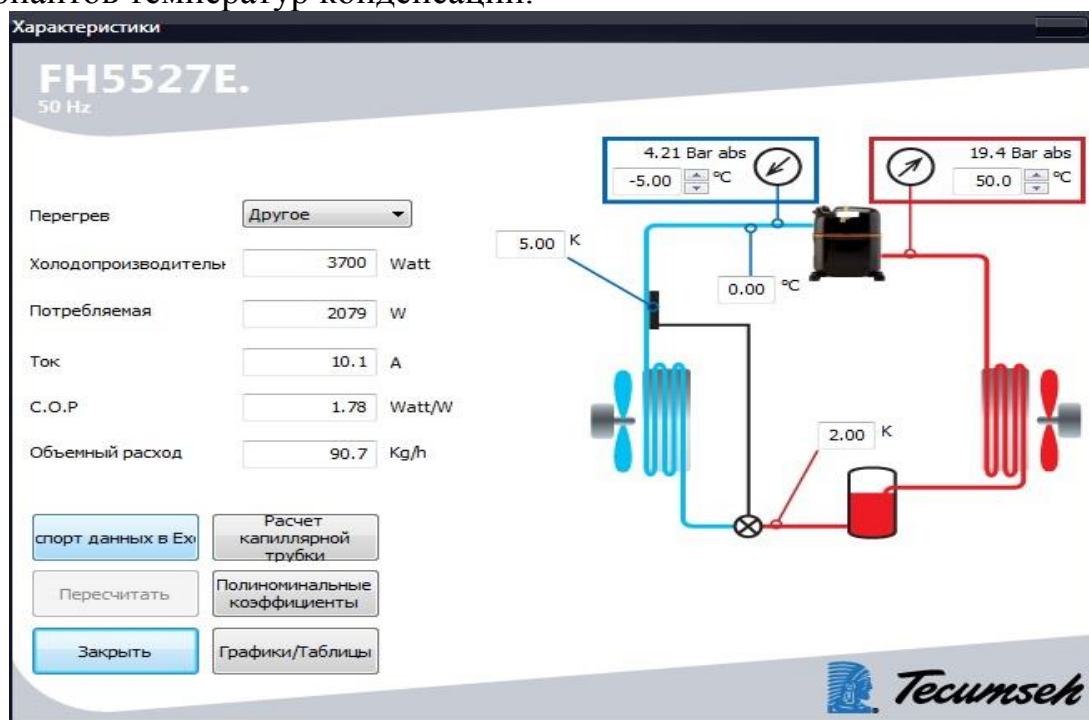


Рис. 3 Определение параметров отопительных циклов для дальнейших расчетов

Конструкторские расчеты велись по методике, изложенной в пособиях по проектированию теплообменных аппаратов [3], [4]. Целью вычислений было нахождение длин элементов «труба в трубе» и потерь давления теплоносителя в их межтрубных пространствах. Основываясь на полученных результатах (Таблица 1), были выбраны варианты конфигурации теплообменников сочетающие в себе наименьшие материалоемкость и гидравлические сопротивления.

Таблица 1

Результаты расчета параметров теплообменных аппаратов фреонового контура

Диаметры труб (внутренней и внешней соответственно)	Испаритель		Конденсатор	
	Длина элемента, м	Потери давления в элементе, Па	Длина элемента, м	Потери давления в элементе, Па
Температура конденсации фреона 60 °C				
12мм, 25мм	30,817	309	19,046	12243
15мм, 25мм	23,917	742	13,723	25562
19мм, 25мм	14,855	1121	8,625	333543
12мм, 32мм	40,447	60	34,057	2568

Диаметры труб (внутренней и внешней соответственно)	Испаритель		Конденсатор	
	Длина элемента, м	Потери давления в элементе, Па	Длина элемента, м	Потери давления в элементе, Па
19мм, 32мм	26,248	185	20,375	6814
Температура конденсации фреона 50 °С				
12мм, 25мм	38,236	486	21,208	20565
15мм, 25мм	25,838	1015	15,289	42961
19мм, 25мм	13,727	13110	9,626	607438
12мм, 32мм	62,943	117	37,719	4649
15мм, 32мм	45,046	146	30,268	6128
19мм, 32мм	30,367	271	22,452	11726
Температура конденсации фреона 40 °С				
12мм, 25мм	32,272	87430	26,398	26923
15мм, 25мм	25,805	202600	19,264	56931
19мм, 25мм	15,133	2669120	11,066	734289
12мм, 32мм	74,947	170	62,828	8142
15мм, 32мм	52,971	208	51,578	10984
19мм, 32мм	35,497	385	30,205	13472

Во всех случаях это оказались варианты с использованием внешней трубы из ПНД диаметром 25мм. Диаметр внутренней трубки был выбран для испарителя: 12мм, 15мм и 12мм для температур конденсации 60 °С, 50 °С и 40 °С соответственно, для конденсатора – 12мм для всех температур конденсации. С использованием известных значений потерь давления в выбранных теплообменниках, был произведен гидравлический расчет гликолевых контуров, по результатам которого для всех трех режимов были подобраны циркуляционные насосы серии UPS производства Grundfos [8].

При разработке установки была подробно рассмотрена возможность её практического применения с целью теплоснабжения небольшого частного дома. Были предложены два способа отопления: с использованием радиаторных батарей и теплых полов. Для первого случая необходима подача теплоносителя температурой 45-55 °С, для второго же достаточно 35 °С, что говорит о потенциально меньших затратах на электроэнергию при использовании системы теплых полов. Однако использование радиаторных батарей сопровождается значительно меньшими материальными затратами на устройство системы отопления, а так же обеспечивает большую универсальность применения. Для однозначного заключения потребовалась точная информация об энергоэффективности

системы. Полученные ранее из программы LogicielSelection данные по затрачиваемым компрессором объемам электроэнергии, а так же потребляемые мощности подобранных циркуляционных насосов были сопоставлены с количеством вырабатываемой установкой теплоты. Таким образом, были определены коэффициенты преобразования для обоих предложенных способов теплоснабжения в соответствии с современным стандартом DIN EN 14511, составившие 2,2-2,5 для системы радиаторного отопления и 2,6 для системы теплых полов. Столь незначительное расхождение этих параметров, частично обусловленное необходимостью установки более мощных циркуляционных насосов для системы теплых полов, позволило сделать заключение о большей целесообразности выбора радиаторного отопления в качестве способа практического использования теплоты, производимой установкой.

В рамках работы был разработан проект экспериментального стенда для исследования работы вертикальных геотермальных зондов. Были проведены конструкторские и гидравлические расчеты его основных элементов, подобрано необходимое оборудование и рассмотрены аспекты практического применения установки. В дальнейшем необходимо создать математическую модель исследования процессов теплообмена, протекающих между зондами и грунтом в который они заглублены и, на основании этой модели, разработать схему включения необходимого контрольно-измерительного оборудования. Описанная установка позволит получить массив экспериментальных данных для различных вариантов и условий работы вертикальных геотермальных зондов включенных в её грунтовый контур. Обработка этой информации в дальнейшем нацелена на выявление наиболее точных закономерностей теплообмена зондов с грунтом, что в перспективе может значительно снизить материалоемкость и затраты на монтаж вертикальных геотермальных зондов.

Список литературы:

1. Васильев Г.П., Теплохладоснабжение зданий и сооружений с использованием низкопотенциальной тепловой энергии поверхностных слоев земли, Москва, издательский дом «Граница», 2006г.
2. Васильев Г.П., Крундышев Н.С. Энергоэффективная сельская школа в Ярославской области. АВОК №5, 2002г.
3. Данилова Г. Н., Теплообменные аппараты холодильных установок, Ленинград, «Машиностроение», 1986г.
4. Кошкин Н.Н., Тепловые и конструктивные расчеты холодильных машин, Ленинград, «Машиностроение», 1976г.
5. ORKUSTOFNUN Working Group, Iceland (2001): Sustainable

production of geothermal energy – suggested definition. IGA News no. 43, January-March 2001.

6. Документация для планирования и проектирования тепловых насосов Buderus, 2008г.

7. Крылов В.А., Черноозерский В.А., Никитин А.А., Баранов И.В. Учет неравномерности температурного поля в геотермальной скважине теплового насоса // Вестник Международной академии холода. - 2015. - № 1. – 75-80 с.

8. Каталог продукции Grundfos, Циркуляционные насосы UPS и UPSD, 2008г.

УДК 681.2-5/2.085; 536.5/.58

**АНИЗОТРОПИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ОБОЛОЧКИ
АБСОЛЮТНО ЧЕРНОГО ТЕЛА КАК СРЕДСТВО
ВЫРАВНИВАНИЯ ПРОДОЛЬНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ**

к.т.н. Ходунков В.П.¹, д.ф.-м.н. проф. Заричняк Ю.П.²

¹ ВУНЦ ВМФ «Военно-морская академия»

197342 Санкт-Петербург, Ушаковская наб., 17/1

walkerearth@mail.ru

² Университет ИТМО

197101 Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

zarich4@gmail.com

**ANISOTROPY OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF THE
SHELL BLACKBODY LONGITUDINAL ALIGNMENT AS A MEANS
OF TEMPERATURE FIELD**

Ph.D. Walkers V.P., Ph.D. prof. Zarichnyak YU.P.

VUNTS Navy "Naval Academy"

197342 St. Petersburg, Ushakovskaya nab., 17/1

ITMO University

197101 St. Petersburg, Kronverksky pr, 49

Рассматривается один из путей улучшения модели абсолютно черного тела, основанный на применении анизотропной графитовой стержневой структуры для выравнивания температурного поля внутри излучающей полости АЧТ. Анализируется ее эффективность для целей метрологии температурных измерений. Приводятся теоретические обоснования, результаты расчетов и экспериментальные данные.

Ключевые слова: абсолютно черное тело, температурное поле, анизотропия теплопроводности, излучающая полость, точность воспроизведения

Discusses way to improve the degree of perfection blackbody model. Given analyze the effectiveness of the anisotropic graphite rod structures for metrology temperature measurements. Given theoretical justification, the results of calculations and experimental data.

Keywords: black body, temperature field, the anisotropy of the thermal conductivity, radiating cavity, accuracy measurement

В данной статье сообщается о техническом решении, направленном на

устранение данного недостатка, рассматриваются некоторые экспериментальные результаты, полученные при его внедрении на государственном эталоне температуры ГЭТ 34-2007.

На основании имеющегося практического опыта, анализа известных достижений науки в данной области нами разработан и предложен метод выравнивания температурного поля, заключающийся в использовании специального теплового экрана (оболочки), обладающего анизотропией теплопроводности по пространственным координатам, а по своей выполняемой функции являющегося аналогом тепловой трубки.

Объект исследования - эталонный излучатель (АЧТ) ВНИИОФИ (модель ВВ3500УУ) [1,2]. Данный тип излучателя используется национальными метрологическими центрами для воспроизведения единицы температуры в высокотемпературной термометрии. Он снабжен составным нагревательным элементом из пирографитовых колец, обеспечивающим возможность варьирования температурным полем внутри излучающей полости. Температурное поле в данном нагревателе формируется:

а) подбором распределения выделяемой электрической мощности по его длине за счет соответствующей схемы укладки колец, имеющих различное удельное электрическое сопротивление;

б) подбором схемы укладки осевых диафрагм-экранов.

В процессе экспериментального подбора температурного поля нами установлено, что процедура нахождения оптимальной схемы укладки колец и диафрагм сложна и не дает требуемого идеального результата. Данный вывод подтверждается экспериментальными данными авторов-разработчиков излучателя ВВ3200 (прототипа модели ВВ3500УУ - достигнутый минимальный осевой перепад температуры в зоне размещения ампулы (на длине 150 мм) составил $\sim 100\text{K}$ на уровне 3050 K , а на длине 60 мм – приблизительно 2 K [3]. Специалистами метрологических институтов KRISS (Корея) и NIS (Египет) для излучателя ВВ3500УУ получены лучшие достигнутые показатели: минимальный осевой перепад температуры $\sim 0,5\text{ K}$ по длине ампулы 40мм при температуре $1500\text{ }^{\circ}\text{C}$ [4], однако, при этом разным уровням температуры соответствует индивидуальная укладка колец и диафрагм.

В процессе выполнения аэкспериментальных исследований по подбору температурного поля в данном излучателе сформировано

устойчивое мнение о том, что для достижения цели необходимы дополнительные мероприятия.

В связи с этим для получения требуемого результата нами предложено применить специальную выравнивающую оболочку, составленную из коаксиальных графитовых стержней и обладающую анизотропией теплофизических свойств (температуро–и теплопроводностью) (рисунок 1).

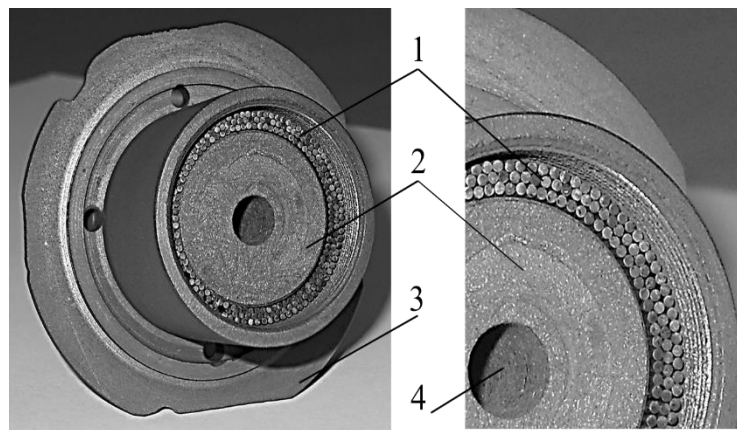


Рис. 1. Внешний вид конструкции: анизотропная оболочка (1), ампула (2), контейнер для ампулы (3), излучающая полость (4).

Априори выдвинуто предположение о том, что указанная анизотропия (высокая теплопроводность в осевом направлении и низкая – в радиальном) должна обеспечить существенное выравнивание температурного поля в осевом направлении (вдоль ампулы).

Здесь необходимо признать, что это не первая попытка усовершенствования модели АЧТ, близкая к рассматриваемому методу. В частности, в 2001 г. профессор Костановским А.В. для указанных целей предложено использовать дно-вкладыш из пирографита, обладающим выраженной анизотропией теплофизических свойств (теплопроводности) [5]. К сожалению, автор не развил свою оригинальную идею дальше, а именно – не распространил ее на цилиндрическую образующую ампулы и контейнера.

Для научного обоснования работоспособности предложенного технического решения были выполнены структурное моделирование и расчет эффективной теплопроводности предложенной структуры в радиальном и аксиальном направлениях. Полученные данные по теплопроводности были использованы при физическом и математическом моделировании теплообмена в рабочем объеме излучателя (контейнера с ампулой), в результате которого определен возможный достигаемый предел равномерности температурного поля [6].

Расчет эффективной теплопроводности оболочки выполнялся по методу электротепловой аналогии (через тепловые сопротивления) с

одновременным использованием положений теории обобщенной проводимости, при этом во внимание принимались значения молекулярной теплопроводности каркаса оболочки (графитовых стержней, графит марки МПГ-7) [7,8], учитывались - контактное тепловое сопротивление (использована контактная теория упругости [9]) и радиационная составляющая теплопроводности в газовом зазоре между стержнями [10,11], вкладом конвективной и молекулярной составляющей теплопроводности газа, заполняющего зазоры между стержнями, пренебрегалось.

Расчет тепловых сопротивлений R_i выполнялся по общему известному соотношению: $R_i=L_i/(\lambda_i S_i)$, в котором, L_i - длина участка цепи, м; λ_i - теплопроводность материала (среды) участка цепи, Вт/(м·К); S_i - площадь поперечного сечения участка цепи, м² [12].

Для радиальной составляющей теплопроводности расчетные соотношения R_i имеют вид:

а) для теплового сопротивления материала стержней - $R_m=d/(\lambda_m \cdot d \cdot L)=(\lambda_m \cdot L)^{-1}$;

б) для теплового сопротивления лучистой составляющей теплового потока - $R_r=14,68 \cdot (T/100)^{-3}/(L \cdot d)$;

в) для контактного теплового сопротивления - $R_k=L^*/(\lambda_m \cdot b \cdot L)$;

$L^*=d[1-\cos(0,0028/d^{0,5})]$; $b=0,0014 \cdot d^{0,5}$ при $P=1$ Н.

Здесь d – диаметр стержня, м; λ_m – теплопроводность материала стержней (в нашем случае, графита МПГ-7, $\lambda_m=30$ Вт/(м·К)); L – длина стержней ($L=0,06$ м); P – сила сжатия стержней, Н ($P=1$ Н); T – температура оболочки, К; b - размер контактной площадки (рис.3), м [9].

Для иллюстрации на рисунке 2 представлен вид предложенной 3-х рядной структуры, на рисунке 3 - ее тепловая схема замещения.

Радиальная составляющая тензора теплопроводности λ_{\perp} – определялась из соотношения $\lambda_{\perp}=(R_{\perp} \cdot L)^{-1}$ (соотношение для эквивалентного сопротивления R_{\perp} (рис.3а) получено на основании 1-го и 2-го законов Кирхгофа для электрических цепей, в силу его громоздкости в статье не приводится).

Аксиальная составляющая тензора теплопроводности λ_{\parallel} определялась по соотношению $\lambda_{\parallel}=(R_{\parallel} \cdot H)^{-1}=(2,82 \cdot R_{\parallel} \cdot d)^{-1}$, в котором $R_{\parallel}=0,33R_m R_r^*/(R_m+R_r^*)$ – эффективное тепловое сопротивление в аксиальном направлении;

$R_m=(\lambda_m \cdot d)^{-1}$ – сопротивление материала стержней в аксиальном направлении; $R_r^*=(0,227 \cdot L \cdot d \cdot [T/100]^3)^{-1}$ – тепловое сопротивление лучистой

составляющей теплообмена в аксиальном направлении.

Результаты расчетов приведены в таблице 1 и на рисунках 4,5.

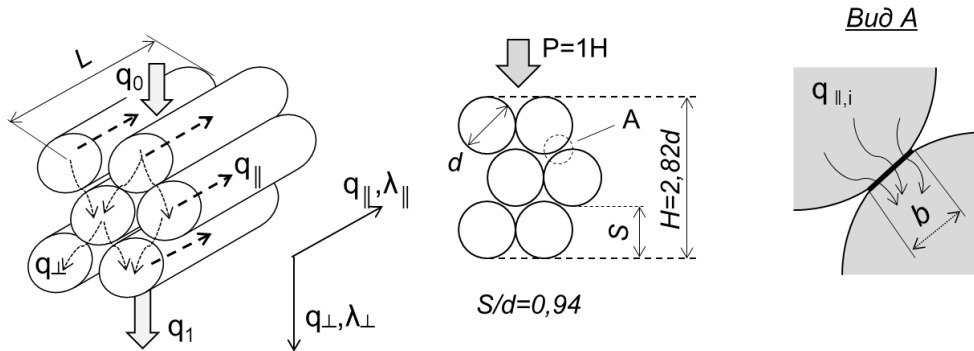


Рис. 2. Вид предложенной структуры из коаксиальных стержней (3-х рядная шахматная укладка), схема распределения тепловых потоков в ней и схематичное изображение контакта стержней к расчету контактного теплового сопротивления.

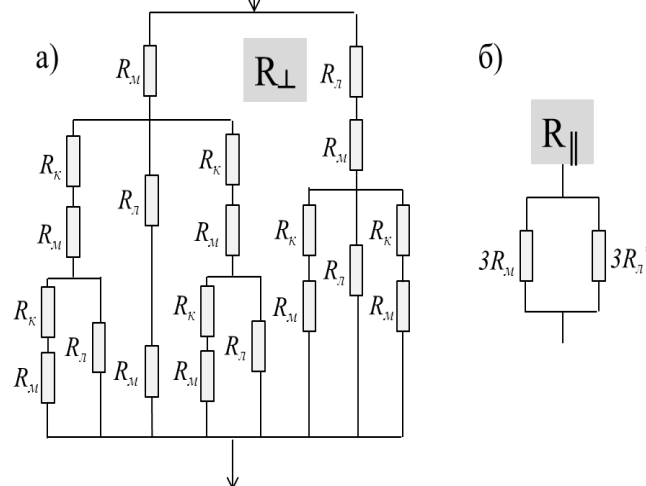


Рис. 3. Электротепловая схема замещения оболочки для расчета составляющих тензора теплопроводности: а) для радиальной составляющей; б) для аксиальной составляющей.

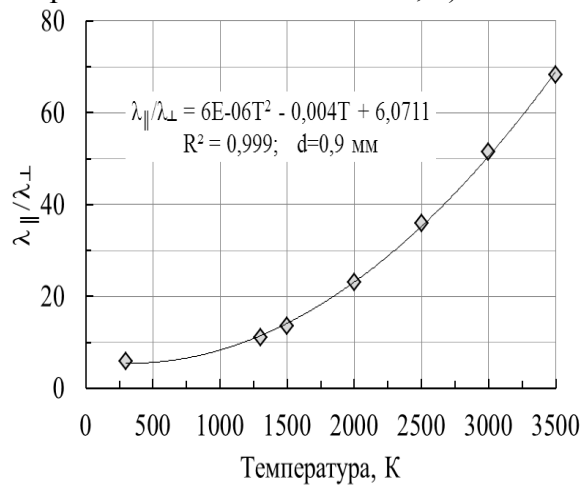


Рис.4. Влияние температуры на анизотропию оболочки, d=0,9 мм

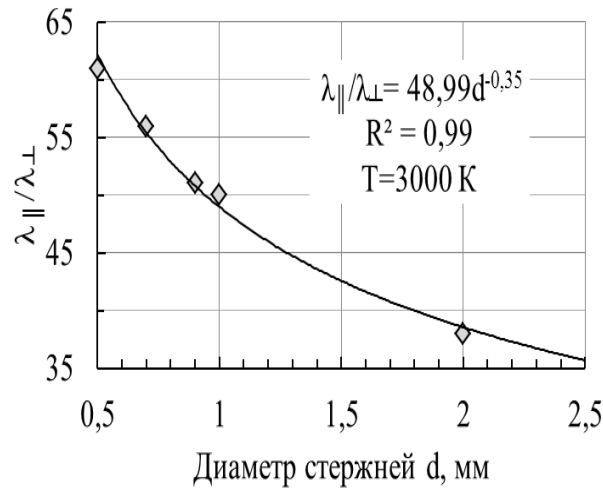


Рис. 5. Зависимость анизотропии теплопроводности от диаметра стержней при $T=3000 \text{ K}$.

Таблица 1

Влияние температуры на анизотропию оболочки
(соотношение теплопроводностей $\lambda_{\parallel} / \lambda_{\perp}$) для $d=0,9 \text{ мм}$.

Температура, К	λ_{\perp} , Вт/(м·К)	λ_{\parallel} , Вт/(м·К)	$\lambda_{\parallel} / \lambda_{\perp}$
300	5,6	32	6
1300	5,8	64	11
1500	5,9	81	14
2000	6,4	148	23
2500	7,2	258	36
3000	8,2	423	51
3500	9,6	653	68

Как следует из представленных результатов, выдвинутое нами предположение оказалось верным.

Какова же эффективность такого анизотропного экрана-оболочки? Для этого определим длину участка выравнивания L^* температуры по цилиндрической образующей контейнера с ампулой и соответствующий ему перепад температуры ΔT^* . Указанные параметры можно оценить по следующим соотношениям:

$$L^* = H \cdot \frac{\lambda_{\square}}{\lambda_{\perp}}; \quad \Delta T^* \approx \frac{\lambda_m}{\lambda_{\square}} \cdot \frac{H}{\delta} \cdot \Delta T_{зад} = 0,17 \frac{\lambda_m}{\lambda_{\square}} \Delta T_{зад}, \quad (1)$$

где, $H=2,82 \cdot d$ – толщина оболочки (рис.2), м; δ – толщина стенки от цилиндрической образующей контейнера до излучающей полости ампулы

($\delta=15$ мм); $\Delta T_{зад}$ - заданный, согласно технологическому регламенту воспроизведения единицы температуры на эталоне, перепад температуры между нагревательным элементом и ампулой при подходе к температуре фазового перехода материала репера ($\Delta T_{зад}=5-30$ К); $H/\delta=2,54/15\approx 0,17$ для трехрядной оболочки из стержней диаметром 0,9 мм. В таблице 2 приведены расчетные данные по указанным параметрам.

Таблица 2

К оценке эффективности анизотропной оболочки.

Т, К	$\Delta T_{зад}$, К	$\lambda_{м}/\lambda_{\parallel}$	ΔT^* , К		L*, мм	$\Delta T^*_{эксп}$, К
			с оболочкой	без оболочки		
1500	5	0,90	0,3	0,9	35	0,6
2000	15	0,70	0,5	2,6	58	2,5
2500	20	0,50	0,4	3,4	91	-
3000	20	0,35	0,2	3,4	131	-
3500	30	0,25	0,2	5,1	173	-

Здесь, $\Delta T^*_{эксп}$ – экспериментально измеренные значения температурных перепадов по длине излучающей полости ампулы, помещенной в контейнер с предложенной анизотропной оболочкой (излучатель ВНИИОФИ ВВ3500УУ).

Из таблицы 2 видно, что эффективность анизотропной оболочки значительно возрастает на высоких температурах, что, собственно, и требовалось получить в данном исследовании. Для большей убедительности на рисунке 6 демонстрируется влияние анизотропии теплопроводности оболочки на исследуемое температурное поле, измеренное при прочих равных условиях для случая однорядной укладки стержней (анизотропия меньше) и для случая 3-х рядной укладки, в которой анизотропия теплопроводности выше.

Выше дана оценка эффективности оболочки в виде стержней из изотропного графита. Несложно представить насколько возрастет ее эффективность при использовании высоко ориентированного графита (пирографита). Пирографит, как известно, обладает сильно выраженной анизотропией теплофизических свойств и теплопроводности, в частности. Соотношение значений теплопроводности по осям ориентации варьируется в пределах $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}=10-800$ [5,8]. Применяя изложенную выше методику, например, при соотношении $\lambda_{м\parallel}/\lambda_{м\perp}=10$ ($\lambda_{\parallel}=30$ Вт/(м·К)), для анализируемой 3-х рядной укладки ($d=0,9$ мм) получаем длину участка выравнивания L* не менее 0,5 м для высоких температур, и $L^*\approx 0,14$ м для низких и средних температур.

В результате – для реперных температур плавления Ga, затвердевания

In, Sn, Zn, Al при воспроизведении которых $\Delta T_{зад} \approx 1-3$ К, - перепад температуры на всей длине ампулы не превысит 9 мК, а при использовании пирографита с большей анизотропией – менее 1 мК (при $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp}=100$, $\Delta T^* \approx 1,3$ мК).

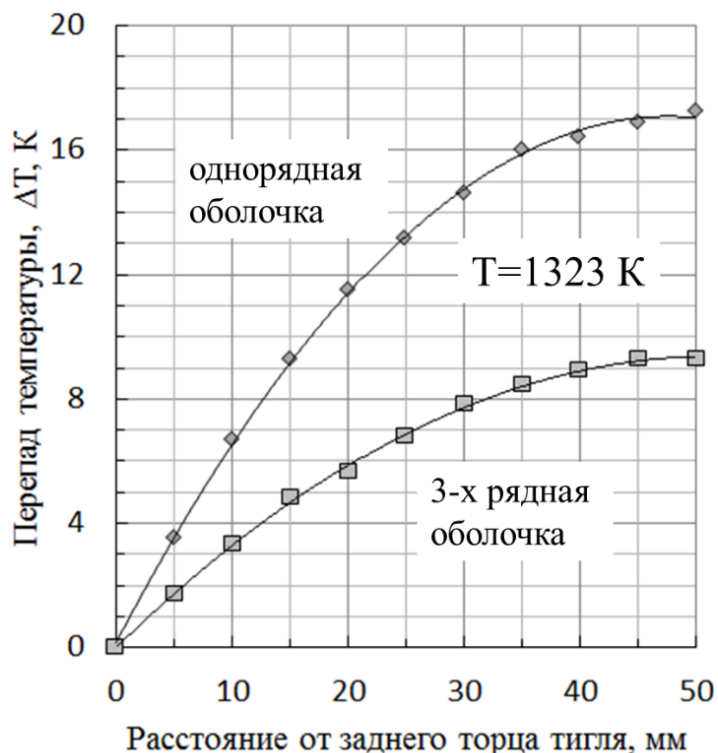


Рис. 6. Демонстрация влияния анизотропии теплопроводности оболочки на перепад температуры по длине излучающей полости ампулы (экспериментальные данные).

Таким образом, предложенное техническое решение существенно повышает точность воспроизведения температуры и может успешно применяться в эталонной контактной термометрии. Одновременно снижаются требования к точности регулирования САУ, это дает возможность отказаться от использования сложных и дорогостоящих САУ, заменив их простыми бюджетными системами регулирования температуры.

В заключение данной статьи приведем основные преимущества и практическую значимость предложенной анизотропной оболочки, которые заключаются в следующем:

1. Существенном выравнивании температурного поля внутри ампулы, вследствие анизотропии коэффициента теплопроводности укладки (при температурах выше 2000 К теплопроводность укладки в направлении перпендикулярном радиальному тепловому потоку приблизительно в 20 раз превышает аналогичное значение в продольном направлении, т.е. $\lambda_{\parallel}/\lambda_{\perp} \approx 20$).

2. Обеспечении сохранения единой схемы укладки

пирографитовых колец нагревателя для излучателя ВВ3500УУ в широком диапазоне температур (от 1000 °С до 3000 °С), при приемлемом для поставленных метрологических задач температурном поле ампулы.

3. Нет необходимости размещения пирографитовых колец большой электрической мощности между диафрагмами, прилегающими к тиглю с ампулой, для обеспечения равномерного температурного поля (как это требовалось в традиционном варианте) [5]. Как результат – устранение влияния «паразитной засветки» на результат измерения, что подтверждено экспериментально.

4. Более высокой, чем в традиционном варианте, тепловой постоянной времени системы контейнер-ампула, - это, искусственным образом уменьшает постоянную времени нагревательного элемента и предоставляет больше возможностей для регулирования с целью получения процесса фазового перехода большой продолжительности. При этом за счет увеличенной постоянной времени системы, ампула дополнительно защищена от нежелательных динамических тепловых воздействий.

5. Повышении эффективности применения предложенной оболочки при высоких температурах, что обусловлено ростом вклада ($\sim T^3$) лучистой составляющей теплопроводности в газовой прослойке между стержнями. Данный факт может служить гарантией обеспечения равномерного температурного поля ампулы при температурах выше 2000 К, а значит – высокой точности воспроизведения и передачи единицы температуры.

Список литературы:

1. Хлевной Б.Б., Огарев С.А., Саприцкий В.И. и др. Эталонные источники типа «черное тело» в диапазоне 100-3500К для прецизионных измерений в радиометрии, фотометрии и оптической термометрии // Измерительная техника. № 11, 2005. - С. 29-34.

2. Хлевной Б.Б., Хромченко В.Б., Ибрагимов Н.А., Шаповал В.И., Саприцкий В.И. Модель черного тела // Патент РФ № 2148801, Кл. МПК G01J5/02. 10.05.2000.

3. Хлевной Б.Б. Метрологические исследования эталонных пирографитовых высокотемпературных черных тел // Измерительная техника. № 12, 2001. - С. 26-30.

4. S. D. Lim, V. H. Kim, A. Karmalawi, D. H. Lee, Yoo Y. S. A method for uniformizing the temperature distribution of holder at the fixed point cell position // Abstract. International Conference “TEMPMEKO-2013”, Madeira Portugal. 2013. - P. 126.

5. Костановский А.В., Костановская М.Е. О возможности повышения степени совершенства модели абсолютно черного тела // ТВТ, 2001, т. 39, вып. 2. - С. 347-349.

6. Ходунков В.П. Изотермичность излучающих полостей эталонных АЧТ и температурный наклон площадки фазового перехода – где теоретический предел? // Тезисы доклада 5-ой Всероссийской и стран-участниц КООМЕТ конференции по термометрии «Температура-2015», 21-24 апреля 2015 // под ред. А.И. Походунуна – СПб.: Изд-во ООО «Бреза», 2015. – С. 79-82.

7. Ходунков В.П., Заричняк Ю.П., Конысбаев Н.Ш. Материалы 3-ей международной научно-технической конференции «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ», 20-22 мая 2015, Санкт-Петербург. – СПб.: Университет ИТМО, 2015 – С. 76.

8. Жмуриков Е.И., Савченко И.В., Станкус С.В., Teschio L. Измерения теплофизических свойств графитовых композитов для конвертера нейтронной мишени // ИЯФ 2010-27. Новосибирск: ИЯФ, 2010. - 24 с.

9. Беляев Н.М. Труды по теории упругости и пластичности. М.: Физматгиз. 1957. - 632 с.

10. Адрианов В.Н. Основы радиационного и сложного теплообмена. М.: Энергия. 1972. - 464 с. (стр. 161-163).

11. Дульнев Г.Н. Тепло- и массообмен в радиоэлектронной аппаратуре. М.: Высшая школа. 1984. - 247 с.

12. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Ленинград: Энергия. 1974. - 264 с.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ НА УСТАНОВКЕ PPMS-14

м.н.с. Русаков В.А.¹, Волков М.П.

Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН

194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26

¹sevarus@mail.ru

MEASUREMENT OF THERMAL PARAMETERS AT LOW TEMPERATURES IN STRONG MAGNETIC FIELDS FOR THE INSTALLATION OF PPMS-14

Junior Researcher Rusakov V.A., Volkov M.P.

Physico-Technical Institute AF Ioffe RAS

194021, Saint Petersburg, Street Polytechnicheskaya 26

Приведены параметры и примеры использования установки коллективного пользования Physical Property Measurement System, позволяющей проводить измерения в широком диапазоне температур (1,9-400К) и магнитных полей до ± 14 Тесла. Набор измерительных вставок позволяет проводить автоматизированные измерения магнитных электрических и теплофизических параметров различных материалов. Измерение теплофизических параметров, а именно теплоемкости, теплопроводности и коэффициента Зеебека осуществляется при помощи двух отдельных измерительных вставок.

Измерительная установка, теплоемкость, теплопроводность, коэффициент Зеебека.

В Физико-техническом институте им. А.Ф.Иоффе введена в эксплуатацию установка коллективного пользования “Physical Property Measurement System” (PPMS-14) производства компании **Quantum Design (США)**, представляющая собой комплекс для исследования физических свойств материалов в широком диапазоне температур и магнитных полей. Из-за своего удобства установка фактически стала стандартом измерений в мире в области низких температур и сильных магнитных полей. Установка состоит из криостата, консоли управления и стойки с приборами. Результаты измерений выводятся на компьютер.

Установка PPMS-14 включает:

- Сверхпроводящий магнит с максимальным полем ± 14 Тесла,
- систему непрерывного контроля и стабилизации температуры в диапазоне 1,9-400К,
- вакуумный насос,

- консоль электроники, станцию управления, программный пакет MultiVu,
- набор измерительных вставок.

Система быстро выходит на заданную температуру и поддерживает ее с точностью лучше $\pm 0,02$ К. На рис. 1 показана запись установления заданной температуры 300 К, а на вставке точность ее поддержания.

Скорость развертки магнитного поля 0,1-130 Ое/сек. Точность поддержания поля чрезвычайно высока, так как сверхпроводящий магнит работает в режиме замороженного потока.

Набор измерительных вставок позволяет проводить автоматизированные измерения следующих характеристик - магнитного момента, электропроводности, магнитной восприимчивости и теплофизических параметров различных материалов.

Измерение теплофизических параметров, а именно теплоемкости, теплопроводности, коэффициента Зеебека и термоэлектрического показателя качества осуществляется при помощи двух отдельных измерительных вставок.

Вставка измерения теплоемкости.

Измерение теплоемкости может предоставить большой объем информации о решетке, электронных и магнитных свойствах материалов. Опция измерения теплоемкости использует технику релаксации: периодический нагрев и последующее охлаждение одинаковой продолжительности.

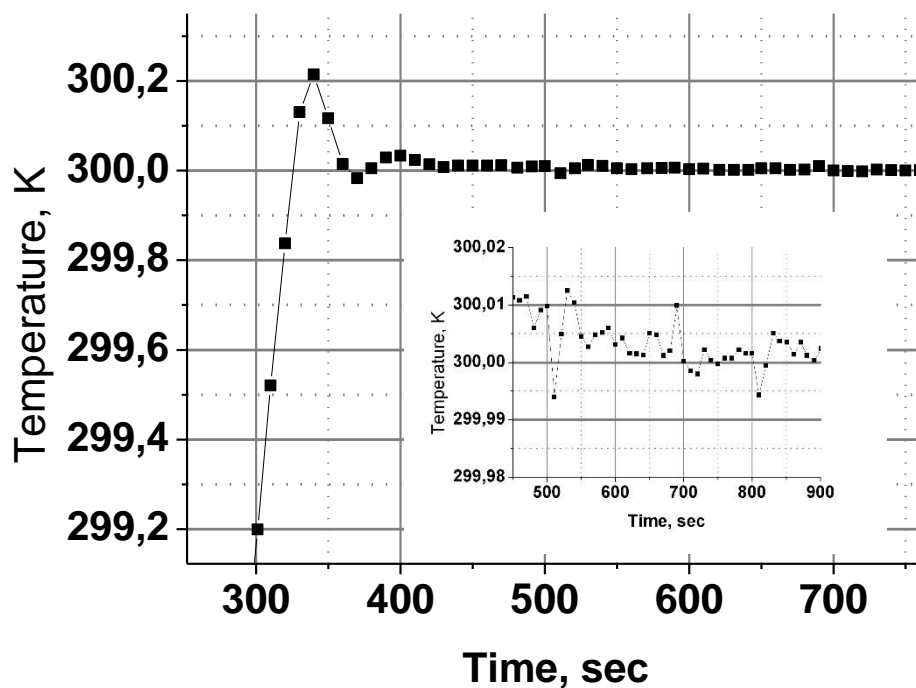


Рис. 1. Скорость установления и точность поддержания температуры

Вес измеряемых образцов 1-200 мг. Температурный диапазон измерений ограничен возможностями PPMS, но при высоких температурах увеличивается погрешность измерений. Разрешение теплоемкости 10 нД/К, погрешность менее 2 процентов.

Чтобы избежать тепловую передачу через газ в камере используется вставка Cryorump, которая очищает камеру с образцом. Рабочее давление 10^{-5} Торг.

На рис. 2 приведен внешний вид держателя для измерений теплоемкости (серый квадратик в центре - подложка для крепления образца, подвешенная на тонких нитях).



Рис 2. Вставка измерения теплоемкости

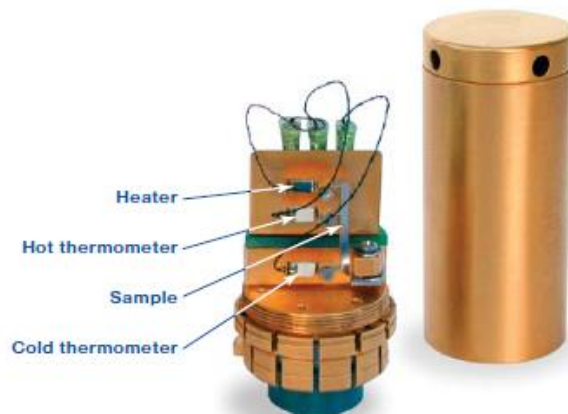


Рис 3. Вставка измерения теплопроводности коэффициента Зеебека и сопротивления

Вставка Thermal Transport.

Опция позволяет одновременно измерять теплопроводность k , коэффициент Зеебека α (термоэдс) электрическое сопротивление по всему диапазону температур и полей PPMS.

На рис. 3 приведен блок крепления образца для измерения теплопроводности. В качестве термометров горячего и холодного концов

образца используются градуированные термометры Cernox, малочувствительные к магнитному полю.

Измерения теплопроводности проводятся путем измерения градиента температуры вдоль образца при известном количестве тепла от нагревателя.

Точность измерения: Примерные диапазоны измерений:

2 $\mu\text{W/K}$ при $T < 15 \text{ K}$	1 - 25 mW/K для $T = 400 \text{ K}$
20 $\mu\text{W/K}$ при $T < 200 \text{ K}$	100 $\mu\text{W/K}$ - 100 mW/K для $T = 50 \text{ K}$
0.5 mW/K при $T < 300 \text{ K}$	10 $\mu\text{W/K}$ - 1 mW/K для $T = 1.9 \text{ K}$
1 mW/K при $T > 300 \text{ K}$	

Измерение коэффициента Зеебека осуществляется путем измерения разности потенциалов на образце с градиентом температуры. Типичные погрешности измерений $0,5 \mu\text{V/K}$. Измерительный диапазон $1 \mu\text{V/K}$ - 1V/K .

Система может одновременно проводить измерения электропроводности теплопроводности и термоэдс.

В качестве примера на рис. 4 приведены измерения параметров чистого иттербия. Полученные значения с хорошей точностью совпадают с известными данными для этого металла.

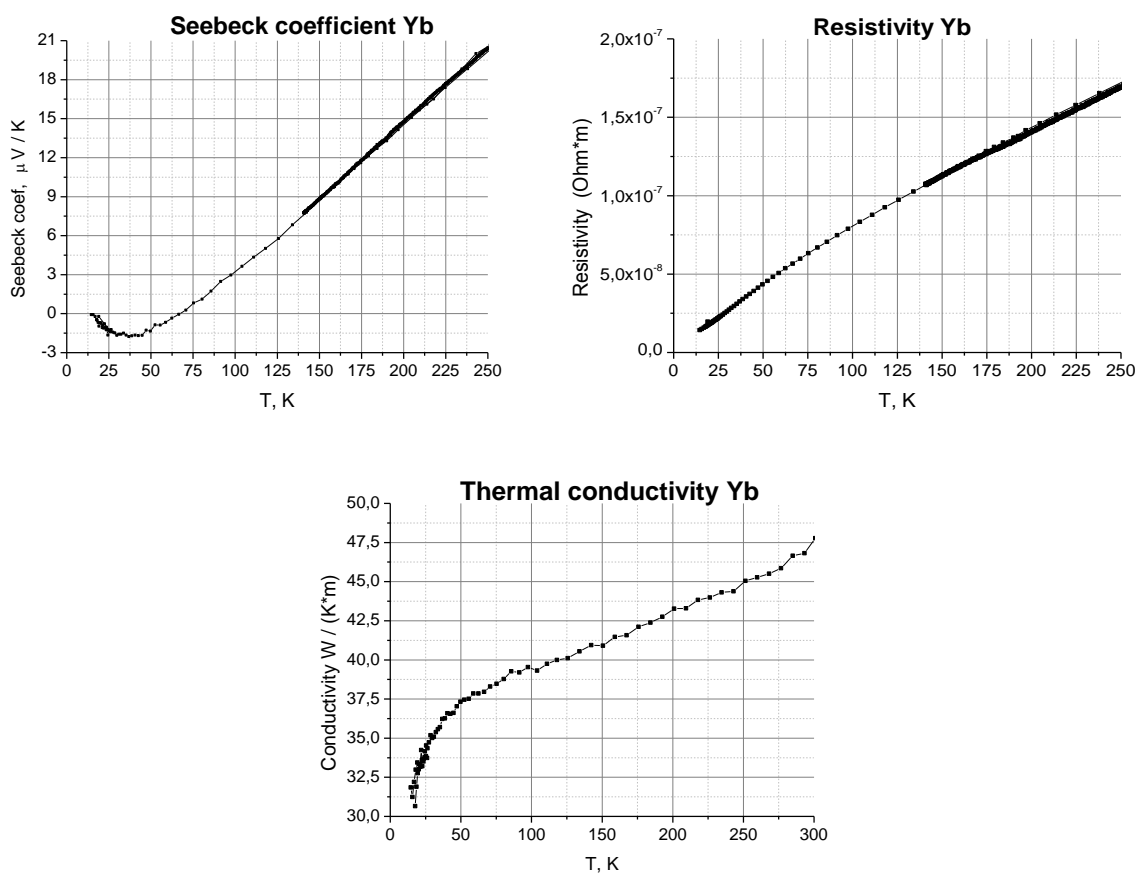


Рис. 4. Температурные измерения электрического сопротивления, теплопроводности, коэффициента Зеебека.

Установка РРМС-14 автоматически выполняет заданную программу измерений, не требует непрерывного контроля, может управляться удаленно через интернет.

Установка РРМС является установкой коллективного пользования и измерения могут проводиться для коллег из других организаций (*sevarus@mail.ru*).

УДК 621.313-534.6

КОРРЕКТИРОВКА ШУМА И ТЕМПЕРАТУРЫ АСИНХРОННЫХ ЭЛЕКТРОДВИГАТЕЛЕЙ

к.т.н. Давыдов В.В.¹, к.т.н. Колыхалин В.М.², Новоселова А.А

Санкт-Петербургский государственный университет кино и телевидения

191119, Санкт-Петербург, ул. Правды, 13

¹iko2867417@mail.ru, ²cap-007@mail.ru

CORRECTION NOISE AND TEMPERATURE ASYNCHRONOUS ELECTRIC MOTORS

Ph.D. Davydov V.V., Ph.D. Kolyhalin V.M., Novoselov A.A.

St. Petersburg State University of Film and Television

191119, St. Petersburg, street. Pravdy, 13

Рассматривается воздушное пространство внутри корпуса асинхронного электродвигателя в виде условно замкнутого объема, образованного обмоткой статора и части шихтованного сердечника с учетом элементов ротора. Электромагнитное взаимодействие статора и ротора, механические внешняя и внутренняя нагрузки и колебания воздуха за счет вращения и собственной вентиляции возбуждают основные составляющие воздушного шума в широком диапазоне частот по внешнему контуру электродвигателя. Приводится расчет радиуса вентиляционного канала, зависящего от вязкости и плотности воздуха, которые, в свою очередь, зависят в основном от температуры

Ключевые слова: микрофон, звук, электродвигатель

The air space inside of the electric motor in the form of closed volume formed by the electric winding and the core part of the rotor is considered. The installed data enable to correct the level and the frequency characteristics of the noise radiated by the electric motor in view of the phase and the motor heating temperature. Calculation of radius of the ventilating channel depending on viscosity and density of air which depend basically on temperature is resulted

Keywords: microphone, sound, noise, electric motor

В современной силовой технике наибольшее распространение получили сравнительно дешевые, не требующие постоянного контроля асинхронные электродвигатели (АД) с основными составляющими шума: магнитного, механического и аэродинамического происхождения. Но все они являются производными в сложной совокупности во времени по амплитуде и направлению электродинамических $F_{эд}$, электромагнитных $F_{эм}$ и магнитострикционных $F_{мс}$ сил, формирующих силовое

электромагнитное поле и, соответственно, полную мощность АД [1].

Особый вклад в шум, именно «источника», вносят магнитоэстрикционные силы, вызывающую радиальную деформацию кольцевых пластин шихтованной электротехнической стали магнитопровода и обмотки статора под действием его переменного магнитного поля. Силовые линии последнего располагаются по окружности с центром по оси колец и статора. Амплитудное значение этих сил в зависимости от времени магнитной индукции $B_{m.i}^2$ пропорционально квадрату приложенной амплитуды напряжения U_{mi} к обмотке статора с числом витков n , может быть найдено из (1)

$$F_{m.c.i} = \pi a_i S_{CT} B_{m.i}^2 = \pi a_i S_{CT} \left(\frac{U_{m.i}}{n\omega_i} \right)^2, \quad (1)$$

где $S_{CT} = (R_n - R_\theta)h$ – площадь сечения магнитопровода статора (R_n и R_θ – соответственно, наружный и внутренний радиусы, h – его длина); a_i – магнитоэстрикционная постоянная стали (Па/Тл или а/м); ω_i – угловая частота колебаний, кратная целым числом от частоты сети и, соответственно, возникающим гармоникам, разностным и суммарным составляющим.

Радиальная деформация кольцевых пластин стали и в целом деформация статора приводит к многопериодическим изменениям геометрических размеров его магнитопровода как по внутреннему ($Q_\theta = 2\pi R_\theta h$), так и по наружному ($Q_n = 2\pi R_n h$) контурам со следствием – вибрациями. Из (1) следует, что именно постоянная (дифференциальная) a_i устанавливает взаимосвязь амплитуды колебательного смещения ξ_m , например, внутреннего контура (окружности Q_θ) цилиндрического магнитопровода статора с известным феноменологическим эффектом – зависимости модуля упругости E_{my} (магнитной упругости) стали от амплитуды и направления поля индукции, т.е.

$$a_i \approx \frac{E_{my}}{B_{m.i}} \cdot \frac{\Delta Q_B}{Q_B}, \text{ откуда } \xi_m = \frac{a_i B_{m.i} R_B}{E_{my}}, \quad (2)$$

где $\Delta Q_\theta / Q_\theta$ – относительная внутренняя деформация магнитопровода статора, достигающая для электротехнической стали $10^{-4} \dots 10^{-5}$ при $B_m \approx 1,5 \text{ Тл}$, а ξ_m – соответственно, амплитуда колебательного смещения внутреннего контура магнитопровода, непосредственно характеризующая вибрационную мощность АД вместе с наружной (Q_n) деформацией магнитопровода.

Связь силовой вибрации ξ_m со звуковым давлением p_m возбуждаемого шума внутри замкнутого объема V камеры может быть найдена из уравнения Пуассона в дифференциальной форме

$$P_{mc} = \frac{\gamma P_0 Q_H}{V} \frac{1}{h} \int_0^h \xi_m \cos kx \, dx = \frac{p_0 \sin kh}{kh}, \quad (3)$$

где $\gamma = 1,4$ – постоянная адиабаты; P_0 – атмосферное давление; x – координата по длине h камеры; $k = \omega/c$ – волновое (фазовое) число, c – скорость звука внутри корпуса АД, превышающая скорость звука c_0 в свободном пространстве, p_0 – избыточное давление статической деформации воздуха в камере, т. е. для классического закона Пуассона ($\Delta V/V$).

Таким образом, эффективная (динамическая) деформация воздуха в камере будет меньше, чем при постоянной силе (статической деформации), равной амплитуде переменной силы, и только в пределе, когда $kh \rightarrow 0$, $p_{mc} \rightarrow p_0$. Следовательно, соотношение (3) позволяет вычислить давление p_{mc} внутри камеры по амплитуде колебаний ξ_m поршня с учетом частотной зависимости (рис.1) первого коэффициента k_{p1} передачи давления, т.е.

$$k_{p1} = p_{mc} / p_0 = \sin kh / kh \quad (4)$$

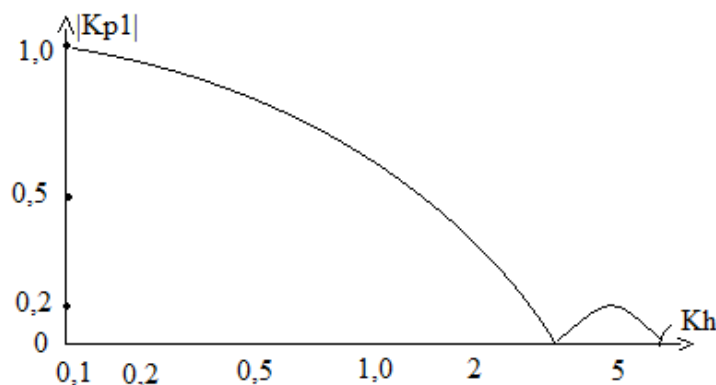


Рис.1. Характеристика первого частного коэффициента передачи давления в камере

Как видно, такой процесс возбуждения давления в камере формально не накладывает ограничений на нижнюю граничную частоту за исключением изменения показателя политропы γ при переходе от адиабатического процесса к изотермическому с возможностью его нарушения из-за значительных нелинейных искажений. Кроме того в реальных конструкциях статорного пространства всегда существуют различные нарушения герметичности, а так же специальные отверстия и каналы для вентиляции обмотки статора, выравнивания температуры и атмосферного давления.

В этом случае в нагрузочном сопротивлении камеры Z_n со стороны объема воздуха необходимо учитывать влияние приведенного сопротивления канала

$$Z_h = n_T^2 z_K = (Q_B / S_K)^2 Z_K = Z_K', \quad (5)$$

где $n_T = S_B / S_K$ - коэффициент акустической трансформации, равный отношению внутренней площади Q_B камеры и канала S_K ; Z_K - полное механическое сопротивление канала.

Из анализа эквивалентной схемы следует, что при низких частотах Z_K' шунтирует упругое сопротивление воздуха в камере и выражение для входного механического сопротивления будет

$$Z_{nk} = Z_K' / (1 + \gamma \omega c_B Z_K'), \quad (6)$$

где $c_B = \frac{\pi R_B^2 h}{\gamma P_0 Q_B^2}$ - статическая гибкость воздуха в камере.

Следовательно, при низких частотах избыточное давление p_a в камере с каналом меньше давления p_c в полностью герметичной камере. Степень этого уменьшения можно оценить с помощью второго частного коэффициента передачи давления в камере

$$|k_{p2}| = \frac{p_a}{p_c} = \frac{Z_{h,k}}{Z_h} = \frac{\omega c_B Z_K'}{\sqrt{1 + (\omega c_B Z_K')^2}}. \quad (7)$$

График зависимости $|k_{p2}|$ от частоты при постоянстве $c_B \cdot Z_K'$ представлен на рис.2. Наиболее удовлетворительные результаты наблюдаются от значений $\omega c_B Z_K' = 1$ и выше, что позволяет использовать последнее для определения нижней граничной частоты акустического звена:

$$f_H = 1 / 2\pi c_B Z_K' \quad (8)$$

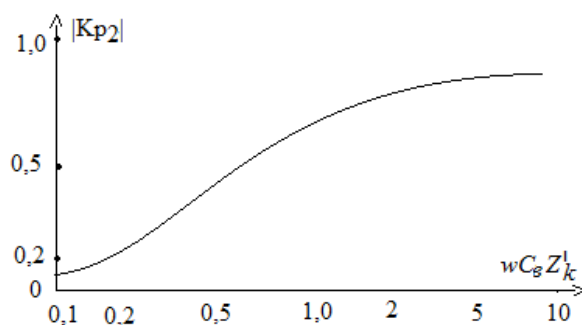


Рис.2. Характеристика второго частного коэффициента передачи давления в камере

Условие (8) не является полностью оптимальным, поскольку крутизна пологой части характеристики $kp2 = k(\omega)$ сравнительно мала и не превышает 6 дБ/октаву, что сокращает частотный диапазон системы. Одной из мер расширения диапазона является рациональный выбор радиуса канала, определяющего соотношение между вязкой и инерционной составляющими его входного механического импеданса. Рациональный выбор параметров канала позволяет уменьшить влияние дополнительных

неплотностей, всегда имеющих в камере, каждая из которых вносит свое изменение входного сопротивления камеры и, соответственно, избыточного давления, т.е.

$$\frac{1}{Z_{\text{вх.м.к.}}} = \gamma \omega c_B + \frac{1}{Z_K'} + \frac{1}{Z_i'} + \dots ,$$

где Z_i – приведенные импедансы дополнительных неплотностей.

Канал выравнивания давления (вентиляции) обычно выполняется в виде капиллярной круглой трубки. Величину входного механического импеданса такой трубки И.Б. Крендалл определил в виде сложной функции от волнового числа вязкой волны ($k_B = \sqrt{\gamma \omega \rho_0 / \mu}$) и радиуса трубки ak [3]:

$$Z_k = \Phi[J(k_B, a_K)].$$

В случае медленных движений газа по капилляру длиной lk , когда $a_k f^2 < 0,1$ выражение для механического импеданса канала на единицу сечения можно привести к виду

$$Z_k = r + j\omega m = \frac{8\mu l_k}{a_k^2} + j\frac{4}{3}\omega \rho_0 l_k , \quad (9)$$

где μ – коэффициент динамической вязкости воздуха.

Анализ выражения (9) показывает, что первая составляющая полного импеданса есть активное сопротивление вязкого трения, величина которого определяется законом Хагена-Пуазейля для ламинарного движения газа. Величина $m = 4/3\rho_0 l_k$ представляет собой эффективную массу, участвующую в колебаниях, которая за счет вязкости на 1/3 больше фактической. Причем преобладание активной составляющей над реактивной определяется как частотой колебаний, так и радиусом трубки. Это явление имеет место при выборе радиуса канала больше некоторого критического, которое можно определить из (10)

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{3\mu}{\pi\rho_0 f}} = 5 \cdot 10^{-3} f^{-1/2} , \quad (10)$$

где f – периодическая частота, Гц.

График функции $a_{кр}(f)$ для области низких частот показан на рис.3.

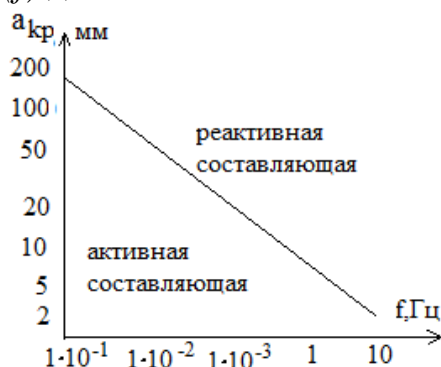


Рис.3. Выбор $a_{кр}$ в зависимости от соотношения сопротивлений канала

Однако значение критического радиуса не является однозначным, поскольку он зависит от вязкости и плотности воздуха, которые, в свою очередь, зависят, в основном, от температуры. Такая зависимость вязкого воздуха от температуры можно определить по формуле Сэзерленда [4]

$$\mu = B \sqrt{\frac{T}{T_0}} \cdot \frac{1 + C/T_0}{1 + C/T}, \quad (11)$$

а плотность воздуха выражается как $\rho_0 = AT^{-2}$,

где A и B – некоторые постоянные; T_0 и T соответственно абсолютная температура и температура воздуха; C – постоянная Сэзерленда.

Как видно, колебания температуры существенно влияют на плотность воздуха, что приводит к необходимости выбора радиуса канала выравнивания для электродвигателей меньше критического при заданной граничной частоте. Преобладающее сопротивление вязкого трения в канале повышает стабильность работы и более заметно корректирует частотный диапазон инфразвуковых и низкочастотных колебаний воздушного шума АД.

Измерительная установка для экспериментальной оценки рассмотренных положений состояла из асинхронного однофазного электродвигателя KL58-12A01 (фирмы «Colibri») мощностью 160 Вт, уровень шума измерялся шумомером RTF0024 с калиброванным микрофоном M102 на расстоянии 0,05 м от АД с фиксацией результатов в специальной программе компьютера [7].

Для ослабления возможного воздействия внешнего (фонового) шума и помех измерительная установка размещалась в специальной полузаглушенной (с отражающим полом) комнате кафедры акустики СПбГУКиТ сравнительно небольших размеров: 4×3,5 м в плане и без окна. Стенки и потолок обработаны достаточно эффективным звукопоглотителем из перфорированных плит АГШ с зазором 0,1 м, заполненным минеральной ватой так, что высота подвесного потолка составила 2,5 м. Данная акустическая обработка с имеющейся звукоизоляцией обеспечила время реверберации в диапазоне 125...4000 Гц около 0,4 с при проникающем интегральном уровне шума не более 30 дБ, начиная с полосы 31,5 Гц.

Сравнительные измерения спектров мощности шума для закрытого корпуса АД и с вентиляционными отверстиями в подшипниковых щитах представлены на рис. 4, 5.

Из сравнения спектрограмм следует, что с вентиляционными отверстиями в подшипниковых щитах АД проявляется существенное увеличение уровней мощности низкочастотных (25...35 дБ) и среднечастотных (100...1000 Гц) составляющих шума. При этом общий

интегральный уровень давления в широкой полосе 16 Гц...8 кГц увеличивается с 70 дБ (для закрытого корпуса) до 78 дБ (с отверстиями).

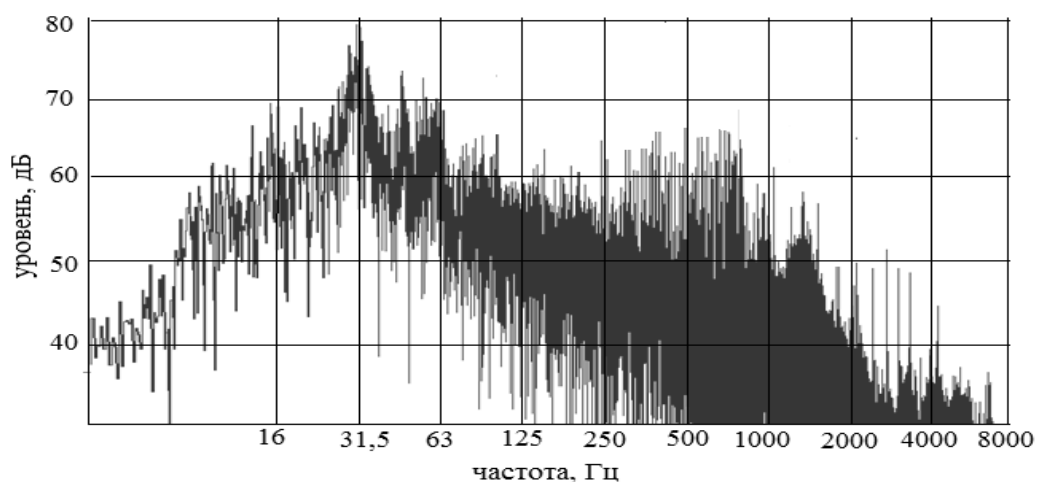


Рис.4. Спектрограмма уровней мощности шума АД с вентиляционными отверстиями

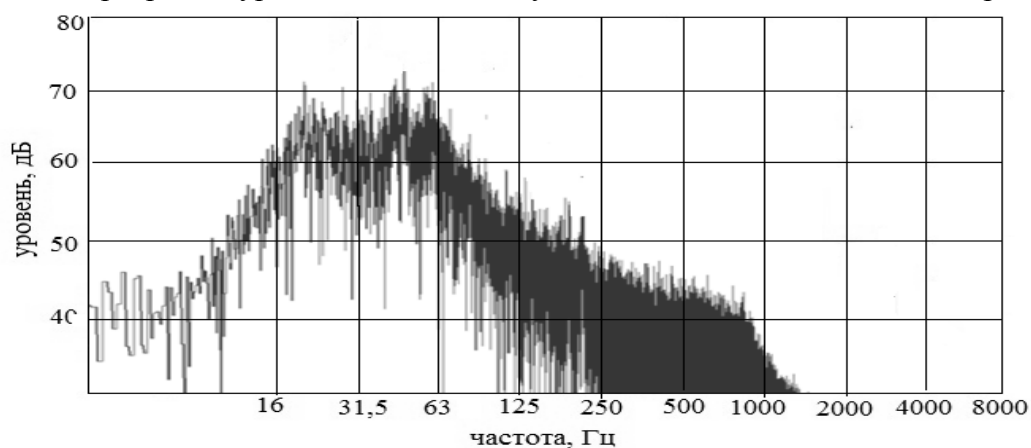


Рис.5. Спектрограмма уровней мощности шума закрытого корпуса АД

Таким образом, корректировка спектра мощности шума АД вполне возможна с учетом локальных теплофизических свойств элементов, входящих в конструкцию электродвигателя.

Список литературы:

1. МС ГОСТ 3126-2006 (ИСО-1.5667-2000). Шум. Руководство по снижению шума кожухами и кабинами - М. Стандартинформ, 2005.
2. Справочник. Неразрушающий контроль. / Под ред. В.В.Клюева, Т.1. Акустическая эмиссия. - М.: Машиностроение, 2005.
3. Крендалл И.Б. Акустика. Л. : Кубуч, 1937.
4. Голубев И.Ф. Вязкость газов и газовых смесей. - М. : Физматгиз, 1959.

5. Велижанина К.А, Дудкин Д.А. Новая конструкция резонансного звукопоглотителя для глушения низкочастотных шумов. Акуст. журн., 1989. Т.35, №1, с. 151-154.

6. Колыхалин В.М. Акустическая диагностика остатков нефтепродуктов в накопительных резервуарах. Автореферат на соискание уч. степени канд. тех. наук. - СПб. Изд. СПбГУКиТ, 2008.

7. ГОСТ-Р-ИСО 1680-20/2. Акустика. Методы испытаний для измерения шума, производимого вращающимися электрическими машинами.- М. : Стандартиформ, 2013.

УДК 534.86:621.395.619

**К ВОПРОСУ УЧЕТА ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ
НЕФТЕПРОДУКТОВ ПРИ ВЫГРУЗКЕ ИЗ АВТОЦИСТЕРНЫ**
к.т.н. Колыхалин В.М.

ЗАО «Петербургский нефтяной терминал»
198096 Санкт-Петербург, Элеваторная площадка, 32
car-007@mail.ru

**For accounting matters thermophysical properties of petroleum products
during unloading from TANKERS**

Ph.D. Kolyhalin V.M.

Petersburg Oil Terminal

198096 St. Petersburg, Elevatornaya ploshad', 32

Разработаны технические средства на основе относительных акустических измерений объема (массы) нефтепродуктов в автоцистерне путем определения уровней звукового давления по "свободному" воздушному объему с меньшей точностью, чем радарные (линейные), но с нивелированием влияния переменных внешних и внутренних технологических условий. Исследуется зависимость коэффициента звукопоглощения мазута от его теплофизических свойств

Ключевые слова: микрофон, коэффициент звукопоглощения, шум

The basis of relative acoustic measurements of volume (weight) black oil in the car container by definition of levels of sound pressure on "free" air volume with smaller accuracy than radar but with influence of variable external and internal technological conditions are developed. Dependence the sound absorption of black oil from its properties is investigated

Keywords: microphone, sound absorption, noise

С увеличением в последние годы объема перевозки нефтепродуктов через морские и речные порты Российской Федерации увеличилось количество перевалочных нефтяных терминалов, ориентированных на выгрузку и погрузку нефтепродуктов в различные средства транспорта, включая автомобильный.

Особое значение приобретает временной фактор – экспресс-регистрация допустимых уровней выгрузке передвижных средств автотранспорта с открытыми смотровыми люками и, особенно, в темное время суток. Обычный визуальный контроль объема нефтепродуктов (с помощью рулетки и калибровочных таблиц) приводит к значительным затратам времени и не обеспечивает необходимой точности.

Разработанные автором технические средства регистрации объема (массы) нефтепродуктов в резервуарах на основе относительных акустических измерений «свободного» воздушного объема путем определения, например, уровня звукового давления нашли свое применение в разгрузке железнодорожных цистерн [1]. Такой же метод определения объема нефтепродуктов возможно применить и при выгрузке автоцистерн на морских причалах, но при наличии автономного источника звуковых колебаний (удар).

Так при экспресс-регистрации объема нефтепродукта в автоцистерне объемом 30 м³ измерительная аппаратура располагается в кабине автомобиля, а низкочастотный микрофон устанавливается внутри резервуара через грузовой люк. Контролируется p_n/p_i – относительный (по давлению, например, в «пустой» автоцистерне p_n) уровень звукового давления при разных объемах V_m нефтепродукта посредством микрофона с измерительным усилителем.

Однако, на точность акустических измерений существенное влияние оказывает переменная температура нефтепродукта и, следовательно, переменный коэффициент звукопоглощения. Учет последнего в условиях практической реализации экспресс-регистрации объема нефтепродукта в автоцистерне и рассматривается в статье.

В прежних работах для определения зависимости коэффициента звукопоглощения шлама от температуры применялся классический метод измерения коэффициента звукопоглощения вещества: прибор «SWA TYPE-4002» («набор интерференционных труб»), устанавливался в вертикальном положении в камере прослушивания СПбГУКиТ и использовался специальный акустический зонд, представляющий собой тонкую длинную трубку, один конец которой вводился в измерительную трубу Кундта, а у другого конца находился микрофон. Исследуемый звукопоглощающий материал (мазут) помещался в держатель фиксированной глубины, поставляемый вместе с прибором 4002, и охлаждался в морозильной камере холодильника от $t = 40^\circ\text{C}$ до температуры $t = 0^\circ\text{C}$. Результаты измерений показали, что *нормальный* коэффициент звукопоглощения шлама при $t = 40^\circ\text{C}$ на частоте 250 Гц принимает значение $\alpha_{ш} = 7 \times 10^{-3}$, тогда как при температуре $t = 0^\circ\text{C}$ и той же частоты он достигает $\alpha_{ш} = 4,2 \times 10^{-2}$, т. е. примерно в шесть раз больше, чем для нагретой фракции [2].

В данной работе приводится метод определения зависимости *диффузного* коэффициента звукопоглощения мазута (марки М-100) от температуры с целью учета физико-химических особенностей

нефтепродукта для уменьшения погрешности акустических измерений объема в автоцистерне при выгрузке.

На первом этапе измерений был получен *тестовый график* зависимости амплитуды звукового давления второй аксиальной моды колебаний воздушного объема от известных коэффициентов звукопоглощения тестовых материалов, расположенных на днище модели автоцистерны.

Для ослабления возможного воздействия внешнего (фонового) шума и помех измерительная установка размещалась в специальной полузаглушенной (с отражающим полом) комнате кафедры акустики СПбГУКиТ сравнительно небольших размеров: 4×3,5 м в плане и без окна. Стенки и потолок обработаны достаточно эффективным звукопоглотителем из перфорированных плит АГШ с зазором 0,1 м, заполненным минеральной ватой так, что высота подвесного потолка составила 2,5 м. Данная акустическая обработка с имеющейся звукоизоляцией обеспечила время реверберации в диапазоне 125...4000 Гц около 0,4 с при проникающем интегральном уровне шума не более 30 дБ, начиная с полосы 31,5 Гц.

Измерительная установка состояла из модели автоцистерны (для удобства измерений - вертикальный цилиндр) в масштабе 1:10, ударного устройства для возбуждения колебаний (удар), шумомера RTF0024 с микрофоном М102, полосового октавного фильтра с фиксацией результатов в специальной программе компьютера.

Полосовой фильтр ПК пропускает колебания лишь той частоты аксиальной моды, на которой производятся измерения. В противном случае результаты измерений могут быть искажены из-за возникновения стоячих волн высших гармоник аксиальных мод и первых гармоник радиальных мод колебаний воздушного объема.

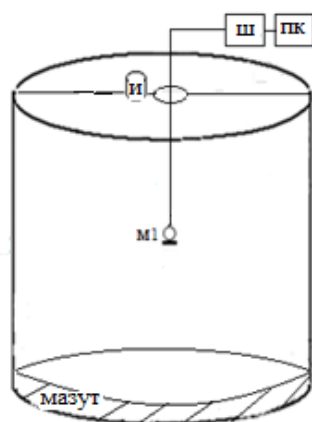


Рис. 1. Схема измерений в модели автоцистерны: М – микрофон; Ш – шумомер; ПК – компьютер; И – ударный источник звуковых колебаний

Тестовый график зависимости амплитуды звукового давления второй аксиальной моды от коэффициента звукопоглощения $\alpha_{ш}$ на частоте 340 Гц построен по результатам измерений для шести различных эталонных материалов при температуре $T = 20^\circ$ (рис. 2). По оси абсцисс отложены значения коэффициента звукопоглощения для различных эталонных материалов, а по оси ординат – амплитудные значения звукового давления второй аксиальной моды.

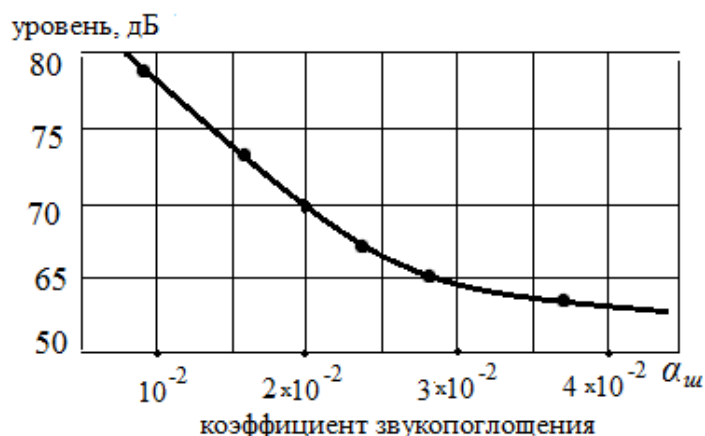


Рис. 2. Тестовый график зависимости уровня интенсивности от коэффициента звукопоглощения $\alpha_{ш}$

На втором этапе строился *калибровочный* график (рис.3), когда при нагреве мазута фиксированному уровню звукового давления ставится в соответствие значение коэффициента звукопоглощения из *тестового* графика. Так образец мазута (с температурой застывания $T = + 25^\circ\text{C}$) помещался тонким плоским слоем на днище модели и нагревался от $T = + 15^\circ\text{C}$ до $T = + 50^\circ\text{C}$ с шагом $T = 5^\circ\text{C}$ (рис.3). По оси абсцисс отложены значения коэффициента звукопоглощения для различных эталонных материалов, а по оси ординат – температура мазута.

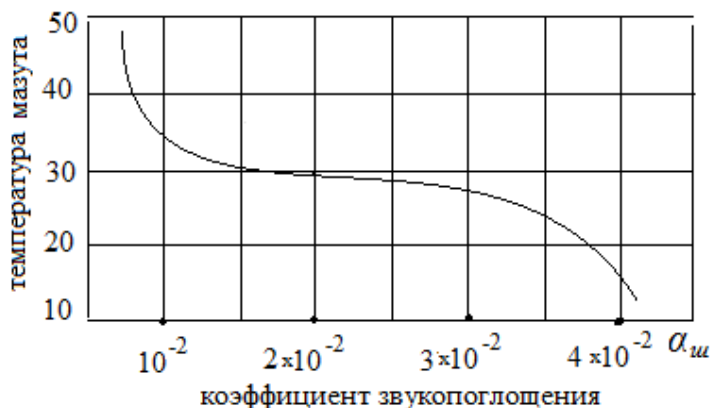


Рис. 3. Калибровочный график зависимости уровня интенсивности от коэффициента звукопоглощения $\alpha_{ш}$

Из рис. 3 видно, что существенное изменение коэффициента звукопоглощения нефтепродукта наблюдается в узкой полосе застывания мазута ($T = + 25^{\circ}\text{C}$), что приводит к значительным погрешностям и расхождениям акустического измерения воздушного объема (или мазута) с линейными измерениями (рулеткой).

Таким образом, метод, определяющий температурную зависимость коэффициент звукопоглощения нефтепродукта по амплитуде звукового давления второй аксиальной моды, позволяет с достаточной точностью дистанционно оценить критическую температурную полосу ограничения применения акустического способа оценки объема мазута в автоцистерне.

Список литературы:

1. Колыхалин В.М., Давыдов В.В., Способ определения объема остатка твердого нефтепродукта в железнодорожном вагоне-цистерне. Патент на изобретение РФ №2348015, М.Федерал. служ. по интеллект. собст., патен. и товар. знакам, RU 2348015 С1, Заявл.2007, опубл. 27.02.2009 Бюл. № 6.

2. Давыдов В.В., Колыхалин В.М. Адаптивная оценка шлама в стационарных резервуарах нефтепродуктов // II Международная научно-техническая конференция «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ». – СПб.: НИУ ИТМО, 2012.

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ КОНДЕНСАЦИИ
И ИСПАРЕНИЯ В КАНАЛЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО
ТЕПЛОУТИЛИЗАТОРА**

д.т.н. проф. А.В. Цыганков¹, аспирант А.Е. Алешин²

Университет ИТМО

192002, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9

¹pallada-ltd@infopro.spb.ru, ²al.ev.aleshin@gmail.com

**MODELING CONDENSATION AND EVAPORATION IN THE HEAT
EXCHANGER REGENERATIVE CHANNEL**

Ph.D. prof. Tsygankov A.V.¹, a graduate student Aleshin A.E.²

ITMO University

192002, St. Petersburg, ul. Lomonosova 9.

Процессы испарения и конденсации в каналах регенеративных теплоутилизаторов оказывают заметное влияние на теплообмен между приточным и вытяжным воздухом. Особенно велико это влияние в микроканальных системах. Предложен один из возможных подходов к тепловому расчёту таких систем. Основное внимание в статье уделяется анализу процессов, происходящих на границе жидкость - газ внутри канала. Процесс испарения рассматривается с точки зрения диффузной модели, когда на границе всегда имеется насыщенный пар, что позволяет не рассматривать процесс на молекулярном уровне. Влажный воздух моделируется как двухкомпонентная смесь из сухого воздуха и водяного пара, причём смесь рассматривается как идеальный газ. Обоснованы принятые допущения, связанные с характерными размерами канала и теплотехническими характеристиками материала насадки. Сформулированы начальные и граничные условия компьютерной модели и особенности построения объёмной сетки. В конечном итоге, формируется представление о преимуществах и недостатках предлагаемого метода учёта процессов конденсации и испарения.

Ключевые слова: компьютерная гидродинамика, испарение, конденсация, компьютерное моделирование, фазовый переход, рекуперация, регенерация.

Physical processes of evaporation and condensation in microchannels of heat exchangers influence on heat exchange between supply and exhaust air. The main idea of this article is to show approach to solve problems of modeling evaporation and condensation using CFD. Evaporation are calculated using

diffusion model, there vapor on surface are considered like saturated and motion force is diffusion. Air consists in two parts: dry air and vapor. The model of ideal gas is used to describe condition of mixture. Here described features of using simplifications based on channel sizes, temperature range and thermal properties of solid part of heat exchanger. In the end, here are becoming clear the idea of the advantages and disadvantages of simplified model.

Keywords: Computational fluid dynamics, evaporation, condensation, heat recovery, regeneration systems, phase transition.

Затраты на нагрев и охлаждение воздуха, составляют около 50 % энергозатрат инженерных систем зданий и сооружений [1]. Поэтому энергосбережение является приоритетным направлением совершенствования систем вентиляции и кондиционирования воздуха. Одним из перспективных направлений является использование теплового потенциала вытяжного воздуха, в частности, схем кондиционирования и вентиляции с регенеративными теплообменниками. Эффективность таких теплообменников определяется качеством процессов теплообмена в каналах регенератора. Существенное влияние на процесс тепломассопереноса оказывает конденсация на холодных поверхностях каналов атмосферной влаги. Выпавший конденсат уменьшает проходное сечение каналов и увеличивает термическое сопротивление, что может привести к обмерзанию каналов и, в конечном итоге, к полному прекращению движения воздуха в теплообменнике.

Анализ работ по моделированию процессов тепломассопереноса в микроканалах методами вычислительной гидродинамики (CFD) [2, 3, 4], и инженерных методов расчета регенераторов [5, 6, 7], показывает, что в настоящее время отсутствуют расчетные методики позволяющие получить количественные оценки влияния процессов испарения и конденсации атмосферной влаги на эффективность регенеративных теплообменников систем кондиционирования. Поэтому разработка методики моделирования таких процессов является важным аспектом для квалифицированного подхода при проектировании оборудования систем кондиционирования [8, 9, 10].

На сегодняшний день существует несколько подходов к расчету фазовых переходов, начиная от моделей молекулярной динамики и заканчивая упрощённой интегральной диффузной моделью. Так как в этой работе рассматривается только испарение и конденсация двухфазной среды в узком диапазоне температур, то в дальнейшем будет использоваться только диффузный подход.

Для расчета взаимодействия двух несмешиваемых сред предлагается использовать метод объёма жидкости, который является одним из самых удобных для задач с поверхностью раздела фаз (конденсат и пар).

Физические свойства газа, смесь пара и сухого воздуха, рассчитываются, опираясь на массовые доли каждой из компонент.

$$\varphi = \sum_i \varphi_i \omega_i, \quad (1)$$

$$\omega_i = \frac{m_i}{m}, \quad (2)$$

где ω_i - массовая доля вещества в смеси; φ_i - физическая величина (плотность, молекулярная вязкость, теплоёмкость и энтальпия) i фазы ($i = 1, 2$), $i = 1$ - пар (vapor), $i = 2$ - воздух (Air), m_i - масса i компоненты в смеси, m - масса смеси.

Пространственное распределение каждой фазы в любой момент времени определяется объёмной долей фракции (volume fraction). Расчёт такого распределения заключается в решении уравнения переноса для каждой фазы смеси.

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho_i \alpha_i dV + \int_S \rho_i \alpha_i (\mathbf{v}) \cdot d\mathbf{S} = \dot{m}_{e,c,i}, \quad (3)$$

$$\alpha_j = \frac{V_j}{V}, \quad (4)$$

где $\dot{m}_{e,c,i}$ - скорость испарения и конденсации, α_i - объёмная доля j компоненты (газ, вода), V_j - объём воды или газа в рассчитываемой системе, V - суммарный объём системы.

Основой модели движения влажного воздуха в канале регенеративного теплообменника являются уравнения Навье-Стокса, которые в интегральной форме для произвольного объёма V и замыкающей его поверхности S , записываются следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV + \int_S [\rho(\mathbf{v})] \cdot d\mathbf{S} = \dot{m}_{e,c}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \mathbf{v} dV + \int_S [\rho(\mathbf{v}) \otimes \mathbf{v} + p\mathbf{I} - \mathbf{T}] \cdot d\mathbf{S} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho E dV + \int_S [\rho \mathbf{v} H - \mathbf{T} \cdot \mathbf{v} - \dot{\mathbf{q}}''] \cdot d\mathbf{S} = E_{e,c}, \quad (7)$$

где ρ - плотность среды; \mathbf{v} - скорость среды; E - полная энергия на единицу массы; H - полная энтальпия; p - давление; \mathbf{T} - тензор вязких напряжений; $\dot{\mathbf{q}}''$ - вектор теплового потока; \mathbf{I} - единичная матрица; $E_{e,c}$ - скрытая теплота парообразования и конденсации; $\dot{m}_{e,c}$ - скорость испарения или конденсации.

Модель “Объём жидкости: испарение и конденсация” (VOF: Evaporation and Condensation), реализованная в CFD пакетах, моделирует обе фазы как многокомпонентные смеси, которые могут включать в себя и не реагирующие составляющие (инертные газы).

Диффузная модель конденсации и испарения имеет следующие допущения:

1. Фазы находятся в равновесном состоянии (на границе раздела пар в насыщенном состоянии).

2. Движущей силой является пространственная диффузия.

Суть допущений сводится к тому, что у поверхности раздела газ и жидкость находятся в термодинамическом равновесии, из чего следует, что количество испарившейся жидкости соответствует количеству пара, ушедшего в воздушный поток и, соответственно, количество сконденсировавшейся жидкости соответствует количеству пара ушедшего из потока [11].

Скорость испарения и конденсации (диффузионного процесса) с квадратного метра поверхности \dot{m}_{vapor} ($\frac{\text{кг}}{\text{с} \cdot \text{м}^2}$) вычисляется по формуле [12]:

$$\dot{m}_{vapor} = - \frac{\rho_G D_{G,vapor} \left. \frac{\partial \omega_{G,vapor}}{\partial n} \right|_s}{1 - \omega_{G,vapor}^S}, \quad (8)$$

где $\frac{\partial \omega_{G,vapor}}{\partial n}$ - градиент концентрации газовой компоненты по нормали к поверхности раздела, $D_{G,vapor}$ - молекулярный коэффициент диффузии пара в воздухе, G – индекс газовой компоненты.

Формула описывает влияние многофазности на процесс диффузии по модели Стефана – Максвелла, $\omega_{G,vapor}^S$ отображает массовую долю компонент на поверхности. N_V – полное количество взаимодействующих компонентов, то есть тех компонентов, которые испаряются или конденсируются. Необходимо отметить, что расчёт коэффициента молекулярной диффузии для многокомпонентных смесей является сложной задачей и имеет множество подходов [13], в этой статье используется значение $D_{G,vapor}$ ($\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$) зависящее только от температуры:

$$D_{vapor} = 21.2 \cdot 10^{-6} (1 + 0.0071 T), \quad (9)$$

где T – температура в градусах Цельсиях, представленная эмпирическая формула даёт результат в диапазоне от 0 до 40 С с ошибкой не более $10^{-7} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ [14].

Из всего выше сказанного следует, что процесс конденсации и испарения происходит только при условии, что имеется жидкость, на поверхности которой поддерживается пар в насыщенном состоянии, поэтому в начальный момент времени все стенки, на которых должен происходить фазовый переход, должны быть покрыты тонкой жидкой плёнкой.

Так как жидкий слой, который создаётся в начальный момент времени имеет толщину порядка 1 мкм, для его разрешения сеточная модель имеет сильное сгущение в зоне предполагаемого выпадения конденсата и испарения. На рисунке ниже представлено перпендикулярное сечение канала регенератора с увеличенной зоной в области стенок.

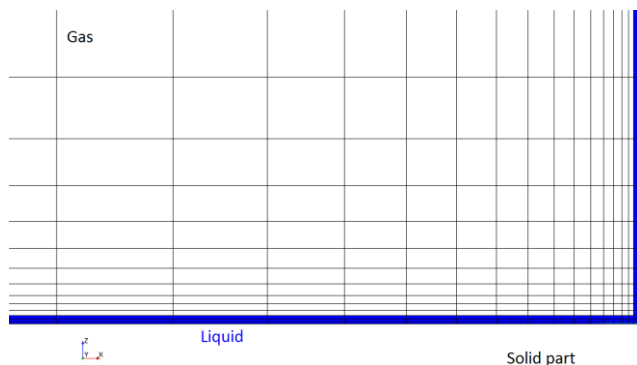


Рис. 1. Сеточная модель

Если учесть то, что все каналы регенеративной насадки считаются эквивалентными, то рассматривать можно только один и считать стенки в нём адиабатическими, а так как он симметричен то считается только половина. Для плоскости симметрии значения давления и скорости (параллельная составляющая) экстраполируются из соседних ячеек. Тепловой поток рассчитывается через границу жидкость (Liquid) – твёрдое тело (Solid part) или газ (Gas) – твёрдое тело.

Для расчёта циклов работы на приток и вытяжку на входе канала меняется направление подачи воздуха (граничное условие Mass Flow Inlet), на выходе всегда атмосферное давление (Pressure Outlet).

Таблица 3

Граничные условия

Граница	Граничное условие
Вход (Inlet)	Массовый расход на входе (Mass Flow Inlet)
Выход (Outlet)	Давление на выходе (Pressure Outlet)
Плоскость симметрии (Symmetry plane)	Плоскость симметрии (Symmetry plane)
Внешние стенки канала (Wall)	Адиабатическая стенка (Adiabatic)
Ганца газ-метал Interface	Internal interface

Начальные условия задачи приведены в таблице ниже.

Таблица 4

Начальные условия

Параметр	Распределение
Начальная температура	$T = \left(\frac{T_{outlet} - T_{inlet}}{L} \right) y + T_{inlet};$

Параметр	Распределение
Абсолютная влажность	$f = \left(\frac{f_{outlet} - f_{inlet}}{L} \right) y + f_{inlet};$
Давление	1 атм
Скорость	0 м/с

Концом расчёта принимается такой момент времени, когда средняя температура за два одинаковых цикла не меняется, что говорит о выходе регенератора на стационарный режим.

Основываясь на описанном подходе, результаты, полученные в ранее выполненной работе [15], показали, что качественно результаты соответствуют физике процессов, протекающих в регенераторе, но для подтверждения численных результатов необходимо дальнейшее изучение математической основы STAR-CCM+ и постановки соответствующих экспериментов.

Список литературы:

1. А.А. Захаров, М.И. Низовцев Экспериментальные исследования регенератора тепла вентиляционного воздуха с изменяющимся направлением воздушного потока – Научный вестник НГТУ - № 1 - 2014 - с. 143-150.
2. D.B. Tuckerman, R.F.W. Pease High-performance heat sinking for VLSI // Electron Device Letters, 1981, P. 126-129.
3. Underwood DM, Crawford RR. “Dynamic nonlinear modeling of a hot-water-to-air heat exchanger for control applications”// ASHRAE Trans, 1990, P. 149-55.
4. M.A. Kheram “Numerical study on convective heat transfer for water-based alumina nanofluids”// International Journal of Nano Dimension Spring, 2011, P. 297-307.
5. Masazumi Godo, Takeshi Takatsuka, Shinji Shindo “Study on Energy Saving Air-Conditioning Compact Desiccant Ventilation Units”// International Symposium on Next-generation Air Conditioning and Refrigeration Technology, 2010, P. 6.
6. M. Godo, “Study on energy saving air-conditioning system using compact desiccant ventilation units. Adsorption and desorption behavior of the direct heating regeneration type”// JSRAE Annual Conf., 2009, P. 427-430.
7. J. A. Orosa, A. C. Oliveira, “Software tools for HVAC research”// Advances in Engineering Software, 2011, P. 846–851.
8. J. A. Orosa, A. C. Oliveira, “Software tools for HVAC research”// Advances in Engineering Software, 2011, P. 846–851.

9. Ahmad Parvaresh, Seyed Mohammad Ali Mohammadi, Ali Parvaresh “A new mathematical dynamic model for HVAC system components based on Matlab/Simulink”// International Journal of Innovative Technology and Exploring Engineering, 2012, P. 6.
10. Underwood DM, Crawford RR. “Dynamic nonlinear modeling of a hot-water-to-air heat exchanger for control applications”// ASHRAE Trans, 1990, P. 149-55.
11. Sergey S. Sazhin “Advanced models of fuel droplet heating and evaporation”//Progress in Energy and Combustion Science, 2006, P. 162-214.
12. N. Themelis “Transport and chemical rate phenomena” – Taylor & Francis, 1995, P. 220
13. Y. Hasegawa, N. Kasagi “The Effect of Schmidt Number on Air-Water Interface Mass Transfer”// Proceeding of The 4th International Conference on Multiphase Flow, 2001, P. 1-11.
14. D.M. Gates Biophysical ecology – Springer Verlag, 1980, 611 pp.
15. А.В. Цыганков, Т.В. Рябова, А.Е. Алешин. Компьютерное моделирование тепломассопереноса в канале регенеративного теплообменника // Научный журнал НИУ ИТМО. Серия «Холодильная техника и кондиционирование», 2015. №1.
16. Цыганков А.В., Пронин В.А., Шпилин Д.И., Алешин А.Е. Гидродинамический расчет орошаемой колонны с пористыми насадочными телами // Вестник Международной академии холода. 2014. №2. С. 34-36.

СЕКЦИЯ №2. ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЕЩЕСТВ. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ АНАЛИЗ

Председатель – д.т.н., профессор Самолетов Владимир Александрович
Секретарь – аспирант Лобанов Дмитрий Всеволодович

УДК 536.632

ИЗОБАРНАЯ ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВОГО КОНДЕНСАТА И ФРАКЦИЙ СОЛОХОВСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ

Магомадов А.С.¹, аспирант Бухович Е.В.^{1*}, Мальцев Р.Г.^{1},
Бухович Н.В.²**

¹ФГБОУ ВПО Кубанский государственный технологический университет

Краснодарский край, г. Краснодар, Московская ул., 2

*evapo@bk.ru, **ooowork@yandex.ru

²АНО ДПО Институт стандартизации, сертификации и метрологии

Краснодарский край, г. Краснодар, наб. Кубанская, д. 7

ISOBARIC HEAT CAPACITY OF GAS CONDENSATE AND SOKOLOVSKY FACTIONS FIELD

**Magomadov A.S., a graduate student Buhovich E.V., Maltsev R.G.
Buhovich N.V.**

Kuban State University of Technology

Krasnodar region, Krasnodar, Moskovskaya st., 2

Institute of Standardization, Certification and Metrology

Krasnodar Territory, Krasnodar, nab. Kubanskaya, d. 7

В данной работе представлены результаты исследования изобарной теплоемкости газового конденсата и фракций Солоховского месторождения. Опыты проводились при температурах от 233 до 473 К, при псевдокритических давлениях изучаемых углеводородов. В результате обобщения экспериментальных данных получены уравнения для расчета молярной теплоемкости при исследованных параметрах состояния.

Ключевые слова: Изобарная теплоемкость, газовый конденсат, фракции, жидкие углеводороды.

In this scientific work are presented results of investigation thermal heat capacity gas condensate and fractions of Solokhovskoe deposit. The range of temperatures of experiments of research from 233 till 473 K on pseudocritical

isobar of investigated hydrocarbons. In result of research are presented different universal equations for calculation of molar heat capacity of are researched parameters of condition.

Keywords: Isobaric thermal heat capacity, gas condensate, fractions, liquid hydrocarbons.

Ранее нами была изучена изобарная теплоемкость газового конденсата и фракций Опошнянского месторождения [1]. В предлагаемой статье мы приводим результаты исследования изобарной теплоемкости газового конденсата и фракций Солоховского месторождения.

Опыты выполнялись методом монотонного разогрева, в калориметре с адиабатической оболочкой. Установка поверялась в опытах на жидкостях с надежными данными об изобарной теплоемкости [2].

Исследования проводились в интервале температур от 233 до 473 К, на псевдокритических изобарах изучаемых углеводородов. Давления в калориметре создавались сжатым азотом. Относительная среднеквадратичная погрешность экспериментальных данных не превышает $\pm 1,5\%$. Физико-химические свойства указанных природных углеводородов представлены в [3].

Экспериментальные значения изобарной теплоемкости монотонно возрастают с увеличением температуры, и могут быть представлены уравнением вида:

$$C_p = a_0 + a_1 t + a_2 t^2, \quad (1)$$

где C_p – молярная изобарная теплоемкость, Дж/(моль·К); t – температура, °С; a_0, a_1, a_2 – коэффициенты уравнения (1).

Известно, что для теплоемкости не выполняется закон соответственных состояний. При этом как теоретические, так и экспериментальные исследования указывают на стремление к бесконечности теплоемкости жидкостей при критической температуре [4], – так называемые особые, сингулярные свойства теплоемкости вблизи критической температуры. Отметим также то, что физический смысл имеет молярная теплоемкость веществ, косвенно указывающая на энергию, затрачиваемую при нагревании на 1 К, одной молекулы.

Для жидкостей энергия молекулы может быть представлена как сумма энергии движения молекулы в узлах квазикристаллической решетки и энергии движения атомов внутри молекулы – аналогично твердым телам [5]. Подобным образом возможно представить и изобарную теплоемкость веществ в жидкой фазе:

$$C_p = C_{p \text{ реш.}} + C_{p \text{ внутр.}}, \quad (2)$$

где c_p – удельная изобарная теплоемкость, Дж/(кг·К); $c_{p \text{ реш.}}$ – удельная изобарная теплоемкость молекул в узлах квазикристаллической решетки, Дж/(кг·К); $c_{p \text{ внутр.}}$ – удельная изобарная теплоемкость атомов внутри

молекул, Дж/(кг·К).

С учетом этих факторов, для математического описания молярной теплоемкости нами предлагается следующее уравнение:

$$C_p^* = A\theta^{0,118} + B\theta^2, \quad (3)$$

где $C_p^* = 1/C_p$ – обратная величина молярной изобарной теплоемкости; C_p – молярная изобарная теплоемкость, Дж/(моль·К); $\theta = 1 - T/T_{pc}$ – приведенная температура; T – температура, К; T_{pc} – псевдокритическая температура, К; A и B – индивидуальные коэффициенты; M – молярная масса, кг/моль.

Коэффициенты A и B нами рассматриваются как функции от молярной массы вещества ($A = f(M)$; $B = f(M)$).

Графики зависимостей $A(M)$, $B(M)$ представлены на рисунке 1:

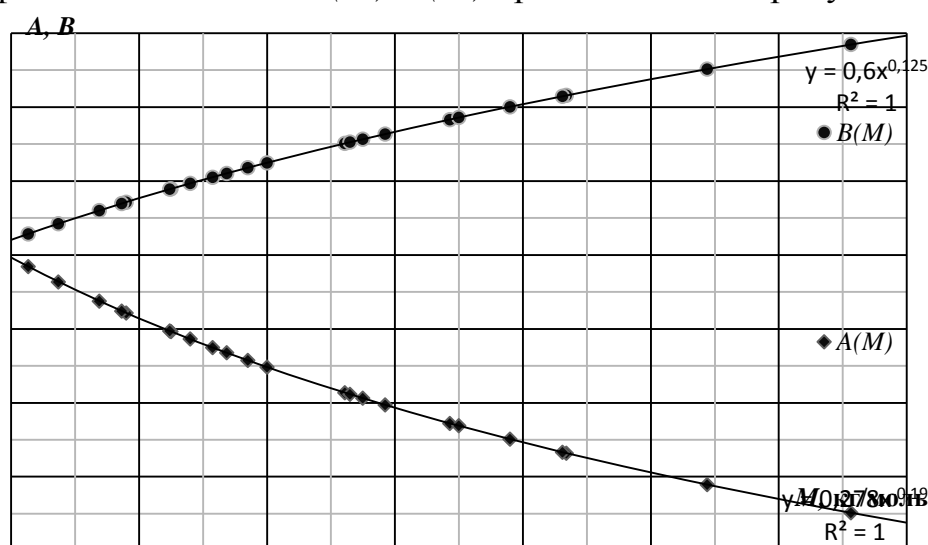


Рис. 1. Графики зависимостей $A(M)$ и $B(M)$

Как видно из графика (рис. 1), зависимость между коэффициентами A и B обратнопропорциональна: если A с увеличением молярной массы уменьшается, то B – наоборот, возрастает.

$A = const$; $B = const$ – для каждого вещества.

Коэффициенты A и B , по своей природе, являются аддитивными – и для таких сложных с точки зрения состава веществ как газовые конденсаты и их фракции, может быть применена оригинальная модификация метода групповых составляющих – инкрементов – аддитивные методы Джонсона и Хуанга, Шоу, Чью – Свенсона, Миссенара, Лурия и Бенсона [6, 7].

Значения теплоемкости рассчитанные по уравнению (3) согласуются с экспериментальными, с относительной среднеквадратичной погрешностью менее $\pm 1,65\%$ (включая экспериментальную погрешность: $\pm 1,5\%$). Данные результаты можно считать удовлетворительными и подтверждающими гипотезу нашего исследования.

При этом имеются возможности дальнейшего расширения диапазона изучаемых веществ и принимаемых ими параметров состояния.

График отклонения экспериментальных данных о C_p от рассчитанных по уравнению (3) наглядно представлен на рисунке 2:

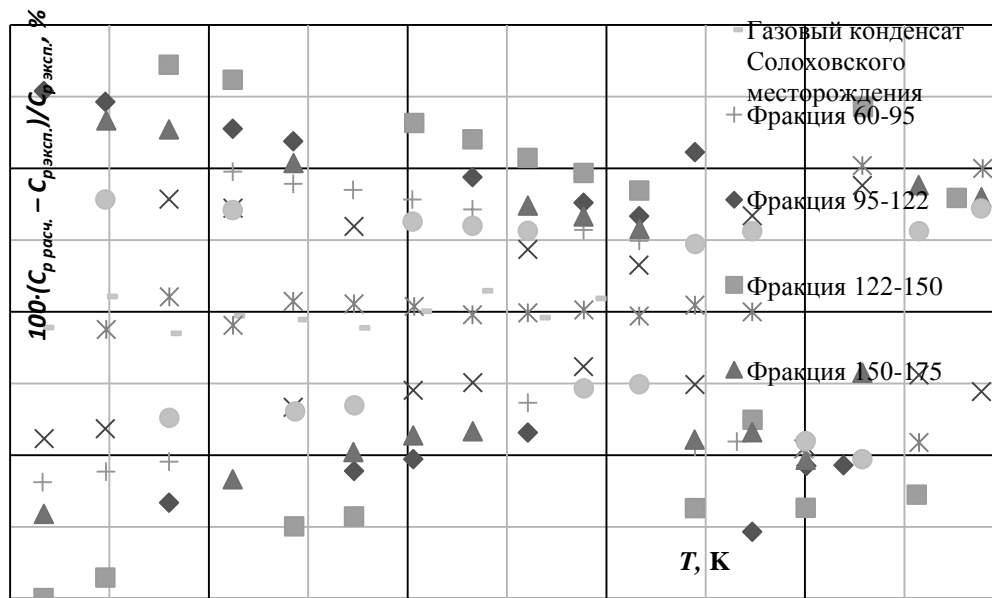


Рис. 2. График отклонения экспериментальных данных о C_p газового конденсата и фракций Солоховского месторождения, от рассчитанных по уравнению (3)

Список литературы:

1. Бухович Е.В., Магомадова А.С., «Исследование изобарной теплоёмкости газового конденсата и фракций Опошнянского месторождения». Материалы Международной научной конференции «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ», г. Санкт-Петербург, 28-30 ноября 2012 г. <http://tfi.spb.ru/wp-content/uploads/2014/07/Материалы-конференции.pdf>. С. 293.

2. Бухович Е.В., Магомадов А.С., «Изучение изобарной теплоёмкости газовых конденсатов с целью разработки и совершенствования аппаратов, использующих тепло». Электронный научный журнал КубГАУ // №77 (март 2012г.). <http://ej.kubagro.ru/2012/03/pdf/60.pdf>.

3. Исследование удельной теплоемкости газовых конденсатов и их фракций в широком интервале температур: Отчет о НИР / Кубанский гос. технол. ун-т; Руководитель А.С. Магомадов. Договор № 8.64.09.01-12 от 01 ноября 2012 г. Краснодар: КубГТУ, 2014.

4. Филиппов Л.П. Методы расчета и прогнозирования свойств веществ. – М.: Изд-во МГУ, 1988.

5. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т. I. – М.: Наука, 1969.

6. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. – Л.: Химия, 1982. – 592 с.

7. Богатов Г.Ф. Теплопроводность индивидуальных углеводородов и нефтепродуктов в жидком состоянии: Автореф. дис. ...докт. техн. наук. – Грозный, 1992. – 40 с.

УДК 532.6

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ДИМЕТИЛОВОГО ЭФИРА

Байдаков В.Г., аспирант Гришина К.А., к.ф.-м.н. Каверин А.М.¹

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики Уральского отделения РАН

620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

¹cryogenlab@gmail.com

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект №14-19-00567).

SURFACE TENSION METHYL ESTER

Baydakov V.G., a graduate student Grishina K.A., Ph.D. Kaverin A.M.

Federal State Institution of Science

Institute of Thermal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences

620137, Yekaterinburg, ul. S. Kovalevskaya, 18

This work was supported by the Russian Science Foundation (project №14-19-00567).

Дифференциальным методом капиллярного поднятия измерена капиллярная постоянная a^2 и определено поверхностное натяжение σ диметилового эфира (ДМЭ). Опыты проведены в интервале температур от 120 К, что на 11.6 К ниже температуры тройной точки ДМЭ, до околоскритических значений температуры. Методом исчезновения - появления мениска определена критическая температура диметилового эфира ($T_c = 399.58$ К). Предложены уравнения, аппроксимирующие температурные зависимости a^2 и σ . Определены избыточные поверхностные энтропия и энергия. Установлено наличие максимума на температурной зависимости поверхностной энтропии при $T \approx 190$ К.

Ключевые слова: капиллярная постоянная, поверхностное натяжение, диметиловый эфир, избыточная поверхностная энтропия, метастабильное состояние, критическая точка.

The capillary constant a^2 has been measured by the differential capillary method, and the surface tension σ of dimethyl ether has been determined. The experiments were performed for the temperatures from 120 K (below the temperature of triple point at 11.66 K) to the temperatures near the critical point ($T_c = 399.58$ K). The critical temperature of dimethyl ether was determined by the disappearing of meniscus method. Equation approximating the temperature dependencies of a^2 and σ has been suggested. The excess surface entropy and energy has been determined. The surface entropy had a maximum at $T \approx 190$ K.

Keywords: capillary constant, surface tension, dimethyl ether, excess surface entropy, metastable state, critical point.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важнейших проблем современной энергетики является поиск новых энергоносителей. Диметиловый эфир (ДМЭ) является перспективным источником энергии. Такие его свойства, как высокое цетановое число, отсутствие дымности при горении, экологически чистый выхлоп дают ему преимущества перед традиционным дизельным топливом. Данные по теплофизическим свойствам, в частности, по поверхностному натяжению ДМЭ, необходимы при проектировании и разработке новых аппаратов, для получения, хранения и транспортировки этого вещества.

В работе представлены результаты измерения капиллярной постоянной a^2 и определения поверхностного натяжения σ ДМЭ. Опыты проведены в интервале температур от 120 К, что на 11.6 К ниже температуры тройной точки ДМЭ, до околокритических значений температуры ($T_c = 399.58$ К).

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

В экспериментах использовался диметиловый эфир (methoxymethane, RE170, C_2H_6O , $M=46.06844$ г/моль) производства компании Sigma-Aldrich (Germany). Чистота вещества была не хуже 99,9 %.

Капиллярная постоянная измерялась дифференциальным методом капиллярного поднятия. При температурах от 120 до 250 К использовалась сборка, содержащая капилляры с радиусами: $r_1=(0.6393\pm 0.0005)$ мм, $r_2=(0.2297\pm 0.0003)$ мм, $r_3=(0.09607\pm 0.00008)$ мм. В области температур от 250 до 390 К применялась сборка с капиллярами радиусов: $r_1=(0.7522\pm 0.0002)$ мм, $r_2=(0.2304\pm 0.0005)$ мм, $r_3=(0.0826\pm 0.0011)$ мм. Внутренние радиусы капилляров определены с помощью калибровки капельками ртути.

Капиллярная постоянная определялась по формуле:

$$a_{ij}^2 = \frac{\Delta h_{ij}}{b_i^{-1} - b_j^{-1}},$$

где Δh_{ij} – разность высот поднятия менисков в капиллярах i и j , b_i , b_j – радиусы кривизны менисков в i ом и j ом капиллярах. Эти радиусы однозначно связаны с радиусами самих капилляров и находятся по аппроксимационному уравнению Лэйна [1]. Разность высот поднятия менисков регистрировалась с помощью катетометра с точностью ± 0.03 мм. Установление равновесия контролировалось по прекращению перемещения мениска в капиллярах и ячейке. Предполагалось полное смачивание стенок капилляров жидкостью.

Поверхностное натяжение рассчитывалось по уравнению:

$$\sigma = \frac{1}{2} g(\rho_l - \rho_g) a^2$$

Здесь ρ_l и ρ_g – плотности жидкости и газа на линии фазового равновесия, g – ускорение свободного падения (в месте проведения опыта $g = 9.8126$ м/с²).

Ввиду широкого температурного интервала исследуемых состояний для термостатирования последовательно использовалось несколько веществ: жидкий азот, этиловый спирт, полиметилсилоксановая жидкость.

В низкотемпературной области ($T < 290$ К) опыты проводились следующим образом: сборка капилляров помещалась в стеклянную ампулу, соединенную с трубкой, через которую она заполнялась веществом. Ампула монтировалась в термостатирующий медный блок с окнами для визуального наблюдения менисков. Блок устанавливался в стеклянную вакуумируемую трубку, которая помещалась в сосуд Дьюара. Охлаждение производилось жидким азотом в интервале 120-210 К и спиртом в интервале 210-290 К. Температура в блоке поддерживалась с помощью электрических нагревателей с точностью ± 5 мК и измерялась платиновым термометром сопротивления.

Для измерения a^2 при более высоких температурах вторая сборка помещалась в стеклянную ампулу, которая после заполнения эфиром запаивалась. Запаянную ампулу с веществом помещали в стеклянный сосуд, через который прокачивалась полиметилсилоксановая жидкость. Установка теплоизолировалась от окружающей среды. Точность регулирования температуры в ячейке составила ± 0.03 К.

Поверхностное натяжение вычислялось с использованием данных о плотностях жидкой и паровой фаз работы [2]. При низких температурах ($T < 200$ К) погрешность определения капиллярной постоянной не превышала $\pm 0.5\%$, поверхностного натяжения $\pm 0.7\%$. Эти погрешности возрастают по мере повышения температуры, достигая вблизи критической точки $\pm(1.0-1.5)$ % для капиллярной постоянной и $\pm(1.5-2.0)$ % для поверхностного натяжения.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Поверхностное натяжение диметилового эфира измерено вдоль линии равновесного сосуществования жидкость-газ в интервале температур 120-390 К. При температурах выше тройной точки измерение проводилось как при повышении, так и при понижении температуры. Заход в область сосуществования метастабильных фаз жидкости и газа ($T = 120-130$ К) осуществлялся ступенчатым понижением температуры с шагом 2 К. Максимальная глубина захода за тройную точку составила 11.6 К. При измерении поверхностного натяжения близкие по величине

переохлаждения двухфазной системы жидкость-газ ранее наблюдались для пропана и изобутана [3].

Эксперимент не выявил особенностей на температурных зависимостях a^2 и σ при переходе через температуру плавления. В области метастабильных фазовых состояний их значения продолжают плавно возрастать с понижением температуры. Результаты измерений капиллярной постоянной и расчета поверхностного натяжения представлены в таблице 1.

Таблица 1

Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение диметилового эфира в интервале температур от 120 до 390 К.

T, К	a^2 , мм ²	σ , мН/м	T, К	a^2 , мм ²	σ , мН/м
120	8.7905	38.66	255	5.115	18.14
122	8.7655	38.45	260	4.953	17.38
124	8.737	38.22	265	4.786	16.61
126	8.698	37.94	270	4.641	15.92
128	8.680	37.76	275	4.478	15.18
130	8.641	37.49	280	4.321	14.47
132	8.601	37.21	285	4.154	13.73
135	8.534	36.77	290	3.991	13.01
140	8.420	36.03	295	3.819	12.28
145	8.308	35.30	300	3.652	11.56
150	8.182	34.52	305	3.4795	10.84
155	8.0575	33.76	310	3.303	10.12
160	7.912	32.91	315	3.154	9.49
165	7.791	32.18	320	2.983	8.81
170	7.641	31.33	325	2.811	8.14
175	7.514	30.58	330	2.6395	7.47
180	7.361	29.74	335	2.464	6.81
185	7.222	28.96	340	2.287	6.16
190	7.101	28.25	345	2.1103	5.53
195	6.9405	27.30	350	1.929	4.90
210	6.469	24.93	355	1.756	4.31
220	6.201	23.50	360	1.572	3.71
225	6.037	22.68	365	1.394	3.14
230	5.871	21.86	370	1.204	2.57
235	5.732	21.15	375	1.0175	2.04
240	5.589	20.43	380	0.817	1.51
245	5.442	19.70	385	0.630	1.05

T, К	a^2 , мм ²	σ , мН/м	T, К	a^2 , мм ²	σ , мН/м
250	5.277	18.91	390	0.426	0.61

Полученные значения a^2 аппроксимированы уравнением (1), коэффициенты которого определены методом наименьших квадратов с использованием регрессионного анализа:

$$a^2 = a_0^2 \varepsilon^n (1 + a_1^2 \varepsilon + a_2^2 \varepsilon^6) \quad (1)$$

где $\varepsilon = 1 - (T/T_c)$ – приведенная температура. Показатель n принят равным его асимптотическому значению в критической области: $n = 0.92$. Параметры a_0^2 , a_1^2 , a_2^2 определены по полученным экспериментальным данным и равны $a_0^2 = 13.254$ мм², $a_1^2 = -0.044$, $a_2^2 = -0.378$.

Для аппроксимации данных по поверхностному натяжению в интервале температур от 120 до 214 К использовалась уравнение (2):

$$\sigma = \sigma_0 \tau^\mu (1 + \sigma_1 \tau + \sigma_2 \tau^{12}), \quad (2)$$

где $\tau = 1 - T/400.378$. При $\mu = 1.29$ методом наименьших квадратов получено $\sigma_0 = 71.362$ мНм⁻¹, $\sigma_1 = -0.17475$, $\sigma_2 = -1.2670$. Отклонения экспериментальных значений σ от рассчитанных по уравнению (4) не превышают 0.25 %

В запаянной стеклянной ампуле методом исчезновения-появления мениска была определена критическая температура диметилового эфира. Получено значение составило $T_c = 399.58 \pm 0.03$ К.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

В узких температурных интервалах поверхностное натяжение ДМЭ измерялось ранее в работах [4], [5], [6]. В перекрывающихся областях температур наши данные удовлетворительно согласуются с результатами этих работ. На рисунке 1 представлены отклонения экспериментальных данных нашей работы и работы [4] от полученного уравнения для температурной зависимости a^2 .

По данным о температурной зависимости поверхностного натяжения были рассчитаны избыточная поверхностная энергия и энтропия. При $T \approx 190$ К обнаружен максимум на зависимости поверхностной энергии от температуры, что соответствует точке перегиба на температурной зависимости σ . Такого характера температурной зависимости не наблюдается у конденсированных инертных газов [7]. По-видимому, это связано с более широкой областью существования диметилового эфира в жидкой фазе. Для этого вещества отношение температуры тройной точки, к температуре критической точки составляет 0.3, в то время как у инертных газов - 0.55.

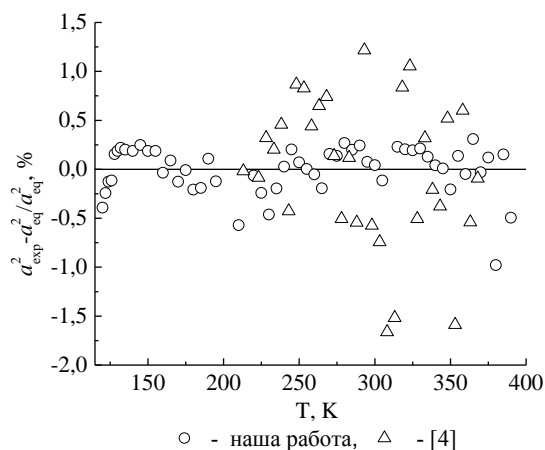


Рис 1. Отклонения экспериментальных значений капиллярной постоянной от уравнения (1)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В интервале температур 120-390 К измерена капиллярная постоянная и определено поверхностное натяжение диметилового эфира. Методом регрессионного анализа получены уравнения, аппроксимирующее температурную зависимость капиллярной постоянной и поверхностного натяжения. Уравнения описывают результаты измерений в пределах погрешности эксперимента.

Список литературы:

1. Lane J.E. // J. Colloid Interface Sci. 1973. V. 42. № 1. P. 145.
2. Wu J., Zhou Y., Lemmon E.W. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 2011. V. 40. № 2. P. 023104
3. Байдаков В.Г. Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение пропана и изобутана в области низких температур // В кн. Теплофизические свойства метастабильных систем. Свердловск: УНЦ АН СССР. 1984. С. 68-71.
4. Wu J., Liu Zh., Wang F., Ren C. // J. Chem. Eng. Data. 2003. V.48. №6. P.1571.
5. Winkler C.A., Maas O. // Can. J. Research. 1933. V.9. P.613.
6. Soares V.A.M., Almedia B.J.V.S., Mc Lure I.A. et al. // Fluid. Phase Equilib. 1986. V. 32. № 1. P. 9.
7. Байдаков В.Г. Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. Екатеринбург: УИФ «Наука». 1994. 375 с.

КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ НАНОРАЗМЕРНОГО КУПРАТО-МАНГАНИТА $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$

Касенова Ш.Б.*, **Сагинтаева Ж.И.***, **Куанышбеков Е.Е.****,
д.х.н. профессор Касенов Б.К.*¹, **Ермагамбетов К.Т.****

*Химико-металлургический институт им. Ж. Абишева
100009, Республика Казахстан, г. Караганда, ул. Ермакова, 63

**Карагандинский государственный университет им. Е.А. Букетова,
Республика Казахстан, г. Караганда, ул. Университетская 28

¹kasenov1946@mail.ru,

CALORIMETRIC HEAT CAPACITY OF CUPRATES OF NANOSCALE-MANGANITE $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$

Kasenova SH.B.*, **Sagintayeva ZH.I.***, **Kuanyshebekov E.E.****,
D.Sc. Professor Kassenov B.K.*, **Ermagambetov K.T.****

* Chemical and Metallurgical Institute. J. Abisheva
100009, Republic of Kazakhstan, Karaganda, ul. Yermekova 63

** Karaganda State University. EA Buketov,
The Republic of Kazakhstan, Karaganda, ul. Universitetskaya 28

Методом динамической калориметрии на приборе ИТ-С-400 в интервале 298,15-673 К исследованы теплоемкости нового наноразмерного купрато-манганита $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$. Установлено, что при 348К соединение претерпевает фазовый переход II-рода. С учетом температуры фазового перехода выведены уравнения температурной зависимости теплоемкости купрато- манганита. На основе опытных данных по $C^{\text{op}}(T)$ и расчетного значения $S^{\circ}(298,15)$ вычислены температурные зависимости термодинамических функций $S^{\circ}(T)$, $H^{\circ}(T)-H^{\circ}(298,15)$, $\Phi^{\text{xx}}(T)$.

Ключевые слова: Купрато-манганит, теплоемкость, термодинамические функции, температурная зависимость.

The heat capacity of the new nano-sized cuprate-manganite $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$ investigated with dynamic calorimetry method on the device ИТ-400 over the range of 298,15-673. The compound undergoes a phase transition II-type at 348K. In view of the phase transition temperature derived equation of the temperature dependence of the specific heat kuprato- manganite. The temperature dependence of the thermodynamic functions $S^{\circ}(T)$, $H^{\circ}(T)-H^{\circ}(298,15)$, $\Phi^{\text{xx}}(T)$ calculated on the basis of experimental data on $C^{\text{op}}(T)$ and the calculated value of $S^{\circ}(298,15)$.

Keywords: cuprate-manganite, heat capacity, the thermodynamic functions

of the temperature dependence.

Купраты и манганиты РЗЭ, допированные оксидами щелочноземельных металлов, обладают уникальными физико-химическими свойствами. На наш взгляд сочетание в одном и том же соединении как купратов, так и манганитов РЗЭ, легированные оксидами легких металлов, а также получение их наноразмерных частиц имеет определенный теоретический и практический интерес для неорганического материаловедения [1, 2].

Одним из наиболее актуальных методов исследования термодинамических свойств является экспериментальная калориметрия по определению теплоемкости, которая позволяет получить надежные данные по термодинамическим свойствам.

Термодинамические методы дают возможность определить направления протекания процесса синтеза соединений различных составов, которые в данном случае для купрато-манганитов отсутствуют. Сведения о теплоемкости и других термодинамических свойствах соединений позволяют проводить термодинамические расчеты для оптимизации процессов их синтеза.

В связи с этим, целью данной работы является исследование термодинамических свойств нового наноразмерного купрато-манганита $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$. Данное соединение получено нами методом керамической технологии из оксидов неодима, меди (II), марганца (III) и карбоната бария. Наноразмерные частицы получали путем измельчения на вибрационной мельнице MM301 (Retsch, Германия). Размеры наночастиц определены на электронном микроскопе TESCAN:– 33; 41; 73; 51; 18; 16; 24; 41; 25; 25; 13; 23; 22; 51; 44; 18; 48; 28; 25; 25; 34; 32; 46; 26; 23; 27; 31; 27; 23; 49 нм.

Методом рентгенофазового анализа установлено, что данное соединение кристаллизуется в кубической сингонии со следующими параметрами решетки: $a=15,566\pm 0,047 \text{ \AA}$, $V^0=3771,65\pm 0,14 \text{ \AA}^3$, $Z=4$, $V^0_{\text{эл.яч.}}=924,91 \text{ \AA}^3$, $\rho_{\text{рент.}}=4,77$, $\rho_{\text{пикн.}}=4,72\pm 0,06 \text{ г/см}^3$.

Температурную зависимость теплоемкости наноразмерных частиц купрато-манганита $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$ исследовали в интервале 298.15-673 К на калориметре ИТ-С-400, который предназначен для исследования температурной зависимости удельной теплоемкости твердых тел, сыпучих волокнистых материалов. Продолжительность измерений во всем температурном интервале с обработкой экспериментальных данных не более 2,5 часов. Предел допускаемой погрешности $\pm 10\%$ [3].

В основу работы измерителя положен сравнительный метод динамического c -калориметра с тепломером и адиабатической оболочкой. ИТ-С-400 работает по принципу микрокалориметра Кальве и является

регистратором теплового потока. Особенностью прибора Кальве является радиальное расположение совершенно идентичных термодпар, полностью окружающих калориметрическую камеру; интервалы между слоями также одинаковы [4] в эксперименте, в процессе непрерывного разогрева на различных уровнях температуры (через 25 °С) с помощью микровольтамперметра Ф-136 и серийного секундомера измеряется временное запаздывание температуры ампулы по отношению к температуре образца.

Перед проведением эксперимента проводилась градуировка прибора, которая заключалась в экспериментальном определении тепловой проводимости тепломера K_T . Для этого проводились пять экспериментов с медным образцом и столько же с пустой ампулой.

Работа прибора проверена определением теплоемкости α - Al_2O_3 . Полученное значение $C_p^\circ(298,15)Al_2O_3$ [76,0 Дж/моль·К] удовлетворительно согласуется с его справочными данными [79,0 Дж/моль·К] [5]. При каждой температуре (через 25 К) проводились по пять параллельных опытов, результаты которых усреднялись и обрабатывались методами математической статистики [6]. Для значений удельных теплоемкостей рассчитывались среднеквадратичные отклонения ($\bar{\delta}$), а для мольных теплоемкостей – случайные составляющие погрешности ($\overset{\circ}{\Delta}$). В наших экспериментах систематическая погрешность и ошибки в измерении температуры не учитывались, так как они по сравнению со случайными составляющими погрешности были пренебрежительно малы.

На этом же калориметре из аналогичных соединений измерены теплоемкости $LaM^{II}_2CuMnO_6$ (M^{II} – Mg, Ca) и $NdCa_2CuMnO_6$ [7, 8].

Ниже в таблице 1 представлены данные измерения теплоемкости соединения.

Таблица 1

Экспериментальные значения теплоемкости наноразмерного купрато-манганита $NdBa_2CuMnO_6$ [$C_p \pm \bar{\delta}$, Дж/(г·К); $C_p^\circ \pm \overset{\circ}{\Delta}$, Дж/(моль·К)]

T, К	$C_p \pm \bar{\delta}$	$C_p^\circ \pm \overset{\circ}{\Delta}$
1	2	3
298,15	0,3755±0,0132	238±23
323	0,4137±0,0100	262±18
348	0,4660±0,0116	295±20
373	0,3533±0,0113	224±20
398	0,3153±0,0112	200±20
423	0,2824±0,0079	179±14
448	0,3465±0,0105	219±18

T, K	$C_p \pm \bar{\delta}$	$C_p^\circ \pm \Delta^\circ$
1	2	3
473	0,3754±0,0129	238±23
498	0,4156±0,0148	263±26
523	0,4300±0,0082	272±14
548	0,4737±0,0101	300±18
573	0,4972±0,0095	315±17
598	0,5118±0,0129	324±23
623	0,5307±0,0120	336±21
648	0,5439±0,0120	345±21
673	0,5517±0,0137	349±24

График зависимости теплоемкости от температуры наноструктурированного купрато-манганита $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$ представлен на рисунке 1.

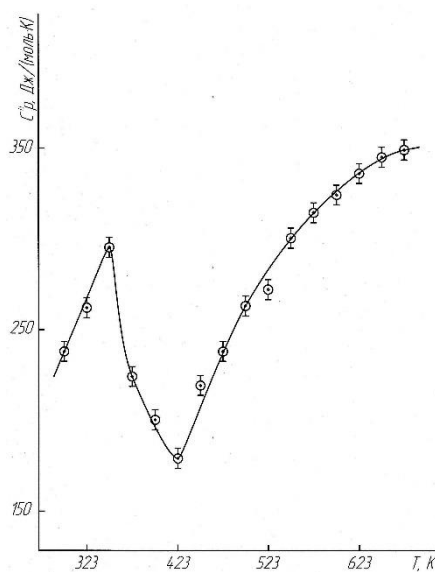


Рис. 1. Температурная зависимость теплоемкости $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$

Из результатов, приведенных в таблице 1 и рисунка видно, что у $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$ при 348 К наблюдается аномальный λ -образный пик, вероятно, связанный с фазовым переходом II-рода, который может быть связан с эффектами Шоттки, точками Кюри, Нееля, изменениями диэлектрической проницаемости, электропроводности, парамагнитностью иона Nd^{3+} и другими особенностями.

С учетом выявленной температуры фазового перехода математической обработкой экспериментальных данных исследуемого соединения рассчитаны уравнения зависимостей $C_p^0 \sim f(T)$, [Дж/(моль·К)]:

$$C_{p1}^0 = -(104 \pm 8) + (1146 \pm 86) \cdot 10^{-3}T, (298-348 \text{ K}) \quad (1)$$

$$C_{p2}^0 = -(2895 \pm 218) + (4879 \pm 368) \cdot 10^{-3}T + (1807 \pm 136) \cdot 10^5 T^{-2}, (348-423 \text{ K}) \quad (2)$$

$$C_{p3}^0 = -(605 \pm 46) - (172 \pm 13) \cdot 10^{-3}T - (632 \pm 48) \cdot 10^5 T^{-2}. (423-673 \text{ K}) \quad (3)$$

В связи с тем, что технические характеристики калориметра не позволяют вычислить стандартную энтропию наноструктурированного купрато-манганита из опытных данных по теплоемкостям, ее оценили с использованием системы ионных энтропийных инкрементов [9]. Далее на основании опытных данных по теплоемкостям и расчетного значения по стандартной энтропии вычислили температурные зависимости термодинамических функций, которые представлены в таблице 2.

Для всех значений теплоемкости и энтальпии купрато-манганита во всем интервале температур оценили средние случайные составляющие погрешности, а для значений энтропии и приведенного термодинамического потенциала в оценку погрешности включили точность расчета энтропии.

Таблица 2

Термодинамические функции $\text{NdBa}_2\text{CuMnO}_6$

T, K	$C_p^0(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)	$S^0(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)	$H^0(T) - H^0(298,15) \pm \Delta$, Дж/(моль)	$\Phi^{xx}(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)
298,15	240±18	297±9	-	297±9
300	240±18	298±31	480±40	297±23
325	269±20	319±34	6840±510	298±24
350	297±22	340±36	13920±1050	300±26
375	220±17	357±38	20180±1520	303±27
400	186±14	370±39	25190±1900	307±28
425	179±13	381±40	29710±2240	311±29
450	215±16	392±41	34690±2610	315±30
475	243±18	405±43	40430±3050	320±31

T, K	$C_p^0(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)	$S^0(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)	$H^0(T)-H^0(298,15) \pm \Delta$, Дж/(моль)	$\Phi^{xx}(T) \pm \Delta$, Дж/(моль·К)
500	266±20	418±44	46800±3530	324±32
525	285±21	431±45	53690±4050	329±33
550	301±23	445±47	61030±4600	334±34
575	315±24	459±48	68730±5180	339±35
600	326±25	472±50	76750±5780	344±36
625	335±25	486±51	85020±6410	350±37
650	343±26	499±53	93510±7050	355±38
675	350±26	512±54	102170±7700	361±39

Таким образом, методом динамической калориметрии в интервале 298,15-673 К исследованы теплоемкости нового наноразмерного купрато-манганита $NdBa_2CuMnO_6$. С учетом температуры фазового перехода выведены уравнения температурной зависимости теплоемкости, а также в интервале 298,15-675 К вычислены функции $S^0(T)$, $H^0(T)-H^0(298,15)$ и $\Phi^{xx}(T)$.

Список литературы:

1. Третьяков Ю.Д., Брылев О.А. Новые поколения неорганических функциональных материалов. //Журнал Российского хим. общества им. Д.И. Менделеева. 2000. Т.45, №4. С. 10-16.
2. Касенов Б.К., Бектурганов Н.С., Ермагамбет Б.Т., Адекенов С.М., Касенова Ш.Б., Бектурганов Ж.С., Давренбеков С.Ж., Мустафин Е.С., Сагинтаева Ж.И., Исабаева М.А., Оралова А.Т., Жумадилов Е.К. Двойные и тройные манганиты щелочных, щелочноземельных и редкоземельных металлов. Изд-во «Тенгри». Караганда, 2012. 318 с.
3. Платунов Е.С., Буравой С.Е., Курепин В.В., Петров Г.С. Теплофизические измерения и приборы. Л.: Машиностроение, 1986. 256 с.
4. Техническое описание и инструкции по эксплуатации ИТ-С-400. Актюбинск: Актюбинский завод «Эталон», 1986. 48 с.
5. Robie R.A., Hewingway B.S., Fisher J.K. Thermodynamic Properties of Minerals and Related Substances at 298,15 and (10⁵ Paskals) Pressure and at Higher Temperatures.- Washington. 1978. 456 p.
6. Спиридонов В.П., Лопаткин А.А. Математическая обработка экспериментальных данных. М.: Изд-во МГУ, 1970. 221 с.
7. Касенова Ш.Б., Касенов Б.К., Сагинтаева Ж.И., Ермаганбетов К.Т., Куанышбеков Е.Е., Сейсенова А.А., Смагулова Д.И. Теплоемкость и

термодинамические функции наноструктурированных частиц купрато-манганитов $\text{LaM}^{\text{II}}_2\text{CuMnO}_6$ ($\text{M}^{\text{II}} - \text{Mg, Ca}$) в интервале 298,15-673 К //Журнал физической химии. 2014. Т. 88, № 5. С. 836-840.

8. Касенова Ш.Б., Касенов Б.К., Сагинтаева Ж.И., Бектурганов Н.С., Ермаганбетов К.Т., Куанышбеков Е.Е., Сейсенова А.А., Смагулова Д.И. Теплоемкость и термодинамические функции нового наноструктурированного купрато-манганита $\text{NdCa}_2\text{CuMnO}_6$ //Журнал физической химии. 2014. Т. 88, № 10. С. 1617-1620.

9. Кумок В.П. Проблема согласования методов оценки термодинамических характеристик //Прямые и обратные задачи химической термодинамики. Новосибирск, 1987. 108 с.

УДК 536.2.022+537.311.38+539.21+669.1+691.3

**ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРЕДЕЛЬНО
НЕОДНОРОДНЫХ МАКРОСКОПИЧЕСКИХ
НЕУПОРЯДОЧЕННЫХ СРЕД**

к.т.н. доцент Колесников Б.П.¹, Магомадов А.С.

Кубанский государственный технологический университет

350072, г. Краснодар, Московская ул., 2

¹gradient06@mail.ru

**PHYSICAL AND MECHANICAL PROPERTIES MAXIMUM
INHOMOGENEOUS MACROSCOPIC DISORDERED MEDIA**

Ph.D. associate professor Kolesnikov B.P., Magomadov A.S.

Kuban State University of Technology

350072, Krasnodar, Moscovskaya st., 2

В данной работе на основе выводов полученных с помощью математической модели перколяционного кластера исследуется влияние топологических характеристик на физико-механические свойства предельно неоднородных неупорядоченных сред. Получены обобщенные формулы для их расчета (прогнозирования).

Ключевые слова: перколяционный кластер и его остов, пороги протекания, предельно неоднородные неупорядоченные среды, физико-механические свойства.

An influence of topological characteristics on the physicomachanical properties of marginal inhomogeneous disordered environment is researched in this work on the base of conclusions are taken by mathematics model of percolation cluster. Generalized formulas for theirs calculation (forecast) are got.

Keywords: percolation cluster and its backbone, percolation thresholds, marginal inhomogeneous disordered environment, physicomachanical properties.

Физико-механические свойства предельно неоднородных макроскопических неупорядоченных сред (ПНМНС), к которым относятся обширный круг композитов (сыпучие, пористые материалы, материалы порошковой металлургии, материалы получаемые вводом добавок в объём катализатора, которые затем выжигаются либо растворяются для создания транспортных пор и другие) в значительной степени зависят от топологических характеристик структуры, которую можно рассматривать как совокупность взаимосвязанных перколяционных кластеров (ПК) и конечных кластеров (КК) из консолидированных «одноименных» компонентов ПНМНС. Настоящая работа посвящена нахождению

закономерностей поведения некоторых физико-механических свойств от структурных характеристик, меняющихся в различных процессах консолидации компонентов ПНМНС с использованием выводов полученных с помощью универсальной математической модели ПК [1, 2, 3]. Ограничимся случаем двухкомпонентных ПНМНС.

В качестве модели ПНМНС рассматривалась структура, состоящая из гомогенной среды обладающей нулевым значением исследуемого свойства (в дальнейшем - пассивный компонент). В эту среду, случайным образом вводятся изометрические частицы активного компонента (обладающего необходимым свойством), занимающие вакантные места в узлах большой виртуальной нерегулярной решетки. Решётки характеризуются определенной плотностью упаковки ϑ^* . При этом объёмная концентрация (плотность) активного компонента ϑ_1 в системе увеличивается, пассивного ϑ_2 уменьшается. После полного заполнения всей решётки активным компонентом до плотности равной ϑ^* , вся система подвергается изостатическому сжатию, при котором происходит пластическая деформация частиц активного компонента и дальнейшее вытеснение из системы неактивной гомогенной среды. Структуру гомогенной среды до момента начала деформации рассматривали как однородную, а в процессе деформации на определённом этапе как фрактальную, для которой применима универсальная модель ПК. В конце процесса сжатия образуется консолидированная структура, состоящая полностью из частиц активного компонента. С геометрической точки зрения в рассматриваемой модели компоненты системы неравноправны и процесс формирования их ПК несимметричен.

Из представлений структуры в виде взаимосвязанных ПК и КК следует, что относительные (безразмерные) свойства ПНМНС полностью определяются структурой ПК, а точнее его остовом (ОПК) - части ПК участвующей в процессах передачи субстанции или направленных напряжений. Согласно [4] безразмерные физико-механические свойства ОПК можно представить в виде зависимостей от двух топологических характеристик – плотности $\theta_{01}(\vartheta_1)$ и степени контакта (смежность) $C_{01}(\vartheta_1)$ ОПК. Смежность представляет собой отношение безразмерного контактного (критического) сечения ПНМНС α_{01} [5], в котором концентрируются направленные напряжения или процессы, к номинальному сечению ϑ_1 - $C_{01} = \alpha_{01}/\vartheta_1$. В этом случае, например, обобщенную проводимость ОПК, можно записать в виде зависимости $\Lambda_0 = \theta_{01}\sqrt{C_{01}} = \sqrt{\alpha_{01}\theta_{01}}$ [4, 5], из которой следует, что безразмерная проводимость определяется среднегеометрическим значением между

минимальным α_{01} и максимальным ϑ_1 среднестатистическими поперечными проходными сечениями ПНМНС.

Таблица 1

Безразмерные физико-механические свойства

Безразмерное свойство	Связь безразмерного свойства с топологическими характеристиками
Модуль упругости $E = e/e_k$, предел прочности при растяжении $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_k$ для совершенного тела и другие показатели прочности (при том же условии и при отсутствии упрочнения), работа упругой деформации (на единицу номинального объёма) при упругой деформации $\varepsilon = const$.	$E(\vartheta_1) = \theta_{01}(\vartheta_1) C_{01}(\vartheta_1)$
Работа упругой деформации (на единицу массы) при $\varepsilon = const$; прочность, отнесённая к единице сечения активного компонента.	$A(\vartheta_1) = C_{01}(\vartheta_1)$
Работа упругой деформации (на единицу номинального объёма) при номинальном напряжении $\sigma = const$.	$A^*(\vartheta_1) = \theta_{01}(\vartheta_1)^{-1} C_{01}(\vartheta_1)^{-1}$
Вибрационный коэффициент Пуассона $W = v/v_k$, скорость распространения звука и других процессов.	$W(\vartheta_1) = C_{01}(\vartheta_1)^{0.5}$
Путь процесса (кратчайший) $L = l/l_k$	$L(\vartheta_1) = C_{01}(\vartheta_1)^{-0.5}$
Обобщенная проводимость $\Lambda = \lambda/\lambda_k$	$\Lambda(\vartheta_1) = \theta_{01}(\vartheta_1) C_{01}(\vartheta_1)^{0.5}$
Контактный коэффициент Пуассона ξ	$\xi(\vartheta_1) = \sqrt{\theta_{01}(\vartheta_1) C_{01}(\vartheta_1)}$

Подобные связи для ряда других физико-механических свойств даёт физики и статистики пористого тела [5]. В свою очередь, результатами, полученных на разработанной универсальной математической модели ПК [2, 3], являются зависимости $\theta_{01}(\vartheta_1)$ и $C_{01}(\vartheta_1)$ описывающие поведение этих топологических характеристик во всём диапазоне изменения ϑ_1 в процессах консолидации объектов подобных ПНМНС. В связи с этим, в работе предпринята попытка совместного использования этих результатов и указанных безразмерных связей для исследования физико-механических свойств ПНМНС и получения зависимостей типа $S_i(\vartheta_1) = F\{\theta_{01}(\vartheta_1), C_{01}(\vartheta_1)\}$, где

$S_i = s_i/s_k$ - безразмерное физико-механическое свойство, s_i - размерное свойство, s_k - свойство полностью консолидированного активного компонента (табл. 1).

Результаты расчёта некоторых свойств ПНМС по приведённым формулам с использованием зависимостей $\theta_{01}(\vartheta_1)$ и $C_{01}(\vartheta_1)$ полученных в работе [3] показаны на рис.1.

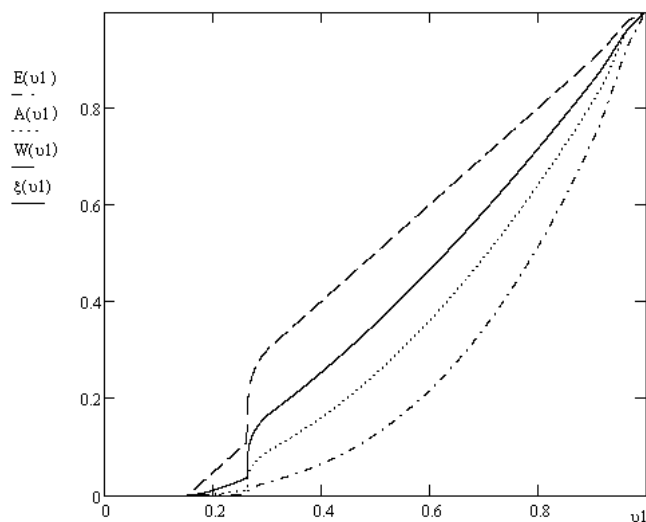


Рис. 1. Зависимости $E(\vartheta_1)$, $A(\vartheta_1)$, $W(\vartheta_1)$, $\xi(\vartheta_1)$

Сравнение полученных расчётных значений с рядом известных экспериментальных данных [5] показало их удовлетворительное совпадение в области однородной структуры ПК. В области фрактальной структуры ПК требуется дополнительный экспериментальный материал для проведения сравнительного анализа.

На наш взгляд, представляет интерес дальнейшее исследование поведения физико-механических свойств ПНМС в областях нижнего и верхнего порогов протекания, где выявлен эффект вторичной (дополнительной) перколяции [2, 3], также применение результатов полученных на универсальной модели перколяционного кластера для микроскопических неупорядоченных сред и решёточных задач, где указанный эффект проявляется в большей мере.

Список литературы:

1. Колесников Б. П. Математическая модель перколяционного кластера.// XXII Международная конференция «Математика. Экономика. Образование». VIII Международной симпозиум «Ряды Фурье и их приложения». Труды. Изд-во Фонд науки и образования, Ростов н/Д, 2015. с. 82 - 86.

2. Колесников Б.П. Проводимость решёток на основе универсальной

математической модели перколяционного кластера. Международная научно-техническая конференция «современные методы и средства исследования теплофизических свойств веществ» 20 – 22 мая 2015г.: Сборник трудов. – Спбю: НИУ ТТМО; ИХ и БТ, 2015. (опубликована в настоящем сборнике трудов).

3. Колесников Б.П. Проводимость предельно неоднородных гетерогенных систем. Международная научно-техническая конференция «современные методы и средства исследования теплофизических свойств веществ» 20 – 22 мая 2015г.: Сборник трудов. – Спбю: НИУ ТТМО; ИХ и БТ, 2015. (опубликована в настоящем сборнике трудов).

4. Колесников Б. П., Магомадов А. С., Коникевич Е. И. Фрактальный подход к исследованию свойств неупорядоченных гетерогенных систем.// Труды III Международной научно-практической конференции «Автоматизированные информационные и электроэнергетические системы 12-14 сентября 2014 года». Электронный сетевой политематический журнал «Научные труды КубГТУ», № 6, 2014.

5. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. М.: Металлургия, 1972.

СТРУКТУРА И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПОЛИМЕРКОМПОЗИТОВ С ПОЛЫМИ МИКРОСФЕРАМИ

к.т.н. доцент Волков Д.П.¹, д.ф.-м.н. проф. Заричняк Ю.П.²,
Марова А.А.³

Университет ИТМО

197101 Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

¹dpv@grv.ifmo.ru, ²zarich4@gmail.com, ³marova_a@mail.ru

STRUCTURE AND THERMAL POLYMER COMPOSITES WITH HOLLOW MICROSPHERES

Ph.D. Associate Professor Volkov D.P., Ph.D. prof. Zarichnyak YU.P.,
Marova A.A.

ITMO University

197101, St. Petersburg, Kronverkskiy Prospect 49

Проведено исследование структуры, разработана методика расчёта эффективной теплопроводности полимеркомпозита с полыми боросиликатными (керамическими) и силиконовыми микросферами, получены экспериментальные данные по теплопроводности, проведено сопоставление расчетных значений с нашими и независимыми результатами измерений, а также с заниженными на сотни процентов данными производителей.

Ключевые слова: полимеркомпозиты, полые боросиликатные (керамические) и силиконовые микросферы в полимерной (акриловой) матрице, теплоизоляционные материалы, эффективная теплопроводность.

Research of structure is conducted, the method of calculation of effective thermal conductivity of a polymeric composite with hollow borosilicate (ceramic) and silicone microspheres is developed, the experimental data on thermal conductivity are obtained, comparison of design values to our and independent observed data and also to the data of producers underestimated by hundreds of percent is carried out.

Keywords: polymeric composites, the hollow silicone microspheres and vacuumized borosilicate (ceramic) microspheres in a polymeric (acrylic) matrix, heat-insulating materials, effective thermal conductivity.

Отдельные производители теплоизоляционных материалов активно рекламируют так называемые «сверхтонкие теплоизоляционные» покрытия на основе акриловых смол с дисперсным наполнителем в виде смеси полых силиконовых, наполненных воздухом, и боросиликатных (керамических) вакуумированных микросфер диаметром $D = 100 - 200$ мкм.

Данные, которые приводят производители подобных

теплоизоляционных покрытий, вызывают удивление, а также заставляют усомниться в их достоверности. Удивляет также терминология, используемая в рекламных проспектах. Так, например, в рекламе материалов «КОРУНД» [1] и «АКТЕРМ СТАНДАРТ» [2] с наполнителем из «керамических «сверхтонкостенных» [2] микросфер с «разряженным» воздухом» приводится ссылка на якобы «известные данные по теплопроводности керамических микросфер»: «не более 0,00083 Вт/(м·К)»! Добравшиеся до цитируемого источника [3] с удивлением узнают, что ссылка на величину 0,00083 Вт/(м·К) относится вовсе не к композиционному материалу с микросферами и даже не к самим микросферам, а к засыпке тонкодисперсного порошка перлита в вакууме при давлении 0,13 Па ($9,8 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст.), т.е при давлении всего лишь в 780 000 раз ниже атмосферного!

Публикуемые рекламные показатели были критически восприняты многими специалистами [4, 5]: «Сегодня в строительную практику повсеместно внедряются энергоэффективные материалы, обладающие малой толщиной. Однако, наряду с действительно эффективными материалами появились и различного рода псевдо «инновационные материалы, производители которых позиционируют их как уникальную сверхтонкую термоизоляцию в виде мастик и красок. В последнее время данные продукты активно продвигают при помощи рекламы, в которой говорится о высоких теплоизолирующих и энергосберегающих свойствах сверхтонкой термоизоляции. Речь идет о теплоизолирующих красках типа «Thermo-Shield», «Delta-T», «Thermal-Coat», «Superthermo» и им подобных. Связующим таких красок является водорастворимая акриловая смола, а в качестве термоизоляционного наполнителя выбраны керамические шарики микроскопических размеров». Данная технология нашла широкое применение в строительстве. И, надо сказать, не без активного участия рекламы».

В рекламных проспектах «теплых красок» приводятся поразительные значения коэффициента теплопроводности: он не превышает 0,001 Вт/(м·К). Таким образом, производитель утверждает, что «1 мм такой краски по теплозащитному эффекту должен заменить 150 мм слой минеральной ваты» [4].

В последнее время в рекламе производителей теплоизоляционных материалов стали появляться более высокие, но тоже «впечатляющие» данные. Эффективная теплопроводность полимерного композиционного материала при нормальных условиях теперь характеризуется большей величиной, а именно 0,0025 Вт/(м·К) [6]. Но такое значение теплопроводности всё-таки остаётся якобы на порядок ниже (см. таблицу

1), чем теплопроводность воздуха при нормальных условиях 0,026 Вт/(м·К) [3].

Таблица 1

Сравнение теплопроводности рекламируемой «сверхтонкой теплоизоляции» с классическими теплоизоляционными материалами

Материал	Коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)	Толщина слоя
Плиты минераловатные	0,046	6 см
Пенопласт полиуретановый	0,04	4 см
Теплоизоляция типа «URSA»	0,042	3,7 см
Сверхтонкая теплоизоляция «КЕРАМОИЗОЛ» ^[6]	0,0025	1 мм
Сверхтонкая теплоизоляция «Броня» ^[7]	0,001	1÷6 мм
Сверхтонкая теплоизоляция «Корунд» ^[1]	0,0012	1÷6 мм
Сверхтонкая теплоизоляция «RE-THERM» ^[8]	0,001÷0,0015	1 мм

Целью данной работы является аналитическая и экспериментальная проверка возможности создания теплоизоляционных материалов на основе полимерного связующего с наполнителем в виде полых тонкостенных однородных или смеси полых разнородных микросфер и оценка возможного диапазона изменения теплопроводности полимерного композита в зависимости от его структуры (см. рис. 1), объёмной доли компонентов, размеров микросфер, толщины стенок (относительной доли объёма внутренней полости микросферы), рода и давления газа в полых микросферах.

Рассматриваемый полимерный композиционный материал в плане моделирования представляет собой пятикомпонентную гетерогенную систему различающуюся по агрегатному состоянию и теплопроводности компонентов, а именно: полимерного связующего (акриловая или метакриловая смола с теплопроводностью 0,13 – 0,15 Вт/(м·К) [9]), боросиликатного стекла (стенки керамических микросфер диаметром $D=2R=100$ мкм с теплопроводностью стенок 1,2 Вт/(м·К) [10]), силикона (стенки силиконовых микросфер диаметром 200 мкм с теплопроводностью 0,13 – 0,15 Вт/(м·К) [11]), воздуха внутри силиконовых микросфер с теплопроводностью 0,026 Вт/(м·К) [3]) и воздуха при пониженном давлении внутри вакуумированных полостей керамических

(боросиликатных) микросфер, теплопроводность которого можно оценить по рекомендациям [12], если известны средний размер полости микросфер и остаточное давление воздуха в вакуумированных сферах.

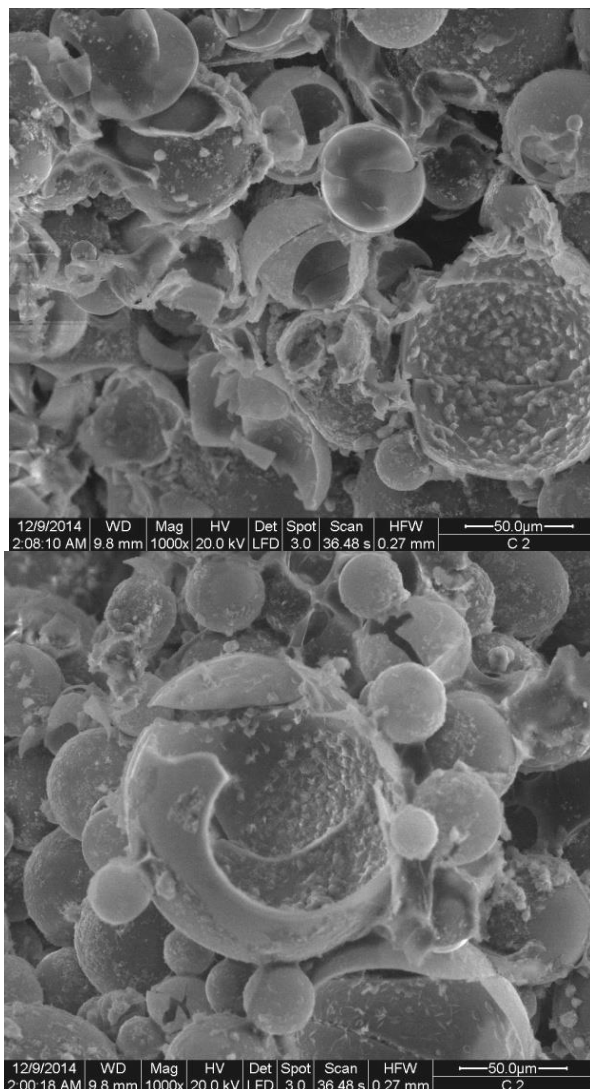


Рис. 1. Фотографии структуры материала «Корунд», полученные с помощью электронного микроскопа Quanta 200 в лаборатории новых неорганических материалов Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН

Из анализа фотографий структуры, приведенных на рис. 1 следует, что размер микросфер не соответствует данным производителя. Диаметр боросиликатных сфер составляет $10\div 50$ мкм, а силиконовых сфер - приблизительно 100 мкм.

Следует сразу отметить тот факт, что только теплопроводность вакуумированных полостей керамических микросфер будет ниже теплопроводности воздуха при нормальных условиях, но отнюдь не самих микросфер.

Разработка методики расчёта эффективной теплопроводности полимеркомпозита с полыми микросферами

Следуя рекомендациям поэтапного моделирования [13] расчёт эффективной теплопроводности полимер композита проведем в такой последовательности.

На первом и втором этапах расчёта оценим эффективную теплопроводность полых силиконовых и керамических микросфер, используя классические соотношения, предложенные ещё Рэлеем Д.В. (Джон Уильям Стретт, лорд Рэлей) [14] для сфер, центры которых распределены по узлам кубической решётки, и Оделевским В.И. [15] для модели с произвольным распределением сферических вкрапления в матричном компоненте. Если расхождение результатов расчётов будет в пределах 10-20 %, можно использовать их среднее значение.

Теплопроводность компонента внутри полых микросфер определяется совместным молекулярным переносом тепла и излучением. Теплопроводность внутренней полости $\lambda_{пол.сил.}$ не вакуумированных силиконовых микросфер выражается суммой молекулярной $\lambda_{мол.}$ и лучистой $\lambda_{луч.}$ составляющих

$$\lambda_{пол.сил.} = \lambda_{мол.} + \lambda_{луч.} \quad (1)$$

$$\lambda_{луч.} = 0,227 \cdot \varepsilon_{np} \cdot l \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^3, \quad (2)$$

где $\varepsilon_{np} = 0,9$ - приведённая степень черноты стенок полых микросфер, $T = 300 K$, $l = (D_{сф} - 2\Delta)$ - размер внутренней полости микросфер, Δ - толщина стенок микросфер.

Если полые керамические (боросиликатное стекло) микросферы вакуумированы, то молекулярная теплопроводность газа в полости оценивается по формуле предложенной Р.С. Прасоловым [12]

$$\lambda_m = \lambda_0 \cdot \frac{l}{l + \frac{B}{H(D_{сф} - 2\Delta)}}, \quad (3)$$

где λ_0 - теплопроводность газа внутри сфер при атмосферном давлении, Вт/(м·К);

Согласно работе [3], для воздуха принимаем: $\lambda_0 = 0,026 \text{ Вт} / (\text{м} \cdot \text{К})$.

H - давление газа в сфере, мм рт. ст.; Δ - средняя толщина стенок микросфер, м; $D_{сф}$ - среднее значение диаметра микросфер (различное для керамических и силиконовых), м; B - параметр, определяемый по формуле:

$$B = \frac{4\gamma}{\gamma+1} \frac{2-a}{a} \Lambda_0 H_0 Pr^{-1}, \quad (4)$$

где $\gamma = c_p / c_v$ - показатель адиабаты; c_p, c_v - теплоёмкость газа в микросферах при постоянном давлении p и объеме V ; a - коэффициент аккомодации молекул газа к поверхности стенок сфер; Λ_0 - средняя длина свободного пробега молекул газа внутри сфер при атмосферном давлении H_0 ; Pr - число Прандтля. Для воздуха при $H_0=760$ мм рт.ст. $B = 1,75 \cdot 10^{-4}$ [12, 13].

Эффективную теплопроводность силиконовых и керамических микросфер оценим двумя независимыми способами - по классическим формулам

Рэлея λ_{Ra} [13] и Оделевского В.И. λ_{Odel} [14].

По формуле Рэлея для модели с кубической кладкой сфер:

$$\lambda_{Ra} = \lambda_1 \cdot \left[\frac{2\lambda_1 + \lambda_2 - 2V_{возд}(\lambda_1 - \lambda_2)}{2\lambda_1 + \lambda_2 + V_{возд}(\lambda_1 - \lambda_2)} \right], \quad (5)$$

где λ_1 - теплопроводность матричного компонента (полимера), λ_2 - теплопроводность газа в полости микросфер, $\delta = \Delta/R$ - относительная толщина стенок микросфер связана с относительной объёмной долей воздуха в микросферах $V_{возд}$ соотношением

$$V_{возд} = \left(\frac{4}{3} \pi (R - \Delta)^3 \right) / \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right) = (1 - \Delta/R)^3 \quad (6)$$

И по формуле Оделевского В. И.:

$$\lambda_{Odel} = \lambda_1 \cdot \left[1 - V_{возд} \cdot \left(\frac{1}{1 - \lambda_{отн}} - \frac{1 - V_{пор}}{3} \right)^{-1} \right], \text{ где } \lambda_{отн} = \frac{\lambda_{возд}}{\lambda_1} \quad (7)$$

Результаты расчёта для исследуемых компонентов по формулам (5) и (7) при заданных значениях параметров практически совпадают. Поэтому в дальнейшем можно выполнять расчет по формулам (5), (7) или брать их среднеарифметическое значение

$$\lambda_{сфi} = (\lambda_{Ra} + \lambda_{Odel})_i / 2, \quad (8)$$

где индексы $i=1$ относится к керамическим, а индекс $i=2$ к силиконовым микросферам.

Для расчёта эффективной теплопроводности композита с микросферами используем апробированные модели и методики расчёта теплопроводности различных микрокомпозиционных материалов с порошковыми компонентами различной природы [16, 17].

Если известны объёмные доли керамических $V_{кер.сф.}$ и силиконовых $V_{сил.сф.}$ микросфер в композите, то на данном этапе расчёта можно определить эквивалентную теплопроводность объёма полимеркомпозита,

заполненного совокупностью керамических и силиконовых микросфер, как смеси микросфер по рекомендациям работ [16, 17] по формуле

$$\lambda_{\text{эксф}} = \lambda_{\text{кер.сф}} (V_{\text{кер.сф}})^2 + 4V_{\text{кер.сф}} \cdot V_{\text{сил.сф}} \cdot \frac{\lambda_{\text{кер.сф}} \cdot \lambda_{\text{сил.сф}}}{\lambda_{\text{кер.сф}} + \lambda_{\text{сил.сф}}} + \lambda_{\text{сил.сф}} (V_{\text{сил.сф}})^2, \quad (9)$$

где $\lambda_{\text{кер.сф}}$ - эффективная теплопроводность керамических микросфер в вакууме, рассчитанная по формулам Релея и Оделевского, $\lambda_{\text{сил.сф}}$ - эффективная теплопроводность силиконовых микросфер в воздухе, также рассчитанная по формулам Релея и Оделевского.

На четвертом этапе расчета производится оценка пористости акрилового связующего. При этом связующее будет рассматриваться как двухкомпонентная смесь полимера и воздуха. Также необходимо учесть лучистую и молекулярную составляющую теплопроводности в воздушных порах. Расчет производится с помощью выражений, аналогичным приведенным ранее (2), (9).

На последнем этапе расчёта можно определить эффективную теплопроводность всего полимеркомпозита с микросферами $\lambda_{\text{нкмсф}}$ как двухкомпонентной структуры, состоящей из матричного компонента теплопроводностью $\lambda_{\text{матр}}$ с объёмной долей $V_{\text{матр}}$ и микросфер с эквивалентной теплопроводностью $\lambda_{\text{эксф}}$ и суммарной объёмной долей $V_{\text{эксф}} = 1 - V_{\text{матр}}$:

$$\lambda_{\text{нкмсф}} = \lambda_{\text{матр}} (V_{\text{матр}})^2 + 4V_{\text{матр}} \cdot (1 - V_{\text{матр}}) \cdot \frac{\lambda_{\text{матр}} \cdot \lambda_{\text{эксф}}}{\lambda_{\text{матр}} + \lambda_{\text{эксф}}} + \lambda_{\text{эксф}} (V_{\text{эксф}})^2 \quad (10)$$

Ниже результаты расчётов эффективной теплопроводности (1) – (10) полимеркомпозита, наполненного смесью керамических и силиконовых микросфер с различной относительной толщиной стенок δ , сопоставлены на рис. 2 с независимыми результатами измерений, проведенными в Институте технической теплофизики НАН Украины [5], и нашими экспериментальными данными, полученными с помощью измерения теплопроводности на четырёх образцах различной толщины (рис. 2 и табл. 2). Измерения проведены в лаборатории кафедры теплофизики СПб НИУ ИТМО на приборе ИТЛ-400. Градуировка проводилась на эталонных образцах ВНИИ Метрологии им. Д.И. Менделеева. Погрешность измерителя теплопроводности ИТЛ-400, проверенная на эталонных образцах, не превышала 5 - 6 %.

Расхождения между нашими и независимыми результатами измерений в ИТТ НАН Украины не превышают 10 %, что можно считать приемлемым соответствием, с учётом погрешности справочных данных по свойствам компонентов и геометрических параметров - объёмных долей, средних размеров различных микросфер и относительной толщины их стенок.

Видно, что даже при наполнении полимерной матрицы микросферами с весьма тонкими стенками (с относительной толщиной стенок $\delta = 0,05$ от радиуса, $0,025$ от диаметра сферы), маловероятно получить величину эффективной теплопроводности композита λ ниже $0,1$ Вт/(м·К). При относительной толщине стенок $\delta = 0,1$ можно ожидать роста теплопроводности по мере увеличения объёмной доли керамических микросфер до уровня $\lambda = 0,16$ Вт/(м·К).

Поэтому широко рекламируемые [1, 2, 6] значения теплопроводности полимеркомпозитов, наполненных разнородными тонкостенными микросферами представляются не заслуживающими доверия.

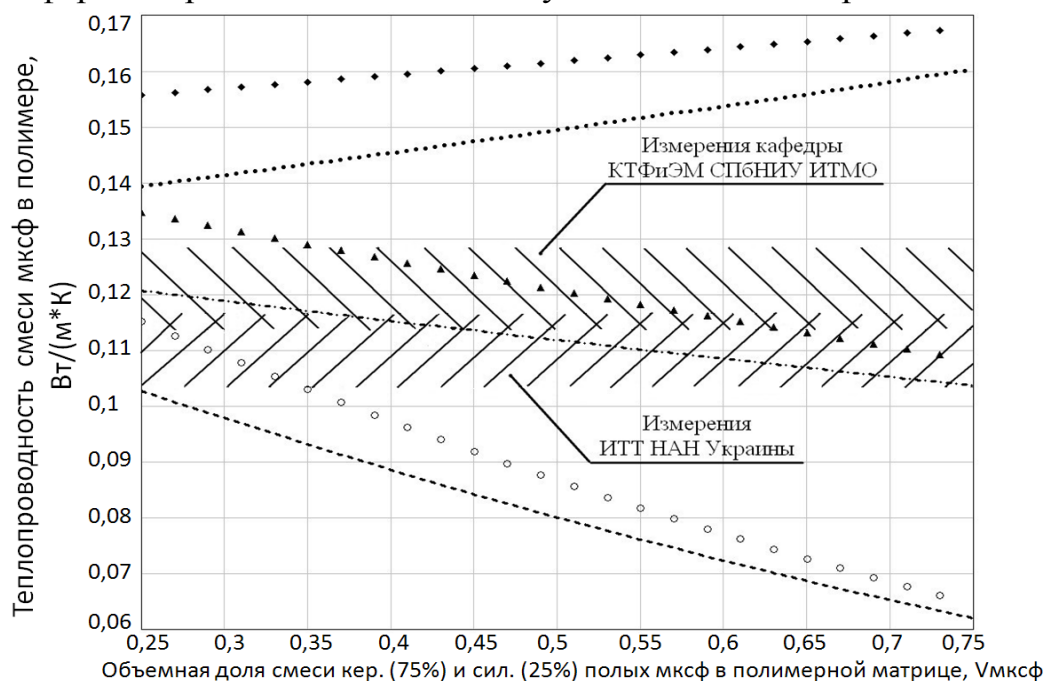


Рис. 2. Сопоставление результатов расчётов с экспериментом:

///// - измерения ИТТ НАН Украины[5]; \\\\\\\\\ - наши измерения

(по 3 измерения на 4-х образцах разной толщины), погрешность $\leq 10\%$

---- - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,13$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,02$

-·-·- - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,13$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,05$

•••• - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,13$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,1$

○○○○ - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,15$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,02$

▲▲▲▲ - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,15$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,05$

◆◆◆◆ - теплопроводность полимер композита при $\lambda_{\text{силик}} = 0,15$ Вт/(м·К) и относительной толщине стенки $\delta = 0,1$

Таблица 2

Результаты наших измерений теплопроводности полимеркомпозита акриловая смола с полыми керамическими и силиконовыми микросферами на приборе ИТλ-400.

Температура $t, ^\circ\text{C}$	Теплопроводность λ , Вт/(м·К)			
	Образец А2 $h = 1,582$ мм	Образец В2 $h = 2,025$ мм	Образец С1 $h = 1,639$ мм	Образец С2 $h = 1,736$ мм
25	0.120	0.123	0.121	0.119
50	0.127	0.126	0.124	0.120

Список литературы:

1. Корунд. Сверхтонкая теплоизоляция [Электронный ресурс]. 2014. URL: <http://korundteploizolyaciya.ru/> (дата обращения: 12.03.2015)
2. Энергосберегающие технологии [Электронный ресурс]. URL: http://est.tom.ru/index.php?categoryID=35&show_all=yes_ (дата обращения: 12.03.2015)
3. Физические величины. Справочник. Москва. Энергоиздат.1991,табл. 15.28,с.361
4. Domastroim.su. М. Тамилин. Теплоизоляционные краски в лабораторных условиях. [Электронный ресурс]. 07.03.2011. URL: http://www.domastroim.su/articles/izol-articles/teploizol/teploizol_560.html (дата обращения: 12.03.2015).
5. Декуша Л.В., Грищенко Т.Г., Воробьев Л.И., Мазуренко А.Г., Шаповалов В.И. О реальных физических свойствах и возможностях «теплоизолирующих» красок. Пром. теплотехника, 2006., т. 28, № 5.
6. www.keramoizol.org.ua , ukrteploizol@ua.fm _
7. Броня. Сверхтонкая теплоизоляция [Электронный ресурс]. 2014. URL: <http://www.nano34.ru/thermalinsulation/> (дата обращения: 12.03.2015)
8. Инновационные технологии. RE-THERM [Электронный ресурс]. 2014. URL: <http://www.re-therm.ru/> (дата обращения: 12.03.2015)
9. Михеев В.А., Сулаберидзе В.Ш. Теплопроводность композиционного материала на основе силикона с различными наполнителями. *Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф. Устинова*. В.Д. Мушенко. ООО «Центр химических технологий», СПб
10. Tau engineering. Коррозионностойкое оборудование. Материалы. Боросиликатное стекло 3.3 компании QVF [Электронный ресурс]. URL: <http://www.pprus.ru/info/materials/Borosilicate/> (дата обращения: 12.03.2015)
11. Годовский Ю.К. Теплофизические методы исследования полимеров. М.:Химия, 1976.

12. Прасолов Р.С. Исследование теплообмена при переходном вакууме. Автореферат докт. диссертации. Ленинград, ЛИТМО, 1967, 25 с.

13. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга, Ленинград, Энергия, 1974, 264

6. 14. Rayleigh J. W. On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of a medium, *Phil. Mag.*, 32, 481–491, 1892.

14. Оделевский В.И. Расчёт обобщённой проводимости гетерогенных систем. – *ЖТФ*, 1951, т.21, вып. 6, с. 667-685.

15. Заричняк Ю.П., Иванов В.А. Расчёт теплопроводности наполненных фторопластов методами теории обобщённой проводимости, *Пластмассы*, 2013, N 7, с. 35-37

16. Ordanjian S.S., Zarichnyak Yu.P, Bal'nova E. S. Anomalous Concentration Dependences of Thermal Conductivity of nanoceramics AlN-TiN, ZrC-ZrB₂, *Russian Journ. Of Non-Ferrous Metals*, 2014, N1, p.p. 92-96, Allerton Press Incorporated.

УДК 536.21:592:621

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ И УПРУГИХ
СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ГОРНЫХ ПОРОД
В УСЛОВИЯХ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЙ И ТЕМПЕРАТУР**

**д.т.н. профессор Эмиров С.Н.¹, Рамазанова Э.Н., Ибрагимов А.И.,
Давудов И.А.**

¹ Институт проблем геотермии ДНЦ РАН

Республика Дагестан, г. Махачкала пр.И.Шамиля, 39 «а»

² Дагестанский государственный технический университет, кафедра
ЭиООТиХНГиПП

367015 Республика Дагестан, г. Махачкала пр.И.Шамиля,70 «а»

¹wemirov@mail.ru

**LAWS OF CHANGE OF THERMAL AND ELASTIC PROPERTIES
OF SEMICONDUCTORS AND ROCKS UNDER HIGH PRESSURES
AND TEMPERATURES**

**Ph.D. professor Emirs S.N.¹, Ramazanov E.N., Ibrahimov A.I.,
Davudov I.A.**

¹Institute of Geothermal Problems, Dagestan Scientific Center, RAS

The Republic of Dagestan, Makhachkala pr.I.Shamilya, 39 "a"

²Dagestan State Technical University, Department

367015 Republic of Dagestan, Makhachkala pr.I.Shamilya, 70 "a"

Результаты теоретических и экспериментальных измерений по влиянию гидростатического давления и температуры на теплопроводность полупроводниковых соединений и горных пород, которые по сравнению с существующими в литературе данными о влиянии давления на скорость упругих волн в породах.

Значения в работе экспериментальных и теоретических данных показывают, что по крайней мере некоторые из слабых слоев литосферы может быть вызвано фазовых превращений и должны рассматриваться в геологических и геофизических технологий поиска и разведки полезных ископаемых.

Ключевые слова: теплопроводность, скорость упругих волн, давление, температура, фазовый переход

The results of theoretical and experimental measurements on the effect of hydrostatic pressure and temperature on the thermal conductivity of semiconductor compounds and rocks, which are compared with existing data in

the literature on the effect of pressure on the velocity of elastic waves in rocks of chasing.

The values in the work of experimental and theoretical data suggest that at least some of the weak layers in the lithosphere can be caused by phase transformations and should be considered in geological and geophysical technologies for prospecting and exploration of mineral resources.

Keywords: thermal conductivity, the speed of elastic waves, pressure, temperature, phase transition

Учитывая, что горные породы и минералы в условиях естественного залегания находятся при высоких термодинамических параметрах, результаты лабораторных исследований в условиях высоких давлений и температур позволяют не только выяснять важные вопросы природы и закономерности их изменения в недрах Земли, но и широко использовать для теоретического и экспериментального моделирования физико-механических, тектонических и других процессов и явлений, происходящих на различных глубинах земной коры.

В работе приведены результаты экспериментальных и теоретических измерений по влиянию гидростатического давлений и температур на теплопроводность полупроводниковых соединений и горных пород, которые сравниваются с существующими в научной литературе данными по влиянию давления на скорость упругих волн в горных породах.

Существующая в настоящее время теория [1,2], описывающая процессы переноса тепла в диэлектриках, показывает, что температурная зависимость теплопроводности $\lambda(T)$ является весьма чувствительным параметром по отношению к кристаллической структуре, сжимаемости и упругим постоянным. Результаты исследований $\lambda(T)$ твёрдых тел, начатые Эйкиным [3] и теоретически обоснованные в работах Дебая, Пайерса и Клеменса [4-6] показали, что $\lambda(T)$ кристаллических твёрдых тел в области температур выше температур Дебая $T \geq \Theta$ обратно пропорциональна температуре за счёт 3^x - фоонных процессов рассеяния тепловых волн и описывается равенством :

$$\lambda(T) = CT^{-n} \quad (1)$$

Равенство (1), для наглядности, можно представить в виде графика относительного изменения теплопроводности (λ_T/λ_0) в зависимости от температуры (Т) (рис.1), где T^{-1} относится к достаточно чистым кристаллическим диэлектрикам, $T^{-0.5}$ относится к многокомпонентным поликристаллическим диэлектрикам [5], $T^{0.5}$ относится к аморфным твёрдым телам [7], который показывает, что температурная зависимость решёточной теплопроводности позволяет достаточно легко и с большой точностью получать новые и часто уникальные сведения о процессах

распространения и рассеяния тепловых волн в полупроводниках и горных породах, окружающих призабойную зону скважин.

Для описания зависимости $\lambda(T)$ диэлектриков от среднего атомного веса (M), межатомного расстояния (a), температуры Дебая (Θ) и постоянной Грюнайзена (γ) в теплофизике существует уравнение Лейбфрида-Шлеймана [8]:

$$\lambda(T) \approx Ma\Theta^3/\gamma^2T \quad (2)$$

Зависимость $\lambda(T)$ от скорости распространения упругих волн (\mathcal{G}) и сжимаемости (χ) в диэлектриках представлена в уравнении Дугдейла - Макдональда [9]:

$$\lambda(T) = a\nu/3 \chi \gamma^2T. \quad (3)$$

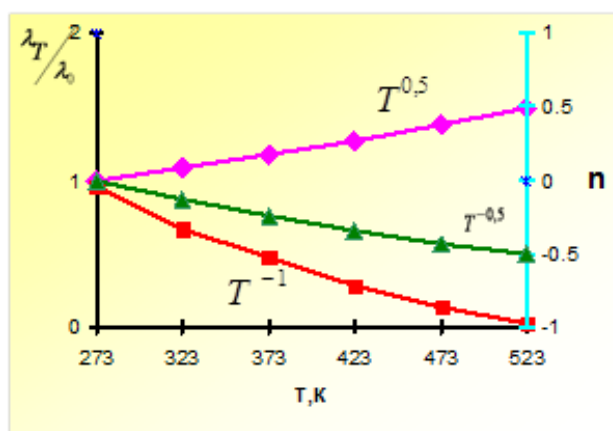


Рис.1. Зависимость относительного изменения теплопроводности (λ_T/λ_0) от температуры (T)

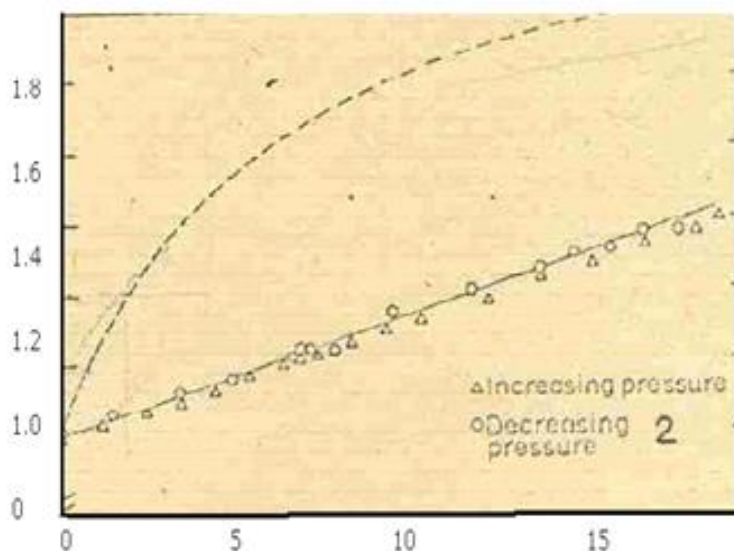


Рис.2. Результаты экспериментальных исследований по влиянию давления до 1200 МПа на теплопроводность одних и тех же монокристаллических (1) и поликристаллических (2) соединений типа KCl, NaCl

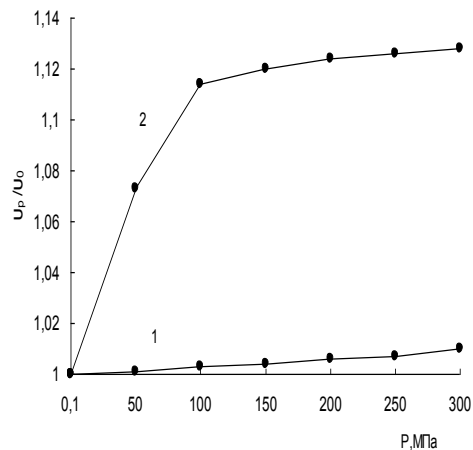


Рис.3. Результаты экспериментальных исследований $\lambda(P)$ в монокристаллическом или поликристаллическом состояниях теллура

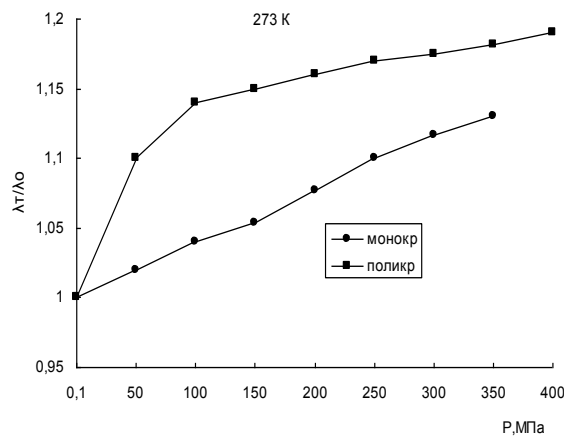


Рис.4. Зависимость скорости продольных волн от всестороннего давления в мраморе

Уравнения (2) и (3) показывают, что между скоростью распространения упругих волн (\mathcal{Q}) и теплопроводностью существует прямая корреляционная связь. Величины λ и \mathcal{Q} и особенно их температурная зависимость в значительной степени определяются такими параметрами как плотность, упругие модули (γ), сжимаемость или изотермический модуль сжимаемости ($\chi = -Vdp/dv$). Под влиянием всестороннего давления в образцах полупроводниковых соединений и многокомпонентных поликристаллических минеральных веществах (какими являются горные породы) возникают внутренние напряжения сложного характера. Уменьшение сжимаемости и увеличение упругих модулей должны приводить к увеличению, как скорости распространения упругих волн так и величины решёточной (кондуктивной) теплопроводности.

Согласно теоретическим расчётам, проведённым в работах [10-12] на основании уравнения (2), давление должно приводить к линейному росту

теплопроводности $\lambda(P)$ ещё и за счёт увеличения максимальной частоты колебания атомов (ν_{\max}) и неразрывно связанной с ней температуры Дебая ($\Theta = h\nu_{\max} / k$, где h и k постоянные Планка и Больцмана).

Анализируя результаты, существующих в научной литературе, основных экспериментальных работ по влиянию давления на теплопроводность $\lambda(P)$ диэлектриков и полупроводников [10-15] можно показать, что линейный рост теплопроводности под давлением получен или на монокристаллических [10,11], или на поликристаллических соединениях [12]. Теплопроводность хрупких поликристаллических соединений и ряда горных пород показывают интенсивный рост теплопроводности в начальной стадии давления до 100 МПа, а далее наблюдается слабый линейный рост. На рис.2 представлены результаты экспериментальных исследований по влиянию давления до 1200 МПа на теплопроводность одних и тех же монокристаллических (1) [10,11] и поликристаллических (2) [13] соединений типа KCl, NaCl и др, которые показывают, что $\lambda(P)$ для одного и того же соединения в зависимости от кристаллического состояния (монокристаллическое или поликристаллическое) может иметь разные закономерности. Результаты экспериментальных исследований $\lambda(P)$ в монокристаллическом или поликристаллическом состояниях теллура представлена на рис.3, где кривая 1 – монокристалл, кривая 2 – поликристалл. Аналогичные экспериментальные данные представлены в достаточно большом количестве в работах [16-18] по $\lambda(P)$ в монокристаллическим или поликристаллическим соединениям InSb и GaSb.

Работ, посвящённых влиянию всестороннего давления на скорость упругих волн, в научной литературе не мало как в виде отдельных статей, так и в виде монографий [19-23], которые показывают, что достаточно большое количество горных пород и диэлектриков интенсивно увеличивают скорость упругих волн в начальной стадии давления до 100 МПа, а далее рост ослабевает.

На рис.4 представлена зависимость скорости продольных волн от всестороннего давления в мраморе, где 1- вычисленное теоретически Берчем по Мургану [19], 2- определено экспериментально [24 рис 115 на стр. 106].

Анализ, существующих в научной литературе экспериментальных данных, по влиянию давления на тепловые свойства [10-18] и скорость упругих волн [19-23] показывает, что интенсивный рост этих параметров происходит до давлений $P \approx 100$ МПа, которое в геофизической литературе, чаще всего объясняется захлопыванием пор в начальной стадии давления [14-23].

Однако согласно общей теории Ландау [20,25], основанной на представлении о связи фазового перехода 2-го рода (ФП) с изменением групп симметрии физической системы, построенная в 1937 году [25], ФП 2-го под давлением может происходить по разным механизмам за счёт самого незначительного смещения атомов в кристаллической решётке, незначительного относительного изменения элементарного объёма. Как отмечено в монографии [20], в случае хрупких материалов эффект давления выступает феноменологически более отчётливо, так как эти материалы приобретают новое качество – пластичность, тогда как у пластичных в обычных условиях веществах наблюдается лишь более или менее незначительное количественное изменение. Снижение величины давления, действующего на тело и не испытывающего необратимые изменения структуры, сопровождается упругим восстановлением первоначального объёма.

Ряд авторов, на основании теоретических и экспериментальных литературных данных [25-29], показывают, что ФП 2-го рода, возникающий в твёрдых телах в начальной стадии давления, является обратимым. Отсутствие гистерезиса при повышении и понижении давления при экспериментальных исследованиях теплопроводности и скорости упругих волн отмечено в достаточно большом количестве работ.

Явлению перехода горных пород под давлением из хрупкого в пластическое состояние в геофизической литературе уделено мало внимания, хотя величина и температурная зависимость, как теплопроводности, так и скорости упругих волн носят разный характер. Так, в резюме к работе [22 стр.75] отмечено, что в условиях высоких давлений горные породы характеризуются релаксационными явлениями в виде хрупко-пластических микронарушений структуры минерального вещества. А в 1985 году в работе [31] была предложена модель литосферы в тектонически-активных областях, которая сложена сравнительно жёсткими пластинами, разделёнными механически ослабленными, легко деформируемыми слоями. Эта модель основана на аномальности физических свойств твёрдых тел при фазовых переходах. Согласно экспериментальным данным фазовые превращения в твёрдых телах сопровождаются увеличением пластичности, уменьшением прочности и понижением скорости упругих волн. Эти эффекты должны так же проявляться в тектонически-активных областях литосферы, где из-за изменения термодинамических условий, происходят фазовые превращения в подообразующих минералах.

Полученные теоретические оценки [22,31] понижения скорости распространения продольных сейсмических волн в зонах фазовых переходов в литосфере и оценка мощности этих зон согласуются с

геофизическими данными.

Приведённые в работе экспериментальные и теоретические данные показывают, что, по крайней мере, некоторые из ослабленных слоёв в литосфере могут быть обусловлены фазовыми превращениями и должны учитываться при геолого-геофизических технологиях поиска и разведки полезных ископаемых.

Список литературы:

1. Займан Д. Электроны и фононы. ИЛ, М., 1962.
2. Оскотский В.С., И.А. Смирнов. Дефекты в кристаллах и теплопроводность. Изд. «Наука». 1972.
3. Eucken A. Ann. d. Phys., 34, 185, 1911.
4. Debyr P. Vortrage uber die Kinetische Theorie der Materie und Electricitat. Berlin, 1914.
5. Klemens P.G. Theory of Thermal Conductivity of dielectric solids: effect of defect and microstructure at high Temperatyres. Proc. 7 symp. On Therm. Phys. Properties. Hol.. New-Jork, №4, 1977.
6. Пайерлс Р. Квантовая теория твёрдых тел. М. ИЛ. 1956. 324 с.
7. Стилбанс Л.С. Физика полупроводников. М. Сов. Радио.1967. 462с.
8. Лейбфрид Г. Микроскопическая теория механических и тепловых свойств кристаллов. М.: Физматгиз. 1963. 121с.
9. Dugdall J. S., Macdonald. Lattict Thermal Conductivity. Phys. Rev. 1955. 98.№ 6. P.1751-1752.
10. Alm O., Backstrom G. High Temperatures – High Pressures. 1975. V.7, P. 235.
11. Селезнёв В.Е., Цыпкина Н.С., Петров А.В., Аверкин А.А., Логачёв Ю.А. ФТТ. 1976. Т.18. В 5. С.1423.
12. Эмиров С.Н. Экспериментальные исследования полупроводников и горных пород при высоких давлениях и температурах. Дисс. д.т.н. М. МЭИ, 306 с. 1997.
13. Huges D.S., Savin F. Phys.Rev. V.61.№3. P. 861. 1967.
14. Horai K., Susaki J. Physics of the Earth and Planetary Interiors. 1989, V.55, P.292.
15. Seipold U., Engler R. Gerlands. Beiz. Geophysik Leipzig. 1981, №1, P. 65.
16. Abdulagatov I.M., Emirov S.N., Gairbekov Kh. A. Ind. Eng. Chem.Res. 41. P.3586-3593. 2002.

17. Эмиров С.Н., Рамазанова А.Э. Изв.РАН. Сер. Физ. 2013. Т.77. № 3. С.317.
18. Emirov S.N. Thermal Conductivity of certain rocks unter high pressure and temperatures. High Pressure Invest. in Geosci. Berlin. 1989. P. 123-126.
19. Воларович М.М., Баяк Е.И., Левикин А.И., Томешевская И.С. Физико-механические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях. 1974. М. Наука. 223 с.
20. Механические свойства материалов под высоким давлением. (Вступительная статья Ландау Л.Д. стр.8) под редакцией Пью. М. Мир. 1973. В.1. 300 с.
21. Верещагин Л.Ф. Рентгеноструктурные исследования вещества при высоких давлениях. (В кн. Свенсона К. Физика высоких давлений. ИЛ. М. 1963)
22. Лебедев Т.С., Корчин В.А. Упругие свойства горных пород в различных термодинамических режимах земной коры. (по экспериментальным данным). Reprint. From publications of the technical university for heavy industry. Ser. A. Mining. Vol. 35. 1978. Fasc. 1.3.76 с.
23. Лебедев Т. С., Корчин В.А., Савенко Б.Я., Шаповал В.И., Шепель С.И., Буртный П.А. Петрофизические свойства минерального вещества в термобарических условиях литосферы. Киев. Наукова думка. 1988. 248 с.
24. Birch F. The effect of Pressure upon the elastic parametesr of isotropic solids according to Murnaghans teory jf linite. Strain. J.Appl.Phus. 1938. 9. №4.
25. Ландау Л.Ф., Лифшиц Е.М. Статистическая физика, 2-е изд. (Теоретическая физика, Т.5) М. 1964.
26. Барьяхтар В.Г., Галкин А.А. О переходе твёрдых тел их хрупкого в пластическое состояние. ДАН СССР. 1976. Т. 227. № 5. с. 1079-1081.
27. Галкин А.А., Барьяхтар В.Г. К теории поглощения звука при переходе материала их хрупкого в пластическое состояние. ДАН СССР. 1978, Т. 239. № 4. с. 835- 837.
28. Гуфан А.Ю., Новгородова М.И., Гуфан Ю.М. Характеристики ионов с промежуточной валентностью и теория структуры фаз высокого давления. Изв.РАН. Сер. Физическая. 2009.Т.73. № 8. с.1147-1158.
29. Берестенёв Б.И., Мартынов Е.Д. и др. Пластичность и прочность твёрдых тел при высоких давлениях. М. Наука. 1970.

30. Жарков В.Н., Калинин В.А. Уравнения состояния твёрдых тел при высоких давлениях и температурах. М. Наука, 1968.

31. Калинин В.А., Родкин М.В. О возможной природе тектонически ослабленных зон в литосфере. Тез. Докл. VII-го всесоюзного совещания по физическим свойствам горных пород при высоких давлениях и температурах, 1985. Ереван. С.11.

УДК 536.2.083

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МАТЕРИАЛОВ КОНТАКТНЫМ И БЕСКОНТАКТНЫМ МЕТОДАМИ

Данилова-Третьяк С.М., Евсеева Л.Е.¹

Институт тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова НАН Беларуси
Республика Беларусь, г. Минск, ул. Петруся Бровки, 15

¹evseeva@itmo.by

FEATURES MEASURING THERMAL PROPERTIES MATERIALS CONTACT AND NON-CONTACT METHOD

Danilov-Tretyak S.M., Yevseyev L.E.¹

Institute of Heat and Mass Transfer. A.V.Lykova NAN Belarus

The Republic of Belarus, Minsk, st. Petrusya Brovki, 15

Существующие в настоящее время методы определения теплофизических характеристик можно классифицировать по-разному. Но основное деление может быть обозначено по принципу контакта или его отсутствия с исследуемым объектом. Таким образом, можно рассматривать контактные и бесконтактные методы определения теплофизических свойств материалов. Целью данной работы было сравнение двух нестационарных методов определения теплопроводности твердых материалов, а именно: контактного метода монотонного нагрева с использованием динамического калориметра, реализованного в приборах ИТ-λ-400 /1/, и бесконтактного импульсного метода лазерной вспышки на примере прибора LFA457 MicroFlash (NETZSCH, Germany) /2/.

Достоинство метода монотонного нагрева состоит в том, что измерение коэффициента теплопроводности происходит непрерывно, и можно фиксировать структурные и релаксационные переходы, происходящие в материале в ходе эксперимента. При этом временные затраты на эксперимент минимальны. Так время проведения эксперимента от температуры кипения жидкого азота до 200 °С составляет 1,5 часа. В то время как в импульсном методе эксперимент происходит «ступеньками» - нагрев с определенной скоростью до определенной температуры, а затем выдержка при этой температуре до установления равновесия. Таким образом, не удастся снять непрерывную температурную зависимость теплофизических характеристик, а только значения их в некоторых точках. Если же снимать показания достаточно часто, то время эксперимента значительно увеличивается.

Однако контактные методы измерения теплопроводности имеют

существенные недостатки, особенно если исследуются сложные материалы, например, керамические. Образцы для таких экспериментов нужно очень тщательно готовить. Для уменьшения влияния контактного термического сопротивления применяют адаптирующие смазки, чтобы сгладить эффекты шероховатости и дефекты поверхности. Однако применение смазок в широком температурном диапазоне затруднено, т.к. при низких температурах они могут затвердевать, а при высоких – растекаться. Особенно большие проблемы возникают при измерении пористых веществ, а также материалов, активно адсорбирующих слабвязкие жидкости и пасты. Для каждой такой смазки необходимо проводить калибровочные эксперименты с рабочими эталонами теплопроводности, определяя постоянные коэффициенты прибора, которые затем используются в измерениях теплопроводности неизвестных материалов. Рабочие эталоны теплопроводности это образцы с гладкими полированными поверхностями, и контактное сопротивление у них минимально. При определении теплопроводности керамических, пористых и других сложноструктурных материалов контактное сопротивление будет отличаться от того, которое было получено в экспериментах с эталонами. И это будет еще один дополнительный и неконтролируемый источник погрешности.

Бесконтактные методы определения теплофизических характеристик таких материалов более предпочтительны, хотя и они не лишены недостатков и имеют свои ограничения.

В последние десятилетия большой интерес вызывает метод лазерного импульсного нагрева [3], сущность которого состоит в поглощении в тонком слое поверхности образца импульса энергии и регистрации изменения во времени температуры его обратной поверхности. Полученная информация позволяет рассчитать теплофизические свойства исследуемого материала: температуропроводность, теплопроводность и теплоемкость. Однако только температуропроводность измеряется непосредственно, и погрешность ее измерения зависит от точности измерения значений максимальной температуры и времени достижения половины максимальной температуры на тыльной поверхности образца. Определение же коэффициента теплопроводности возможно, только если известны теплоемкость и плотность образца. Для этого нужно привлекать другие методы исследования, либо проводить эксперименты с образцом сравнения с известными теплофизическими свойствами в совершенно одинаковых условиях. Причем образец сравнения должен иметь приблизительно такие же свойства, как и испытуемый образец.

Основные погрешности импульсного метода, связанные с условиями теплообмена на границах, пространственной неоднородностью теплового

потока, одномерностью процесса теплопереноса в образце и др. /4,5/ были учтены разработчиками прибора LFA 457 MicroFlash. При этом к размерам образцов, особенно к их высоте, предъявляются жесткие требования.

На примере керамических образцов и образцов текстолитов в данной работе сопоставлены два данных метода определения теплопроводности. Объекты исследования – текстолиты, корундовая керамика и керамика на основе кобальтита натрия. Образцы представляли собой диски диаметром 15 мм для прибора ИТ-λ-400 и 12,7 мм для прибора LFA 457 MicroFlash. Высота образцов была одинакова, 2 мм. Поверхности образцов были плоскопараллельны, однако они были достаточно шероховатые. Теплопроводящая паста использовалась при измерениях на приборе ИТ-λ-400 для уменьшения контактного термического сопротивления между образцом и измерительной ячейкой. Для расчета использовались постоянные прибора, полученные в ходе градуировочных экспериментов с данной пастой. Для расчета коэффициента теплопроводности тех же материалов, измеренных на приборе LFA 457 MicroFlash, использовались значения удельной теплоемкости, измеренные на приборе ИТ-С-400.

На рис. 1-3 представлены диаграммы сравнения коэффициентов теплопроводности, измеренных двумя разными методами – контактным (ИТ-λ-400) и бесконтактным (LFA 457 MicroFlash) при комнатной температуре.

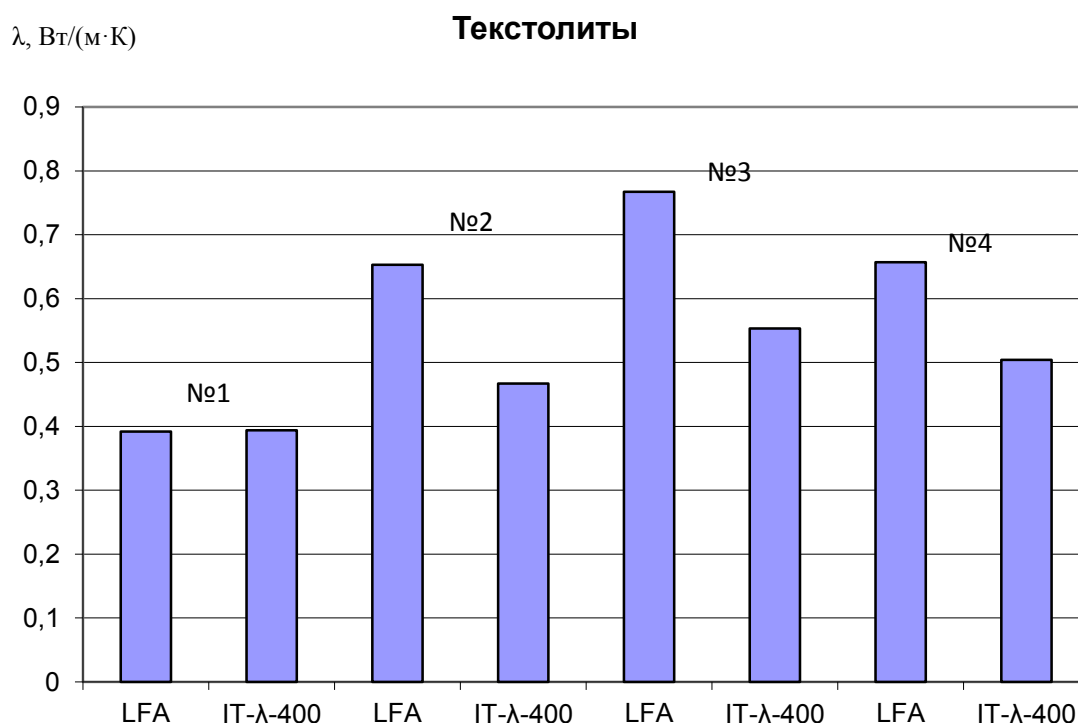


Рис. 1. Диаграмма сравнения коэффициентов теплопроводности

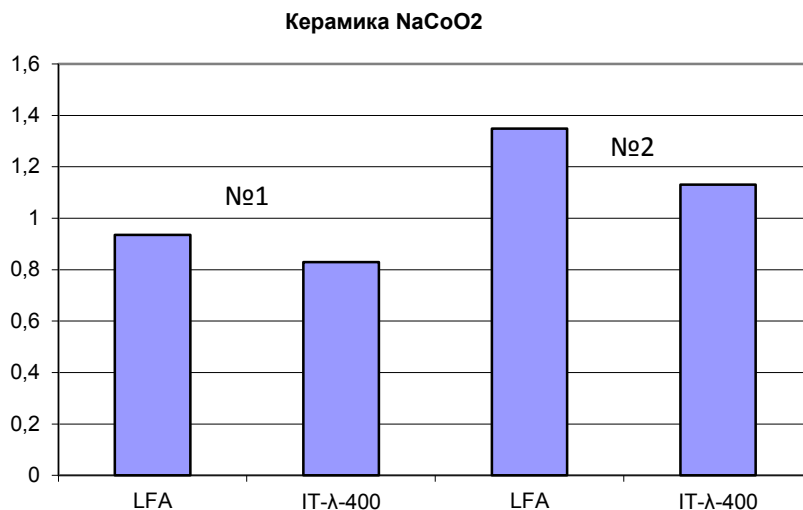


Рис. 2. Диаграмма сравнения коэффициентов теплопроводности

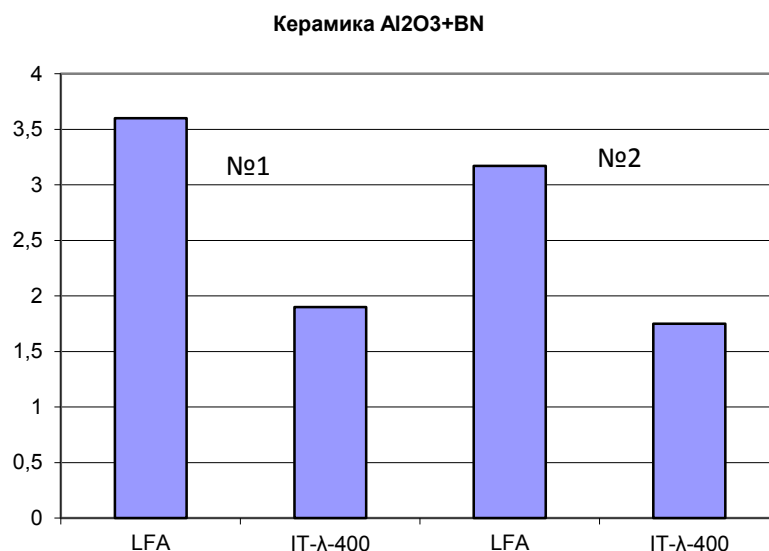


Рис. 3. Диаграмма сравнения коэффициентов теплопроводности

Из приведенных результатов видно, что чем больше абсолютное значение коэффициента теплопроводности материала, тем больше различие при измерениях между этими двумя методами. Так, для текстолитов, чья теплопроводность находится на уровне 0,4 Вт/(м·К), различия практически нет, но уже на уровне 0,7 Вт/(м·К) различие может достигать 30-40%. А для керамических образцов, чья теплопроводность составляет 2-3 Вт/(м·К), коэффициент теплопроводности, измеренный на приборе LFA 457 MicroFlash почти в 2 раза превышает значения, измеренные на приборе ИТ-λ-400. Поэтому в случае керамик с высокой теплопроводностью измерения методом импульсного нагрева предпочтительнее. Если же можно добиться достаточно гладкой

поверхности образца, то погрешность определения теплопроводности методом монотонного нагрева может ограничиваться 10%, даже если коэффициент теплопроводности материала составляет 5 Вт/(м·К).

Таким образом, показано, что для образцов с достаточно шероховатой поверхностью, либо с недостаточной плоскопараллельностью оснований, измерения коэффициента теплопроводности методом монотонного нагрева приводят к заниженным значениям по сравнению с импульсным методом лазерной вспышки.

Список литературы:

1. Платунов Е.С. Теплофизические измерения в монотонном режиме. М.: Энергия, 1973.
2. <http://www.netzsch-thermal-analysis.com/en/products-solutions/thermal-diffusivity.html>
3. Parker W. J. et al. Flash method of determining thermal diffusivity, heat capacity and thermal conductivity // J. of Appl. Physics. 1961. Vol. 32, No. 9. Pp. 1675–1684.
4. Кузнецов Г.В., Кац М.Д. Теоретический анализ методических погрешностей определения теплофизических характеристик конструкционных материалов импульсным методом в образце конечных размеров // Измерительная техника. 2009, №4, с.34-36.
5. Кузнецов Г.В., Кац М.Д. Влияние размеров образцов на погрешности определения температуропроводности полупрозрачных полупроводниковых материалов методом лазерного импульса // ИФЖ. 2014, т.87, №6, с.1335-1340.

**ВЛИЯНИЕ ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ
НА ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СТАЛИ МАРКИ ЭК164-ИД**

к.ф.-м.н. Гаджиев Г.Г.^{1*}, д.т.н. проф. Эмиров С.Н.^{2},
Амирова А.А.¹ Абдуллаев Х.Х.¹**

¹Институт физики им.Х.И.Амирханова Дагестанского научного
центра РАН

367003, Республика Дагестан, г. Махачкала, ул. М.Ярагского, 94

²Институт проблем геотермии ДНЦ РАН

367030, Республика Дагестан, г. Махачкала, пр. И.Шамиля, д. 39а

*gadjtv@mail.ru, **wemirov@mail.ru

**INFLUENCE PRESSURE AND TEMPERATURE ON THE
THERMAL CONDUCTIVITY OF STEEL GRADE 164 EC-ID**

**Ph.D. Hajiyev G.G.¹, Ph.D. Professor Emirs S.N.², Amirov A.A.¹,
Abdullayev H.H.¹**

¹Institute of Physics, Dagestan Scientific im.H.I.Amirhanova
Center of RAS

367003, Republic of Dagestan, Makhachkala, ul. M.Yaragskogo 94

²Institute of Geothermal Problems, Dagestan Scientific Center, RAS

367030, Republic of Dagestan, Makhachkala, pr. I.Shamilya, d. 39a

В работе представлены результаты экспериментальных измерений теплопроводности стали марки ЭК164- ИД в области высоких температур в диапазоне от комнатной температуры до 1100 К в зависимости от гидростатического давления до 400 МПа. Измерения до 1100 К выполнялись абсолютным компенсационным методом в стационарном тепловом поле на опытной установке, измерения при гидростатическом давлении до 400 МПа выполнялись абсолютным компенсационным методом на установке.

Ключевые слова: теплопроводность, давление, температура, методика измерений теплопроводности под давлением.

The results of experimental measurements of thermal conductivity ID EK164- steel at high temperatures ranging from room temperature to 1100 K depending on the hydrostatic pressure of up to 400 MPa. The measurements were carried out up to 1100 K absolute compensation method in a stationary thermal field in the pilot plant, the measurements under hydrostatic pressure up to 400 MPa absolute compensation method performed at the facility.

Keywords: thermal conductivity, pressure, temperatures, methods under high pressure izmerny

В настоящее время в промышленности и различных технологических установках возникает необходимость применения химически стойких сталей, позволяющих применять их в условиях высоких температур и давлений.

В данной работе представлены результаты экспериментальных измерений теплопроводности стали марки ЭК164-ИД, основными легирующими компонентами которого были следующие химические элементы (в масс. %) : Al – 0.60; Ti – 0.27; Cr – 16.34; Mn – 1.65; Ni – 19.45; Mo – 2.30. Новая нержавеющая сталь марки ЭК164 – ИД аустенитного класса для чехлов ТВЭЛов и оболочек тепловыделяющих сборок ядерных реакторов на быстрых нейтронах типа БН – 600 и работающих в зоне повышенных и радиационных зон, была разработана во Всероссийском научно – исследовательском институте неорганических материалов им. А.А. Бочвара.

Экспериментальные измерения теплопроводности стали ЭК164 – ИД в диапазоне от 300 до 1100 К проводились абсолютным компенсационным методом в стационарном режиме на опытной установке [1]. Образцы стали представляли собой цилиндры диаметром 20 мм. и высотой 20 мм. Перепад температур на образце контролировался двумя хромель-алюмелевыми термопарами. Погрешность измерений составляла 3 – 5%. Результаты измерений представлены на рис.1.

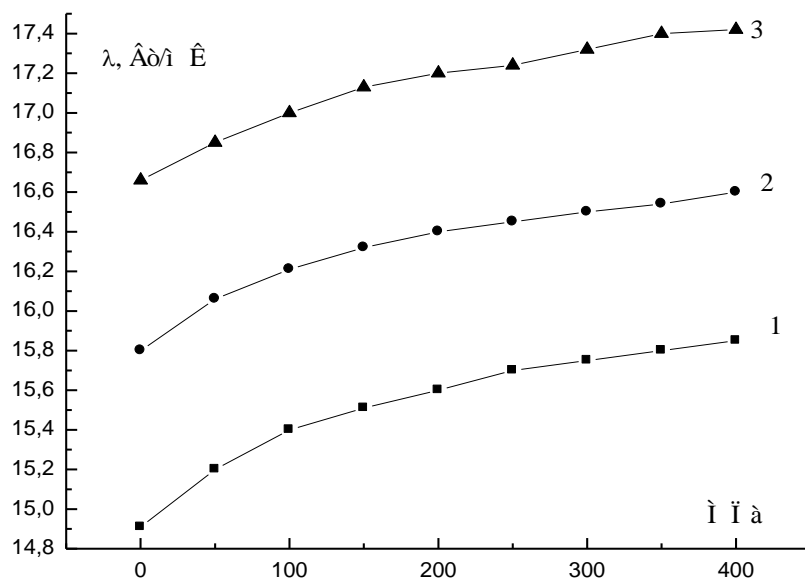


Рис.1. Зависимость теплопроводности стали ЭК164 – ИД от давления: 1. $T=300\text{К}$; 2. $T=400\text{К}$; 3. $T=500\text{К}$.

Экспериментальные измерения теплопроводности стали ЭК164 – ИД в условиях гидростатического давления до 400 МПа в области температур 300 – 523 К проводились абсолютным компенсационным методом в стационарном тепловом режиме на установке [2,3], где средой передающей давление использовался газ аргон. Высокое давление в камере высокого давления создавалось компрессором высокого газового давления (Польской фирмы Unipress).

Стационарные методы наиболее разработаны благодаря их относительной простоте. Поэтому для экспериментального исследования теплопроводности горных пород в условиях гидростатического давления до 400 МПа был применен один из вариантов плоского стационарного [2,3]. Схема установки представлена на рис.2 и 3. Между двумя образцами (1 и 2) исследуемого материала, имеющими одинаковые диаметры 12÷15 мм (соотношение высоты к диаметру 1:5) помещается градиентный нагреватель (3), состоящий из двух бронзовых дисков с диаметром равным диаметру образцов и высотой 0.5 мм. К центру внутренней поверхности бронзовых дисков припаиваются термопары T_2 и T_3 , между ними укладывается проволочный нагреватель (нихром или константан в шелковой изоляции диаметром 0.1 мм) и заливается эпоксидной смолой ЭД-5. Общая высота нагревателя не превышает 1.2 мм.

Для компенсации тепловых потерь от боковой поверхности градиентного нагревателя (3) предусмотрен компенсационный нагреватель (7), мощность которого контролируется разностью температур Δt . Холодильники (4) и (5), изготовленные из каленной бериллиевой бронзы, имеют хороший тепловой контакт с корпусом камеры высокого давления.

Разность температур на образцах и температура внутри камеры измеряются медь-константановыми термопарами T_1, T_2, T_3, T_4 (диаметром 0.15 мм в шелковой изоляции, которые вставляются в отверстия на холодильниках и корпусе нагревателя на расстоянии 0.2 – 0.3 мм от торцов образца. Отверстия закрываются пробками из эпоксидной смолы для предотвращения возможного влияния давления на показания термопар.

С целью улучшения теплового контакта торцевые поверхности образцов, холодильников и градиентного нагревателя тщательно отшлифовываются и прижимаются друг к другу пружинным сильфоном с отверстиями для жидкости. В качестве среды передающей давление использовался газ аргон, который накачивался в камеру высокого давления через толстостенные трубки.

Для создания газового давления использовались камера и газовый компрессор высокого давления (TYPE GCA-10) польской фирмы Unipress. Давление измерялось манганиновым манометром и контролировалось на входе стрелочным манометром.

Токовые, потенциметрические и термопарные провода проводились в камеру высокого давления через конусное уплотнение в нижней пробке без разрывов и заливались эпоксидной смолой (рис.1).

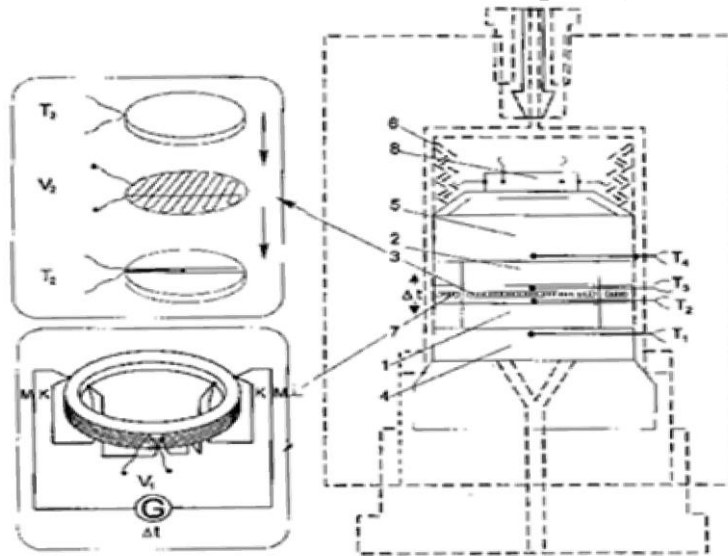


Рис. 2. Прибор для исследования теплопроводности полупроводников и горных пород при высоких давлениях и температурах

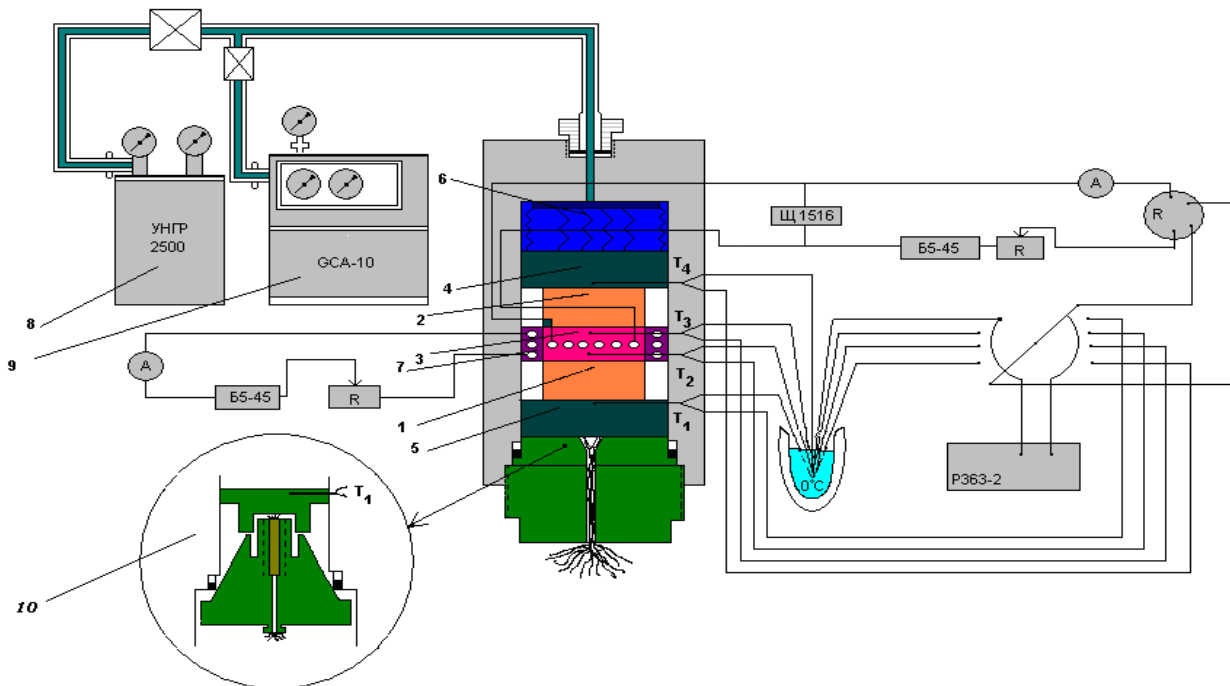


Рис.3. Схема экспериментальной установки для измерения теплопроводности твердых тел при высоких давлениях и температурах

Для уменьшения тепловых потерь от боковой поверхности корпуса градиентного нагревателя (3) с помощью компенсационного нагревателя (7) создавали градиент температуры, близкий к градиенту в образце.

Тепловые потери от боковой поверхности образцов (1) и (2) рассчитывались при данной температуре и давлении по формуле цилиндрического слоя:

$$Q_{\text{пот}} = \lambda_m \Delta T \frac{2\pi}{\ln \frac{d_1}{d_2}} \cdot l,$$

где d_1 и d_2 – наружный диаметр образцов и внутренний диаметр камеры высокого давления; l – высота образцов; λ_m – теплопроводность среды, передающей давление.

Если считать, что весь тепловой поток Q от градиентного нагревателя (3) идет через нижний Q_1 и верхний Q_2 образцы и на тепловые потери $Q_{\text{пот}}$ от боковой поверхности, то

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_{\text{пот}},$$

где $Q_1 = \lambda \frac{S_1}{h_1} \cdot \Delta T_1$; $Q_2 = \lambda \frac{S_2}{h_2} \cdot \Delta T_2$,

(S_1 и S_2 – площадь сечения образцов, h_1 и h_2 – высоты образцов) и можно получить выражение:

$$\lambda = \frac{Q - Q_{\text{пот}}}{\left(\frac{S_1}{h_1} \cdot \Delta T_1 + \frac{S_2}{h_2} \cdot \Delta T_2 \right)},$$

которое является расчетной формулой для вычисления теплопроводности исследуемого вещества.

Список литературы:

1. Магомедов Ю.Б., Гаджиев Г.Г. Прибор для измерения высокотемпературной теплопроводности твёрдых тел и их расплавов. ТВТ. 1990. Т.28.№ 1.С. 185.
2. Эмиров С.Н. Экспериментальные исследования полупроводников и горных пород при высоких давлениях и температурах . Дисс. Д.т.н. М. МЭИ. 1997. 306 с
3. Abdulagatov I.M., Emirov S.N., Gairbekov Kh. A. Ind. Eng. Chem. Res. 41. P. 3586-3593.

УДК 536.2.022+537.311.38+539.21+534.1

ПРОВОДИМОСТЬ РЕШЁТОК НА ОСНОВЕ УНИВЕРСАЛЬНОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПЕРКОЛЯЦИОННОГО КЛАСТЕРА

к.т.н. Колесников Б.П.

Кубанский государственный технологический университет,
350072, г. Краснодар, Московская ул. 2

CONDUCTIVITY GRIDS BASED UNIVERSAL MATHEMATICAL MODELS OF PERCOLATION CLUSTERS

Ph.D. Associate Professor Kolesnikov B.P.

Kuban State University of Technology
350072, Krasnodar, Moscovskaya st., 2

В данной работе на основе положения теории перколяции представлена универсальная математическая модель перколяционного кластера, на базе которой рассчитаны универсальные перколяционные критические вероятности – нижний и верхний порог перколяции, предельная фрактальная вероятность, определяющие диапазоны существования фрактальной и однородных состояний перколяционного кластера и его остова. Выявлен эффект дополнительной перколяции в области кроссовера фрактальной структуры в однородную. Получены универсальные математические зависимости для обобщенной проводимости решёток.

Ключевые слова: фрактальная геометрия, перколяция, перколяционный кластер и его остов, пороги протекания, решеточные модели, задачи узлов и связей, проводимость.

A multipurpose mathematics model of percolation cluster which is based on the statement of percolation theory presented in this work. Multipurpose percolation critical probabilities, i.e. upper and lower percolation thresholds, limited fractal probability, which are determine the ranges of existing of fractal and homogeneous conditions of percolation cluster and its backbone calculated on the based of the statement of percolation theory. The effect of extra percolation in the area of crossover of fractal structure into homogeneous one is identified. Multipurpose mathematics relations for generalized conduction of the lattices are got.

Keywords: fractal geometry, percolation, percolation cluster and its backbone, percolation thresholds, lattice models, problems of units and links, conduction.

Теория перколяции (протекания, просачивания) описывает

обобщенную проводимость (далее проводимость) решёток частиц и пор вблизи перколяционного перехода с помощью показательной функций с универсальным критическим показателем [1, 2]. Однако интерес представляет также поведение проводимости и вдали от перколяционного перехода, где происходит качественное изменение структуры при переходе её от фрактального состояния к однородному, которое, на наш взгляд, не достаточно изучено.

Целью данной работы является разработка универсальной математической модели перколяционного (бесконечного, стягивающего) кластера (ПК) и некоторых его подструктур, в основном его остова (ОПК), в наибольшей мере влияющих на проводимость решёток, а также получение зависимостей для её расчёта во всём диапазоне изменения плотности их заполнения проводящими элементами.

Рассматривались задачи узлов и связей на больших (бесконечных) трёхмерных (3D) регулярных решёточных моделях, представляющих собой различные упаковки монодисперсных шаров (узлов), состав которых характеризуется относительной концентрацией (плотностью) проводящего (первого, индекс 1) и непроводящего (второго, индекс 2) компонентов занимающих случайным образом узел решётки. Контактующие между собой шары каждого из компонентов образуют связанные объекты, характеризуемые координационными числами, которые с увеличением собственной концентрации последовательно трансформируются от конечных кластеров (КК) до ПК, обладающих сначала фрактальной, а затем однородной структурой. С геометрической точки зрения в рассматриваемой модели компоненты равноправны и процессы формирования их собственных ПК и ОПК является зеркально симметричным.

Известно, что в процессах переноса участвует только активная часть проводящего ПК-1 – остов перколяционного кластера ОПК-1, для описания безразмерной проводимости которого, используем выражение [3, 4] в виде

$$\Lambda_0(P_{s1}) = P_{01}(P_{s1})\sqrt{C_{01}(P_{s1})}, \quad (1)$$

где $\Lambda_0(P_{s1}) = \frac{\lambda_0(P_{s1})}{\lambda_k}$ - безразмерная проводимость ОПК-1; P_{s1} - вероятностью

того, что произвольно выбранный узел решётки является проводящим, а вероятность $P_{s2} = (1 - P_{s1})$ - непроводящим (при рассмотрении задачи узлов P_{s1} совпадает с относительной объёмной концентрацией проводящих частиц в решётке); $\lambda_0(P_{s1})$, λ_k - проводимости соответственно ОПК-1 и решётки, полностью состоящей из проводящих шаров; $P_{01}(P_{s1})$ - плотность ОПК-1 (вероятность того, что случайным образом выбранный проводящий

узел принадлежит ОПК-1); $C_{01}(P_{s1})$ - смежность, характеризующая степень контакта частиц проводящего компонента.

Поведение $P_{01}(P_{s1})$ и $C_{01}(P_{s1})$ определяется структурой ОПК-1, которая претерпевает изменения в процессе его формирования в зависимости от изменения вероятности (плотности) P_{s1} . Рассмотрим случай изменения P_{s1} в процессе, в котором плотность первого компонента будет меняться от нуля до единицы. Разделим этот процесс на две области формирования структуры – фрактальную и однородную.

Так как в рассматриваемой модели формирование структур ПК и ОПК компонентов геометрически зеркально симметричны, т. е. происходит по одним закономерностям, рассмотрим общий подход к их формированию. В области существования фрактальной структуры ОПК с учётом масштабной инвариантности (скейлинга) и результатов работы [4], были получены универсальные зависимости для фрактальных частей ПК - $\bar{P}_{0f}(\bar{P}_f)$ (перколяционная вероятность численно равная вероятности принадлежности произвольно выбранного элемента (узла, связи) решётки фрактальной части ПК соответствующего компонента) и ОПК - $\bar{P}_0(\bar{P}_f)$ (перколяционная вероятность численно равная вероятности принадлежности произвольно выбранного элемента решётки фрактальной части ОПК соответствующего компонента), где \bar{P}_f - вероятность того, что произвольно выбранный элемент решётки в области существования фрактальной структуры ОПК принадлежит соответствующему компоненту, а с вероятностью $(1-\bar{P}_f)$ - ему не принадлежит. Также найдены характерные для всех решёток универсальные критические значения \bar{P}_f , определяющих диапазоны существования фрактальных структур ПК и ОПК. Так перколяционная вероятность фрактальной части ПК описывается зависимостью

$$\bar{P}_{0f}(\bar{P}_f) = \left(\frac{\bar{P}_f - \bar{P}_c^\downarrow}{\bar{P}_c^\uparrow - \bar{P}_c^\downarrow} \right)^\beta, \quad (1)$$

где $\bar{P}_c^\downarrow = (1-\beta)d_f/d$ - универсальный нижний порог протекания (НПП), представляющий собой критическую вероятность того, что случайным образом выбранный элемент решётки принадлежит ПК, при которой возникает перколяционный кластер; $\bar{P}_c^\uparrow = d_f/d$ - универсальный верхний порог протекания (ВПП) - критическая вероятность, при которой ПК становится однородным - $\bar{P}_{0f}(\bar{P}_c^\uparrow) = 1$; $\beta = \nu(d-d_f)$ - фрактальный критический показатель ПК, ν - фрактальный критический показатель

корреляционной длины, d_f - фрактальная размерность ПК, $d=3$ - размерность 3D пространства [5]. Выражение (1) справедливо в диапазоне $\bar{P}_c^\downarrow < \bar{P}_f < \bar{P}_c^\uparrow$.

В этом же диапазоне перколяционная вероятность фрактальной части ОПК описывается зависимостью

$$\bar{P}_0(\bar{P}_f) = (\bar{P}_f - \bar{P}_c^\downarrow)^{\beta_b}, \quad (2)$$

где β_b - фрактальный критический показатель ОПК, $\beta_b = \nu(d - d_b) = 1.002 \approx 1.0$

При значениях $\bar{P}_f \geq \bar{P}_c^\uparrow$ свободное развитие структуры ОПК по закону (2) прекращается в связи с переходом структуры ПК к однородному состоянию, и с увеличением \bar{P}_f до предельной фрактальной плотности \bar{P}_d (ПФП) ($\bar{P}_f = \bar{P}_d = 1$) будет происходить изменение (кроссовер) фрактальной размерности ОПК от размерности d_b до размерности 3-х мерного пространства d , когда ОПК станет однородным - $\bar{P}_0(\bar{P}_d) = 1$. Таким образом, в диапазоне $\bar{P}_c^\uparrow < \bar{P}_f \leq \bar{P}_d$ ОПК обладает структурой с переменной фрактальной размерностью, причём значение $\bar{P}_f = \bar{P}_c^\uparrow$ соответствует началу, а $\bar{P}_f = \bar{P}_d$ - окончанию кроссовера.

Характер изменения плотности ОПК в диапазоне $\bar{P}_c^\uparrow < \bar{P}_f \leq \bar{P}_d$ описывается зависимостью

$$\bar{P}_0(\bar{P}_f) = (1 - \beta \bar{P}_c^\uparrow) \left(\frac{\bar{P}_f - \bar{P}_c^\uparrow}{1 - \bar{P}_c^\uparrow} \right)^\rho + \beta \bar{P}_c^\uparrow, \quad (3)$$

где $\rho = (d - d_f) / (d - \beta d_f)$ - полученный в данной работе критический показатель.

Значения \bar{P}_c^\uparrow и \bar{P}_d находили из условия существования фрактальных структур ПК и ОПК, когда характерный масштаб длин $L(\bar{P}_f)$ ПК и ОПК меньше корреляционной длины $\xi(\bar{P}_f)$, так как на масштабах длин $L(\bar{P}_f) \geq \xi(\bar{P}_f)$ структуры ПК и ОПК не являются самоподобными и их структуры становятся однородными [2, 3].

Полученные универсальные критические значения \bar{P}_c^\downarrow и \bar{P}_c^\uparrow определяются универсальными критическими показателями и фрактальными размерностями ПК и ОПК, не зависящими от вида решётки и типа перколяции, а только от размерности пространства задачи и находятся в строгом соотношении между собой:

$$\bar{P}_c^\uparrow = \bar{P}_c^\downarrow (1 - \beta)^{-1}, \quad \bar{P}_d = (\bar{P}_c^\downarrow)^{-1} = [\bar{P}_c^\uparrow (1 - \beta)]^{-1}. \quad (4)$$

В рассматриваемую модель заложена зависимость отражающая вероятность принадлежности произвольно выбранного элемента решётки ко всем контактирующим одноименным элементам, т.е. принадлежащим к фрактальной части ПК и КК (рис.1)

$$\bar{P}_k(\bar{P}_f) = \exp\left(\frac{\bar{P}_f - \bar{P}_c^\uparrow}{\bar{P}_f}\right). \quad (5)$$

Значения НПП и ВПП рассчитывались путём использования одних из известных и достоверных, на наш взгляд, «экспериментальных» (результаты компьютерных расчётов) значений фрактальных критических показателей и размерностей: $\beta = 0.417 \pm 0.003$, $\nu = 0.875 \pm 0.008$, $d_f = 2.54 \pm 0.008$, $d_b = 1.855 \pm 0.015$ [2]. На рис. 1 приведены зависимости $\bar{P}_{0f}(\bar{P}_f)$, $\bar{P}_0(\bar{P}_f)$ и $\bar{P}_k(\bar{P}_f)$ в области существования фрактальной структуры ОПК.

Расчёты для различных регулярных решеток показали, что для задачи связей наблюдается достаточно точное совпадение численных значений d_f и d с координационными числами Z_c^\uparrow и Z_d соответствующих значениям \bar{P}_c^\uparrow и \bar{P}_d (табл. 1). В связи с этим, учитывая, что по определению $Z_c^\downarrow = P_b^\downarrow Z^*$ (Z^* - координационное число решётки) и исходя из соотношений (4), в модели принято

$$Z_c^\uparrow = d_f, Z_d = d, Z_c^\downarrow = d_f(1-\beta), \quad (6)$$

откуда следует, что

$$\bar{P}_c^\downarrow = \frac{Z_c^\downarrow}{d}, \bar{P}_c^\uparrow = \frac{Z_c^\uparrow}{d} = \frac{d_f}{d}, \bar{P}_d = \frac{Z_d}{d} = \frac{d}{d} = 1. \quad (7)$$

На рис. 2 приведены зависимости $\bar{P}_{0f}(Z)$ и $\bar{P}_0(Z)$ в области существования фрактальной структуры ОПК для задачи связей (Z – среднее текущее значение координационного числа), а также известная эмпирическая зависимость перколяционной вероятности $\bar{P}_{0f,ж}(Z)$ (Жданов, 1993) [5], которая достаточно хорошо

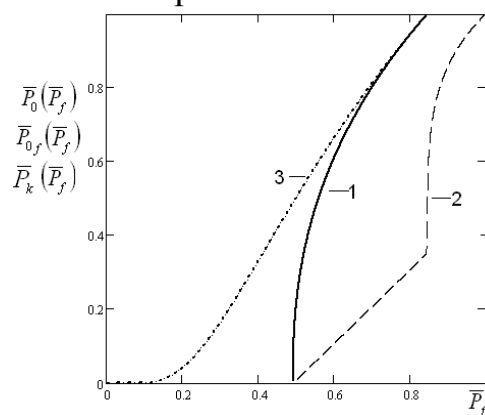


Рис. 1 – Универсальные перколяционные вероятности: 1- $\bar{P}_{0f}(\bar{P}_f)$, 2- $\bar{P}_0(\bar{P}_f)$,
3 - $\bar{P}_k(\bar{P}_f)$

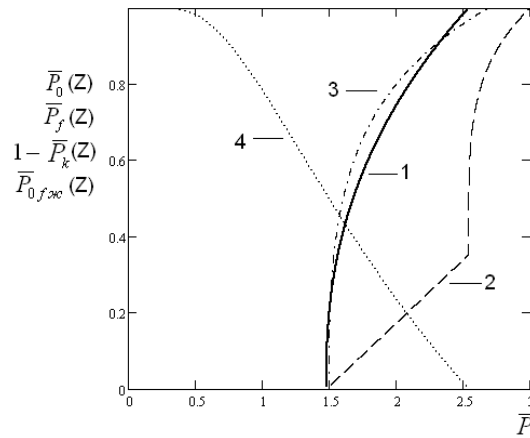


Рис. 2 – Универсальные перколяционные вероятности: 1- $\bar{P}_{0f}(Z)$, 2 - $\bar{P}_0(Z)$,
3 - $1 - \bar{P}_k(Z)$, 4 - $\bar{P}_{0f,жс}(Z)$

согласуется с модельной. Там же показана зависимость вероятности того, что произвольно выбранный узел решётки соответствующего компонента является изолированным $1 - \bar{P}_k(Z)$. Характер зависимостей $\bar{P}_k(\bar{P}_f)$ и $1 - \bar{P}_k(Z)$ показывает, что до значений $\bar{P}_f = \bar{P}_0 \approx 0.125$ ($Z_0 \approx 0.38$) соответствующие элементы решётки являются практически полностью изолированными.

Приведя рассматриваемую фрактальную модель в масштаб реальных решёток, используя соотношения (6) и (7) и учитывая то, что для задачи связи вероятность P_b по определению равна отношению $P_b = Z_b^\downarrow / Z^*$, были рассчитаны значения нижних порогов протекания (НППб) - P_{cb}^\downarrow , верхних порогов протекания (ВППб) - P_{cb}^\uparrow и предельной фрактальной плотности (ПФПб) - P_d различных решёток, а также значения Z_c^\uparrow . Результаты расчётов по предложенным уравнениям (индекс «м») сопоставлены в табл. 1 с некоторыми опубликованными экспериментальными (индекс «э») и расчётными (индекс «р») критическими значениями $P_b^\downarrow, Z_c^\downarrow, Z_c^\uparrow, Z_d$.

Для определения нижних порогов протекания для задачи узлов (НППз) - P_{cs}^\downarrow на основании известных экспериментальных данных приведенных в работе [2], получена аппроксимационная зависимость $P_{cs}^\downarrow(P_{cb}^\downarrow)$, имеющая практически линейный характер в диапазоне $0.1993 \leq P_{cs}^\downarrow \leq 0.4301$ ($P_{cs}^\downarrow = 0.1993$ соответствует гранецентрированной (fcc) решётке, $P_{cs}^\downarrow = 0.4301$ - решётке алмаза), которую запишем в виде

$$P_{cs}^\downarrow = 0.094 + 0.865 P_{cb}^\downarrow . \quad (8)$$

Значения НППs полученные с помощью (8) и соотношения (4) были использованы для расчёта верхних порогов протекания (ВППs) - P_{cs}^{\uparrow} и фрактальной предельной плотности (ПФПs) - P_{ds} для задачи узлов ряда решёток (табл. 2).

Как видно из таблиц сравнение полученных значений критических характеристик решёток с некоторыми известными экспериментальными и расчётными данными [5] показывает их хорошую согласованность. Их значения могут быть откорректированы в случае использования ещё более достоверных экспериментальных данных.

Таблица 1

Критические значения НПП, ВПП, ПФП для задачи связей*

Тип решетки	Z^*	P_b^{\downarrow} (м)	P_b^{\downarrow} (э)	Z_c^{\downarrow} (м)	Z_c^{\downarrow} (э)	Z_c^{\downarrow} [5]	Z_c^{\uparrow} (м)	Z_c^{\uparrow} (э)	Z_c^{\uparrow} [5]	Z_d (м)	Z_d (э)
Алмаза (тетраэдрическая)	4	0.3 70	0.38 9	1.48 1 \pm 0.01 3	1.55 7	1.50 (э) 1.39 (р)	2.5 4 \pm 0.0 08	2.67 0	2.70 (э) 2.85 (р)	3.0	3.03
Кубическая, sc (октаэдрическая)	6	0.2 46	0.24 9		1.49 3			2.56 2			3.05
Объёмно- центрированная, bcc (орторомбическая)	8	0.1 85	0.18 0		1.44 2			2.47 2			2.98
Тетрагональная	1 0	0.1 48	-		1.44 2			-			3.01
Гранецентрированн ая, fcc (ромбоэдрическая)	1 2	0.1 23	0.12 0		1.44 2			2.47 2			3.02

*«Экспериментальные» значения $Z_c^{\downarrow}, Z_c^{\uparrow}, Z_d$ получены путём использования экспериментальных значений P_b^{\downarrow} [2], «модельные» рассчитаны при использовании значения d_f из [2].

Таблица 2

Критические значения НПП, ВПП, ПФП для задачи узлов*

Тип решетки	P_{cs}^{\downarrow} (м)	P_s^{\downarrow} (э)	δ , %	P_s^{\uparrow} (м)	P_s^{\uparrow} (э)	P_{ds} (м)	P_{ds} (э)
Алмаза (тетраэдрическая)	0.4141	0.4301	-3.7	0.7097	0.7376	0.8379	0.8710
Кубическая, sc (октаэдрическая)	0.3068	0.3116	-1.5	0.5244	0.5344	0.6192	0.6310
Объёмно- центрированная, bcc (орторомбическая)	0.2540	0.2459	+3.3	0.4332	0.4217	0.5115	0.4979
Тетрагональная	0.2204	-	-	0.3780	-	0.4463	-

Гранецентрированная, fcc (ромбоэдрическая)	0.2000	0.1993	-0.5	0.3406	0.3418	0.4022	0.4036
---	--------	--------	------	--------	--------	--------	--------

*«Экспериментальные» значения P_s^\uparrow, P_{ds} получены путём применения в расчётах по формуле (8) экспериментальных значений P_b^\downarrow [2], «модельные» - при использовании значения «модельных» P_b^\downarrow , δ - отклонение «модельных» и «экспериментальных» значений P_s^\downarrow .

В области существования однородной структуры ОПК - $P_{db} \leq P_b \leq 1$ ($P_{ds} \leq P_s \leq 1$) выполняется равенство

$$P_0(P_b) = P_b, P_0(P_s) = P_s. \quad (9)$$

Полученные закономерности показывают, что увеличение плотности ОПК при рассмотрении задачи узлов в диапазоне $P_{cs}^\downarrow > P_s \geq 1$ проходит в три этапа: первый - в диапазоне $P_{cs}^\downarrow > P_s > P_{cs}^\uparrow$ по зависимости (2) адаптированной к масштабу решётки, когда структура ОПК имеет фрактальную размерность d_b ; второй - в диапазоне $P_{cs}^\uparrow \geq P_s > P_{ds}$ по зависимости (3) также адаптированной к масштабу решётки в процессе кроссовера ($d_b \rightarrow d$); третий - в диапазоне $P_{ds} \geq P_s \geq 1$ по зависимости (9), когда структура ОПК является однородной ($d_b = d$).

При нахождении зависимости $C_{01}(P_{s1})$, характеризующей изменение степени контакта между проводящими частицами ОПК-1, учитывались симметричность и взаимозависимость формирования структур проводящего и непроводящего компонентов.

Полную смежность C_1 , характеризующую контакты всех частиц входящих в ПК-1 и КК-1 первого компонента, согласно теории физики и статистики пористых тел [6], можно представить, как произведение вероятности встречи частиц первого компонента P_{s1} на мгновенную вероятность сохранения этой встречи z_1 (z_1 - коэффициент консолидации, $0 \leq z_1 \leq 1$) - $C_1 = P_{s1} z_1$. Если ввести параметр y_1 - коэффициент автономности (вероятность потери встречи частиц первого компонента, $0 \leq y_1 \leq 1$), то по закону сложения $z_1 + y_1 = 1$. Так как рассматриваемая система симметрична, то мгновенная вероятность сохранения встречи частиц второго компонента z_2 будет равна вероятности потери встречи частиц первого компонента y_1 , т.е. $z_2 = y_1$. Тогда смежность второго компонента будет равна $C_2 = P_{s2} z_2$. Учитывая, что $z_1 + z_2 = 1$, получим

$$C_1 = P_{s2} \frac{P_{s1} - C_2}{P_{s1}}, \quad C_2 = P_{s1} \frac{P_{s2} - C_1}{P_{s2}} \quad (10)$$

Выражения (10) справедливы для всей области изменения вероятностей P_{si} ($0 \leq P_{si} \leq 1$).

В диапазонах $P_{ds1} \leq P_{s1} \leq 1 - P_{ds2}$ и $P_{ds2} \leq P_{s2} \leq 1 - P_{ds1}$, когда структуры ОПК обоих компонентов являются однородными, в виду симметричности системы из (10) следует

$$C_1(P_{s1}) = C_{01}(P_{s1}) = P_{s1}^2, \quad C_2(P_{s2}) = C_{02}(P_{s2}) = P_{s2}^2. \quad (11)$$

Во фрактальной области $P_{cs}^\downarrow < P_s < P_{cs}^\uparrow$ смежность $C_{01}(P_{s1})$ определяется плотностью ОПК-1 проводящего компонента

$$C_{01}(P_{s1}) = P_{01}^2(P_{s1}). \quad (12)$$

В диапазоне $1 - P_{d2} < P_1 \leq 1$ ($0 < P_2 \leq P_{d2}$) смежность C_{02} ОПК-2 второго компонента определяется вероятностью всех его контактирующих частиц $P_{ks2}(P_{s2})$, которая описывается зависимостью (5), адаптированной к масштабу решётки - $C_{02}(P_{s2}) = P_{ks2}^2(P_{s2})$ и, в этом случае, для смежности ОПК-1 согласно (10) получим

$$C_{01}(P_{s1}) = P_{s1} \frac{P_{s2} - P_{ks2}^2(P_{s2})}{P_{s2}}. \quad (13)$$

При значениях $P_{ks2}(P_{s2}) = 0$, что характерно для изолированных узлов непроводящего компонента, смежность ОПК-1 принимает значение $C_{01}(P_{s1}) = P_{s1}$.

Таким образом, зависимость $C_{01}(P_{s1})$ имеет разный характер в различных диапазонах изменения P_{s1} и смежность C_{01} принимает значения от 0 до P_{s1}^2 в области фрактальной структуры ОПК-1 ($P_{cs1}^\downarrow < P_{s1} < P_{d1}$): $C_{01} = P_{s1}^2$ в области обобщённой однородности ОПК компонентов ($P_d \leq P_{s1} \leq 1 - P_d$), от P_{s1}^2 до P_{s1} в диапазоне кроссовера структур ОПК-2 и КК-2 - ($1 - P_{d2} < P_{s1} \leq 1 - P_0$), и $C_{01} = P_{s1}$ в области структуры с изолированными узлами непроводящего компонента ($1 - P_0 < P_{s1} \leq 1$).

Расчётные значения проводимости $\Lambda_0(P_{s1})$ различных решёток, полученные с помощью выражения (1) при использовании предложенных модельных зависимостей плотности $P_0(P_s)$ и смежности $C_{01}(P_{s1})$ ОПК приведены на рис. 3 и рис. 4.

Сравнительный анализ полученных результатов с расчётами по известным формулам для расчёта проводимости подобных

рассматриваемой модели структур показывает, их хорошую согласованность в определённых диапазонах изменения P_{s1} .

В результате анализа результатов полученных на рассматриваемой модели впервые выявлен эффект «вторичной» (или «дополнительной») перколяции, вызывающий резкое увеличение проводимости в области кроссовера - $P_{cs}^\uparrow < P_{s1} < P_{d1}$. Причём темп её роста превышает темп в области НПП ($P_{cs}^\downarrow < P_{s1} < P_{cs}^\uparrow$). Наличие этого эффекта, на наш взгляд объясняет, например, несовпадение значений координационных чисел соответствующих окончанию кроссовера для ПК - $Z_c^\uparrow = 2.54$ для рассматриваемой модели и $Z_c^\uparrow = 2.85$ для модели [5], в которой этот эффект был не учтён и поэтому Z_c^\uparrow принимает промежуточное значение между $Z_c^\uparrow = d_f = 2.54$ и $Z_d = d = 3.0$.

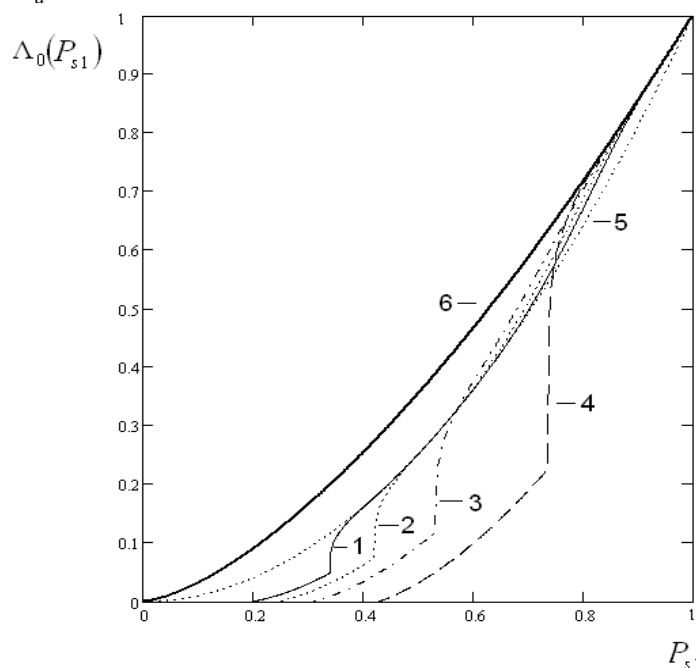


Рис. 3. Зависимость безразмерной проводимости $\Lambda_0(P_{s1})$ для решёток:

1 – гранецентрированная (fcc), 2 – тетрагональная, 3 – объёмно-центрированная (bcc), 3 – кубическая (sc), 4 – алмаза (тетраэдрическая) и 4 - $\Lambda_0(P_{s1}) = P_{s1}^2$ - 4 и 5 - $\Lambda_0(P_{s1}) = P_{s1}^{1.5}$ соответствующих определённым типам структур: в области $P_{cs}^\downarrow < P_{s1} < P_{cs}^\uparrow$ - для фрактальных структур вблизи перколяционного перехода [1,5], в области $P_d \leq P_{s1} \leq 1 - P_d$ - для равноправных однородных систем с взаимопроникающими компонентами $\Lambda_0(P_{s1}) = P_{s1}^2$ [3,7], в области $P_d \leq P_{s1} \leq 1 - P_0$ - для структур с изолированными изометрическими порами $\Lambda_0(P_{s1}) = P_{s1}^{1.5}$ [8]. Зависимости $\Lambda_0(P_{s1}) = P_{s1}^2$ и

$\Lambda_0(P_{s1}) \approx P_{s1}^{1.5}$ являются предельными для существования однородной структуры связанных объектов [6].

В дальнейшем, представляет интерес проведения дополнительных экспериментов (компьютерного моделирования) в области скейлинга для более детального подтверждения выявленного эффекта дополнительной перколяции.

Предложенная модель и полученные расчётные зависимости являются универсальными, позволяют рассчитывать проводимость различных решёток во всём диапазоне изменения плотности проводящего компонента и учитывают при этом происходящие в различных процессах консолидации структурные изменения.

Учитывая масштабную инвариантность фрактальной части ОПК можно рекомендовать предложенный подход и полученные расчётные зависимости для исследования проводимости и ряда других свойств регулярных и нерегулярных решёток.

Список литературы:

1. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука. глав. ред. физ.-мат. лит., 1982. 176 – с.
2. Тарасевич Ю. Ю. Перколяция: теория, приложение, алгоритмы. Учебное пособие. М.: Едиториал УРСС, 2002. 112 – с.
3. Колесников Б.П. Проводимость «предельных» систем. Материалы второй международной научной конференции ГТС – 10. Сборник материалов. – Краснодар: КВВАУЛ, 2010. с.122 – 126.
4. Колесников Б. П. Математическая модель перколяционного кластера.// XXII Международная конференция «Математика. Экономика. Образование». VIII Международным симпозиум «Ряды Фурье и их приложения». Труды. Изд-во Фонд науки и образования, Ростов н/Д, 2015. с. 82 - 86.
5. Лекция № 10. Моделирование ансамблей и решеток частиц и пор. <http://do.gendocs.ru/docs/index-80225.html?page=2>.
6. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. М.: Металлургия, 1972.
7. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л., Энергоатомиздат, 1991. 246 с.
8. Зорин Ф. И., Котосонов А. С. Проводимость пористых тел. – Неорганические материалы, 1977, т. 13, № 8, с. 1535 – 1536.

УДК 536.2.022+537.311.38+539.21+534.1

ПРОВОДИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМ

к.т.н. доцент Колесников Б.П.

Кубанский государственный технологический университет

350072, г. Краснодар, Московская ул., 2

gradient06@mail.ru

CONDUCTIVITY EXTREMELY INHOMOGENEOUS HETEROGENEOUS SYSTEMS

Ph.D. Associate Professor Kolesnikov B.P.

Kuban State University of Technology

350072, Krasnodar, Moscovskaya st., 2

На основе разработанной универсальной математической модели перколяционного кластера и результатов её применения к решёточным задачам рассчитаны нижний и верхний порог перколяции, предельная фрактальная вероятность предельно неоднородных гетерогенных систем. Выявлен эффект дополнительной перколяции. Получены формулы для расчёта обобщенной проводимости.

Ключевые слова: перколяция, перколяционный кластер и его остов, пороги протекания, предельно неоднородные гетерогенные системы, проводимость.

Upper and lower percolation thresholds, limited fractal probability of marginal inhomogeneous heterogeneous systems are calculated on the base of multipurpose developed mathematics model of percolation cluster and the results of its application to the lattice problems. The effect of extra percolation is identified. Formulas for calculation of generalized conduction are got.

Keywords: percolation, percolation cluster and its backbone, percolation thresholds, marginal inhomogeneous heterogeneous systems, conduction.

К предельно неоднородным гетерогенным системам (ПНГС) можно отнести большое число механических смесей, в которых один из компонентов является проводящим, а другой (другие) непроводящим. С точки зрения обобщенной проводимости (далее проводимости), структуру таких объектов можно рассматривать как совокупность взаимопроникающих перколяционных кластеров (ПК) либо как сочетание ПК и конечных кластеров (КК) состоящих из проводящих и непроводящих компонентов. Известно большое число работ [1,2] посвященных

исследованию проводимости подобных объектов основанных на использовании различных моделей, однако, в них не в полной мере учитывается влияние на проводимость топологических характеристик подструктуры ПК – остова перколяционного кластера (ОПК), при изменении его структуры от фрактального до однородного состояния [3].

Настоящая работа посвящена исследованию проводимости ПНГС на основе разработанной универсальной математической модели ПК [4] и результатов её применения для исследования проводимости решёточных моделей. Ограничимся случаем двухкомпонентных ПНГС.

Рассматривалась модель ПНГС состоящая из непроводящей гомогенной среды (компонент с индексом 2) в которую случайным образом вводятся элементы проводящего компонента (с индексом 1) - монодисперсные шары (узлы), занимающие вакантные места в узлах большой виртуальной регулярной решетки с координационным числом Z^* и плотностью упаковки шаров ϑ_1^* . При этом объёмная концентрация (плотность) проводящих элементов ϑ_1 в системе увеличивается, а непроводящей среды $\vartheta_2 = 1 - \vartheta_1$ соответственно уменьшается. После полного заполнения всей решётки проводящими элементами до плотности равной ϑ_1^* , вся система подвергается изостатическому сжатию, при котором происходит пластическая деформация проводящих элементов и дальнейшее вытеснение из системы непроводящей гомогенной среды. Структуру гомогенной среды до момента начала деформации рассматривали как однородную, а в процессе деформации на определённом этапе как фрактальную, для которой применима универсальная модель ПК [4]. В конце процесса сжатия образуется консолидированная структура, состоящая полностью из проводящего компонента. С геометрической точки зрения в рассматриваемой модели компоненты системы неравноправны и процесс формирования ПК проводящего и непроводящего компонентов не является зеркально симметричным в отличие от решёточной модели [4].

Исходя из того, что проводимость ПНГС определяется структурой остова перколяционного кластера проводящего компонента ОПК-1 [3,4], безразмерную проводимость ОПК-1 запишем в виде

$$\Lambda_0(\vartheta_1) = \theta_{01}(\vartheta_1) \sqrt{C_{01}(\vartheta_1)}, \quad (1)$$

где $\Lambda_0(\vartheta_1) = \frac{\lambda_0(\vartheta_1)}{\lambda_k}$ - безразмерная проводимость ОПК-1; ϑ_1 - относительная объёмная концентрация (плотность) проводящих частиц численно равная вероятности того, что произвольно выбранный узел решётки является проводящим (задача узлов); $\lambda_0(\vartheta_1)$, λ_k - соответственно проводимость

ОПК-1 и проводимость решётки полностью состоящей из проводящих шаров; $\theta_{01}(\vartheta_1)$ - плотность ОПК-1 численно равная вероятности того, что случайным образом выбранный проводящий узел принадлежит ОПК-1; $C_{01}(\vartheta_1)$ - смежность (степень контакта).

Используя результаты и выводы, полученные в работах [3,4], рассмотрим процесс формирования ОПК-1 и его топологических характеристик – плотности θ_{01} и степени контакта (смежности) C_{01} во всей области изменения концентрации проводящего компонента ϑ_1 на примере рассматриваемой модели.

Сначала рассмотрим зависимость $\theta_{01}(\vartheta_1)$ в задаче узлов для рассматриваемой модели на основе результатов исследования проводимости решёток [4]. При увеличении концентрации ϑ_1 от нулевого значения, образование ПК-1 и ОПК-1 начинается с момента достижения ею критического значения – нижнего порога протекания $\vartheta_1 = \vartheta_1^\downarrow$ (НПП). Образовавшиеся ПК-1 и ОПК-1 обладают фрактальными структурами с разными фрактальными размерностями соответственно d_f и d_b . При дальнейшем увеличении ϑ_1 зависимости плотностей фрактальных ПК-1 $\theta_{f1}(\vartheta_1)$ и ОПК-1 $\theta_{01}(\vartheta_1)$ описываются показательными функциями соответственно с универсальными критическими показателями β и β_b [5]. В момент достижения ϑ_1 другого критического значения – верхнего порога протекания $\vartheta_1 = \vartheta_{c1}^\uparrow$ (ВПП) структура ПК-1 становится однородной - все проводящие элементы решетки принадлежат ПК-1 и $\theta_{f1}(\vartheta_{c1}^\uparrow) = \vartheta_{c1}^\uparrow$. Дальнейшее увеличение плотности ПК-1 происходит по линейному закону - $\theta_{f1}(\vartheta_1) = \vartheta_1$ вплоть до $\vartheta_1 = 1$. В таком положении структура ОПК-1 не может свободно развиваться и с момента $\vartheta_1 = \vartheta_{c1}^\uparrow$ начинается процесс изменения (кроссовер) его фрактальной размерности от значения d_b до значения фрактальной размерности трёхмерного пространства $d = 3$. Плотность ОПК-1 в этом процессе определяется показательной функцией с критическим показателем ρ [4].

Кроссовер заканчивается при достижении ϑ_1 ещё одного критического значения - предельной фрактальной плотности $\vartheta_1 = \vartheta_{d1}$ (ПФП), при которой структура ОПК-1 становится однородной, т.е. все проводящие элементы решетки принадлежат ОПК-1 и соответственно ПК-1, при этом $\theta_{01}(\vartheta_d) = \vartheta_d$. Дальнейшее увеличение плотностей ПК-1 и ОПК-1 происходят по единому закону - $\theta_{f1}(\vartheta_1) = \theta_{01}(\vartheta_1) = \vartheta_1$ вплоть до $\vartheta_1 = 1$.

Для нахождения критических значений $\vartheta_{c1}^\downarrow$, ϑ_{c1}^\uparrow и ϑ_{d1} воспользуемся полученными в работе [4] критическими значениями вероятностей различных регулярных решёток для задач связей и узлов. По определению нижний порог протекания для задачи узлов равен отношению $P_{cs}^\downarrow = \vartheta_c^\downarrow / \vartheta^*$, а для задачи связей $P_{cb}^\downarrow = Z^\downarrow / Z^*$. Из выражения, полученного путём деления этих отношений, найдём

$$\vartheta_c^\downarrow = \left(\frac{P_{cs}^\downarrow}{P_{cb}^\downarrow} \right) \left(\frac{\vartheta^*}{Z^*} \right) Z^\downarrow. \quad (2)$$

С помощью уравнения (2), используя экспериментальные значения перколяционных вероятностей P_{cs}^\downarrow , P_{cb}^\downarrow и универсальные соотношения между ними - $\bar{P}_c^\uparrow = \bar{P}_c^\downarrow (1-\beta)^{-1}$, $\bar{P}_d = (\bar{P}_c^\downarrow)^{-1} = [\bar{P}_c^\uparrow (1-\beta)]^{-1}$ [4], а также характеристики решёток - ϑ^* , Z^* , произведены расчёты значений ϑ_c^\downarrow , ϑ_c^\uparrow , ϑ_d рассматриваемой модели для некоторых решёток, результаты которых приведены в табл. 1.

Таблица 1

Критические значения НПП, ВПП, ПФП для задачи узлов

Тип решетки	ϑ^*	Z^*	ϑ_c^\downarrow (э)	ϑ_c^\downarrow (м)	ϑ_c^\downarrow [6]	ϑ_c^\uparrow (м)	ϑ_c^\uparrow [6]	ϑ_d		
Алмаза (тетраэдрическая)	0.398	4	0.16 3	0.16 5	0.16 0 (э) 0.17 (р)	0.28 0	0.30 0 (э) 0.28	0.33 0		
Кубическая, sc (октаэдрическая)	0.523 6	6	0.16 2	0.16 1		0.16 0		0.27 8	0.30 0	0.32 8
Объёмно- центрированная, bcc (орторомбическая)	0.604 6	8	0.15 3	0.15 4		0.17		0.26 2	(э)	0.31 0
Тетрагональная	0.698 1	1 0	0.15 2	0.15 4		(р)		0.26 1	6 (э)	0.30 8
Гранецентрированная, fcc (ромбоэдрическая)	0.740 4	1 2	0.15 1	0.14 8				0.25 9		0.30 6
Средние значения			0.15 6	0.15 6						

Как видно из табл. 1, сравнение рассчитанных (м) значений критических характеристик решёток с некоторыми известными экспериментальными (э) данными [1, 6] показывает их хорошую согласованность. Значения ϑ_c^\downarrow находятся в довольно узком диапазоне, отклонение от среднего значения не превышает 5.5%. Поэтому для практических расчётов можно

воспользоваться средним значением ϑ_c^\downarrow , не зависимо от плотности упаковки решётки, либо использовать для конкретных решёток полученное эмпирическое выражение $\vartheta_c^\downarrow = -0.039 + 0.179 \vartheta^*$.

Используя зависимости для расчёта плотности (вероятности) ОПК-1 полученные на решётчатых задачах [4], и переведя их в масштаб рассматриваемой модели, запишем выражение описывающее поведение плотности ОПК-1 во всём диапазоне изменения объёмной концентрации ϑ_1

$$\theta_{01}(\vartheta_1) = (\vartheta_1 - \vartheta_{c1}^\uparrow) H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \left\{ (\vartheta_{d1} - \beta \vartheta_{c1}^\uparrow) \left(\frac{\vartheta_1 - \vartheta_{c1}^\uparrow}{\vartheta_{d1} - \vartheta_{c1}^\uparrow} \right)^\rho + \beta \vartheta_{c1}^\uparrow \right\} H_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \vartheta_1 H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ – единичная функция, $H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0$ при $\vartheta_1 \leq \vartheta_{c1}^\downarrow$ и $\vartheta_1 > \vartheta_{c1}^\uparrow$, $H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1$ при

$\vartheta_{c1}^\downarrow < \vartheta_1 \leq \vartheta_{c1}^\uparrow$; $H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ – единичная функция, $H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 0$ при $\vartheta_1 < \vartheta_{c1}^\downarrow$ и $\vartheta_1 > \vartheta_{d1}$,

$H \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} = 1$ при $\vartheta_{c1}^\uparrow \leq \vartheta_1 \leq \vartheta_{d1}$; $H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}$ – единичная функция, $H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = 0$ при $\vartheta_1 \leq \vartheta_{d1}$

, $H_2 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = 1$ при $\vartheta_1 > \vartheta_{d1}$; $\rho = (d - d_f)(d - \beta d_f)^{-1}$ – универсальный критический показатель [4].

При нахождении зависимости $C_{01}(\vartheta_1)$, характеризующей изменение степени контакта между частицами ОПК, учитывалась несимметричность формирования структур проводящего и непроводящего компонентов.

Представим структуру ПНГС как систему из двух взаимопроникающих и взаимозависящих виртуальных решёток, которые в определённых диапазонах изменения собственной объёмной концентрации компонентов могут иметь фрактальную или однородную структуру. Будем считать, что при полном заполнении соответствующей решётки проводящими элементами (при $\vartheta_1 = \vartheta^* = \vartheta_1^*$), когда структура ОПК-1 является однородной, решётка второго компонента также полностью заполнена и ОПК-2 обладает однородной структурой. В этом случае значение $\vartheta_2 = 1 - \vartheta_1^* = \vartheta_2^*$ соответствует плотности полной упаковки виртуальной решётки второго компонента элементами непроводящей среды, а масштабная инвариантность решёток позволяет использовать

полученные зависимости для описания поведения остова перколяционного кластера ОПК-2 второго компонента при замене в них индекса.

Учитывая взаимозависимость формирования структур компонентов и, адаптируя в масштабе рассматриваемой модели зависимость, полученную для регулярных решёток [4], запишем выражения описывающее поведение смежности проводящего компонента во всём диапазоне изменения плотности ϑ_1

$$C_{01}(\vartheta_1) = \theta_{01}^2(\vartheta_1) G_1 \binom{1}{0} + \left[\vartheta_2 \frac{\vartheta_1 - \theta_{k2}^2(\vartheta_2)}{\vartheta_1} \right] G_2 \binom{0}{1}, \quad (4)$$

где $G_1 \binom{1}{0}$ – единичная функция, $G_1 \binom{1}{0} = 1$ при $\vartheta_1 \leq 1 - \vartheta_{d2}$, $G_1 \binom{1}{0} = 0$ при $\vartheta_1 > 1 - \vartheta_{d2}$; $G_2 \binom{0}{1} = 0$ при $\vartheta_1 < 1 - \vartheta_{d2}$; $G_2 \binom{0}{1} = 1$ при $\vartheta_1 > 1 - \vartheta_{d2}$; $\theta_{k2}(\vartheta_2)$ – функция, характеризующая объёмную концентрацию всех контактирующих между собой элементов (в данном случае второго компонента) в диапазоне существования фрактальной структуры ПК-2, принадлежащих и ПК-2 и КК-2:

$$\theta_{k2}(\vartheta_2) = \vartheta \exp\left(\frac{\vartheta_2 - \vartheta_d}{\vartheta_2}\right).$$

Первый член выражения (4) описывает характер изменения степени контакта C_{01} фрактальной и однородной части ОПК-1 в диапазоне $\vartheta_1^\downarrow < \vartheta_1 \leq 1 - \vartheta_{d2}$, который полностью определяется его плотностью. Второй член выражения (4) отражает влияние на увеличение C_{01} фрактальной части ОПК-2 при его трансформации в КК и, в конечном счёте, до практически полной изоляции элементов второго компонента при значении $\vartheta_2 = \vartheta_0 \approx 0.068$, которое соответствует значению $\vartheta_1 \approx 0.93$, характерному для структур с изолированными включениями (порами).

В связи с тем, что значения НПП ϑ_1^\downarrow для различных решёток близки друг к другу, то и зависимости проводимости отличаются незначительно. Поэтому в качестве примера на рис. 1 приведена, полученная по формуле (1) с применением выражений (3) и (4) зависимость проводимости рассматриваемой модели ПНГС при использовании в ней решётки с плотностью упаковки $\vartheta^* = 0.63$, характерной для случайных устойчивых решеток. В расчётах использовались значения критических показателей $\beta = 0.417$, $\beta_k = 1.002$ и фрактальной размерности $d_f = 2.54$ [5].

Сравнительный анализ полученных результатов с расчётами по известным апробированным на некоторых типах ПНГС формулам [1, 7]

(рис. 1) показывают их хорошую согласованность в определённых диапазонах изменения плотности проводящего компонента.

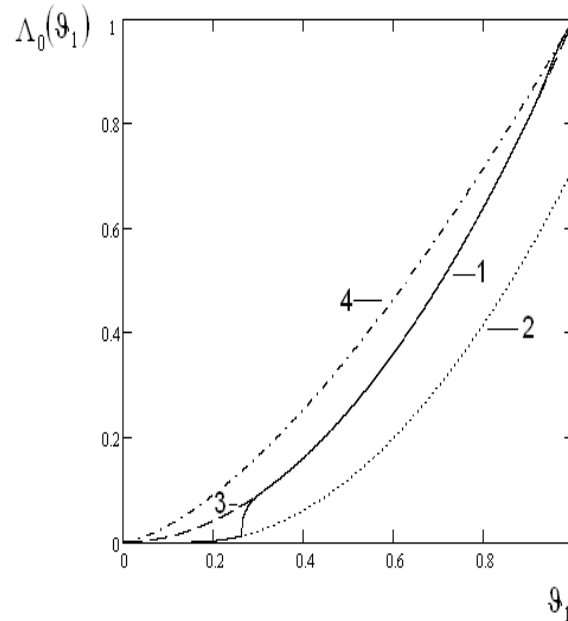


Рис. 1 – Зависимость безразмерной проводимости $\Lambda_0(\vartheta_1)$ рассчитанной: 1- по зависимостям рассматриваемой модели ($\vartheta^* = 0.63$), 2 - по формуле $\Lambda_0(\vartheta_1) = (\vartheta_1 - \vartheta_{c1}^\downarrow)^t$, 3 – по формуле $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^2$, 4 – по формуле $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^{1.5}$

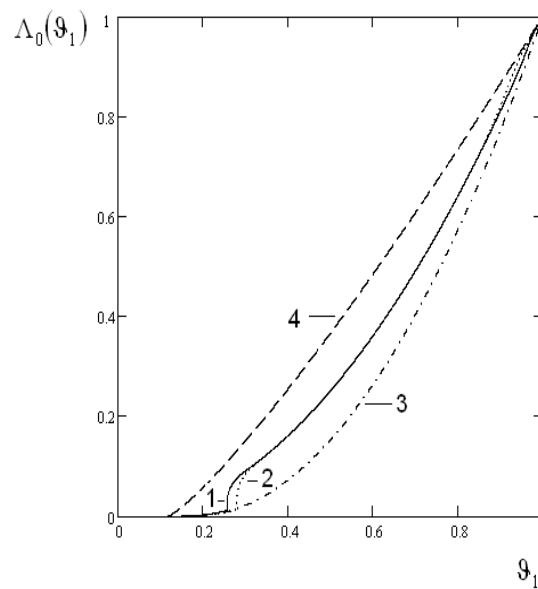


Рис. 2 – Зависимость безразмерной проводимости $\Lambda_0(\vartheta_1)$ рассчитанной: 1 и 2 - по зависимостям рассматриваемой модели соответственно при $\vartheta^* = 0.63$ и $\vartheta^* = 0.63$, 3 и 4 – по формуле $\Lambda_0(\vartheta_1) = (\vartheta_1 - \vartheta_1^\downarrow)^k / (1 - \vartheta_c^\downarrow)^k$ соответственно при $\vartheta_1^\downarrow = 0.12$, $k = 1.2$ и $\vartheta_1^\downarrow = 0.18$ и $k = 2$ [1]

Так в области $\vartheta_{c1}^{\downarrow} < \vartheta_1 < \vartheta_{c1}^{\uparrow}$ формула (1) принимает вид $\Lambda_0(\vartheta_1) = (\vartheta_1 - \vartheta_{c1}^{\downarrow})^t$, совпадающей с известной зависимостью, описывающей проводимость вблизи перколяционного перехода [] ($t = 2\beta_k = 2\nu(d - d_b) = 2.00$) [6, 8]; в области $\vartheta_{d1} \leq \vartheta_1 \leq 1 - \vartheta_{d2}$ формула (1) принимает вид $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^2$, характерный для однородных систем с взаимопроникающими компонентами [1,7,9], в диапазоне $1 - \vartheta_0 < \vartheta_1 \leq 1$ она трансформируется в выражение $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^{1.5}$, применяемое для расчёта проводимости пористых тел с изолированными изометрическими порами [7, 10].

Предложенный подход и полученные зависимости проявляют свой универсальный характер в описании проводимости ПНГС во всей области изменения объёмной концентрации проводящего компонента, в том числе и в диапазонах, в которых происходит переход структуры ПНГС от одного типа к другому. Так в диапазоне $1 - \vartheta_{d2} \leq \vartheta_1 \leq 1 - \vartheta_0$ полученная зависимость описывает изменение проводимости при переходе от одной предельной проводимости $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^2$ к другой предельной проводимости $\Lambda_0(\vartheta_1) = \vartheta_1^{1.5}$, характерных для однородных структур [8]. В процессе кроссовера, соответствующему диапазону $\vartheta_{c1}^{\uparrow} < \vartheta_1 < \vartheta_{d1}$, выявлен эффект «вторичной» (или «дополнительной») перколяции, при котором происходит резкое увеличение проводимости [4], которое также описывает предложенная зависимость с найденным универсальным критическим показателем ρ . Данный эффект для рассматриваемой модели проявляется в меньшей степени чем на решётчатых моделях [4]. Существование этого эффекта косвенно подтверждается значительным разбросом значений проводимости полученных на моделях, в которых этот эффект не был учтен. В качестве такого примера на рис. 2 показаны зависимости относительной проводимости ПНГС рассчитанные по известной формуле $\Lambda_0(\vartheta_1) = (\vartheta_1 - \vartheta_c^{\downarrow})^k / (1 - \vartheta_c^{\downarrow})^k$ [1]. Видно, что они охватывают довольно широкую область неопределённости, а предложенная зависимость находится в её центральной части.

Предложенная модель ПНГС может быть использована и для противоположного случая, когда гомогенная среда будет проводящей. Масштабная инвариантность фрактальной части ОПК позволяет, на наш взгляд, использовать предложенный подход и для предельно неоднородных макроскопических и микроскопических неупорядоченных сред.

Список литературы:

1. Дульнев Г.Н., Новиков В.В. Процессы переноса в неоднородных средах. Л., Энергоатомиздат, 1991. 246 с.

2. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. Л., «Энергия, 1974. 264 с.

3. Колесников Б. П. Математическая модель перколяционного кластера.// XXII Международная конференция «Математика. Экономика. Образование». VIII Международной симпозиум «Ряды Фурье и их приложения». Труды. Изд-во Фонд науки и образования, Ростов н/Д, 2015. с. 82 - 86.

4. Колесников Б.П. Проводимость решёток на основе универсальной математической модели перколяционного кластера. Международная научно-техническая конференция «современные методы и средства исследования теплофизических свойств веществ» 20 – 22 мая 2015г.: Сборник трудов. – Спбю: НИУ ТТМО; ИХ и БТ, 2015. (опубликована в настоящем сборнике трудов).

5. Тарасевич Ю. Ю. Перколяция: теория, приложение, алгоритмы. Учебное пособие. М.: Едиториал УРСС, 2002. 112 – с.

6. Лекция № 10. Моделирование ансамблей и решеток частиц и пор. <http://do.gendocs.ru/docs/index-80225.html?page=2>.

7. Бальшин М. Ю. Научные основы порошковой металлургии и металлургии волокна. М.: Металлургия, 1972.

8. Эфрос А. Л. Физика и геометрия беспорядка. М.: Наука. глав. ред. физ.-мат. лит., 1982. 176 – с.

9. Колесников Б.П. Проводимость «предельных» систем. Материалы второй международной научной конференции ТТС – 10. Сборник материалов. – Краснодар: КВВАУЛ, 2010. с.122 – 126.

10. Зорин Ф. И., Котосонов А. С. Проводимость пористых тел. – Неорганические материалы, 1977, т. 13, № 8, с. 1535 – 1536.

ВЛИЯНИЕ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР НА ТВЕРДОСТЬ КОМПОЗИЦИОННЫХ АЛМАЗОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ

Хайдаров К., м.н.с. Арыков А.К.¹

Институт физико-технических проблем и материаловедения им. академика Ж.Жеенбаева НАН КР

Кыргызская Республика г. Бишкек, Проспект Чуй, 265-а

¹aarstanbek.ca@gmail.com

INFLUENCE LOW AND HIGH TEMPERATURE HARDNESS OF COMPOSITE DIAMOND-CONTAINING MATERIALS

Khaydarov K., junior researcher Arykov A.K.

Institute of Physical and Technical Problems and Materials. academician Zh.Zheenbaeva

The Kyrgyz Republic, Bishkek, Chui, 265-a

Приведены результаты исследования измерений микро- и макротвердости опытных образцов композиционных алмазосодержащих материалов до и после обработки жидким азотом. Обнаружено повышение микротвердости образцов композиционных алмазосодержащих материалов после обработке жидким азотом в $1,6 \div 2,0$ раза, а после отжига на высокочастотном генераторе увеличения микротвердости достигаются до $1,2 \div 1,4$ раза по сравнению с исходных образцов.

Ключевые слова: композиционные материалы, твердость, термообработка.

The results of the study measurements of micro- and macro hardness prototypes diamond composite materials before and after treatment with liquid nitrogen. Found increased micro hardness of composite materials after diamond processing liquid nitrogen in $1,6 \div 2,0$ times, and after annealing at high frequency generator to increase the micro hardness reaches up to $1,2 \div 1,4$ times in comparison with the initial samples.

Keywords: composite materials, hardness, heat treatment.

Исследование и получение композиционных алмазосодержащих материалов инструментального назначения (КАМИН) на основе синтетических алмазов в последнее время широко приобретает свою актуальность в связи с их широким применением в промышленности.

В порядке возрастания твердости обрабатываемые алмазными режущими изделиями материалы располагают следующим образом: песчаник, строительные блоки, асфальт, штукатурка и свежий бетон, бетонная стяжка, армированные ЖБИ, плитка и черепица, кварцит и гранит, керамические изделия. Крепкие породы, наряду с трудностью их

обработки, образуют при резании алмазным инструментом мелкий шлам, а износ инструмента достигает максимальных значений. Для их эффективного разрушения требуется приложение повышенных нагрузок на инструмент, с тем, чтобы происходило внедрение каждого алмазного зерна в породу.

Однако, увеличение нагрузки вызывает преждевременное разрушение и выпадение алмазных зёрен из связки, что приводит соответственно к повышенному расходу инструмента. Это ставит перед исследователями-создателями задачу по улучшению эксплуатационных характеристик, в частности износостойкости КАМИН.

Одним из способов повышения износостойкости алмазных инструментов является термическая криогенная обработка [1]. Влияние обработки жидким азотом на технико-экономические показатели работы алмазного породоразрушающего инструмента впервые было исследовано в работе [2], где отмечено, что ресурс обработанных буровых коронок существенно увеличивается.

Криогенная обработка - это способ термической обработки, который реализуется путем погружения инструментов в среду жидкости с низкой температурой и выдержкой в ней. Из сжижаемых негорючих газов, подходящих для использования при криогенной обработке, явные преимущества у азота, поскольку точка его кипения -196°C (у двуокиси углерода -44°C). Азот стремится к испарению (в то время как двуокись углерода образует сухой лед), при котором поднимается вверх, поскольку он легче воздуха (двуокись углерода тяжелее). Кроме того, азот дешевле двуокиси углерода. Самой доступной и дешевой жидкостью с низкой отрицательной температурой является жидкий азот. Он находит широкое применение в криогенных технологиях, в том числе и для упрочнения инструмента.

Механическую криогенную обработку можно рассматривать в качестве одной из возможных альтернатив применению охлаждающих жидкостей при резании. Термическая криогенная обработка является достаточно популярным способом повышения износостойкости инструментов. Во многих случаях экономическая эффективность криогенной обработки остается под вопросом, но ее экологическая ценность несомненна.

Нами ранее было обнаружено увеличение прочности поликристаллов синтетического алмаза после обработки жидким азотом [3]. В работе [4] впервые проведено изучение влияния низкотемпературной обработки на микротвердость опытных образцов алмазных сегментов.

Создание КАМИН на металлической связке. Нами для сегмента, используемого в качестве режущего элемента, разработан ряд связки на

основе порошков Fe, Ni, Cu, Sn с добавлением ВК, SiC, Si, Ti для резки высокопрочных горных пород.

Опытные КАМИН имели трапециадальную форму в поперечном сечении, их изготовление на металлокерамических связках осуществлялось способом, модернизированным нами и приведенном в работе [5]. Созданный композиционный послойноупрочненный алмазосодержащий инструмент, позволяет улучшить технико-экономические показатели процесса распиловки природного камня, используемого в строительной индустрии.

Схематическое изображение КАМИН трапециадального сечения при резке природного камня показано на рис.1

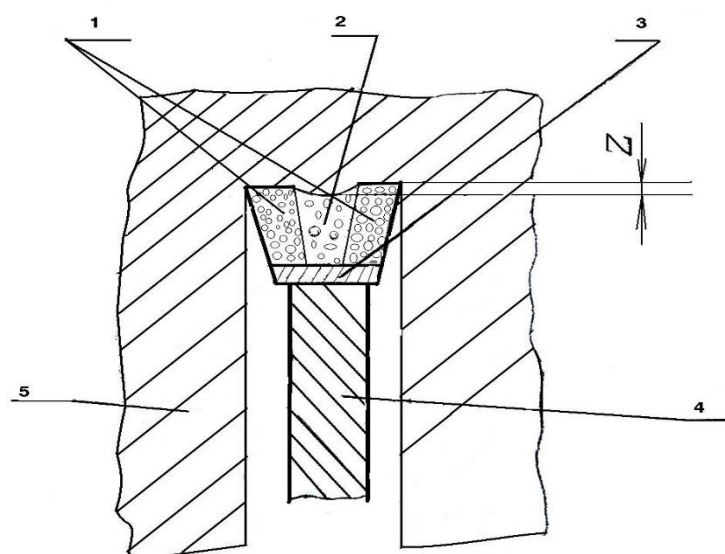


Рис.1. Схематическое изображение процесса реза природного камня послойноупрочненным алмазным инструментом трапециадальной формы. 1-АС1 слой повышенной твёрдости, 2-АС2 слой нормальной твёрдости, 3-безалмазный слой, 4- корпус алмазной пилы, 5-обрабатываемый материал. Величина Z - составляет $0,3 \pm 1,0$ мм

При использовании алмазосодержащих элементов трапециадальной формы для резания камня снижается энергоёмкость процесса резания за счет бесполезного трения всей площадью боковой поверхности алмазного и безалмазного слоев алмазного инструмента об обрабатываемый материал. Боковой износ инструмента приводит, как правило, к трению корпуса пилы об обрабатываемый материал, уводу пилы при больших скоростях резания и преждевременному снятию с производства, при этом доля неиспользованного алмазосодержащего слоя инструмента достигает до 30% от его общего объёма, в результате чего резко снижается эффективность использования КАМИН.

Все дисковые сегменты можно разделить на группы: по диаметру диска, связке и форме. В табл. 1 показано марка алмаза, зернистость, диаметр диска и размеры изготовленных нами опытных алмазных сегментов для резки природного камня.

Таблица 1
Типоразмеры исследованных алмазных сегментов для резки природного камня

Наименование сегмента	Марка алмаза	Зернистость, мм	Диаметр диска, мм	Размеры сегментов, мм		
				Длина	Толщ.	Высота
Сег. изогнутые при $R_{изг}=175\text{мм}$	АС80-АС100	630/500-250/200	300-350	40	4,2	7
Сегменты прямоугольные			1000-1100	24	7,5/6,5	7

Рабочей средой для криогенной обработки алмазных сегментов выбран жидкий технический азот по ГОСТ 92193-74 – бесцветная жидкость с температурой кипения 77,4 К при атмосферном давлении и плотностью 808 кг/см³ с содержанием кислорода не более 3%. Необходимо отметить, что при испарении жидкого азота содержание кислорода в нем постоянно увеличивается, так как кислород испаряется при температуре 90,15 К.

Результаты экспериментов и их обсуждение. В качестве критерия механической прочности использовалась твердость и микротвердость образцов, изготовленных по режиму, приведенному в работе[6].

Нами были разработаны металлокерамические связки для КАМИН, предназначенных для скоростной распиловки твердых пород природного камня. В качестве упрочняющего дополнительного ингредиента содержит микропорошки твердого сплава марки ВК8. Состав и расчетная плотность(γ_p) металлокерамической связки КАМИН показаны в табл. 2.

Таблица 2

Состав связок алмазного слоя трапециевидного сегмента, размерами 24x7,5/6,5x7(6+1) мм, в масс.%, и расчетная плотность γ_p , г/см³

Состав связки	Fe	Ni	Cu	Sn	ВК8	γ_p , г/см ³
АС1	51-75	9-16	6-10	0,5-3	6,5-15	7,5-9,2
АС2	40-69	6-10	17-28	4-8	6-15	7,7-9,5

Проведенные лабораторные испытания сегментов данного вида связки дают стабильные результаты, а именно: они хорошо спекаются и прессуются, а при термообработке получается однородная структура.

Макро - и микротвердость разработанных КАМИН. С помощью метода микротвердости исследуются механические свойства тонких поверхностных слоев, дается оценка измерению этих свойств при различной обработке поверхности. Измерения микротвердости и твердости связок осуществлялись по стандартным методикам, соответственно, на приборе ПМТ-3 и ТП-Р7-1. При испытании на микротвердость получаем характеристику материала в его микрообъеме. При помощи прибора для испытания на микротвёрдость можно определять число твёрдости для таких малых объёмов материалов, точный состав которых современными способами иногда затруднительно определить.

Результаты измерений микро- и макротвердости образцов КАМИН на связке АС1 и АС2 трапециадальных сегментов размерами 24x7,5/6,5x7(6+1) мм представлены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты измерений микро - и макротвердости связки КАМИН

Наименование образца	Микротвердость		Твердость
	кг/мм ²	ГПа	HRC
Ср.значен. АС1	328,11±19,06	3,22± 0,18	29,97± 2,21
Ср.значен. АС2	287,41±16,91	2,82± 0,3	26,75± 1,75

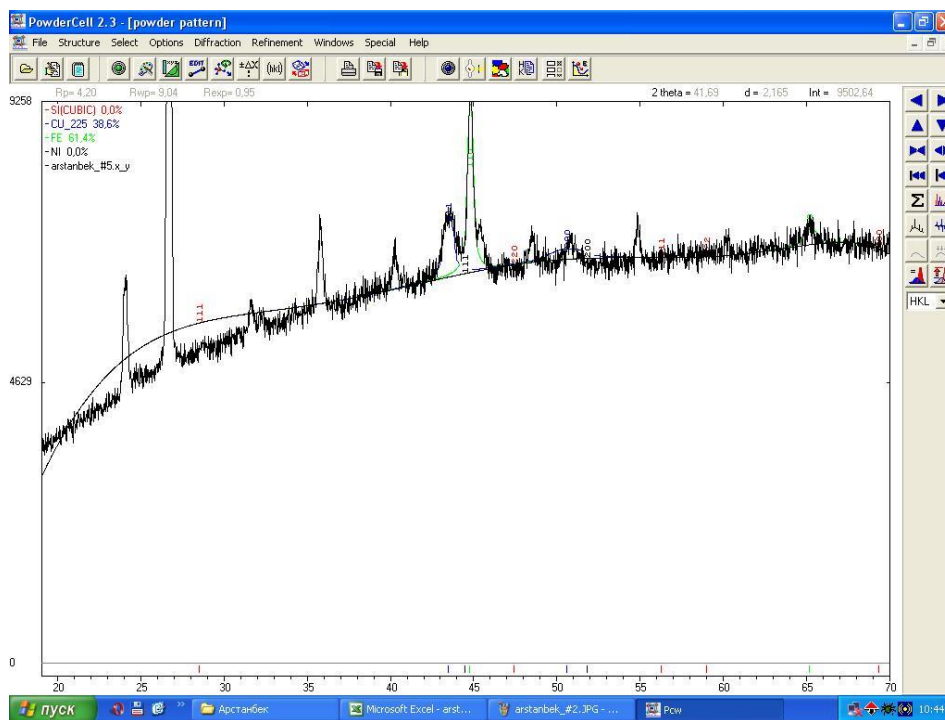
Эксперименты по изучению структурных характеристик разрабатываемых КАМИН приводятся некоторые результаты рентгеноструктурных исследований с использованием программы PowderCell [7]. Для рентгеновского излучения использовали медную (Cu) рентгеновскую трубку БСВ28.

Результаты сопоставления экспериментальных рентгенограмм и их расчетов по программе PowderCell для опытных образцов КАМИН в следующих вариантах АС1, АС2 показаны на рис.2 и в табл.4.

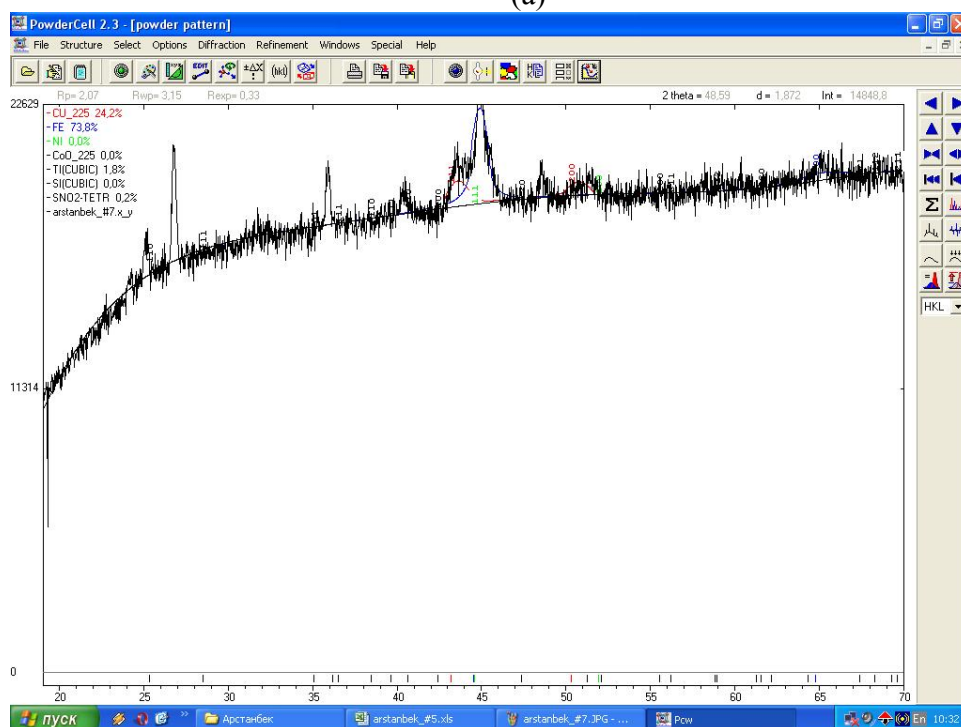
Таблица 4

Исходный состав, результаты рентгеноструктурного анализа опытных образцов КАМИН, размеры сегментов 24x7,5/6,5x7(6+1)мм

Варианты	Исходный состав связки, масс.%	Основной элементный состав связки, определенный по программе PowderCell, ат.%
АС1	Fe-68; Ni-12; Cu-8,8; ВК8-10; Sn-1,2.	Fe-73,8; Cu-24,2; Ti(CUBIC)-1.8; SNO2-TETR- 0.2; Ni-0; Co ₂ W-0; SiO ₂ -0; .
АС2	Fe-51; Ni-9; Cu-24; ВК8-10; Sn-6.	Fe-61.42; Cu-38.6; Ni-0; Co ₂ W-0; SiO ₂ -0;



(a)



(б)

Рис.2. Рентгенограмм образцов АС1и АС2, соответственно (а) и (б)

Высоко - и низкотемпературная обработка КАМИН. Низкотемпературная обработка КАМИН осуществлялось путем погружения алмазных сегментов в жидкий азот, а после обработки опытные сегменты, подвергались высокотемпературному воздействию на

высокочастотном генераторе ВЧГ-1-25/0,44-УЧ. Сила тока – 45А, мощность 25 кВт и частота – 0,44 МГц. Время выдержки алмазных сегментов в жидком азоте равнялось 20 минутам, а на ВЧГ – 1 минуте.

Испытывались сегменты разного состава без алмазных зерен, сегменты с алмазными зернами, обработанные при низкой температуре жидким азотом (ЖА) и высокой температуре на высокочастотном генераторе (ВЧГ).

Результаты измерений микротвердости алмазных сегментов до и после обработки жидким азотом и после воздействия ВЧГ на примере образцов АС1 и АС2 трапециадальных сегментов размерами 24x7,5/6,5x7(6+1) мм представлены на рис. 3

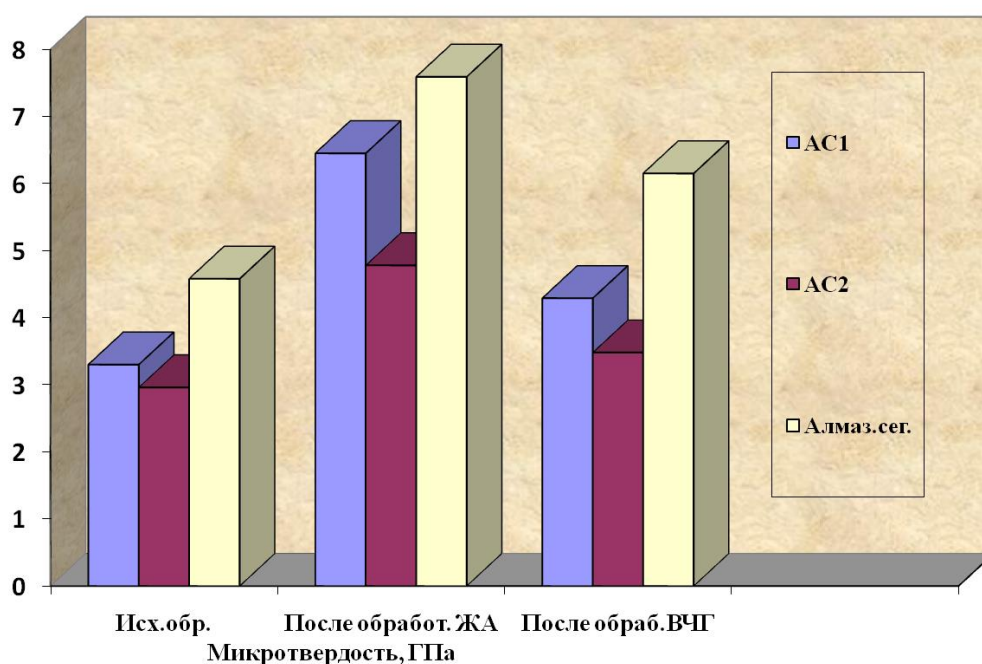


Рис.3. Микро - и макротвердости алмазных сегментов до и после обработки жидким азотом и после воздействия ВЧГ на примере образцов АС1 и АС2 трапециадальных сегментов.

Из диаграммы видно, что после обработки ЖА повышается микротвердость и твердость алмазных сегментов, при этом не исключены увеличения механических напряжений, хрупкости, появления трещин и разрывов. С целью уменьшения этих нежелательных явлений проводился отжиг алмазных сегментов на ВЧГ после обработки ЖА. Отжиг снимает механические напряжения, повышает пластичность всего объема алмазных сегментов, устраняет трещины и разрывы, что позволяет перевести алмазных сегментов после обработки ЖА в равновесное состояние. За счет этих процессов в композиционных алмазосодержащих материалах, наряду с упрочнением матрицы, повышаются адгезионные свойства зерен алмазов

и материала матрицы, что сопровождается улучшением их взаимного сцепления. Металлическая связка надежнее удерживает алмазные зерна в процессе распиловки природных камней, что приводит к увеличению работоспособного периода алмазных зерен, а следовательно, и ресурса алмазных сегментов в целом.

Выводы

По результатам проведенных работ по части исследование опытных образцов КАМИН можно сделать следующие основные выводы:

1. Анализ экспериментальных данных измерений микро- и макротвердости опытных образцов КАМИН показал, что между этими параметрами, существует корреляция для различных граней. Это свидетельствует о том, что КАМИН при спекании с последующим горячим прессованием приобретает изотропную механическую характеристику по объему.

2. Обнаружено повышение микротвердости образцов КАМИН после обработке жидким азотом(ЖА) в $1,6 \div 2,0$ раза, а после отжига на высокочастотном генераторе(ВЧГ) увеличения микротвердости достигаются до $1,2 \div 1,4$ раза по сравнению с исходных образцов КАМИН.

Список литературы:

1. Способ термической обработки инструмента. А.с. № 485161 СССР /Жмудь Е.С. // БИ. 1975. - № 35.

2. Способ упрочнения твёрдосплавного и алмазного инструмента для бурения горных пород: Патент РФ, № 2101456 /Рябчиков С.Я., Мамонтов А.П. /БИ. 1998. -№ 1.

3. О.Ч. Кожоголов., Б. К. Хайдаров. Изучение влияния низких температур на прочностные свойства поликристаллов синтетического алмаза. /Вестник. КНУ им. Ж. Баласагына. «Физика и физическое образование: достижения и перспективы развития». Серия 3, выпуск 3, 2006. –С.24-28.

4. К. Хайдаров, А. К. Арыков, Б.К. Хайдаров. Обработка жидким азотом КАМИН./ Научный и информационный журнал «МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ». №1/2014(4). Бишкек-2014.- С. 31-35.

5. К.Хайдаров, А.К.Арыков. Послойноупрочненный композиционный алмазосодержащий материал для строительной индустрии. / Вестник КНУ, вып.3. «Материалы Республиканской научной конференции». Бишкек 2005.- С.186-188.

6. К.Хайдаров, А.К.Арыков. Алмазная распиловка природных камней. / Научный журнал «Физика», №3, Бишкек 2011.- С.51-55.

7. "POWDER CELL - a Program for the Representation and Manipulation of Crystal Structures and Calculation of the Resulting X-ray Powder Patterns"
Kraus, W.; Nolze, G. J. Appl. Cryst. (1996).29, pp.301-303

УДК 543.4:544.2

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ
ТЕПЛОЁМКОСТИ КОМПОЗИТОВ НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНА
ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ И УГЛЕРОДНОГО
НАНОСТРУКТУРНОГО МАТЕРИАЛА «ТАУНИТ»**

**д.т.н. доцент Дивин А.Г.¹, Кобзев Д.Е., аспирант Любимова Д.А.²,
студент Прилипухов В.В.³, Захаров Ю.А.**

ФГБОУ ВПО «Тамбовский государственный технический университет»

392000, г. Тамбов, ул. Советская 116

¹agdv@yandex.ru, ²divinadar@yandex.ru, ³vovan.prilipuhov.forest@mail.ru

**STUDY DEPENDING ON THE TEMPERATURE OF HEAT CAPACITY
COMPOSITES HIGH-DENSITY POLYETHYLENE AND CARBON
NANOSTRUCTURED MATERIAL "TAUNIT"**

**Ph.D. associate Professor Divin A.G., Kobzev D.E., a graduate student
Lyubimov D.A. student Prilipuhov V.V., Zakharov YU.A.**

Tambov State Technical University

392000, Tambov, ul. Sovietskaya 116

В статье приведены сведения о технологическом процессе получения дисперсно-наполненных полимерных композиционных материалов на основе полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) и наноуглеродного материала «Таунит». Представлены результаты экспериментального исследования зависимости от температуры и концентрации вводимых добавок наноматериала теплоемкости полученных композитов.

Ключевые слова: теплоёмкость, углеродный наноструктурный материал, температура.

This article provides information about the process for preparing the particulate-filled polymer composite materials based on high density polyethylene (HDPE) and nanocarbon material "Taunit". The results of experimental studies, depending on the temperature and concentration of additives nanomaterial heat capacity of the composites.

Keywords: heat capacity, carbon nanostructured material temperature.

В последнее время разрабатывается большое количество новых композиционных материалов на основе различного рода полимеров и углеродных наноматериалов, обладающих улучшенными эксплуатационными характеристиками. К важнейшим свойствам любых, в том числе и конструкционных материалов относятся теплофизические характеристики, такие как теплоёмкость. Её необходимо знать для расчета

температурных полей, а также для выбора режимных параметров технологических процессов, связанным с поглощением или выделением тепловой энергии.

В Тамбовском государственном техническом университете также ведутся разработки по модифицированию полиэтилена высокой плотности (ПЭВП) марки 277-83 (ТУ 2211-004-50236110-2001) за счет добавления углеродного наноматериала марки «Таунит».

ПЭВП получается методом газофазной полимеризации по технологии *Unipol* (ГОСТ 16338-85 с изм. 1, производитель - ООО «СТАВРОЛЕН»).

Полиэтилен марки 277-83 — стойкий к термоокислительному старению. Сочетает высокую жесткость с низким короблением и отличным глянцем. Применяется для изготовления методом литья под давлением домашней утвари, колпачков к аэрозольным упаковкам, деталей медицинских шприцев и игл, детских игрушек, крупногабаритных технических изделий.

Углеродные наноструктурные материалы (УНМ) «Таунит» (нановолокна, многостенные нанотрубки) представляют собой одномерные наномасштабные нитевидные образования поликристаллического графита в виде сыпучего порошка с размером частиц 40-100 нм, что позволяет формировать полимерную матрицу с повышенными прочностными характеристиками.

Способ получения УНМ: газофазное химическое осаждение (каталитический пиролиз - CVD) углеводородов (CH_4 , $C_x H_y$) на катализаторах (Ni/Mg) при атмосферном давлении и температуре 580-650 °С. Время процесса - 10-80 мин.

Производитель углеродных наноматериалов «Таунит»- ООО «Нанотехцентр» (Россия, Тамбов).

Таблица 1

Основные характеристики УНМ «Таунит»

Наружный диаметр, нм	10...60
Внутренний диаметр, нм	10...20
Длина, мкм	2 и более
Общий объём примесей (%) в т.ч. аморфный углерод	до 1,5 0,3...0,5
Насыпная плотность, г/см ³	0,4...0,5
Эффективная (пикнометрическая) плотность, г/см ³	1,6
Влажность, %	1,0
Обратимая сорбционная емкость по водороду, %	4,8
Удельная геометрическая поверхность, м ² /г	120 и более
pH водной суспензии	7

Термостабильность (°С)	до 700
Средняя удельная поверхность по азоту м ² /г	139,663
Средний объём пор, см ³ /г	0,22
Средний размер пор, А	70

Технологический процесс получения дисперсно-наполненных полимерных композиционных материалов включает в себя разные стадии, основными из которых являются: подготовка исходных компонентов, сушка, отжиг (удаление замасливателя), фракционирование, дозирование, смешение, дробление, гранулирование и т.д.

Приготовление композитов осуществлялось методом смешения в расплаве в роторном смесителе «Брабендера» в лаборатории НОЦ ТамбГТУ-ИСМАН «Твердофазные технологии». Концентрации модифицирующей добавки составляли 3; 6, 9 и 12 массовых частей (м.ч.) УНМ на 100 м.ч. полимера. Смешение осуществляли в течение времени 10 минут при температуре 160 °С. После остановки смесителя, производили выгрузку полученных композитов. После остывания агломераты композитов измельчали в ножевой дробилке и изготавливали экспериментальные образцы литьем под давлением.

Таким образом, было приготовлено 5 партий образцов, соответственно из чистого ПЭВП и с концентрациями 3, 6, 9 и 12 м.ч. углеродного наноматериала «Таунит». Каждая партия включала в себя 3 образца с одинаковой концентрацией модифицирующей добавки. Образцы были исследованы на измерителе теплоемкости ИТ-с-400. Управление экспериментом и обработка данных для данного прибора были полностью автоматизированы по технологии, представленной в работах [1, 3-5]. Скорость нагрева образцов в процессе измерения поддерживалась постоянной и равной 0,05 °С/с. Использование более низких скоростей нагрева нежелательно, так как при этом начинает играть преобладающую роль погрешность измерения разности температур на тепломере, вследствие уменьшения теплового потока через него и, кроме этого, возрастает длительность эксперимента [2].

Таким образом, были получены результаты, представленные на рис.1. Из рисунка видно, что при концентрации более 9 м.ч. наноматериала на 100 м.ч. ПЭВП происходит некоторое снижение температуры плавления. Теплоемкость материала до плавления практически одинакова для всех образцов каждой партии. Результаты измерения теплоемкости в партии отличаются не более чем на 1-2 %. Однако при концентрации наноматериала более 9 м.ч. на 100 м.ч. ПЭВП происходит некоторое снижение температуры плавления.

Для более точной оценки погрешности измерения теплоемкости были проведены серии калибровочных экспериментов со стандартными образцами из кварцевого стекла (ГОСТ-16130-79) и меди (ОСЧ-11-4).

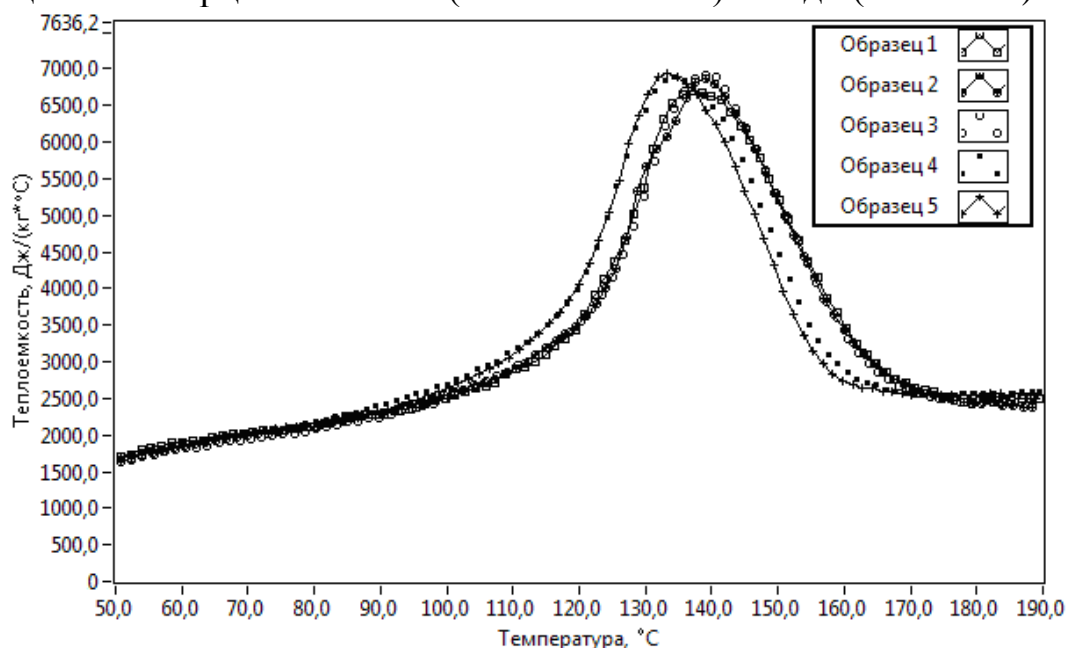


Рис.1. Результаты определения зависимости от температуры теплоемкости композитов на основе полиэтилена высокой плотности и углеродного наноструктурного материала марки «Таунит»

Образец 1 – исходный ПЭВП; образец 2 – с 3 м.ч «Таунит» на 100 м.ч. ПЭВП; образец 3 – с 6 м.ч «Таунит» на 100 м.ч. ПЭВП; образец 4 – с 9 м.ч «Таунит» на 100 м.ч. ПЭВП; образец 5 – с 12 м.ч «Таунит» на 100 м.ч. ПЭВП;

Графики зависимости измеренных значений теплоемкости от температуры для образцов из указанных материалов получены при скорости нагрева 0,05 °C/c и приведены на рис. 2.

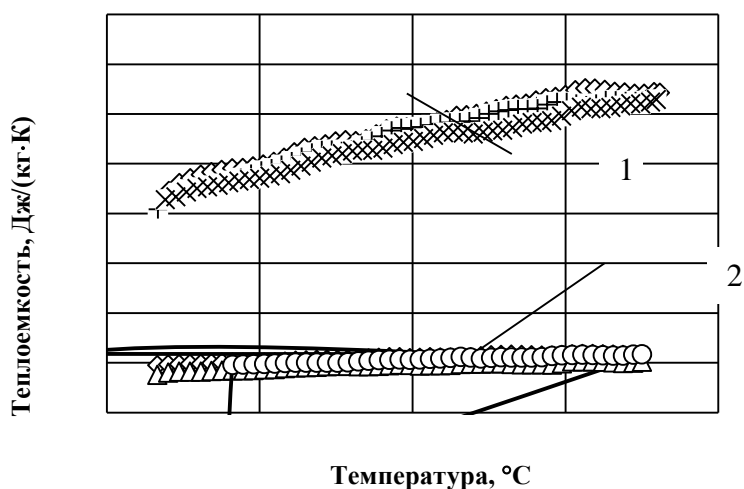


Рис 2. Графики зависимости теплоемкости стандартных образцов от температуры
1 – кварцевое стекло по ГОСТ-16130-79; 2 – медь ОСЧ-11-4

Результаты калибровочных измерений

Температура, К	Измеренные значения теплоемкости			Действительное значение теплоемкости, Дж/(кг·К)	Среднеквадратическое отклонение, Дж/(кг·К)	Размах (вариация), Дж/(кг·К)
	c_1 , Дж/(кг·К)	c_2 , Дж/(кг·К)	c_3 , Дж/(кг·К)			
330	764	763	803	780	22,8	40
350	797	781	813	808,1	16	32
370	838	824	835	834,8	7,4	14
390	865	845	869	860,1	12,9	24
410	892	873	898	883,9	13,1	25
430	918	882	919	906,1	21,1	37
450	921	918	954	926,8	19,9	36
470	935	930	951	946,1	11,0	21

Таким образом, погрешность измерения теплоемкости на модернизированном измерителе ИТ-с-400 не превышает 5%. Эффект снижения температуры плавления ПЭВП при повышении концентрации наноматериала «Таунит» свидетельствует об изменении молекулярной структуры полимера и требует дальнейшей проверки и изучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Минобрнауки России в рамках базовой части государственного задания № 539.

Список литературы:

1. Дивин, А.Г. Применение компьютерных технологий при автоматизации методов и средств измерения теплофизических характеристик веществ. / А.Г. Дивин, С.В. Пономарев, Г.С. Баронин, П.В. Балабанов, М.С. Толстых, Д.А. Дивина // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2010. Т. 76. № 10. С. 39-41.

2. Дивин А.Г. Методы и средства для определения зависимости теплофизических характеристик жидких полимерных материалов от скорости сдвига и температуры/ А. Г. Дивин; М-во образования и науки Российской Федерации, Федеральное гос. бюджетное образовательное учреждение высш. проф. образования "Тамбовский гос. технический ун-т". Тамбов, 2011.

3. Дивин, А.Г., Автоматизированная измерительная система для определения теплофизических характеристик полимерных материалов/ А.Г. Дивин, С.В. Мищенко, С.В. Пономарев, Г.С. Баронин, А.Г. Ткачев,

С.Н. Мочалин //Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2008. Т. 74. № 8. С. 42-45.

4. Дивин, А.Г. Автоматизированная измерительная установка для исследования зависимости теплопроводности и реологических характеристик неньютоновских жидкостей от скорости сдвига / А.Г. Дивин, С.В. Мищенко, С.В. Пономарев, Г.В. Мозгова, А.Г. Ткачев // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 3. С. 163-172.

5. Беляев В.П. Неразрушающий контроль коэффициента диффузии растворителей в массивных изделиях из капиллярно-пористых материалов. / В.П. Беляев, С.В. Мищенко, П.С. Беляев // Заводская лаборатория. Диагностика материалов. 2014. Т. 80. № 8. С. 30-36.

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЖИДКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ В РАМКАХ КЛАСТЕРНОЙ МОДЕЛИ

к.ф.-м.н. Вerveйко В.Н.¹, Мельников Г.А.², Вerveйко М.В.^{1*}

¹Курский государственный университет

305000 г. Курск, Ул. Радищева, 33

²Юго-Западный государственный университет

305040 г. Курск, ул. 50 Лет Октября, 94

verveykovn@mail.ru

*Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ
(проект -1437 ГЗ № 2014/349)*

PREDICTION THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF LIQUID HYDROCARBONS THE CLUSTER MODEL

Ph.D. Verveйко V.N.¹, PhD Melnikov G.A.², PhD Verveйко MV¹

¹Kursky State University

305000 Kursk, st. Radishcheva 33

²Yugo-Western State University

305040 Kursk ul. 50 let Ocyabrya, 94

*verveykovn@mail.ru

The work was supported by the Russian Ministry of Education (1437 GZ project № 2014/349)

В результате процессов структурной перестройки и флуктуаций в жидкостях формируются кластеры, обладающие определенным составом, характерной структурой и временем жизни. В равновесном состоянии устанавливается распределение кластеров по числу содержащихся в них частиц.

Предложенная функция распределения кластеров по числу содержащихся в них частиц и кластерная модель позволяют вычислить конфигурационную составляющую энтропии жидкости и оценить кластерную составляющую в изобарной и изохорной теплоемкостях, получить изотермическое уравнение состояния и обосновать физический смысл параметров уравнения состояния Тэйта.

Ключевые слова: кластер, функция распределения, теплофизические свойства, уравнение состояния.

Clusters having a specific composition, a characteristic structure and

lifetime are formed in liquids as a result of the restructuring process and fluctuations. The distribution of the clusters on the number of particles contained in them is established in the equilibrium state.

The proposed distribution function of clusters on the number of particles contained in them and the cluster model allow to calculate the configuration component of the liquid entropy and evaluate the cluster component in the isobaric and isochoric heat capacity, obtain the isothermal state equation and justify the physical meaning of the parameters of the Tate's state equation.

Keywords: cluster, distribution function, thermophysical properties, state equation.

Введение

Современная научная точка зрения предполагает наличие кластерных образований в жидкости. В результате процессов структурной перестройки в первой координационной сфере и флуктуаций плотности, температуры и давления в жидкостях, являющихся одними из представителей неупорядоченных конденсированных сред, формируются молекулярные комплексы – кластеры, обладающие определенным составом, характерной структурой и временем жизни.

Кластерные модели отходят от представлений о подобии локальной структуры жидкости структуре кристалла, привлекают методы математической статистики и теории вероятностей для молекулярных образований. Свойства среднего и наиболее вероятного кластера определяют структурные, теплофизические и другие свойства жидкостей и релаксационные процессы, происходящие в них.

Первопричиной образования кластера в среде является зарождение атомного или молекулярного димера. Димер характеризуется равновесным расстоянием между центрами масс частиц, моментом инерции конфигураций димера и энергией образования возможных конфигураций. Димер является ядром более крупных кластеров, имеющих структуру последовательных оболочек, включающих в себя частицы из первой координационной сферы с возможностью включения частиц из второй координационной сферы, как, например, это имеет место в бензоле. В системах со слабым взаимодействием кластеры имеют одну устойчивую оболочку возле ядра, что характерно для простых и большинства органических жидкостей.

Для сжиженных одноатомных газов вблизи точки плавления наиболее вероятное число частиц в кластере составляет 8-9. Кластеры сжиженных благородных газов относятся к малым кластерным образованиям, однако, и такие кластеры обладают достаточно сложной внутренней структурой.

Жидкости с многоатомными молекулами различной конфигурации

способны формировать кластеры с числом частиц в своем составе до нескольких десятков, их можно отнести к кластерным образованиям средней величины.

Средние кластеры могут иметь слоистую структуру из двух оболочек вокруг ядра кластера. Внутренняя оболочка, содержащая в своем составе частицы первой координационной сферы (8-9 частиц), окружена внешней оболочкой с числом частиц 10-12. Такое формирование оболочек связано с формированием координационных сфер вещества в кристаллическом состоянии.

В жидких металлах с сильным межмолекулярным взаимодействием возможно формирование мощных кластерных систем, содержащих в своем составе от сотен до сотен тысяч частиц.

Для жидких щелочных металлов вблизи точки плавления характерны кластеры с числом частиц порядка 100-150, которые формируют последовательно расположенные оболочки, число которых может достигать десяти.

1. Кластерная модель жидкости

В равновесном состоянии в жидкости устанавливается распределение кластеров по числу содержащихся в них частиц.

Ранее авторами предложена функция распределения, плотность вероятностей которой определяется формулой [1,2]

$$f(Z) = \frac{\lambda^m}{(m-1)!} Z^{m-1} e^{-\lambda Z}, \quad (1)$$

где Z – число частиц в кластере, λ ($\lambda > 0$) – параметр масштаба, m ($m > 0$) – порядок распределения.

Наиболее вероятное число частиц в кластере \hat{Z} соответствует максимальному значению функции $f(Z)$ и определяется формулой

$$\hat{Z} = \frac{m-1}{\lambda} = (m-1)\theta. \quad (2)$$

Среднее число частиц в кластере \bar{Z} находится по общим правилам математической статистики

$$\bar{Z} = \int_0^{\infty} Z f(Z) dZ = \frac{m!}{(m-1)! \lambda} \frac{1}{\lambda} = \frac{m}{\lambda} = m\theta. \quad (3)$$

Среднее квадратичное значение числа частиц в кластере $\bar{\bar{Z}}$ вычисляется согласно формуле

$$\bar{\bar{Z}} = \sqrt{\overline{Z^2}} = \frac{\sqrt{m(m+1)}}{\lambda} = \sqrt{m(m+1)}\theta. \quad (4)$$

Выбор параметра λ определяется характерными свойствами ближнего порядка и особенностями формирования кластеров в жидкостях.

Флуктуационные процессы в конденсированных средах играют определяющую роль в образовании и распаде кластерных систем. Флуктуации испытывает внутренняя энергия кластеров, флуктуации оказывают влияние на процессы зародышеобразования при фазовых переходах, флуктуациям подвержены микроструктурные характеристики термодинамической системы (координационные числа, радиусы координационных сфер и т.д.).

Соотношение (1) воспроизводит предельные случаи гамма-распределения: при температурах $T \gg T_c$ ($T \rightarrow \infty$) параметр $m \rightarrow 1$ и соответствует абсолютно хаотичному движению частиц в среде, при температурах $T \ll T_c$ ($T \rightarrow 0$) параметр $m \rightarrow \infty$, что соответствует абсолютно упорядоченному расположению частиц. С учетом граничных условий $m=4$.

Число частиц в кластере, объединяющим в себе частицы из первой координационной сферы, определится формулой

$$\bar{Z} = \bar{Z}_1 + 2, \quad (5)$$

где \bar{Z}_1 – число частиц в оболочке кластера, которое можно отождествить с первым координационным числом в жидкости.

2. Теплоемкость в рамках кластерной модели

Предложенная функция распределения кластеров по числу содержащихся в них частиц позволяет, не прибегая к знаниям радиальной функции распределения и потенциала межмолекулярного взаимодействия, вычислить конфигурационную составляющую энтропии жидкости и оценить кластерную составляющую в изобарной и изохорной теплоемкостях. Это имеет существенное значение в связи с тем, что расшифровка радиальной функции распределения $g(r)$ достаточно проблематична, информации о парном потенциале взаимодействия $\varphi(r)$ и его производной $\varphi'(r)$ для многоатомных жидкостей явно недостаточно.

$$S = - \int_0^{\infty} f(Z) \ln f(Z) dZ. \quad (6)$$

Полная теплоемкость среднего кластера определяется известным термодинамическим соотношением [3]

$$C_{clust} = \frac{TdS}{dT}. \quad (7)$$

Для молярной теплоемкости среднего кластера авторы [4] получили соотношение

$$c_{\mu clust} = \frac{1}{2} R \bar{Z} \alpha_p T, \quad (8)$$

которое позволяет проследить зависимость кластерной теплоёмкости от

параметров состояния вещества, не содержит эмпирических постоянных, входящие в него физические величины определяются экспериментально. Здесь R – универсальная газовая постоянная, α_p – изобарный коэффициент теплового расширения.

Для идеальных и разреженных газов связь между изобарной и изохорной теплоемкостями определяется известным соотношением Майера

$$c_{\mu p} - c_{\mu V} = R. \quad (9)$$

При конденсации газов на фоне хаотичного распределения и движения молекул появляются кластерные образования, которые вносят в разность теплоемкостей составляющую, равную теплоемкости этих кластерных образований. С учетом процессов кластерообразования и кластерной составляющей теплоемкости авторы [4] получили уточненное уравнение Майера

$$c_{\mu p} - c_{\mu V} = R \left[1 + \frac{15}{4} \eta (2\eta + 1) \alpha_p T + \Omega_{res} \right], \quad (10)$$

где η – коэффициент молекулярной упаковки, Ω_{res} – эмпирическая величина для исследуемой жидкости, связанная с наличием остаточной энтропии кристаллической структуры. Для простых одноатомных жидкостей $\Omega_{res} \rightarrow 0$. Коэффициент молекулярной упаковки определяется выражением

$$\eta = \frac{v_{mol}}{v} = \frac{\pi \sigma_0^3}{6v} = \frac{1}{6} \pi \sigma_0^3 \rho_{at}, \quad (11)$$

где v_{mol} – объем молекулы, v – полный объем, приходящийся на частицу, σ_0 – эффективный диаметр молекулы, ρ_{at} – атомная плотность.

Параметр масштаба λ связан с коэффициентом молекулярной упаковки η соотношением

$$\lambda^{-1} = \theta = \frac{\pi^2}{4} \eta (1 + \eta + \dots) = \frac{\pi^2}{4} \eta \exp(\eta). \quad (12)$$

Коэффициент молекулярной упаковки можно представить в виде зависимости от плотности [5] $\eta = 0,22 \rho^*$ (здесь $\rho^* = \rho / \rho_c$ – относительная приведенная плотность, ρ_c – критическая плотность).

Изобарная теплоемкость жидкостей определяется экспериментально с достаточно высокой точностью, поэтому представляется возможность исследовать на основе формулы (10) поведение трудно определяемой величины – изохорной теплоемкости.

Одним из критериев правильности кластерных или любых других

моделей является адекватное описание особенностей в поведении величины $c_{\mu V}$ в одноатомных жидкостях на линии насыщения.

Расчёты величины $c_{\mu V}$ в рамках предложенной модели подтвердили известные экспериментальные факты об аномальной зависимости $c_{\mu V}$ от температуры на линии насыщения для сжиженных благородных газов и жидких O_2 и N_2 [6, 7].

Формула (10) предсказывает появление минимума на функциональных зависимостях $c_{\mu V} = f(T)$ и $c_{\mu V} = f(\rho)$ вдоль линии насыщения для сжиженных инертных газов [7] и способна воспроизводить эти зависимости с погрешностью $\varepsilon = \pm 10\%$.

В рамках предложенной модели и соотношения (10) разность теплоемкостей $c_{\mu p} - c_{\mu V}$ для многоатомных «нормальных» жидкостей ($\alpha_p > 0$) превосходит универсальную газовую постоянную R , т.е. $(c_{\mu p} - c_{\mu V}) > R$.

Соотношение (10) предсказывает существование «аномальных» жидкостей, для которых $\alpha_p < 0$, и кластерная молярная теплоемкость $c_{\mu clust} < 0$, тогда разность молярных теплоемкостей становится меньше универсальной газовой постоянной $(c_{\mu p} - c_{\mu V}) < R$. Эта особенность наблюдается для воды, у которой вблизи точки плавления $\alpha_p < 0$ и разность теплоемкостей составляет величину гораздо меньшую R .

3. Уравнение состояния в рамках кластерной модели

Авторы работы [8] получили в рамках классической статистической теории [3] и статистической теории Гиббса [9] уравнение состояния в виде

$$T \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_V = B \rho^3 + \frac{N}{N_0} \frac{RT}{M} \rho, \quad (13)$$

где M – молярная масса, B – интегральная константа дисперсионных сил, множитель N/N_0 введен для учета возможной ассоциации частиц среды. Здесь N – количество частиц (мономеров и димеров), N_0 – общее количество молекул. Для большинства жидкостей в предкритической области, согласно данным работы [8], значение $N/N_0 \rightarrow 1/2$, что указывает на наличие ассоциатов, представляющих собой димерные комплексы («вандерваальсовы» молекулы). Вблизи критической точки $N/N_0 \rightarrow 1$.

Формула (13), полученная для однородных изотропных систем одноатомных частиц со сферическим парным потенциалом взаимодействия, может рассматриваться как дифференциальная форма

уравнения состояния идеальной конденсированной системы, связывающего равновесные свойства таких систем. Равновесные свойства такой системы определяются энергией взаимодействия частиц E_p и величиной NkT , характеризующей интенсивность тепловых движений их центров масс.

Уравнение (13) можно обобщить, если вместо N/N_0 ввести коэффициент $\xi = \bar{Z}/\bar{Z}_c$, характеризующий степень ассоциации молекул и учесть известные термодинамические соотношения

$$\beta_T = \alpha_p T \left(C \rho^3 + \frac{\bar{Z}}{\bar{Z}_c} \cdot \frac{RT}{M} \rho \right)^{-1}, \quad (14)$$

здесь β_T – изотермическая сжимаемость, C – эмпирическая константа, \bar{Z}_c – среднее число частиц в критической точке.

Уравнение (14) допускает прямую проверку на основе экспериментальных денситометрических и акустических исследований:

$$\beta_T = \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_T, \quad \beta_S = \frac{1}{\rho u^2}, \quad \alpha_p = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p, \quad (15)$$

где β_S – адиабатическая сжимаемость, u – скорость ультразвука.

В таблице 1 представлены результаты расчетов для некоторых жидкостей по предложенной выше методике.

Таблица 1

Термодинамические свойства аргона, толуола и н-гептана в жидком состоянии

T, K	$\rho^* = \rho/\rho_c$	$\alpha_p T \cdot 10^4, K^{-1}$	\bar{Z}	$\xi = \bar{Z}/\bar{Z}_c$	$\beta_T \cdot 10^{11}, m^2/H$		
					calc. (14)	exp. [6, 10]	$\delta, \%$
Аргон ($\rho_c = 535,6 \text{ кг/м}^3$; $C = 0,0312$)					[6]		
86	2,617	0,3692	9,06	3,393	216	216	0
90	2,571	0,4115	8,86	3,318	246	240	+2,5
100	2,449	0,5306	8,29	3,105	342	327	+4,6
110	2,315	0,6922	7,69	2,880	491	472	+4,0
120	2,165	0,9490	7,03	2,632	760	746	+1,9
130	1,989	1,4508	6,30	2,358	1375	1383	-0,06
140	1,759	2,9218	5,37	2,011	3597	3694	-2,6
145	1,593	5,684	4,72	1,769	8769	8958	-2,1
150	1,271	45,55	3,58	1,340	119036	109430	+8,8
Толуол ($\rho_c = 289,5 \text{ кг/м}^3$; $C = 0,3950$)					[10]		

T, K	$\rho^* = \rho/\rho_c$	$\alpha_p T \cdot 10^4, K^{-1}$	\bar{Z}	$\xi = \bar{Z}/\bar{Z}_c$	$\beta_T \cdot 10^{11}, m^2/H$		
					calq. (14)	exp. [6, 10]	$\delta, \%$
Толуол ($\rho_c = 289,5 \text{ кг/м}^3$; $C = 0,3950$)					[10]		
193	3,317	0,1940	11,03	4,598	46,1	45,2	+2,0
233	3,186	0,2356	10,43	4,347	59,4	58,7	+1,2
273	3,059	0,2847	9,86	4,108	77,1	76,8	+0,43
353	2,798	0,4275	8,73	3,636	140	142	-1,4
413	2,576	0,6071	7,80	3,253	237	250	-5,2
513	2,121	1,5185	6,04	2,517	931	1020	-8,7
573	1,663	6,475	4,43	1,846	7186	8493	-15,4
н-Гептан ($\rho_c = 234,5 \text{ кг/м}^3$; $C = 0,5757$)					[10]		
193	3,264	0,1986	10,82	4,507	63,4	62,8	+0,96
233	3,128	0,2563	10,20	4,250	89,1	85,9	+3,7
273	2,987	0,3268	9,58	3,990	125,1	118,6	+5,5
373	2,612	0,5916	7,97	3,320	303	303	0
413	2,436	0,8157	7,26	3,026	490	504	-2,8
473	2,109	1,5231	6,02	2,507	1287	1420	-9,4
513	1,778	4,530	4,83	2,012	5847	7074	-17,3

4. Обоснование уравнения Тэйта в рамках кластерной модели

Полученное изотермическое уравнение состояния (14) позволяет сделать заключение о физическом смысле параметров одного из самых известных эмпирических уравнений состояния Тэйта [11], предложенного им в 1888 г. для описания данных о плотности морской воды до 50 МПа. Уравнение Тэйта впоследствии многократно модифицировалось. Наиболее удачной оказалась модификация Таммана [12]. Он получил следующее уравнение

$$-\frac{1}{V_0} \left(\frac{\partial V}{\partial p} \right)_T = \frac{A}{B+p}, \quad (16)$$

где A и B – параметры, не зависящие от давления, но, в общем случае, зависящие от температуры, V_0 – объем при атмосферном давлении.

Уравнение (16) можно переписать с учетом определения изотермической сжимаемости в виде

$$\beta_T = \frac{V_0}{V} \frac{A}{B+p}. \quad (17)$$

Сравнивая вид уравнений (17) и (14), получим систему уравнений, позволяющую судить о физическом смысле коэффициентов A и B уравнения Тэйти:

$$\begin{aligned} A &= r \frac{V}{V_0} \alpha_p T \\ p &= r \frac{\bar{Z}}{\bar{Z}_c} \frac{RT}{M} \rho, \\ B &= r C \rho^3 \end{aligned} \quad (18)$$

где r – постоянная разделения, которую в простейшем случае можно принять равной 1.

Следует отметить, что, согласно дырочной теории Френкеля [13], коэффициент изотермической сжимаемости β_T и изобарный коэффициент теплового расширения α_p определяются следующими выражениями:

$$\beta_T = \frac{V - V_0}{V_0} \frac{V_h}{NkT}, \quad \alpha_p = \frac{V - V_0}{V_0} \frac{\Delta H}{NkT}, \quad (19)$$

где ΔH – энтальпия активации образования объема «дырки» V_h , N – число частиц, k – постоянная Больцмана.

Исключая из уравнения (19) величину $(V - V_0/V_0)$, и, принимая во внимание, что в случае учета, как парных, так и многочастичных взаимодействий, энтальпия активации может быть представлена формулой [5]

$$\Delta H = \frac{\bar{Z}}{2} \varepsilon_{eff}, \quad (20)$$

где ε_{eff} – глубина потенциальной ямы эффективного потенциала взаимодействия.

После объединения формул (19) и (20) получаем следующее соотношение для коэффициента изотермической сжимаемости

$$\beta_T = \frac{V_h}{V} \alpha_p T \left(\frac{\bar{Z}}{2V} \varepsilon_{eff} \right)^{-1}. \quad (21)$$

Сравнивая уравнение (21) с уравнением Тэйти в форме (17) для коэффициентов A и B получаем следующие выражения:

$$A = \frac{V_h}{V_0} \alpha_p T = (1 - \chi_0) \alpha_p T, \quad (22)$$

где χ_0 – коэффициент, учитывающий относительную долю объема «дырок» по сравнению с первоначальным объемом,

$$B = \frac{\bar{Z}}{2V} \varepsilon_{eff} - p. \quad (23)$$

Глубина потенциальной ямы эффективного потенциала взаимодействия в общем случае определяется формулой

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon + \Delta\varepsilon, \quad (24)$$

где ε – глубина потенциальной ямы парного потенциала взаимодействия, $\Delta\varepsilon$ – эффективная добавка к нему. Вычисление величины $\Delta\varepsilon$ является основной задачей при описании взаимодействия частиц.

В рамках кластерной теории, рассматривая взаимодействие кластера с числом частиц Z и свободно движущейся частицей, обладающей кинетической энергией, пропорциональной абсолютной температуре T , для величины $\Delta\varepsilon$ авторами [14] получено соотношение

$$\Delta\varepsilon = \left(\frac{\bar{Z}-1}{\bar{Z}+1} \right)^2 kT, \quad (25)$$

где \bar{Z} – среднее число частиц в кластере при температуре T .

Глубина потенциальной ямы эффективного потенциала взаимодействия согласно формуле (24) определяется выражением

$$\varepsilon_{eff} = \varepsilon + \left(\frac{\bar{Z}-1}{\bar{Z}+1} \right)^2 kT = \varepsilon \left[1 + \left(\frac{\bar{Z}-1}{\bar{Z}+1} \right)^2 \frac{kT}{\varepsilon} \right]. \quad (26)$$

Глубина потенциальной ямы парного потенциала взаимодействия ε определяется критической температурой вещества и зависит от вида выбранного потенциала. Для инертных газов и простых жидкостей с потенциалом Леннарда-Джонса $\varepsilon = 0,769T_c$, с потенциалом (6-*exp*)-Букингейма $\varepsilon = 0,82T_c$ и т.д. [15].

В таблицах 2 и 3 представлены результаты расчетов параметров A и B уравнения Тэйта для ароматических углеводородов и их галогенозамещенных по формулам (22) и (23) соответственно.

Таблица 2

Параметр A уравнения Тэйта

T, K	293,15	303,15	323,15	348,15	373,15	398,15	423,15
Вещество							
Бензол	0,099	0,098	0,097	0,096	0,096	0,095	0,095
Фторбензол	0,085	0,086	0,088	0,091	0,096		
Хлорбензол	0,089	0,088	0,086	0,085	0,086	0,088	0,091
Бромбензол	0,101	0,102	0,102	0,100	0,098	0,096	0,094
Йодбензол	0,074	0,075	0,078	0,081	0,084	0,087	0,090
Толуол	0,098	0,098	0,099	0,100	0,101	0,102	0,103

п-Хлортолуол	0,087	0,088	0,090	0,093	0,097	0,101	0,106
м-Йодтолуол	0,088	0,089	0,091	0,094	0,097	0,100	0,103

<i>T, K</i>	293,15	303,15	323,15	348,15	373,15	398,15	423,15
Вещество							
2,4-Дихлортолуол	0,057	0,058	0,060	0,063	0,066	0,069	0,073
2,4-Дибромтолуол	0,064	0,065	0,067	0,070	0,073	0,076	0,079

Таблица 3

Параметр *B* (МПа) уравнения Тэйта

<i>T, K</i>	293,15	303,15	323,15	348,15	373,15	398,15	423,15
Вещество							
Бензол	114	101	83	66	53	41	32
Фторбензол	118	114	102	90	81	72	65
Хлорбензол	123	112	92	75	64	55	48
Бромбензол	163	157	141	120	100	83	68
Йодбензол	149	146	138	124	111	101	93
Толуол	110	103	91	77	65	55	45
п-Хлортолуол	129	122	111	101	93	87	83
м-Йодтолуол	155	148	136	126	118	111	105
2,4-Дихлортолуол	96	91	84	78	74	70	68
2,4-Дибромтолуол	106	101	96	89	83	77	72

Более удобным является уравнение Тэйта в переменных давление *p* и плотность ρ [16]

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - A \ln \left(\frac{B + p}{B + p_0} \right)}, \quad (27)$$

где ρ_0 – плотность при атмосферном давлении p_0 и температуре *T*,
 ρ – плотность при некотором давлении *p* и температуре *T*.

Относительная погрешность для плотности, рассчитанной по уравнению (27) с помощью полученных значений *A* и *B* не превышает 0,5 % во всем исследованном интервале параметров состояния для всех исследованных жидкостей, что не выходит за рамки погрешности эксперимента. В таблице 4 для примера приведено сравнение

экспериментальных и рассчитанных по уравнению (27) значений плотности бромбензола в зависимости от давления при $T = 348,15 \text{ K}$.

Таблица 4

Сравнение экспериментальных и рассчитанных по уравнению (27) значений плотности бромбензола в зависимости от давления при $T = 348,15 \text{ K}$

$p, \text{МПа}$	0,1	50	100	200	300	400	500	600
$\rho_{exp}, \text{кг/м}^3$	1421	1473	1514	1575	1622	1663	1701	1735
$\rho_{calc}, \text{кг/м}^3$	1421	1472	1513	1575	1624	1665	1700	1731
$\varepsilon, \%$	0,00	-0,07	-0,07	+0,00	+0,12	+0,12	-0,07	-0,23

Выводы

Предложенная кластерная модель позволяет описать теплофизические и другие физические свойства жидкостей с единых позиций и рассчитывать их в зависимости от параметров состояния.

Проведенные расчеты теплофизических свойств для сжиженных инертных газов и ряда органических жидкостей и сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными показали принципиальную возможность применения кластерной модели для прогнозирования теплофизических свойств конденсированных сред в широком интервале изменения параметров состояния.

Выявлен физический смысл параметров A и B уравнения Тэйта.

Предложенный метод является одним из возможных путей прогнозирования теплофизических свойств простых и органических жидкостей в широкой области параметров состояния.

Список литературы:

1. Мельников Г.А., Мелихов Ю.Ф., Ларионов А.Н., Вервейко В.Н., Вервейко М.В. Прогнозирование ИК-спектров кластерных систем. Вестник ВГУ / Серия: Физика, Математика. Воронеж: ВГУ (2008). № 1, 52–58.
2. Мельников Г.А., Мелихов Ю.Ф., Вервейко В.Н., Вервейко М.В. Кластеры в простых и органических жидкостях. Вестник МГТУ / Серия: Естественные науки. М.: МГТУ (2008). № 2, 16–23.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука (1976). 584 с.
4. Мельников Г.А., Вервейко В.Н., Мелихов Ю.Ф., Вервейко М.В., Полянский А.В. Теплоемкость и упругие характеристики одноатомных и органических жидкостей с учетом образования кластера. ТВТ **50** (2012). № 2, 233–239.

5. Мельников Г.А., Вервейко В.Н., Мелихов Ю.Ф., Вервейко М.В., Полянский А.В. Кластерная модель и ИК-спектры жидкостей. Вестник МГТУ / Серия: Естественные науки М.: МГТУ (2011) . № 3(42), 108–123.
6. Thoen J. Vangeel E., Van Dael W. Sound velocity measurements in liquid argon as a function of Pressure and temperature. *Physics* **45** (1969). № 3, 339–356.
7. Gladun C. The specific heat of liquid argon. *Cryogenics* **11** (1971). № 3, 205–209.
8. Неручев Ю.А., Болотников М.Ф. Кроссоверные соотношения для «простых» систем в критической области. *ТВТ* **46** (2008). № 1, 45–58.
9. Ноздрев В.Ф., Сенкевич А.А. Курс статистической физики. М.: ВШ (1965). 288 с.
10. Voelhouwer J.V.M. PVT Relations of five liquid n-Alkanes. *Physica* **26** (1960). № 11, 1021–1028.
11. Yuan-Hui Li. Equation of State of Water and Sea Water. *J. of Geophysical Research* **72** (1967). № 10, 2665–2678.
12. Hayward A.T.J. Compressibility equations for liquids: A comparative study. *British J. Appl. Phys.* **18** (1967), 965–977.
13. Френкель Я.И. Кинетическая теория жидкостей. Ленинград: Наука (1975). 592 с.
14. Мельников Г.А., Мелихов Ю.Ф., Вервейко В.Н., Вервейко М.В. Исследование кластерных систем методами термодинамики. Теплофизические свойства веществ и материалов / Труды XII Российской конференции по теплофизическим свойствам веществ. М.: (2009), 174–178.
15. Гиршфельдер Дж., Кертис С., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: ИЛ (1961). 929 с.
16. Махно М.Г. Изучение уравнения состояния и равновесных свойств молекулярных жидкостей. Дис. ... канд. физ. - мат. наук. Киев: КГУ (1982). 186 с.

ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ РАСТВОРОВ МЕТАН-АЗОТ-ГЕЛИЙ

м.н.с. Хотиенкова М.Н.¹, Андбаева В.Н., аспирант Гришина К.А.²

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт теплофизики Уральского отделения РАН

Свердловская обл., Екатеринбург, ул. Амундсена, 107А

¹mkhotienkova@yandex.ru, ²ksugrish@yandex.ru

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №. 14-08-31391 мол_а).

SURFACE TENSION OF SOLUTIONS METHANE-NITROGEN-HELIUM

**Junior Researcher Hoteenkova M.N., Andbaeva V.N.,
a graduate student Grishina K.A.**

Federal State Institution of Science

Institute of Thermal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Sverdlovsk reg., Yekaterinburg, ul. Amundsen 107A

This work was supported by RFBR (project №. 14-08-31391 mol_a).

Дифференциальный вариант метода капиллярного поднятия использовался для определения поверхностного натяжения трёхкомпонентных растворов метан-азот-гелий. Предложена методика расчёта свойств этих растворов по данным о свойствах двухкомпонентных растворов метан–гелий и азот–гелий.

Ключевые слова: капиллярная постоянная, поверхностное натяжение, аддитивное приближение, раствор метан–азот–гелий.

The differential variation of the method of capillary rise has been used to determine the surface tension of ternary methane-nitrogen-helium solutions. A method for calculating the properties of these solutions, using the properties of two-component methane–helium and nitrogen–helium solutions has been proposed.

Keywords: capillary constant, surface tension, additive approximation, methane–nitrogen–helium solution.

Поверхностное натяжение σ является наименее изученным теплофизическим свойством многокомпонентных растворов. Имеющиеся в литературе данные по поверхностному натяжению растворов компонентов сжиженного природного газа относятся в основном к ограниченной области температур и концентраций. В литературе нет надежных методов описания и прогнозирования температурных и концентрационных зависимостей поверхностного натяжения растворов, поэтому экспериментальное

определение σ и разработка методов его теоретического описания являются актуальной научной задачей.

Представленная работа посвящена определению влияния малых добавок гелия на поверхностное натяжение раствора метан–азот. Измерения проведены дифференциальным вариантом метода капиллярного поднятия на экспериментальной установке, подробно описанной в монографии [1]. Измерительная ячейка содержала сборку из трёх стеклянных капилляров, внутренние радиусы которых составляли $r_1 = 0.6393$ мм, $r_2 = 0.2297$ мм и $r_3 = 0.09607$ мм. Наличие трёх капилляров позволяло получить два независимых результата измерения и тем самым повысить надёжность полученных данных.

Ячейка закреплялась в медном термостатирующем блоке, помещалась в стеклянную рубашку и опускалась в криостат. Охлаждение производилось жидким азотом. Температура в блоке измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью не более ± 0.02 К, давление в растворе - пружинным манометром (± 0.007) МПа.

Разность высот поднятия жидкости в двух капиллярах $\Delta h = h_2 - h_1$ измерялась катетометром с погрешностью ± 0.03 мм. Капиллярная постоянная рассчитывалась по формуле:

$$a^2 = \frac{\Delta h}{1/b_1 - 1/b_2}, \quad (1)$$

где b_1 и b_2 – радиусы кривизны менисков в первом и втором капиллярах. Радиусы b_1 и b_2 рассчитывались по уравнению Лэйна [2] в приближении полной смачиваемости раствором внутренних стенок.

Капиллярная постоянная и поверхностное натяжение связаны соотношением:

$$\sigma = \frac{1}{2} g a^2 (\rho_L - \rho_V), \quad (2)$$

где ρ_L и ρ_V - ортобарические плотности жидкой и паровой фаз, g - ускорение свободного падения в месте проведения эксперимента ($g = 9.8162$ м/с²).

Поверхностное натяжение раствора метан – азот – гелий измерено в интервале температур 105-160 К при нескольких концентрациях «базового» раствора метан–азот и давлениях до 4 МПа. Для приготовления раствора использовались газы высокой чистоты. Паспортная чистота азота составляла 99.999 %, метана – 99.97 %, гелия – 99.995 %. опыты начинались с установления в ампуле заданной температуры. Смесь компонентов «базового» раствора готовилась в мерном сосуде и конденсировалась в измерительную ячейку в таком количестве, чтобы были видны мениски во

всех трёх капиллярах. Далее в ампулу через систему заполнения подавался гелий до давления, большего давления насыщения раствора метан-азот. Как только в системе устанавливалось равновесие, производились измерения. Для проверки воспроизводимости, исключения случайных ошибок и подтверждения установления равновесия в системе измерения при заданных термодинамических параметрах производились 8-12 раз. После этого в систему добавлялась новая порция гелия, устанавливалось новое давление и измерения повторялись.

На рис. 1 представлена зависимость $a^2(p)$ раствора метан–азот–гелий при $T = 130 \text{ К}$, $x_{N_2} = 11\%$. Для всех барических зависимостей капиллярной постоянной во всём интервале температур характерно наличие двух участков. Мы полагаем, что на участке АВ происходит перераспределение концентраций компонентов «базового» раствора метан–азот между поверхностным слоем жидкости и газовой смесью. Система «подстраивается» под новое давление p , вызванное добавлением гелия. Перераспределение заканчивается установлением равновесного состояния в точке В. Дальнейшее повышение давления гелия приводит только к увеличению его концентрации в растворе. Возрастание капиллярной постоянной на участке АВ связано с растворением гелия в метане. Состав «базового» раствора определялся по значению a^2 в точке окончания перераспределения концентраций (точка В).

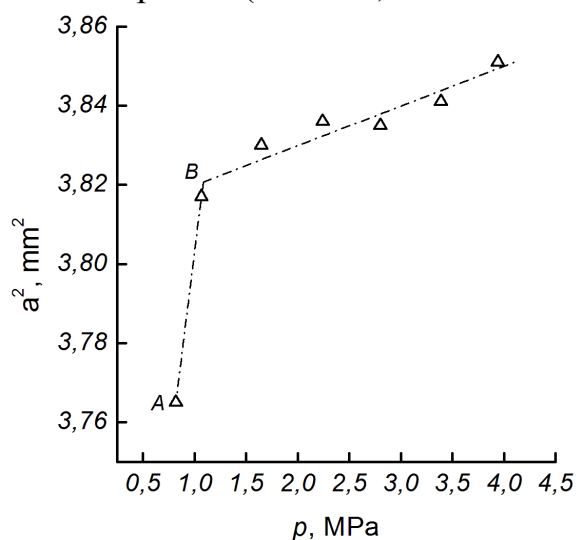


Рис. 1 Барическая зависимость капиллярной постоянной раствора метан–азот–гелий при $T = 130 \text{ К}$ и концентрации азота 11 мольных %

Основная проблема расчёта поверхностного натяжения раствора метан–азот–гелий по полученным значениям капиллярной постоянной связана с отсутствием уравнения состояния, позволяющего определить разность ортобарических плотностей и состав раствора. Концентрация

азота и ортобарические плотности жидкой и паровой фаз «базового» раствора метан–азот определялись по модифицированному уравнению состояния Леммона-Якобсена [3]. Модификация заключалась в замене уравнений состояния чистых веществ, на уравнения, разработанные в Госстандарте СССР [4, 5], которые позволяют описать не только стабильные, но и метастабильные состояния. Доля растворённого гелия находилась по давлению насыщения трёхкомпонентного раствора [6].

Простейшим способом оценить свойство раствора, исходя из свойств его компонентов, является аддитивное приближение. Предполагается, что значение свойства изменяется линейно в зависимости от концентрации компонентов, входящих в раствор. Мы использовали линейное приближение для оценки разности ортобарических плотностей и поверхностного натяжения трёхкомпонентного раствора по данным о свойствах двухкомпонентных растворов ($\text{CH}_4 - \text{He}$ и $\text{N}_2 - \text{He}$).

Поверхностное натяжение трёхкомпонентного раствора и разность ортобарических плотностей жидкой и паровой фаз можно определить как

$$\sigma = \sigma_{\text{CH}_4-\text{N}_2} + \Delta_\sigma \quad (3)$$

$$\Delta\rho_{\text{CH}_4-\text{N}_2-\text{He}} = \Delta\rho_{\text{CH}_4-\text{N}_2} + \Delta_\rho, \quad (4)$$

где $\sigma_{\text{CH}_4-\text{N}_2}$ - поверхностное натяжение двухкомпонентного раствора метан–азот, определяется по данным [7], $\Delta\rho_{\text{CH}_4-\text{N}_2}$ - разность ортобарических плотностей «базового» раствора (определяется по уравнению состояния), слагаемые Δ_σ и Δ_ρ определяются методом аддитивного приближения по данным о соответствующих свойствах растворов $\text{CH}_4 - \text{He}$ [8] и $\text{N}_2 - \text{He}$ [9].

$$\Delta_{\sigma(\rho)}(T) = A_{\text{CH}_4-\text{N}_2-\text{He}}(T) \cdot x_{\text{He}} \quad (5)$$

$$A_{\text{CH}_4-\text{N}_2-\text{He}}(T) = A_{\text{CH}_4-\text{He}} \cdot (1 - x_{\text{N}_2}) + A_{\text{N}_2-\text{He}} \cdot x_{\text{N}_2}, \quad (6)$$

где x_{N_2} - концентрация азота в мольных долях.

$$A_{\text{CH}_4-\text{He}} = \sigma_{\text{CH}_4} - \sigma_{\text{CH}_4-\text{He}} \quad (A_{\text{CH}_4-\text{He}} = \Delta\rho_{\text{CH}_4} - \Delta\rho_{\text{CH}_4-\text{He}}), \quad (7)$$

$$A_{\text{N}_2-\text{He}} = \sigma_{\text{N}_2} - \sigma_{\text{N}_2-\text{He}} \quad (A_{\text{N}_2-\text{He}} = \Delta\rho_{\text{N}_2} - \Delta\rho_{\text{N}_2-\text{He}}). \quad (8)$$

Значения $A_{\text{CH}_4-\text{He}}$ и $A_{\text{N}_2-\text{He}}$ рассчитывались при температурах, термодинамически подобных температуре базового раствора:

$$\frac{T_{\text{CH}_4}}{T_{\text{c,CH}_4}} = \frac{T_{\text{N}_2}}{T_{\text{c,N}_2}} = \frac{T}{T_{\text{c,CH}_4-\text{N}_2}} = t. \quad (9)$$

Здесь индекс «с» относится к температуре в критической точке. Критическая температура «базового» раствора определялась аддитивно:

$$T_{\text{c,CH}_4-\text{N}_2} = T_{\text{c,CH}_4} \cdot (1 - x_{\text{N}_2}) + T_{\text{c,N}_2} \cdot x_{\text{N}_2} \quad (10)$$

На рис. 2 представлены экспериментальные значения поверхностного натяжения ур. (2), (4) и рассчитанные в рамках аддитивного приближения, используя σ растворов метан–гелий и азот–гелий. В пределах погрешности эксперимента (2–2.5 %) результаты согласуются между собой. Видно, что увеличение концентрации гелия приводит к уменьшению поверхностного натяжения.

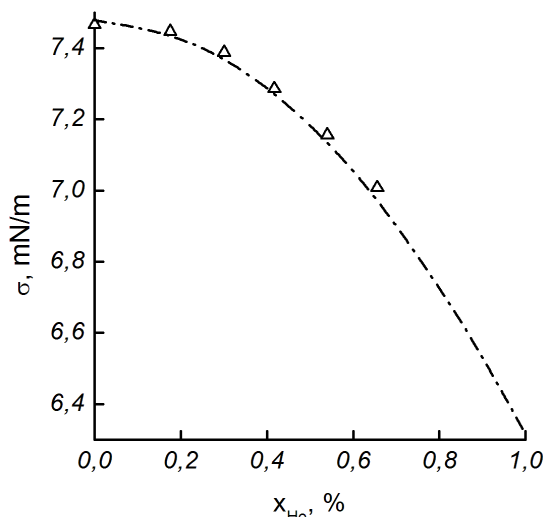


Рис. 2 Концентрационная зависимость поверхностного натяжения раствора метан–азот–гелий при $T = 130 \text{ K}$ и концентрации азота 11 мольных %. Штрих-пунктирная линия расчёт по аддитивному приближению ур. (3), точки – ур.(2), (4)

Список литературы:

1. Байдаков В.Г., Межфазная граница простых классических и квантовых жидкостей. Екатеринбург: УИФ «Наука». 1994.
2. I.E. Lane. *J. Colloid Interface Sci.* 42 (1973) 45.
3. E.W. Lemmon, R.T. Jacobsen. *Int. J. Thermophys.* 20 (1999) 825-835.
4. V.V. Sychev, A.A. Vasserman, V.A. Zagoruchenko et al., *Thermodynamic Properties of Methane*, Hemisphere Pub. Corp., Washington, 1987.
5. V.V. Sychev, A.A. Vasserman, A.D. Kozlov et al. *Thermodynamic Properties of Nitrogen*, Hemisphere Pub. Corp., Washington, 1987.
6. Knapp H., Zeck S., Langhorst R., *Vapor-liquid equilibria for mixtures of low boiling substances ternary systems*, 1989.
7. V.G. Baidakov, M.N. Khotienkova, V.N. Andbaeva, A.M. Kaverin, *Fluid Phase Equilib.* 301 (2011) 67-72.
8. Baidakov V.G., Grishina K.A. *Fluid Phase Equilibria* 2013. V. 354. P. 245–249.
9. Байдаков В.Г. *Журн. физ. химии.* Т. 83. N 9. (2009) С. 1–6.

УДК 551.340

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НАЧАЛА ЗАМЕРЗАНИЯ
ГРУНТОВ РАЗЛИЧНОГО ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА
ПРИ НЕФТЕСОЛЕВОМ ЗАГРЯЗНЕНИИ**

старший инженер Гречищева Э.С.¹, Мотенко Р.Г.

¹ОАО «Фундаментпроект», Сектор Испытаний Мерзлых Грунтов
125080, г. Москва, Волоколамское шоссе, д.1, стр.1

¹cryoerika@mail.ru

²Московский Государственный Университет имени
М.В.Ломоносова, геологический факультет, кафедра геокриологии
119991, г. Москва, Ленинские горы, д. 1

**STUDY THE FREEZING POINT OF VARIOUS GRAIN SIZES SOIL IN
POLLUTION NEFTESOLEVOM**

senior engineer Grechishcheva E.S., Motenko R.G.

JSC "Fundamentproject" Sector Trials frozen soil
125080, Moscow, Volokolamsk Highway, 1, p.1

Moscow Lomonosov State University, Geological Faculty,
Department of Geocryology

119991, Moscow, Lenin Hills, d. 1

В данной статье рассматриваются результаты исследования температуры начала замерзания чистых и засоленных загрязненных нефтью грунтов. Данные получены с помощью различных методик и новейшего оборудования. Сопоставлены данные, полученные на разном оборудовании. Проведено исследование термограмм оттаивания как чистых, так и засоленных загрязненных грунтов различного гранулометрического состава. Выявлено превалирующее влияние засоления.

Ключевые слова: мерзлые грунты, температура начала замерзания, нефтяное и нефтесолевое загрязнение, свойства мерзлых грунтов.

In the article the results of freezing point research are discussed for pure and saline - oil-contaminated soil. The data were obtained by different methods and the latest equipment. The data obtained using different equipment is compared. The thawing thermograms both pure and contaminated saline soils of different particle size distribution are studied. The dominant influence of salinity is revealed.

Keywords: permafrost, frozen ground properties, freezing point, saline soils, oil contamination

Введение

Нефтедобывающая промышленность составляет основу экономики России и в то же время является одной из наиболее опасных отраслей хозяйства по воздействию на окружающую природную среду. В результате аварий происходит загрязнение окружающей среды нефтью, а также подтоварными и пластовыми водами, используемыми для поддержания пластового давления и обладающими агрессивными химическими свойствами. Последствия нефтяного загрязнения в условиях зоны многолетней мерзлоты могут быть значительно и масштабнее в функциональном отношении и продолжительнее во времени. Результаты наблюдений свидетельствуют, что в условиях криолитозоны распад углеводородов в почве идет с небольшой скоростью [Соломонов и др., 2001], поэтому загрязненные грунты могут быть источником вторичного загрязнения [Чувиллин, Микляева, 2005].

Взаимодействие загрязненного нефтью грунта с конструкциями инженерных сооружений (объекты инфраструктуры месторождений, трубопроводы) обусловили необходимость исследований изменения физико-механических и теплофизических свойств грунтов, в т.ч. температуры начала замерзания. В настоящее время работ, посвященной этой теме, недостаточно. Одно из первых исследований было проведено во ВСЕГИНГЕО и посвящено изучению прочностных свойств загрязненных грунтов [Шешин и др., 1992]. Позднее изучением реологических свойств загрязненных нефтью грунтов занимались на кафедре геокриологии [Шевченко, Ширшова, 2008]. Авторами сделан вывод о том, что нефтезагрязнение не влияет на характер течения реологических процессов в мерзлых глинах. Исследование теплофизических свойств грунтов, проведенное на кафедре геокриологии МГУ показало, что коэффициент теплопроводности мерзлого грунта уменьшается с увеличением нефтяного загрязнения [Мотенко и др., 2001].

Экспериментальные исследования температуры начала замерзания загрязненных нефтью грунтов проводились С.Е. Гречищевым [2001]. Результаты его исследований показали отсутствие влияния нефтяного загрязнения на температуру начала замерзания грунтов. Биггар в своей работе [2004] приводит данные о снижении температуры начала замерзания при больших значениях загрязнения на 0,05 °С, однако отмечает, что чувствительность оборудования, с помощью которого было проведено исследование, недостаточна, чтобы сделать подобный вывод.

Исследованием влияния засоления на свойства грунтов, в т.ч. температуры начала замерзания в разные годы занимались многие

российские и зарубежные исследователи. За много лет накоплен большой экспериментальный материал.

Часто засоление грунтов происходит в районах добычи нефти. Пусковыми механизмами при этом являются высокоминерализованные техногенные потоки, в составе которых значительную роль играют водорастворимые хлориды, в меньшей степени -сульфаты и карбонаты. Источники солей - сырая нефть (пластовые жидкости), сточные промышленные воды, содержимое амбаров, промывочные жидкости и другие геохимически активные вещества, применяемые для извлечения и обессоливания нефти. Масштаб и интенсивность воздействия минерализованных вод на грунт часто более значительны, чем воздействия собственно нефти и нефтепродуктов. Аварии на нефтепромыслах приводят к заметному засолению при любых даже относительно невысоких концентрациях солей в пластовых жидкостях и соответственно в сточных водах [Солнцева Н. П., 1998].

Нефтесолевое загрязнение территорий может оказывать большее влияние, чем механическая трансформация земель. В литературе данные по совместному действию нефти и хлорида натрия практически отсутствуют. Вместе с тем нефтесолевое загрязнение может оказывать влияние, отличное от того, которое оказывают каждый из загрязнителей в отдельности, так как нефть и солевой раствор взаимодействуют между собой, а также их совместное нахождение в поровом пространстве обуславливает протекание особых физико-химических процессов [Небогина, 2009].

В связи с этим, актуальным является изучение действия нефтяного и солевого загрязнения по отдельности и совместно на свойства грунта, так как изменение свойств грунтов-оснований может привести к изменению температурного режима грунтов, возникновению просадок и других негативных геокриологических процессов, а в конечном счете – потере несущей способности и авариям.

Очень важной характеристикой для прогноза температурного режима грунтов, а также расчета глубины сезонного оттаивания или промерзания является температура начала замерзания грунта. Знание этого параметра необходимо для оценки геокриологических условий территории, а также для анализа свойств грунтов, в т.ч. теплофизических характеристик пород. Температура начала замерзания определяется в первую очередь такими параметрами состава и строения пород, как величина удельной активной поверхности и интенсивность поверхностных сил, геометрия капиллярно-пористой системы (распределение пор по радиусу), концентрация в поровом растворе ионов солей, а также динамика процесса промерзания [Основы геокриологии, 1996].

Метод исследования

Для определения температуры начала замерзания используется криоскопический метод. Одним из основных источников погрешности определения температуры замерзания влажных грунтов является переохлаждение. По мнению криохимиков, исследующих поведение водных солевых растворов, значительно более точные результаты дает метод, построенный на снятии кривых нагревания, который получил название метода “конца плавления”. Преимущество его состоит в том, что твердая фаза не склонна к перегреву и скорость плавления быстро возрастает с повышением температуры, что способствует быстрому установлению термодинамического равновесия между твердой и жидкой фазами.

Исследование засоленных грунтов подтвердило это преимущество и достаточно аргументировано рекомендуется проводить для мерзлых грунтов определения именно температуры оттаивания. Образцы грунта промораживаются при $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$ (для грунтов с морским типом засоления). Заданная скорость промерзания обеспечивает в образцах массивную криогенную текстуру. Цикл оттаивания производится в воздушной среде при комнатной температуре. В результате эксперимента получаем изменение температуры образца во времени – термограмму оттаивания (рис.1). Влажность исследуемого образца грунта определяется весовым методом. Типичный вид термограммы оттаивания и ее графическая обработка представлены на рис. 1. С уменьшением влажности убывает величина суммарного теплового эффекта, что приводит к снижению точности определения величины температуры оттаивания. Для незасоленных пород температурной границей применимости данной методики является значение $t = -1 \dots -3\text{ }^{\circ}\text{C}$. Для засоленных пород эта граница сдвигается в область более низких температур. При исследовании засоленных грунтов температурный интервал, где происходит вымерзание (оттаивание) порового раствора, увеличивается с ростом концентрации порового раствора, термограмма выполаживается, что вызывает увеличение погрешности при ее графической обработке [Мотенко, 1997].

Криоскопический метод использует выделение скрытой теплоты кристаллизации (или же поглощение теплоты плавления) и понижение температуры замерзания (плавления) воды в порах грунтов. Эксперимент заключается в том, чтобы точно установить эту температуру и влажность грунта.

Оборудование

При выполнении исследований температуры оттаивания использовались несколько установок.

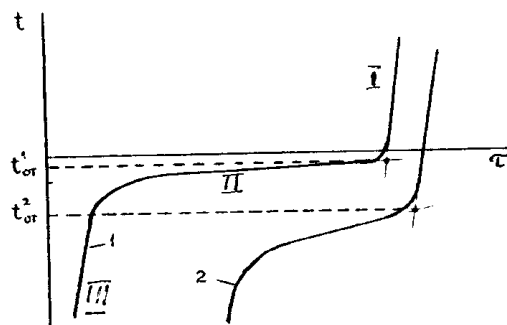


Рис.1. Термограммы оттаивания мерзлых образцов грунта:
1 – незасоленного, 2 – засоленного

На первых этапах экспериментальных исследований использовалась установка, состоящая из термопары, подключенной к самопишущему устройству КСП-4. Хромель-копелевая термопара регистрировала изменение температуры образца во времени. Рабочий спай находился в центре образца, а второй спай - в сосуде Дьюара, где поддерживалась температура 0°C за счет тающей смеси льда с водой. По окончании опыта на диаграммной ленте записывалось показание термопары при 0°C . Достоинством этого метода является непрерывная запись изменения температуры во времени и высокая точность определения ($\pm 0,05^{\circ}\text{C}$). К недостаткам можно отнести ограниченность диапазона температур, в котором можно проводить исследование (от -10 до $+10^{\circ}\text{C}$), а также неудобная форма получения и обработки материала: бумажная диаграммная лента, требующая ручной обработки.

Для исследований термограмм в более широком температурном диапазоне (от -30 до $+20^{\circ}\text{C}$) после определения T_{bf} на КСП-4 для проведения экспериментов использовался прибор ИРТ-2 (производство ЗАО «Эксис», рис. 2), который был разработан для измерений температуры и имеет возможность подключения датчика с любым типом чувствительного элемента (термопара или датчик сопротивления). Была отработана методика определения температуры начала замерзания/оттаивания на этом приборе [Гречищева, Мотенко, 2010]. Исследование проводилось на тех же образцах с хромель-копелевыми термопарами, которые до этого использовались в комплексе с КСП-4. Сопоставление данных, полученных этими двумя приборами на одних и тех же образцах выявило, что при преобразовании аналогового сигнала в цифровой прибором ИРТ-2 происходит потеря точности определения температуры с $\pm 0,05$ до $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$. Однако прибор ИРТ-2 позволяет провести более детальное исследование термограмм оттаивания из-за увеличения диапазона измеряемой температуры.

В начале исследований также была отработана методика определения температуры замерзания-оттаивания на приборе для определения теплофизических характеристик грунтов ИТС-λС-10 (рис. 3).

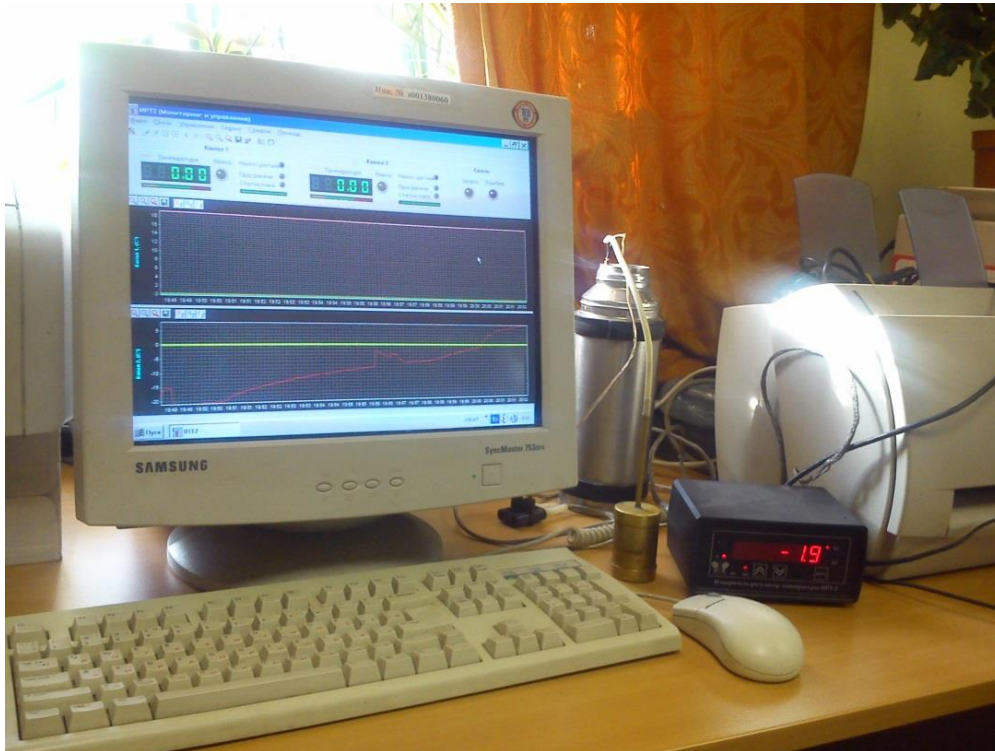


Рис. 2. Определение температуры замерзания с помощью прибора ИРТ-2

В ходе эксперимента по определению теплофизических характеристик происходит измерение температуры в характерных точках тепловой ячейки с заданным интервалом времени (например 10 с). Одной из характерных точек является центр образца, куда помещается температурный датчик. Таким образом, с помощью измерителя теплофизических характеристик ИТС-ЛС-10 можно получить изменение во времени температуры в центре образца. На основе этих данных были построены термограммы и определена температура оттаивания. Несомненным достоинством этого прибора является возможность определения температуры начала замерзания/оттаивания в ходе одного опыта по определению теплофизических характеристик, т.е. на одном образце, что существенно снижает временные затраты, а также минимизирует случайную погрешность определения, возникающую за счет неоднородности образцов [Гречищева, Мотенко, 2013; Зыков и др., 2013]. Точность определения температуры составляет $\pm 0,15$ °С в цикле оттаивания и $\pm 0,2$ °С в цикле замерзания. Так как для определения теплофизических характеристик необходимо создать большой перепад температур образца и среды, в которую помещается образец (более 40 °С), то невозможно избежать эффекта, связанного с переохлаждением образца. Таким образом, температура оттаивания грунта, определенная с помощью измерителя теплофизических характеристик ИТС-ЛС-10 в среднем на 0,2-0,5 °С выше, чем температура замерзания.

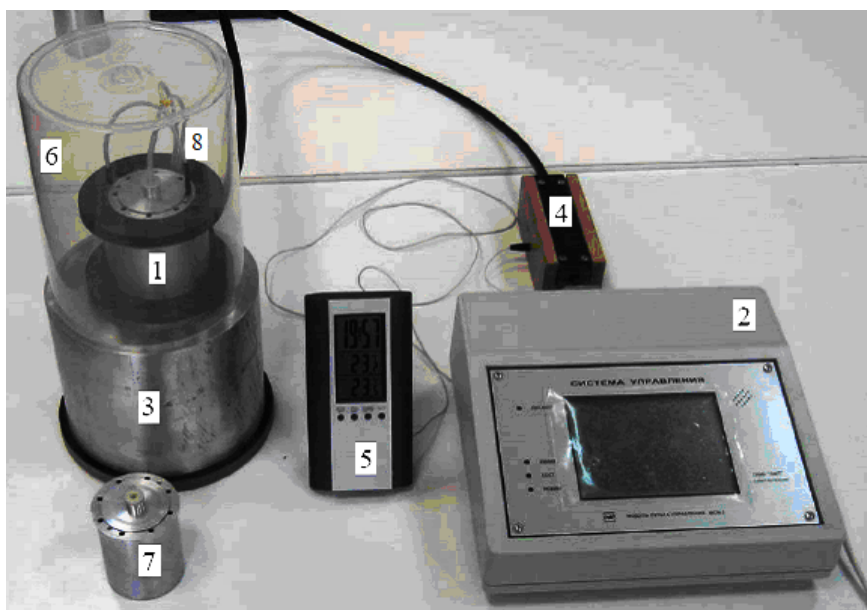


Рис. 3. Измеритель теплофизических свойств грунтов «ИТС-10»: 1 — теплоизмерительная ячейка; 2 – теплофизический контроллер; 3 — массивный металлический блок; 4 — теплозащитная коробка для «холодных» спаев; 5 — цифровой термометр; 6 — тонкостенный прозрачный колпак; 7 — металлический стакан для размещения образца исследуемого материала; 8 - температурные датчики

Позднее исследования температуры оттаивания были проведены на приборе ИРС-1 (производство ОАО «Фундаментпроект»), специально разработанном для определения температуры начала замерзания/оттаивания. В процессе исследований была отработана методика определения температуры замерзания/оттаивания на этом приборе [Motenko, Grechishcheva, 2013]. В приборе ИРС-1 в качестве чувствительного элемента используются платиновые датчики сопротивления размером 1×1 мм, которые подключаются через преобразователь к персональному компьютеру (рис. 4). Достоинством этой установки является возможность серийных исследований, а также удобство проведения опыта и возможность компьютерной обработки результатов эксперимента. Точность определения составляет $\pm 0,1$ °С. Отдельно стоит отметить, что все датчики были откалиброваны с помощью поверенного эталонного термометра 2 класса точности при 5 заданных температурах (от -30 до +10). Программное обеспечение позволяет внести в память результаты калибровки и учесть нелинейность изменения погрешности определения в зависимости от температуры.

Результаты

Исследование проводилось на модельных грунтах разного гранулометрического состава: песке, супеси, суглинке и глине. Для исследования влияния нефтяного, солевого и нефтесолевого загрязнения готовились грунтовые пасты с различными значениями степени

засоленности и нефтяного загрязнения.

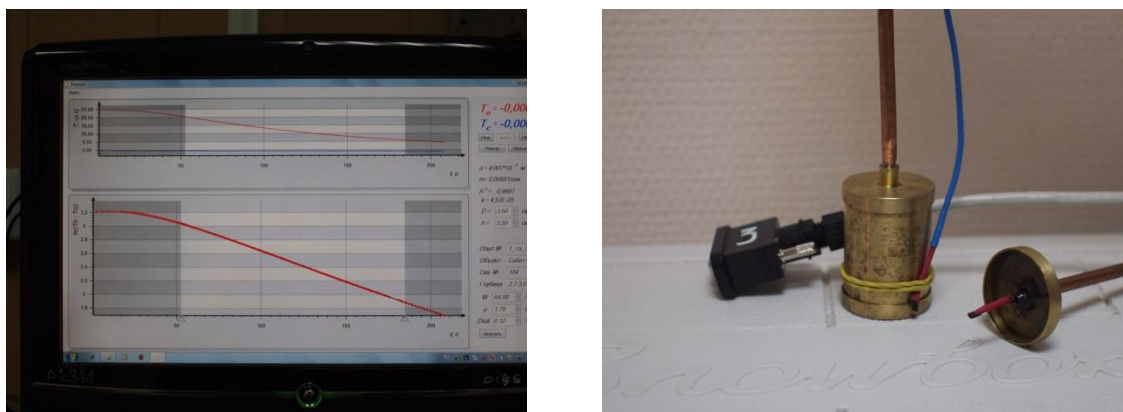


Рис. 4 Определение температуры начала замерзания с помощью прибора ИРС-1

Засоление осуществлялось с помощью растворов соответствующей концентрации, для расчета которой использовались следующие формулы:

$$D_{\text{sal}} = (g_s/g_d) * 100,$$

где D_{sal} – засоленность грунта, %, g_s – масса содержащихся в грунте солей, g_d – масса сухой навески грунта (включая массу содержащихся в нем солей);

$$C_{\text{ps}} = D_{\text{sal}} / (D_{\text{sal}} + W_{\text{tot}}),$$

где D_{sal} – степень засоленности грунта, д.е.; C_{ps} – концентрация порового раствора, д.е.; W_{tot} – суммарная влажность грунта, д.е. [СП 25.13330.2012].

Влажность для песка составила – 9%, для супеси – 22%, для суглинка – 25%, для глины – 40%. Добавление нефти проводилось после увлажнения грунта и тщательного его перемешивания. В данной работе рассмотрим результаты, полученные для незасоленных незагрязненных грунтов (рис.5) и грунтов с нефтесолевым загрязнением (рис.3), степень засоленности для которых составила 1%, а нефтяное загрязнение – 8%. Сопоставление данных показало полное совпадение результатов определения температуры начала замерзания/оттаивания исследованных грунтов, полученных на приборах ИРС-1, ИТС-λс-10, ИРТ-2, КСП-4. Данные, представленные на рисунках, получены на приборе ИТС-λс-10 в цикле опытов по определению теплофизических характеристик грунтов.

Рассмотрим термограммы оттаивания незасоленных незагрязненных грунтов. Разная влажность образцов обуславливает различия в длительности протекания фазового перехода в исследованных грунтах. Время фазовых переходов увеличивается с увеличением влажности грунта. Так для песка с минимальной влажностью оно минимально и составляет около 850 секунд, а для глины с максимальной влажностью – около 2800 секунд. Температура оттаивания грунта уменьшается в ряду песок-супесь-

суглинок-глина от 0 до $-0,4^{\circ}\text{C}$, что полностью подтверждает известные закономерности и является проявлением влияния энергии удельной активной поверхности.

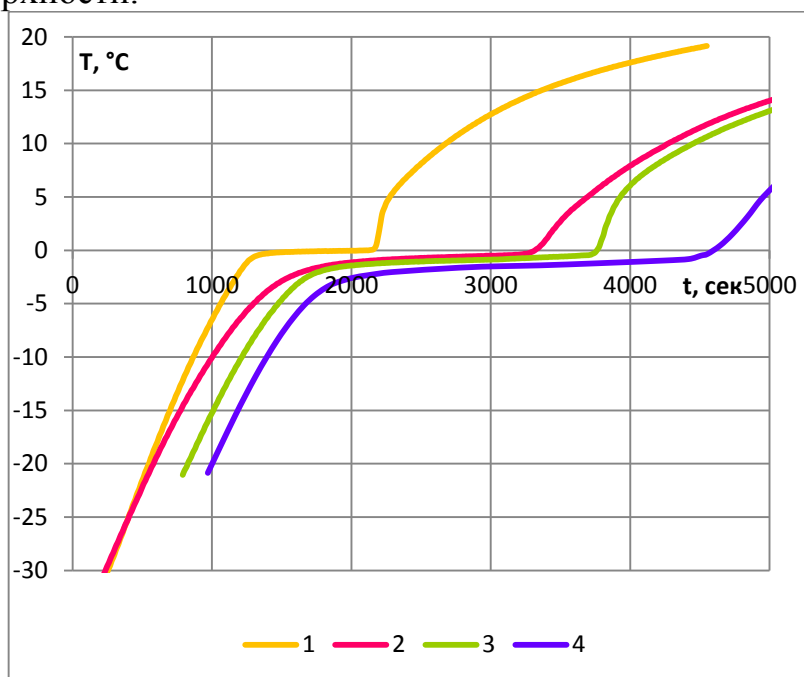


Рис. 5. Термограммы оттаивания незасоленных незагрязненных грунтов: 1 – песок, 2 – супесь, 3 – суглинок, 4 - глина

Рассмотрим термограммы оттаивания грунтов с нефтесолевым загрязнением (рис. 6). Закономерность, касающаяся времени фазовых переходов, сохраняется такой же, как и для чистых грунтов, однако время фазовых переходов уменьшается по сравнению с чистыми грунтами. Так для песка время фазовых переходов составляет около 700 секунд, а для глины – около 1900 секунд. Это связано с тем, что в засоленных образцах больше незамерзшей воды и меньше льда по сравнению с чистыми. Также расширяется температурный диапазон, в котором происходят фазовые переходы. Температура начала замерзания существенно снижается по сравнению с чистыми грунтами, что объясняется большой засоленностью образцов и как следствие – высокой концентрацией порового раствора. Для песка и супеси в диапазоне температур от -21 до -23°C фиксируется еще один фазовый переход. Он обусловлен образованием криогидрата хлорида натрия. Условия его образования – концентрация раствора 0,23 д.е. и температура $-21,2^{\circ}\text{C}$. То, что перегиб на графике связан именно с образованием криогидрата подтверждается расчетом концентрации порового раствора C_{ps} при температуре $\sim -20^{\circ}\text{C}$ для исследованных грунтов. Так для песка и супеси концентрация порового раствора составила более 0,23 д.е., а для суглинка и глины – менее 0,23 д.е.

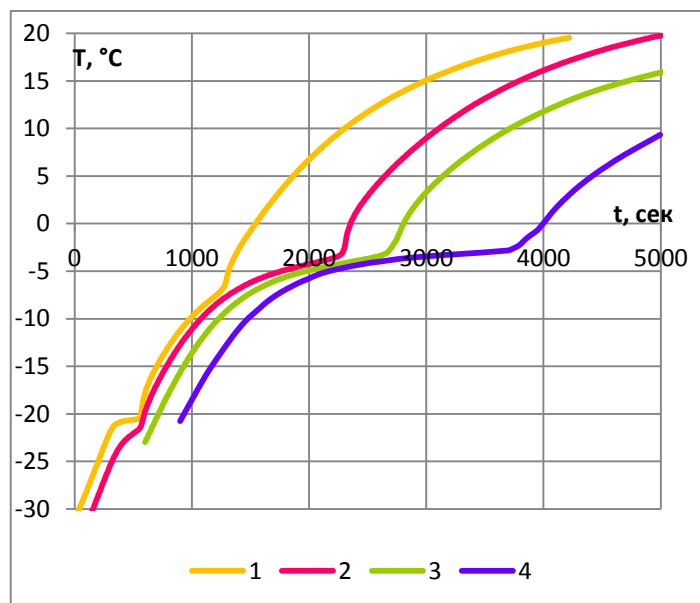


Рис.6. Термограммы оттаивания засоленных ($D_{sal}=1\%$) загрязненных ($z=8\%$) грунтов: 1 – песок, 2 – супесь, 3 – суглинок, 4 – глина

Выводы

– на термограммах оттаивания в диапазоне температур от $-21,1$ до -24 °С фиксируется фазовый переход для образцов песка и супеси; это связано с образованием криогидрата NaCl, обусловленного повышением концентрации порового раствора до эвтектической при промерзании; нефтяное загрязнение не оказывает влияния на температуру образования криогидрата;

– при исследовании влияния нефтесолевого загрязнения на температуру начала замерзания грунтов выявлено преобладающее влияние засоления для всех типов грунтов. Таким образом влияние нефтесолевого загрязнения на температуру замерзания идентично влиянию засоления.

Список литературы:

1. Гречищев С.Е., Инстанес А., Шешин Ю.Б., Павлов А.В., Гречищева О.В. Лабораторные исследования замерзания нефтезагрязненных грунтов и модель их структуры при отрицательной температуре // Криосфера Земли, 2001а, т. V, №2, с. 48-53

2. Гречищева Э.С., Мотенко Р.Г. Экспериментальное исследование совместного влияния засоления и нефтяного загрязнения на температуру замерзания и фазовый состав влаги в грунте. Сборник статей 9-го Международного симпозиума по развитию холодных регионов, Якутск, 2010

3. Гречищева Э.С., Мотенко Р.Г. Исследование теплопроводности мерзлого засоленного нефтезагрязненного песка с помощью измерителя ИТС-λС-10. Вестник Международной Академии Холода, Санкт-Петербург, 2013, №2, сс.38-42

4. Зыков Ю.Д., Мотенко Р.Г., Кошурников А.В., Гречищева Э.С., Гунар А.Ю., Озерицкий К.В. Влияние засоления на геофизические и теплофизические свойства нефтезагрязненных пород. Электронный вестник МГОУ, 2013, №2

5. Мотенко Р.Г. Теплофизические свойства и фазовый состав влаги мерзлых засоленных дисперсных пород. Автореф. дисс. на соискание степени к. г-м. н., Москва, 1997

6. Мотенко Р.Г., Колесникова А.А., Журавлев И.И. Экспериментальное исследование фазового состава влаги в мерзлых грунтах, загрязненных нефтями или нефтепродуктами // Консервация и трансформация вещества и энергии в криосфере Земли. Тезисы докладов международной конференции, Пушино, 2001, с. 101-102

7. Солнцева Н.П. Добыча нефти и геохимия природных ландшафтов. М.: Изд-во МГУ, 1998, 376 с

8. Небогина Н.А. Влияние состава нефти и степени ее обводненности на структурно-механические свойства эмульсий. Автореф. дисс. на соискание ученой степени канд. хим. наук, Томск, 2009

9. Основы геокриологии, т.2. Динамическая геокриология. Под ред. Э.Д. Ершова. Москва: Изд-во МГУ, 1996

10. Соломонов Н.Г., Десяткин Р.В., Ларионов В.П., Иванов Б.И., Исаев А.П., Борисов З.З. Экологические проблемы освоения нефтегазовых ресурсов в Якутии // Криосфера Земли, 2001, т. V, №4, с. 30-35

11. СП 25.13330.2012. Основания и фундаменты на вечномерзлых грунтах, 2012

12. Чувиллин Е.М., Микляева Е.С. Полевой эксперимент по оценке нефтяного загрязнения верхних горизонтов многолетнемерзлых пород // Криосфера Земли, 2005, т. IX, №2, с. 60-66

13. Шевченко Л.В., Ширшова И.В. Прочностные свойства мерзлых глинистых грунтов // Геоэкология, 2008, №1, с. 78-84

14. Шешин Ю.Б., Горбунов В.П., Кулагин Б.А. Влияние нефтепродуктов на прочностные свойства мерзлых грунтов / В сб.: Методы изучения криогенных физико-геологических процессов. М.: ВСЕГИНГЕО, 1992, с. 30-34

15. Biggar K.W. Contaminant Behaviour and Impact in Permafrost Soils. Review of Processes and Potential Impacts. Environment Canada, Northern Division, 2004, 16 p.

16. Motenko R.G., Grechishcheva E.S. Oil contamination influence on water phase composition of frozen sand. International conference Earth cryology XXI century, Pushchino, 2013

ОБЗОР МЕТОДОВ ВЫДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА ДЛЯ КОНТРОЛЯ СТРУКТУРНОГО ПЕРЕХОДА В ПОЛИМЕРЕ

к.т.н. Балашов А.А.

«Тамбовский государственный технический университет»

392000 Тамбовская обл., Тамбов, ул. Советская, 116

balashov_alex_76@mail.ru

REVIEW METHODS FOR ISOLATING THE USEFUL SIGNAL CONTROL STRUCTURAL TRANSITIONS IN POLYMERS

Ph.D. Balashov A.A

Tambov State Technical University

392000 Tambov region, Tambov, ul. Sovetskaya, 116

Обработка сигнала на этапе устранения шумовой составляющей и оценки полезной составляющей осуществляется с помощью критериев и правил принятия решения.

Ключевые слова: сигналы, фазовые переходы, шумы.

The signal processing step to eliminate the noise component and a useful component of the assessment carried out using the criteria and rules for decision making.

Keywords: signals, phase transitions, noises.

Согласно теореме статистической физики [1] о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы, теплоемкость полимера зависит от числа степеней свободы. В стеклообразном или кристаллическом состоянии наблюдаются колебательные степени свободы, а в высокоэластическом и вязкотекучем, кроме того, – и вращательные, и поступательные степени свободы. Этим объясняется хорошо известный факт, что при переходе полимера через температуру стеклования его теплоемкость возрастает. В области фазовых переходов (плавление, кристаллизация) также наблюдается резкое изменение теплоемкости полимеров. Предполагается фиксировать фазовые переходы в полимере методом неразрушающего контроля [2–4]. При реальной работе информационно-измерительной системы, которая реализует метод, возникает шум с достаточно большой амплитудой из-за теплового движения заряженных частиц в элементах электрических цепей. Поэтому исследование каналов передачи информации о возможных фазовых переходах в полимере является актуальным.

Допустим, что обнаружению подлежит детерминированный сигнал $s(t)$ на фоне шума $n(t)$ по наблюдаемой выборке $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$. Тогда алгоритм

обнаружения сводится к сравнению с порогом C отношения правдоподобия [5]

$$l(\mathbf{x}) = \frac{W_n(\mathbf{x}|H_1)}{W_n(\mathbf{x}|H_0)}.$$

Здесь $W_n(\mathbf{x}|H_i)$ – условная плотность вероятности (функция правдоподобия) выборки $\mathbf{x} = (x_1, x_2, \dots, x_n)$ в предположении, что верна гипотеза H_i . Задачу обнаружения сигнала на фоне шума удобно сформулировать в терминах проверки статистических гипотез. Собственно подлежит проверке гипотеза $H_0: x(t) = n(t)$ против альтернативы $H_1: s(t) \otimes n(t)$. Символ \otimes обозначает произвольную комбинацию сигнала и шума.

Значение порога C определяется выбранным критерием оптимальности обнаружения. При использовании байесовского критерия порог

$$C^* = \frac{p_0(\Pi_{10} - \Pi_{00})}{p_1(\Pi_{01} - \Pi_{11})}$$

Здесь $\|\Pi_{ij}\| (i, j = 0, 1)$ – матрица потерь; $p_1 = 1 - p_0$ – априорная вероятность наличия сигнала.

Реальные условия приема сигнала на фоне шума, как правило, приводят к необходимости решения задачи обнаружения в условиях априорной неопределенности. Априорная неопределенность относительно сигнала и шума может иметь различную форму. Соответственно весьма разнообразными оказываются методы преодоления априорной неопределенности [6–9].

Рассмотрим следующую модель сигнала и шума. Пусть при $t \in [0; T]$

$$x(t) = \begin{cases} n(t); \\ s(t, \mathfrak{Q}) + n(t), \end{cases}$$

где $n(t)$ – реализация гауссовского шума.

Полезный сигнал $s(t, \mathfrak{Q})$ предполагается известной функцией времени t и неизвестных параметров $\mathfrak{Q} \in \Theta$. Здесь \mathfrak{Q} – вектор неизвестных параметров сигнала и помехи, а Θ – область неизвестных параметров помехи.

Тогда

$$l(\mathfrak{Q}) = e^{[L(\mathfrak{Q})]}; \quad (1)$$

$$L(\mathfrak{Q}) = \int_0^T x(t)V(t, \mathfrak{Q})dt - \int_0^T s(t, \mathfrak{Q})V(t, \mathfrak{Q})dt / 2 = L_z(\mathfrak{Q}) - \int_0^T s(t, \mathfrak{Q})V(t, \mathfrak{Q})dt / 2 \quad (2)$$

– логарифм функционала отношения правдоподобия, а $V(t, \mathfrak{Q})$ – решение

интегрального уравнения

$$\int_0^T B(t, \tau) V(\tau, \Theta) d\tau = s(t, \Theta), \quad t \in [0, T], \quad \Theta \in \Theta. \quad (3)$$

Соотношения (1)–(3) определяют структуру байесовского обнаружителя сигнала с неизвестными параметрами на фоне гауссовского шума.

Естественной характеристикой байесовского алгоритма обнаружения является байесовский риск, равный минимальному значению среднего риска

$$R = \sum_{i,j=0}^1 p_i \Pi_{ij} \int_{\mathbf{x}_j} W_n(\mathbf{x} | H_i) d\mathbf{x}.$$

Однако во многих прикладных задачах удобнее оперировать вероятностями ошибок 1-го рода (ложной тревоги)

$$\alpha = \int_{\mathbf{x}_1} W_n(\mathbf{x} | H_0) d\mathbf{x}$$

и ошибок 2-го рода (пропуска сигнала)

$$\beta = \int_{\mathbf{x}_0} W_n(\mathbf{x} | H_1) d\mathbf{x}.$$

Для произвольных параметров Θ точное определение α и β весьма затруднительно, так что приходится прибегать к приближенным методам. Возможность применения приближенных методов для определения характеристик обнаружителя существенно зависит от отношения сигнал-шум

$$d_T^2 = \int_0^T s(t, \Theta_0) V(t, \Theta_0) dt$$

и от свойств шумовой

$$\hat{N}(\Theta) = d_T N(\Theta) = \int_0^T n(t) V(t, \Theta) dt$$

и сигнальной функции

$$\hat{S}(\Theta_1, \Theta_2) = d_T^2 S(\Theta_1, \Theta_2) = \int_0^T s(t, \Theta_1) V(t, \Theta_2) dt.$$

Большинство приближенных методов расчета α и β для байесовского обнаружителя основано на вычислении моментов усредненного функционала отношения правдоподобия

$$\Lambda[x(t)] = \int_{\Theta} l(\Theta) W(\Theta) d\Theta. \quad (4)$$

Здесь $l(\Theta) = l[x(t) | \Theta]$ – функционал отношения правдоподобия. В

результате, как правило, определяются лишь некоторые границы для вероятностей ошибок [7].

Рассмотренные выше решающие правила основаны на предположении, что задача проверки статистических гипотез решается однократно после получения выборки объема n . Представляет интерес другой подход к решению той же задачи, при котором возможность принятия решения в пользу гипотезы H_0 или альтернативы H_1 проверяется многократно по мере получения каждого нового элемента выборки или некоторой группы элементов. Такие многошаговые процедуры называются последовательными, в отличие от рассмотренных выше одношаговых непоследовательных процедур. Ниже рассматриваются особенности и характеристики таких процедур и возможности их использования в параметрических задачах обнаружения сигналов.

При последовательном анализе статистических гипотез для каждого k -го шага, на котором производится попытка вынести решение, должны быть определены три области значений решающей статистики: допустимая \aleph_0 , критическая \aleph_1 и область неопределенности \aleph_n . При попадании решающей статистики в область \aleph_0 принимается решение о справедливости гипотезы H_0 ; если решающая статистика оказывается в области \aleph_1 принимается альтернатива H_1 . В случае если значение решающей статистики попадает в область неопределенности \aleph_n , считается, что информации, имеющейся на k -м шаге, недостаточно и необходимо получение следующего элемента выборки.

В отличие от непоследовательных методов, где при известных распределениях $W_n(x|H_i)$ выборочных значений объем выборки n определяется заранее исходя из необходимости получения заданных вероятностей ошибок первого и второго рода α_1 и β_2 в случае последовательного анализа этот объем является случайной величиной, зависящей от выборочных данных.

Особенность последовательного анализа заключается в возможности учета при выборе правил прекращения наблюдения и вынесения решения не только стоимости тех или иных ошибочных решений, но и стоимости проведения эксперимента по получению элементов выборки. В соответствии с этим на различных шагах процедуры могут выбираться разные способы разбиения множества значений решающей статистики на подмножества \aleph_0 , \aleph_1 , \aleph_n . Так же, как и способы выбора решающего порога при выборке фиксированного объема, эти способы могут оптимизироваться в соответствии с заданным критерием качества.

Другой важной особенностью последовательного анализа является возможность целенаправленно влиять на ход эксперимента на последующих шагах с учетом результатов, полученных на предшествующих шагах, в том числе при меняющихся независимо от

экспериментатора условиях наблюдения.

Один из наиболее эффективных последовательных критериев был предложен и исследован А. Вальдом [10]. Последовательный критерий Вальда состоит в сравнении на каждом k -м шаге отношения правдоподобия $\Lambda(x_1, x_2, \dots, x_k)$ выборки (x_1, x_2, \dots, x_k) с двумя фиксированными порогами A_1 и B_1 ($A_1 > B_1$). При $\Lambda \leq B_1$ считается справедливой гипотеза H_0 , при $\Lambda \geq A_1$ принимается альтернатива H_1 . При условии $B_1 < \Lambda < A_1$ эксперимент продолжается.

Решающие пороги вальдовского критерия A_1 и B_1 могут быть найдены по заданным вероятностям ошибок α_1 и β_1 на основе следующих рассуждений [10, 11].

Условием принятия решения о справедливости альтернативы H_1 является

$$\Lambda = \frac{W(\mathbf{x}|H_1)}{W(\mathbf{x}|H_0)} \geq A_1$$

$$\text{или } W(\mathbf{x}|H_1) \geq A_1 W(\mathbf{x}|H_0).$$

Это условие справедливо для любой выборки, попадающей в область \mathbf{X}_1 . Здесь \mathbf{X}_1 – подмножество выборки приводящей к решению в пользу гипотезы H_1 . Поэтому можно проинтегрировать обе части последнего неравенства по этой области. Тогда получим

$$\int_{\mathbf{x}_1} W(\mathbf{x}|H_1) d\mathbf{x} \geq A_1 \int_{\mathbf{x}_1} W(\mathbf{x}|H_0) d\mathbf{x}.$$

Но интеграл в правой части выражает вероятность ошибки первого рода (ложной тревоги), а интеграл в левой части – мощность критерия (вероятность правильного обнаружения). Поэтому

$$1 - \beta_1 \geq A_1 \alpha_1$$

$$\text{или } A_1 \leq \frac{(1 - \beta_1)}{\alpha_1} = \frac{D_1}{F_1}.$$

Последнее неравенство является оценкой сверху для A_1 .

Рассматривая аналогично случай вынесения решения в пользу гипотезы H_0 , получаем

$$\Lambda = \frac{W(\mathbf{x}|H_1)}{W(\mathbf{x}|H_0)} \leq B_1$$

$$\text{или } W(\mathbf{x}|H_1) \leq B_1 W(\mathbf{x}|H_0),$$

что после интегрирования по области \mathbf{X}_0 дает неравенство

$$\beta_1 \leq B_1 (1 - \alpha_1)$$

$$\text{или } B_1 \geq \frac{\beta_1}{(1-\alpha_1)} = \frac{(1-D_1)}{(1-F_1)},$$

определяющее оценку снизу для порога B_1 .

На практике для независимых выборок удобно пользоваться не отношением правдоподобия, а его логарифмом. При этом

$$Z_k = \sum_{i=1}^k z_i = Z_{k-1} + z_k = \ln \{ \lambda(x_1) \lambda(x_2) \dots \lambda(x_k) \}.$$

Накопленное значение решающей статистики Z_k на каждом шаге сравнивается с решающими порогами

$$A = \ln A_1 = \ln \frac{D_1}{F_1}$$

$$\text{и } B = \ln B_1 = \ln \frac{1-D_1}{1-F_1}.$$

В случаях $Z_k \leq B$, $Z_k \geq A$ и $B < Z_k < A$ принимается соответственно решение о справедливости H_0 , H_1 или необходимости продолжения эксперимента. Показано, что для независимой однородной выборки с вероятностью единица число шагов последовательной процедуры конечно [10, 11].

Таким образом, проведение последовательной процедуры Вальда складывается из операций вычисления решающей статистики z_k для каждого элемента выборки, вычисления накопленного значения решающей статистики $Z_k = Z_{k-1} + z_k$ и сравнения его на каждом шаге процедуры с решающими порогами A и B .

Вальдом совместно с Вольфовитцем доказана теорема об оптимальности последовательного критерия отношения вероятностей [10]. Эта теорема утверждает, что среди всех критериев, обеспечивающих решение задачи различения статистических гипотез с вероятностями ошибок первого и второго рода, не превышающими заданных значений α_1 и β_1 , процедура последовательного анализа отношения правдоподобия с фиксированными порогами требует минимального в среднем объема выборки. Таким образом, теорема Вальда–Вольфовитца доказывает оптимальность последовательного критерия Вальда для временной меры стоимости наблюдений. При доказательстве теоремы предполагается, что различаемые гипотезы являются простыми, выборка – независимой и однородной, наблюдаемое распределение точно совпадает с ожидаемым для гипотезы или альтернативы, перескоком решающей статистики за пороги можно пренебречь.

При нарушении одного или нескольких предположений, сделанных при доказательстве теоремы Вальда–Вольфовитца, проблема поиска оптимального последовательного критерия усложняется. Решить ее, как

правило, удастся только при допущениях, сильно ограничивающих область возможных приложений полученных алгоритмов. Однако результаты работ [12–19] авторов показывают, что для многих практически важных задач, не удовлетворяющих условиям теоремы Вальда–Вольфовитца, могут быть предложены эффективные модификации критерия Вальда, мало уступающие строго оптимальному критерию.

Список литературы:

1. Бартенев, Г.М. Физика и механика полимеров / Г.М. Бартенев, Ю.В. Зеленев. – М.: Высш. школа, 1983. – 391 с.

2. Балашов, А.А. Информационно-измерительная система неразрушающего контроля температурных характеристик структурных переходов в полимерных материалах/ А.А. Балашов, Н.Ф. Майникова, Н.П. Жуков // Приборы. – 2010. № 12. – С. 53-57.

3. Майникова, Н.Ф. Неразрушающий способ исследований релаксационных переходов в полимерных материалах / Н.Ф. Майникова, А.А. Балашов, С.О. Васильев // Вестн. Тамб. гос. техн. ун-та. – 2014. – Т.20, № 1. – С. 34-41.

4. Жуков, Н.П. Метод неразрушающего контроля температурных характеристик структурных переходов в полимерах / Н.П. Жуков, Н.Ф. Майникова, И.В. Рогов, А.А. Балашов // Вопросы современной науки и практики. Университет им. В.И. Вернадского. – 2010. № 1-3. – С. 253-259.

5. Теория обнаружения сигналов / П.С. Акимов и др. – М.: Радио и связь, 1984. – 440 с.

6. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники в 3-х кн. – М.: Сов. радио, 1976. – Кн. 3. – 285 с.

7. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции в 4-х т.: Пер с англ. – М.: Сов. радио, 1972. – Т.1. – 744 с.

8. Вопросы статистической теории радиолокации в 2-х т./ П.А. Бакут, И.А. Большаков, Б.М. Герасимов и др.; Под ред. Г. П. Тартаковского. – М.: Сов. радио, 1963. – Т.1.

9. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники в 3-х кн. – М.: Сов. радио, 1975. – Кн. 2. – 391 с.

10. Вальд А. Последовательный анализ: Пер. с англ./Под ред. Б. А. Севастьянова. – М.: Физматгиз, 1960.

11. Леман Э. Проверка статистических гипотез: Пер. с англ. Ю. В. Прохорова. – М.: Наука, 1979.

12. Репин В.Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. – М.: Сов. радио, 1977. – 432 с.

13. Сосулин Ю.Г. Теория обнаружения и оценивания стохастических

сигналов. – М.: Сов. радио, 1978, 320 с.

14. Башаринов А.Е., Флейшман Б.С. Методы статистического последовательного анализа и их приложения. – М.: Сов. радио, 1962.

15. Хазен Э. М. Методы оптимальных статистических решений и задачи оптимального управления. – М.: Сов. радио, 1968. – 255 с.

16. Синдлер Ю.Б. Метод двухступенчатого статистического анализа и его приложения в технике. – М.: Наука, 1973. – 191 с.

17. Справочник по радиолокации в 4-х т.: Пер. с англ./Под ред. К. Н. Трофимова, – М.:Сов. радио, 1976. – Т.1. – 455 с.

18. Власов И.Б., Кузьмина Е.К., Соловьев Г.Н. Последовательная процедура с комбинированной статистикой для обнаружения сигнала в многоканальных системах. – Радиотехника и электроника, 1983, т. 28, – № 9.

19. Власов И. Б., Розанов Б. А., Соловьев Г. Н. Последовательное обнаружение сигналов. – Труды МВТУ. Вопросы радиоэлектроники, Вып. 305, 1979.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ МНОГОСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК, ОБРАЗУЮЩИХСЯ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФАЗ В ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ ПРОИЗВОДСТВА И ПЕРЕРАБОТКИ РАСТИТЕЛЬНЫХ ЖИРОВ

**д.т.н. Федоров А.В., д.т.н. Лисицын А.Н., к.х.н. Волков С.М.,
к.т.н. Марков В.Н., Тагиев Ш.К., Ефимов А.В.**

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Всероссийский научно-исследовательский институт жиров»

191119, Санкт-Петербург, ул. Черныховского, 10

fedorov@vniig.org, www.vniifats.ru

THE STUDY OF THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF LAYERED FILMS FORMED ON THE PHASE BOUNDARY IN TECHNOLOGICAL PROCESSES OF PRODUCTION AND PROCESSING OF VEGETABLE FATS

**Ph.D. A. V. Fedorov, Ph.D. A. N. Lisitsyn, Ph.D. S. M. Volkov,
Ph.D. V. N. Markov, S. K. Tagiev, A. V. Efimov**

Federal State-Funded Institution of Science
"All-Russian Scientific Research Institute of Fats"

191119, Sankt-Petersburg, Chernyakhovski str., 10

В статье рассматриваются процессы, происходящие внутри оборудования для производства и переработки растительных жиров, где перенос массы и энергии является определяющим. В первую очередь это экстракция растительных масел из масличного материала, дистилляция мисцеллы, рафинация растительных масел. Здесь наибольшее удельное энергопотребление и самый высокий уровень рабочих температур, поэтому рациональная организация производства позволяет получить ощутимый экономический эффект. Обоснование и проверка методов интенсификации тепло-и массообмена является важной задачей производства растительных масел.

Ключевые слова: растительные жиры (масла), многофазные системы, многокомпонентные среды, масса, энергия, импульс, отложения, барботаж, вязкость.

The article examines the processes occurring inside the equipment for production and processing of vegetable oils, where the transfer of mass and energy is crucial. The first is extraction of vegetable oils from oleaginous material, the miscella distillation, refining of vegetable oils. Here the highest

specific power and the highest operating temperatures, so the rational organization of production allows to obtain significant economic effect. The rationale and validation of methods of intensification of heat and mass transfer is an important task of production of vegetable oils.

Keywords: vegetable fats (oils), multiphase, multicomponent media, mass, energy, momentum, sediment, bubbling, viscosity.

Любая технология производства и переработки растительных масел - это, как правило, последовательность нагревов, охлаждений, фазовых превращений и перемещения массы. Мы достаточно подробно обращали внимание на это в своих исследованиях [1]. Цель наших исследований получение экспериментальных данных, как в лабораторных, так и в производственных условиях, физическое и численное моделирование процессов переноса массы, импульса и энергии в многофазных системах при фазовых переходах в многокомпонентных смесях веществ.

Область исследований охватывает процессы переноса в жидкой фазе вблизи поверхности раздела как с твердой, так и газообразной средой. Жидкая фаза — это растительное масло, то есть жир растительного происхождения, растворитель, мисцелла - раствор жира в органическом растворителе. Газообразная фаза — это пары растворителя, водяной пар и смесь этих газов. Твердая фаза — это металлические поверхности стенок аппаратов, агрегатов и устройств, в которых реализованы технологические процессы. Также к твердой фазе относим и большинство отложений на стенках, образующихся в процессе эксплуатации оборудования. Нами исследовалось самое распространенное в России подсолнечное масло на всех стадиях его производства от маслодобывания до рафинации. В качестве растворителя использовался n-гексан.

Первый комплекс исследований посвящен мисцелле. Для растительных масел характерно резкое изменение вязкости в области температур, примерно 50-70 °С. Наиболее резко это проявляется при дистилляции мисцеллы, то есть в условиях фазовых переходов. Однозначно у поверхности раздела фаз возникает так называемый маслообогащенный слой, который формируется достаточно быстро. Он имеется как на твердой поверхности, так и на границе раздела жидкой и газовой фазы при испарении растворителя вовнутрь пузырей пара при барботаже.

Наши исследования, основанные на методе альфа-калореметра, показали возможность изучения процессов тепло-и массообмена вблизи поверхности нагрева. То есть на границе раздела фаз: твердое тело жидкость, в присутствии третьей фазы - газообразного растворителя. Эксперименты проводились с мисцеллами массовой концентрацией в долях по растительному маслу от 0,0 до 1,0 во всем технологическом диапазоне

температур от 15-20 °С до 150-170 °С. Нами установлено, что при концентрации выше 0,3 в интервале перегревов 25-50 °С коэффициенты теплоотдачи практически не зависят от величины перегрева, а зависят только от концентрации мисцеллы.

Результаты экспериментов подтверждают гипотезу о существовании маслообогатенного вязкого слоя на поверхности нагрева, которую мы и называем пленкой. Это было зафиксировано еще в работах, выполненных для фреоно-масляных смесей [2,3]. Ее толщина и концентрация масла в ней таковы, что внутри нее практически отсутствует пузырьковое кипение жидкости. Вследствие этого парообразование происходит на границе поверхности пленки и основного объема жидкости. Механизм переноса тепла в пленке является определяющим для всего процесса теплопереноса от стенки к мисцелле. Перенос тепла в пленке осуществляется в основном теплопроводностью. Нами установлено повышение интенсивности теплоотдачи для мисцеллы с концентрацией масла менее 0,3 по сравнению с чистым растворителем, что связано с наличием мелкодисперсной взвеси или же пены.

Пленка формируется быстро и становится стационарно устойчивой до перегревов 15-20 °С. Это и подтверждается неизменностью интенсивности теплоотдачи. Причем теплоотдача зависит лишь от концентрации масла в мисцелле вне пленки. Чем выше концентрация, тем ниже значение теплоотдачи, что согласуется с ранее полученными данными других исследователей.

В наших экспериментах в качестве рабочего тела использовался медный шар. Пленка вблизи твердой поверхности шара приобретает сферическую форму. Если воспользоваться понятием термического сопротивления для характеристики пленки, то можно определить ее толщину. Для толщины сферической оболочки в виде пленки нами предложена зависимость:

$$\delta=R[1/(1-\lambda/\alpha R)-1] \quad (1)$$

При построении зависимости по имеющимся экспериментальным данным было установлено, что наиболее целесообразно представлять зависимость от мольной концентрации рис 1.

Если экстраполировать линейную зависимость толщины пленки от мольной концентрации масла в мисцелле в область чистого растворителя, до пресечения с осью ординат, получим некий микро слой или пленку, толщиной примерно 0,045 мкм. Эта пленка сформирована из компонентов масла. При термическом воздействии в растительных маслах происходит полимеризация полиненасыщенных жирных кислот триглицеридов, а также при наличии кислорода в незначительной степени их эпоксидование.

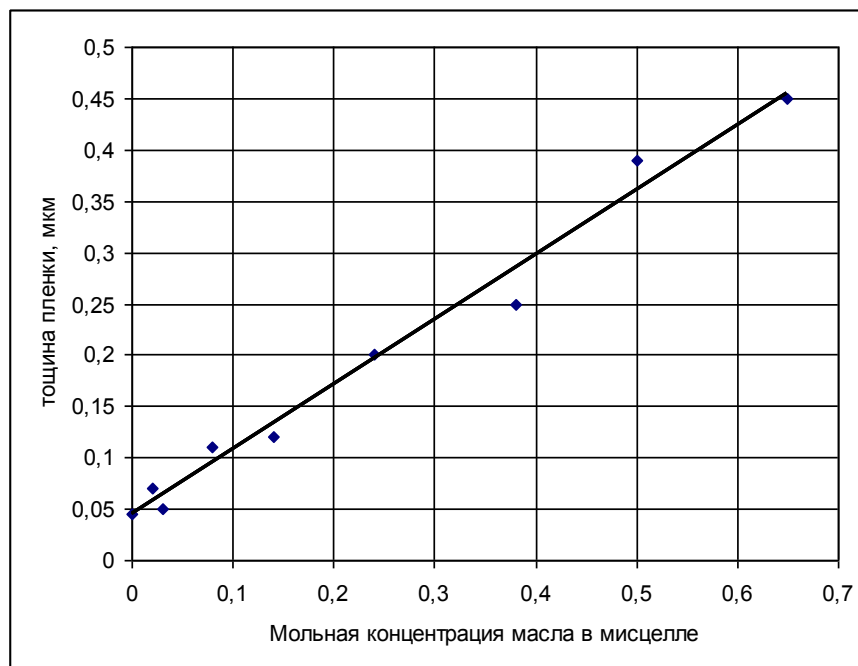


Рис.1 Зависимость толщины пленки на границе раздела фаз от мольной концентрации масла в мисцелле в основном объеме жидкости.

Наличие даже очень тонкой сплошной пленки вносит существенный вклад в суммарное термическое сопротивление и принципиально изменяет процесс образования зародышей пузырей растворителя при дистилляции мисцеллы. Следовательно, требуется дополнительное изучение теплофизических свойств целостной системы пленок в сочетании с их влиянием на качество готового продукта – растительного масла.

В первом приближении можно опереться на данные, представленные в литературных источниках. Для подобных отложений величина удельного теплового сопротивления $Ro=3,1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2\text{К/Вт}$. При указанной выше толщине пленки и принимая ее теплопроводность $0,16 \text{ Вт/мК}$, получаем по нашим данным величину:

$$Ro = \delta/\lambda = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2\text{К/Вт} \quad (2)$$

На начальной стадии дистилляции, которую принято называть предварительной, происходит процесс кипения раствора с постоянно увеличивающейся концентрацией. Для предварительной дистилляции применяются теплообменные аппараты рекуперативного типа. Длительное изучение кипения мисцеллы позволяет сделать вывод - парообразование на поверхности теплообмена напоминает кипение с недогревом однокомпонентных жидкостей, которое изучено достаточно хорошо и успешно применяется в технике. Это сходство усиливается при активном гидродинамическом воздействии. В кипящей мисцелле пузырьки удаляемого растворителя, образовавшиеся в одной равновесной среде у

греющей стенки, во время роста до момента отрыва одним краем контактируют с пленочной структурой, а другим краем контактируют со средой основного объема жидкости. Своей же средней частью находятся в некоторой третьей среде. При этом теплофизические свойства жидкости в пленке и в основном объеме существенным образом отличаются. Вследствие этого в одном и том же пузырьке происходят и парообразование, и конденсация, физическая модель изображена на рис. 2.

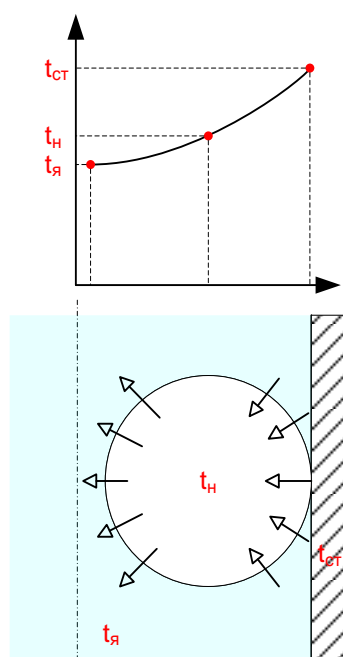


Рис.2 Физическая модель кипения мисцеллы.

Как и при кипении с недогревом чистых жидкостей такой механизм теплопередачи является очень эффективным. Однако, в нашем случае для мисцеллы, конденсация паров растворителя в жидкость может быть негативна. Требуется рассчитывать энергобалансы и искать оптимальное соотношение в каждом конкретном случае. Для построения адекватных математических моделей по аналогии с кипением с недогревом требуется дополнительное изучение теплофизических свойств мисцелл в широком диапазоне режимных параметров.

Второй комплекс исследований относится к так называемым контактными способам обработки растительных масел - окончательной дистилляции и дезодорации. Водяной пар барботируется через слой масла, при этом движущаяся в виде пузырьков газовая фаза взаимодействует с жидкостью. Нами создана установка для визуального изучения этого процесса. Полученные данные позволили предложить расчетные соотношения для скорости всплытия и средних диаметров пузырьков

газа [4]. Определяющими здесь являются вязкостные свойства масел и действие сил поверхностного натяжения. Однако температурные зависимости этих свойств остаются малоизученными. При окончательной дистилляции мисцеллы, на поверхности пузырька пара, движущегося внутри толщи жидкости, образуется граничный слой масла. На границе раздела фаз формируется многослойная структура с очень сложными встречными процессами переноса массы и энергии. Причем геометрические параметры и теплофизические свойства пограничного слоя изучены мало. На основе разработанной модели нами предложен простой способ управления процессом барботажа [4].

Инженерное приложение полученных результатов может быть реализовано в дистилляционном оборудовании, к примеру, в одноколонном аппарате, который с успехом был впервые внедрен специалистами ВНИИЖиров еще двадцать пять лет назад. Хотя наибольшее распространение в масложировой промышленности получили установки, состоящие из нескольких самостоятельных аппаратов, объединенных последовательно в единую технологическую схему. Современные системы дистилляции состоят, как правило, из трёх ступеней, если не считать сушилку для масла за самостоятельную ступень. Такой подход практикуют большинство ведущих мировых фирм, однако конструктивные решения и, соответственно, технологическая обвязка трубопроводами различаются. Это такие фирмы как Де-Смет-Баллестра, HUM-LURGI, Европа-Краун, Андреотти, HF Press+Lipid Tech GmbH (бывшая Крупп), CPM SKET GmbH и другие. Проведенный нами сравнительный анализ [6], основанный на современных методах исследований позволяет рекомендовать вернуться к предложенной моноблочной конструкции аппаратов.

Полученные результаты позволили сформулировать новые задачи, решение которых даст возможность более эффективно вести процессы при производстве и переработке растительных масел, а также улучшить стабильность качественных показателей готовых продуктов.

Список литературы:

1. А.В. Федоров, В.Н. Марков, Ш.К. Тагиев, В.А. Бармашев, А.В. Ефимов Энергокорректность технологий и оборудования для производства растительных масел. // Масложировая промышленность -2011.
2. Аникин А.И. Закономерности тепло - и массообмена при кипении на трубах растворов хлорфторорганических соединений с маслами: Автореф. канд. техн. наук. - Л.: ЛТИХП, 1984.- 26с.
3. Yamazaki H., Sakaguchi S. Heat transfer in nucleate polling of oil-freon R-113 mixtures// Bull. of LSME.- 1986.- Vol.29. - № 247.- P. 129-135.
4. Гидродинамика двухфазной системы газ-жидкость. Результаты

экспериментальных исследований барботажа Доклады Российской академии сельскохозяйственных наук. – 2006. № 5 А.Н. Лисицын, В.А. Федоров, Ш.К. Тагиев, В.А. Запрометов

5. Метод управления тепловым режимом при барботаже концентрированного раствора растительного масла в углеводородном растворителе Изв. вузов – Приборостроение. – 2005.– N 12 Ш.К.Тагиев

6. А.В.Федоров, А.Н.Лисицын, С.М.Волков, Ю.Л.Чижик, В.Н.Марков,А.А Федоров Сравнительный анализ тепло-и массопереноса и энергоэффективности установок для дистилляции мисцеллы многокорпусного и однокорпусного типа. // Масложировая промышленность – 2014, № 6.

ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТЬ И УДЕЛЬНОЕ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ СИГМА-ФАЗЫ В СПЛАВЕ Ni-V

Ахтямов Э.Р., к.ф.-м.н. доцент Горбатов В.И.¹, Полев В.Ф.,
Коршунов И.Г.

Уральский государственный горный университет

Екатеринбург, ул. Куйбышева, 30

Институт теплофизики УрО РАН

Екатеринбург, ул. Амундсена, 107А

¹gorbatov@ursmu.ru

THERMAL DIFFUSIVITY AND SPECIFIC THE MICROSCOPIC SIGMA PHASE IN THE ALLOY NI-V

Akhtyamov E.R., Ph.D. associate Professor Gorbatov V.I.¹, Polev V.F.,
Korshunov I.G.

Ural State Mining University

Ekaterinburg, ul. Kuibysheva, 30

Institute of Thermal Physics UB RAS

Ekaterinburg, ul. Amundsena 107A

Приводятся результаты измерения температуропроводности и удельного электросопротивления сплава Ni-62%V. Получено, что в циклах нагрева-охлаждения наблюдался сильный гистерезис этих свойств, который связан с взаимным превращением низкотемпературной и высокотемпературной форм σ -фазы.

Ключевые слова: сплав Ni-V, сигма-фаза, температуропроводность, электросопротивление.

Results are given of measurements of thermodiffusivity and electroresistivity of Ni -62%V alloy. It was established that in heating-cooling cycles strong hysteresis of these properties was observed being connected with mutual transformation of low-temperature and high-temperature forms of σ – phase.

Keywords: Ni-V alloy, σ - phase, thermodiffusivity, electroresistivity.

Сплавы на основе никеля, легированные хромом и ванадием обладают высокой механической прочностью, коррозионной стойкостью и жаропрочностью, что делает их перспективными для использования в качестве конструкционных материалов. Однако в процессе эксплуатации в этих сплавах при высоких температурах из гомогенного твердого раствора возможно выделение σ -фазы [1]. Сигма фаза – жесткая, хрупкая, частично упорядоченная интерметаллическая фаза с тетрагональной

кристаллической решеткой, содержащей 30 атомов в элементарной ячейке. При её образовании резко изменяются физические характеристики сплава, которые определяются в основном изменениями в электронной подсистеме кристаллической структуры [2]. Поэтому изучение теплофизических и электрических свойств σ -фазы имеет практическую и теоретическую ценность.

Интересно, что σ -фаза появляется во многих двойных и тройных сплавах переходных элементов, имеющих близкие размеры атомов, но её устойчивость во всем температурном диапазоне наблюдается только в одной бинарной системе – Ni-V. Известно, что она кристаллизуется в этой системе по перитектической реакции $\text{Ж} + (\text{V}) \leftrightarrow \sigma$ при температуре 1553 К и концентрации 67 ат.% V, имеет широкую область гомогенности, простирающуюся от 55 до 75 ат.% V и претерпевает полиморфное превращение, температура которого в зависимости от состава изменяется от 1069 до 923 К [3].

Целью данной работы является экспериментальное исследование поведения температурных зависимостей температуропроводности, удельного электросопротивления, а также оценка теплопроводности сплава Ni-62 ат. %V, литературные данные о которых в настоящее время отсутствуют.

Сплав Ni-62 ат. %V выплавлялся в вакуумной дуговой печи с нерасходуемым вольфрамовым электродом в атмосфере гелия при давлении 0.5×10^5 Па. В качестве исходных компонентов использовались высокочистые порошковые материалы из никеля и ванадия. Для улучшения гомогенизации сплава проводился трехкратный переplав с последующей разливкой в алюминиевую изложницу диаметром 12 мм.

Изготовление сплава и его аттестация было произведено в лаборатории прецизионных сплавов Института физики металлов УрО РАН.

Измерения температуропроводности выполнялись на автоматизированной установке, реализующей динамический метод плоских температурных волн с погрешностью не превышающей 3% [4].

Исследуемые образцы представляли собой плоскопараллельные диски диаметром 12 мм и толщиной 1,5 мм, которые вырезались электроискровым способом с последующей ручной шлифовкой. Частота модуляции теплового потока, создающего температурные волны в образце, составляла 8 Гц. Колебания температуры на поверхности образца регистрировались фотоприемным устройством. Средняя температура измерялась термопарой ВР5/ВР20 толщиной 50 мкм, которая приваривалась к образцу без образования сая.

Измерения удельного электросопротивления выполнялись четырехзондовым стационарным методом в атмосфере гелия с

погрешностью 1,5-2%.

Исследуемые образцы представляли собой параллелепипеды высотой 12-15 мм и сечением $1,7 \times 1,7 \text{ мм}^2$, к которым, также без спая, приваривались платина-платинародивые терморпары толщиной 50 мкм.

Перед началом измерений образцы отжигались в течении 4-х часов.

Было установлено, что в результате отжига сопротивление сплава уменьшилось в 1,7 раз: от $329 \cdot 10^{-8}$ до $196 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Это свидетельствует о высоком дефектном состоянии исходных образцов.

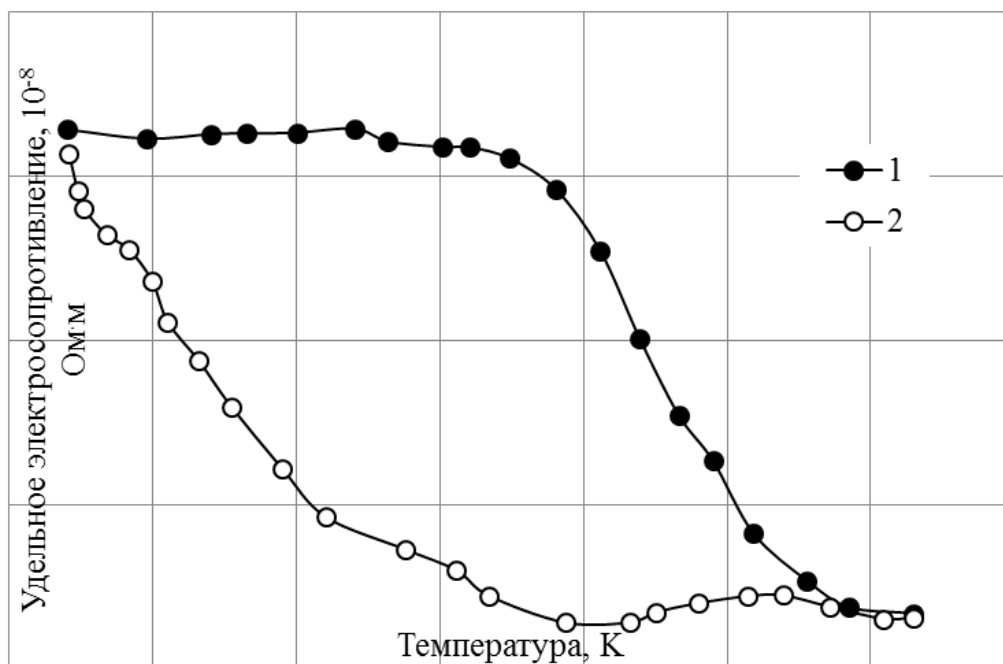


Рис.1. Температурная зависимость удельного электросопротивления сплава Ni-62%V:
1 – нагрев; 2 – охлаждение

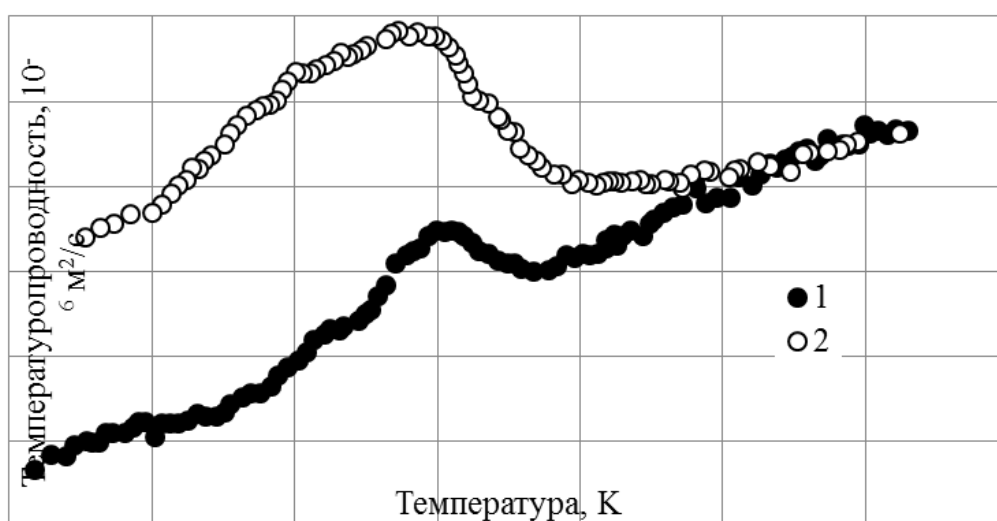


Рис.2. Зависимость температуропроводности сплава Ni-62%V от температуры:
1 – нагрев; 2 – охлаждение

Измерения температуропроводности и электросопротивления отожженных образцов проводились в режиме термоциклирования со средней скоростью нагрева и охлаждения не превышающей 3 К/мин.

На рис.1 и рис.2 представлены типичные результаты измерений удельного электросопротивления и температуропроводности в сплаве Ni-62 ат.%V.

Используя полученные экспериментальные результаты о температуропроводности, литературные данные по удельной теплоемкости, взятые из базы данных ФАКТ [5], а также данные по плотности никеля и ванадия [6] была рассчитана политерма теплопроводности сплава Ni-62 ат.%V (рис. 3).

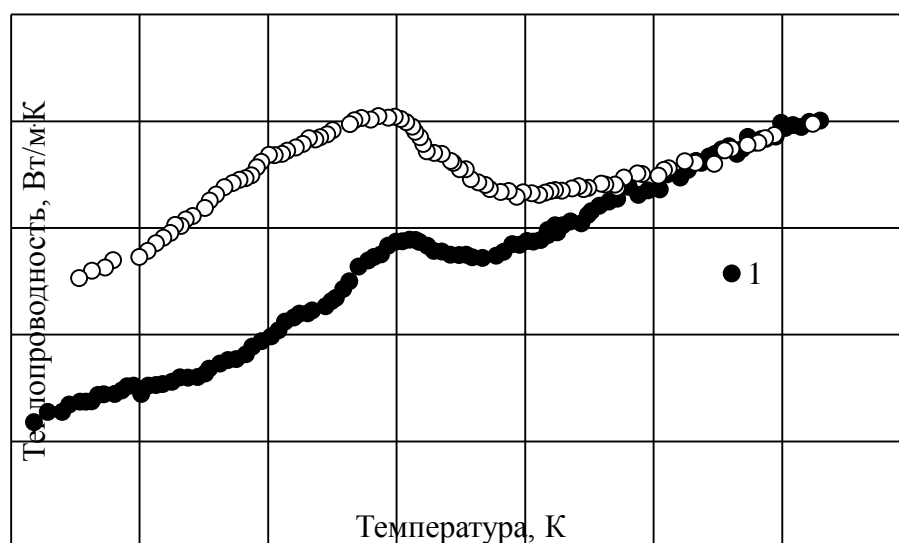


Рис.3. Зависимость теплопроводности сплава Ni-62%V от температуры:
1 – нагрев; 2 – охлаждение

Анализ полученных нами экспериментальных данных по удельному электросопротивлению $\rho(T)$ показывает, что низкотемпературная (НТ) и высокотемпературная (ВТ) σ -фазы сплава Ni-62 ат.%V практически не зависят от температуры. Это свидетельствует о преобладающем механизме рассеивания электронов проводимости на дефектах кристаллической решетки [6]. При этом удельное электросопротивление ВТ фазы в 1,4 раза меньше удельного сопротивления НТ фазы. Видно, что переход между фазами начинается в окрестности 950 К, а наблюдаемый гистерезис свидетельствует о том, что данное превращение является сильно размытым фазовым переходом 1-рода, на возможность которого указывается в справочнике [3].

В отличие от электросопротивления значения температуропроводности и теплопроводности НТ и ВТ σ -фазы увеличиваются с ростом температуры.

Для объяснения наличия размытой ступени на политермах температуропроводности в интервале 1100-1200 К проанализируем поведение теплопроводности λ сплава Ni-62 ат.%V и её электронной составляющей λ_e , рассчитанной по закону Видемана-Франца с использованием стандартного числа Лоренца L_0 .

Результат оценки приведенной функции Лоренца $L/L_0 = \lambda/\lambda_e$, (где L – число Лоренца, определяемое из наших экспериментальных данных) показан на рис.4.

Из рисунка следует, что закон Видемана-Франца хорошо выполняется (приведенная функция Лоренца близка к единице) для исследованного сплава выше 1250 К. Ниже этой температуры отношение $L/L_0(T)$ принимает значения больше единице, что свидетельствует о неупругом характере рассеяния электронов проводимости [6]. В нашем случае такое отклонение возможно связано с дополнительным механизмом рассеяния электронов проводимости, обусловленным ковалентным характером химического взаимодействия компонентов сплава, и, как следствие этого, с ростом решеточного вклада в теплопроводность. На это, в частности, указывает и повышенная твердость σ -фазы. Таким образом, наличие размытой ступени на политермах температуропроводности в интервале 1100-1200 К возможно является следствием образования между никелем и ванадием ковалентной фазы.

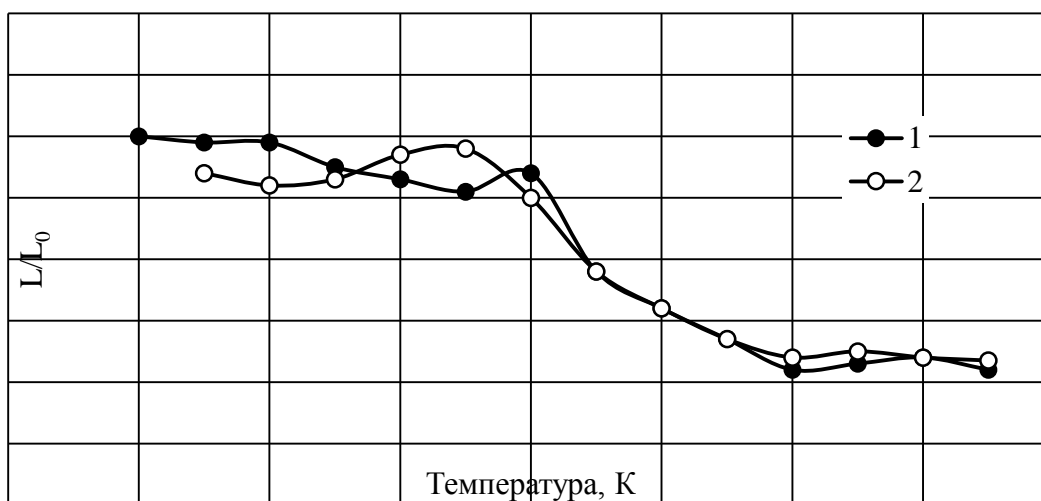


Рис.4. Температурная зависимость отношения $L/L_0 = \lambda/\lambda_e$ Ni-62% V:
1 – нагрев; 2 – охлаждение

Выполненные исследования показали, что в интервале температур 300-1500 К на политермах удельного электросопротивления и температуропроводности сплава Ni-62 ат.%V имеются аномалии в виде

размытой ступени, а при термоциклировании наблюдается сильный гистерезис этих теплофизических свойств. Указанные аномалии связаны с взаимным превращением низкотемпературной и высокотемпературной форм σ -фазы, которое происходит вблизи 950 К и идентифицируется нами как фазовый переход 1-го рода. Оценка теплопроводности и её электронного вклада показали, что ниже температуры 1250 К для сплава Ni-62 ат.%V наблюдается рост решеточного вклада в теплопроводность, что свидетельствует о заметном влиянии ковалентного взаимодействия между никелем и ванадием на механизмы тепло- и электропереноса в этом сплаве.

Список литературы:

1. Кабанова Е.Г., Жмурко Г.П., Кузнецов В.Н., Леонов А.В. Область существования σ -фазы в системе Co-Cr-Ni-V при температурах 800°C. //Вестн. Моск. Ун-та. Сер.2. Химия. 2008. Т.49. №6. С.415
2. J.O. Nilsson, P. Kangas, T. Karlsson, and A. Wilson Mechanical Properties, Microstructural Stability and Kinetics of σ -Phase Formation in 29Cr-6Ni-2Mo-0.38N Superduplex Stainless Steel // Metallurgical and Materials Transactions A Vol. 31A, January 2000 P. 35-45
3. Диаграмма состояния двойных металлических систем: Справочник/Под общей редакцией академика РАН Н.П. Лякишева. – М.: Машиностроение. 2001. Т. 3, книга 1. – 872 С.
4. Горбатов В.И., Полев В.Ф., Коршунов И.Г., Талуц С.Г. Температуропроводность железа при высоких температурах. //Теплофизика высоких температур. 2012. Т.50. №2. С.313.
5. Facility for the Analysis of Chemical Thermodynamic. Электронный адрес: <http://www.crct.polymtl.ca>
6. Зиновьев В.Е. Теплофизические свойства металлов при высоких температурах. М.: Металлургия. 1989. 384 с.

УДК 536.21

**СТРУКТУРА И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ УЛЬТРАЛЕГКОВЕСНЫХ
ПЕНОКОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ С ЗАМКНУТЫМИ
ПОРАМИ И КАРКАСОМ ИЗ АРМИРУЮЩИХ ВОЛОКОН**

д.ф.-м.н., профессор Заричняк Ю.П., магистр Иванова Н.А.

Университет ИТМО

197101, Санкт-Петербург, Кронверский пр.49

zarich4@gmail.com

**THE STRUCTURE AND THERMAL CONDUCTIVITY OF ULTRA
LIGHTWEIGHT FOAM COMPOSITE MATERIALS WITH CLOSED
PORES AND THE FIBERS OF THE REINFORCEMENT FRAME**

Dr. Sci. (Phys.-Math) Professor Zarichnyak Yu.P., master Ivanova N.A.

ITMO University

197101, Saint Petersburg, Kronversky pr.49

Исследована структура высокопористых пенокомпозиционных материалов, подобрана методика расчёта эффективной теплопроводности пенокомпозиита, проведено сопоставление расчётов с экспериментальными данными.

Ключевые слова: пенокомпозииты, армирующие волокна, высокопористые материалы, ультралегковесные материалы, теплоизоляционные материалы, эффективная теплопроводность.

The structure of highly porous foam composite materials investigated, model of the structure and method of effective thermal conductivity calculating is proposed, comparison of calculations with experimental data has done.

Keywords: ultra lightweight highly porous materials, foam composites with fiber reinforced frame, heat-insulating materials, effective thermal conductivity.

В классической группе теплоизоляционных, теплозащитных и жертвенных материалов, работающих заданное время в экстремальных условиях высоких температур выделяют легковесные с плотностью менее 100 кг/м^3 и ультралегковесные с плотностью менее 50 кг/м^3 . В последней четверти 20-го века активно разрабатывались и исследовались [1, 2] ультралегковесные композиционные материалы на основе твердеющих пен из фосфорорганических или кремнийорганических связующих, с плотностью $38\text{--}40 \text{ кг/м}^3$, структура которых показана на рис. 1 [2]. Необходимый уровень механической прочности стенок ячеек пены обеспечивался добавлением в стенки армирующего компонента – волокон

тонкораспушенного асбеста с диаметром в микрометры.

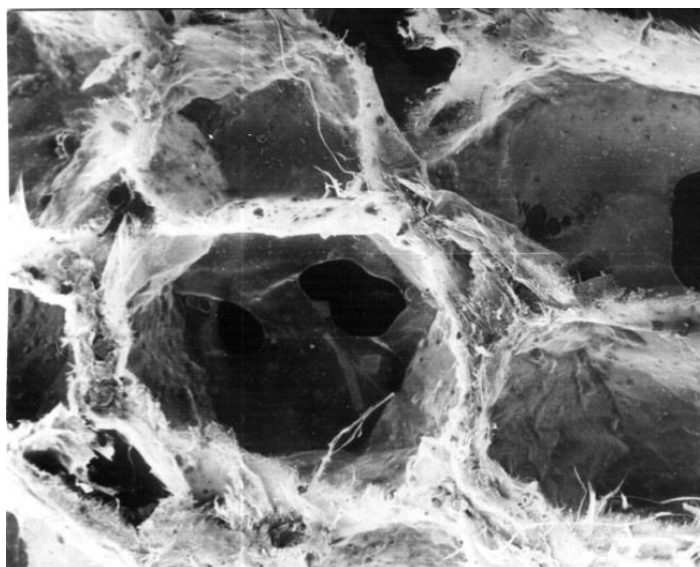


Рис. 1. Структура ультралегковесного пенокомпозита. Стенки ячеек пены армированы тонко распушёнными волокнами асбеста [2]

После 2010 года разработаны технологии создания и проявился интерес к изучению ещё более лёгких, более прочных и термостойких пеноматериалов, стенки которых упрочняются введением углеродных нанотрубок, что позволило снизить объёмную плотность более чем на порядок до уровня $1,6 \text{ кг/м}^3$, приблизив её к плотности воздуха $1,3 \text{ кг/м}^3$ (см. фото на рис. 2) [3]. Материал отличается высокой пористостью $\Pi = 0,999$, эластичностью и способностью восстанавливать форму после сжатия, даже если его объем уменьшился в 10 раз.

Задача данной работы – изучить структуру, физические и геометрические параметры ультралегковесного материала и его компонентов для разработки модели структуры пенокомпозита и приближённой методики расчёта (прогноза) эффективной теплопроводности теплозащитных и вибродемпфирующих материалов этого класса.

Составляющие пенокомпозита, исследуемого в работе [2] (рис.3):

- Пенообразующий компонент кремний-органика, фосфор-органика, тетраэтоксисилан и т.п.,

- микро- или нановолокна (распушённый асбест или нанотрубки)

Согласно фотографиям (рис. 4) [9], структура рассматриваемого ультралегковесного пенокомпозита представляется в виде:

- пенообразующего компонента стенок (тетра-этокси-силан), с толщиной стенок до 2 нм!
- армирующего компонента (волокна или нанотрубки)

Модель структуры пенокомпозита [2] представлена на рис 2.

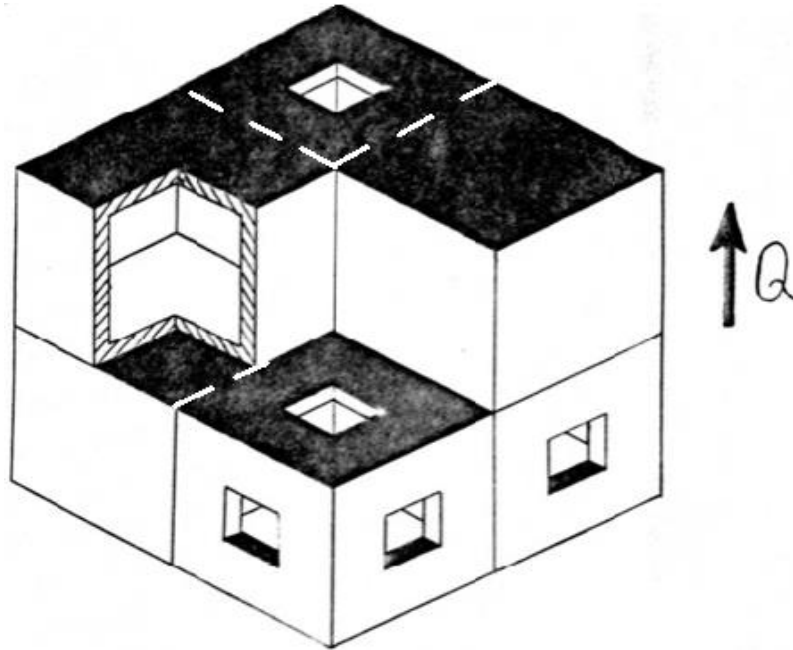


Рис. 2. Модель структуры ультралегковесного пенокомпозита
Элементарная ячейка модели показана на рис 3.

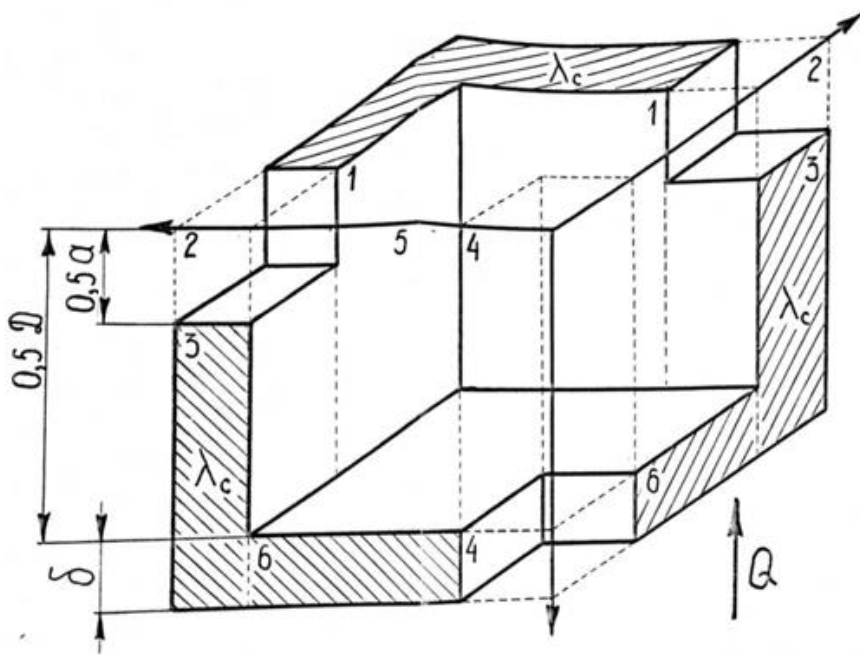


Рис.3. Геометрическая модель элементарной ячейки пенокомпозита [2],
 D – размер полости пор, δ – половина толщины стенки, a – осреднённый размер
отверстий в стенках ячеек пены

Одной из главных характеристик высокопористых материалов является пористость – объемная доля пор в материале.

$$\Pi = \frac{V_{\text{пор}}}{V},$$

где $V_{\text{пор}}$ – объем пор в материале, V – общий объем материала.

На основании анализа геометрии элементарной ячейки (рис. 3) в работе [2] получено выражение для пористости материала с учётом относительной толщины стенок пор $\delta_{от}$, относительного размера отверстий в порах $a_{от}$ и доли открытых пор $X_{оп}$.

$$П = 1 - \left[\delta_{от}^3 + 3 \cdot \delta_{от}^2 \cdot (1 - \delta_{от}) + 3 \cdot \delta_{от} \cdot (1 - \delta_{от})^2 - 3 \cdot X_{оп} \cdot a_{от}^2 \cdot \delta_{от} \right] \quad (1)$$

где относительная толщина стенок пор $\delta_{от} = \delta / (D + 2 \cdot \delta)$, относительный размер отверстий $a_{от} = a / (D + 2 \cdot \delta)$, D – средний размер пор, δ – толщина стенок пор, a – размер отверстий в стенках пор.

Задача определения эффективной теплопроводности решается в несколько этапов и различными методами, в зависимости от пористости, теплопроводности материала стенок (пенообразователя), наличия и доли армирующего компонента, размеров и доли отверстий в стенках.

На этапе учета в связующем материале микроволокон используется модель волокнистого материала с упорядоченной структурой [4]. Теплопроводность стенок армированных волокнами выражается

$$\lambda_c = \lambda_B \cdot \left[V_B^2 + (1 - V_B)^2 \lambda_{от} + \frac{4 \cdot V_B \cdot (1 - V_B) \cdot \lambda_{от}}{1 + \lambda_{от}} \right] \quad (2)$$

где λ_B – коэффициент теплопроводности микроволокон, (Вт/м·К); V_B – объемная доля армирующих микроволокон в материале; $\lambda_{от} = \lambda_c / \lambda_B$; λ_c – коэффициент теплопроводности стенок, образующих поры (связующий материал), (Вт/м·К);

Теплопроводность волокон асбеста $\lambda = 1,5$ (Вт/м·К) [4].

На следующем этапе, в рамках первого приближения, эффективную теплопроводность пенокомпозиата без отверстий в стенках $\lambda(П)$ можно оценить по формуле В.И. Оделевского [10]:

$$\lambda(П) = \lambda_c \cdot \left[1 - П \cdot \left(\frac{1}{1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_c}} - \frac{1 - П}{3} \right)^{-1} \right] \quad (3)$$

где λ_c – коэффициент теплопроводности стенок, образующих поры (связующий материал); λ_2 – коэффициент теплопроводности газа наполняющего поры; $П$ – пористость материала.

Эффективная теплопроводность материала с отверстиями в стенках ячеек пены оценивается по формуле [2]:

$$\frac{\lambda_{\text{оп}}}{\lambda_c} = 2\delta_{\text{от}}(1 - a_{\text{от}}) - \delta_{\text{от}}^2 + \frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c} a_{\text{от}}^2 + \frac{2 \frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c} a_{\text{от}} \delta_{\text{от}}}{a_{\text{от}} + \frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c} (1 - a_{\text{от}})} + \frac{\frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c} [(1 - \delta_{\text{от}})^2 - a_{\text{от}}^2]}{1 - \delta_{\text{от}} \left(\frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c} - 1 \right)} \quad (4)$$

где λ_c – коэффициент теплопроводности стенок, образующих поры (связующий материал); $\delta_{\text{от}} = 2 \cdot \delta / (D + 2 \cdot \delta)$ – относительная толщина стенок пор; δ – абсолютная толщина стенок пор, м; D – размер пор, м; $a_{\text{от}} = a / (D + 2 \cdot \delta)$ – относительный размер отверстий в порах; a – абсолютный размер отверстий в порах, м; $\lambda_{\text{мл}}$ – коэффициент теплопроводности газа в порах с учетом молекулярного и лучистого переносов тепла, (Вт/м·К);

Замкнутые поры являются частным (предельным) случаем модели полого куба с общающимися порами, когда размер отверстий стремится к нулю.

$$\frac{\lambda_{\text{зп}}}{\lambda_c} = \delta_{\text{от}} (2 - \delta_{\text{от}}) + \frac{\lambda_{\text{от}} (1 - \delta_{\text{от}})^2}{1 + \delta_{\text{от}} (\lambda_{\text{от}} - 1)}, \quad (5)$$

$$\text{где } \lambda_{\text{от}} = \frac{\lambda_{\text{мл}}}{\lambda_c}.$$

В большинстве пористых пенокомпозиционных материалов перенос тепла происходит посредством столкновения молекул и излучения. Считается, что в порах малого размера (меньше 100 мкм) отсутствует конвективный перенос тепла

$$\lambda_{\text{мл}} = \lambda_{\text{м}} + \lambda_{\text{л}} \quad (6)$$

$$\text{где } \lambda_{\text{м}} = \lambda_{\text{г}} \left[1 + \frac{B}{[H \cdot D]} \right]^{-1}, \quad \lambda_{\text{л}} = 0,227 \cdot \varepsilon_{\text{пр}} \cdot D \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^3$$

Где $\lambda_{\text{г}}(T, p)$ – коэффициент теплопроводности газа в ячейках пены, (Вт/м·К); H – давление газа в порах, (мм.рт.ст.); $B = 2,33 \cdot 10^{-2}$ для воздуха при атмосферном давлении H_0 и температуре $T = 300\text{K}$ [2]; D – размер пор, м; $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты материала; D – размер пор, м; T – среднеобъемная абсолютная температура материала, К.

Из графиков (рис. 4) следует, что значения эффективной теплопроводности для двух способов расчета достаточно близки, особенно в области высоких пористостей. Результаты расчета сопоставлены с экспериментальными данными [2] и удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Теплопроводность ультралегковесных пенокомпозиционных материалов при пористости $\Pi=0,959$ может достигать значение

порядка 0,05 Вт/(м·К).

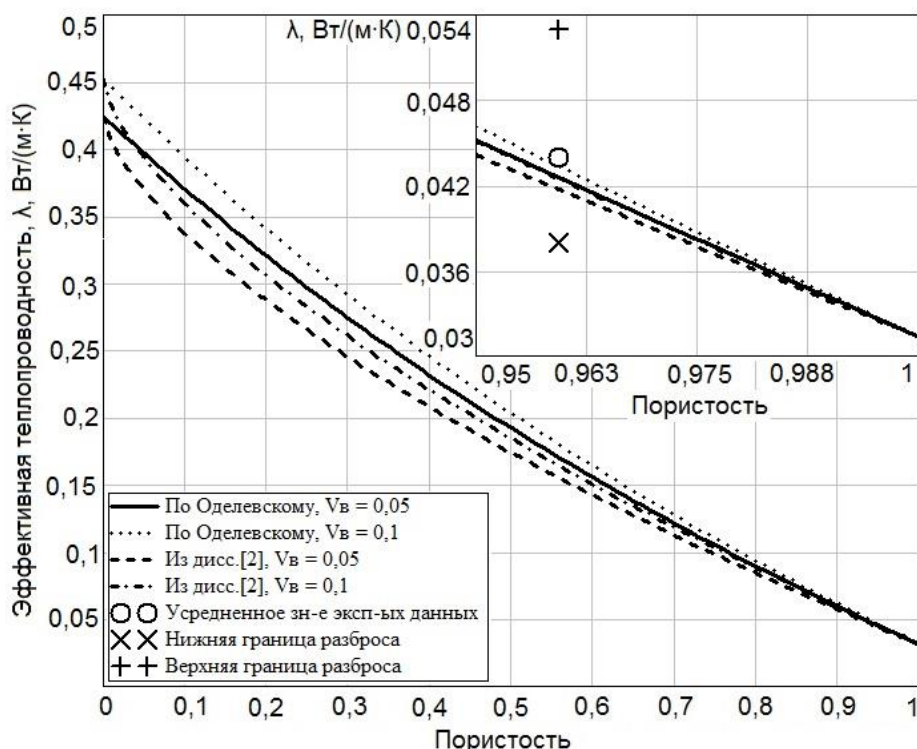


Рис. 4 Зависимость коэффициента теплопроводности материала от пористости (с различной долей армирующих микроволокон). Наполнитель в порах – воздух с теплопроводностью $\lambda=0,026$ Вт/ (м·К) [11]

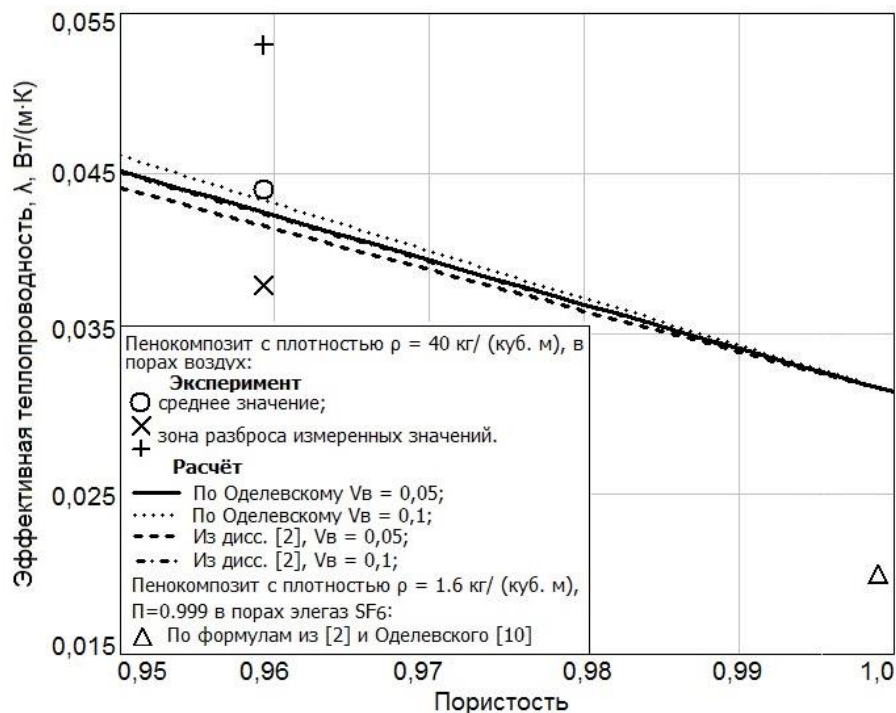


Рис 5 Зависимость коэффициента теплопроводности материала от пористости (с различной долей армирующих микроволокон). Наполнитель в порах – элегаз SF₆ с теплопроводностью $\lambda=0,0132$ Вт/ (м·К) [11]

В случае, когда вместо воздуха поры заполнены газом с более низкой теплопроводностью, например, элегазом SF₆, эффективная теплопроводность материала при заявленной плотности 1,6 кг/м³ [3] и пористости П=0,999 снизится до уровня 0,02 Вт/(м·К) при долях армирующих волокон 0,05 и 0,1 (рис. 5).

Список литературы:

1. Юрченко В.Г., Грищенко Т.Г. Оценка теплофизических свойств теплоизоляционных материалов. Промышленная теплотехника 1982, т.4, с.69-71. Институт технической теплофизики НАН Украины.
2. Заричняк Ю.П. Структура, теплофизические свойства и характеристики композиционных материалов и сплавов: дисс. на соискание учёной степени... докт. физ.-мат. Наук. Институт теплофизики СО РАН, Новосибирск, 1989. 460 с, с ил.
3. Lenta.ru Наука и техника // [Электронный ресурс]. – 2013 Режим доступа: <http://lenta.ru/news/2013/02/28/carboerogel/>.
4. Дульнев Г.Н., Заричняк Ю.П. Теплопроводность смесей и композиционных материалов. Справочная книга. Л., «Энергия», 1974. 264 с. с ил.
5. Кац С.М. Высокотемпературные теплоизоляционные материалы: научное издание/ М.: Металлургия, 1981. - 232 с. с ил.
6. Литовский Е.Я., Пучкелевич Н.А. Теплофизические свойства огнеупоров. Справочник. -М.: Металлургия, 1982. 152 с.
7. Литовский Е.Я. Теплофизические свойства огнеупоров в широком диапазоне температур, давлений и состава газовой среды. Автореферат на соискание ученой степени докт.техн. наук. М., ИВТ АН СССР, 1984, 32с.
8. Чиркин В.С. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. –М.: Атомиздат, 1986.
9. Элементы большой науки Иван Лавренов // [Электронный ресурс]. – 2013 Режим доступа: <http://elementy.ru/news/432045>
10. Оделевский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систему – ЖТФ, т.21, 1951, вып. 6, с. 667-685 с ил.
11. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А и др. Физические величины: Справочник – М.; Энергоатомиздат, 1991. – 1231 с.
12. Заричняк Ю.П., Примаков К.И. Исследование динамики изменения теплопроводности бинарных порошковых композитов с диффузионным взаимодействием твердофазных компонентов в изотермическом отжиге // П Международная научно-техническая конференция «Современные методы и средства исследований теплофизических свойств веществ». – СПб.: НИУ ИТМО, 2012.

УДК 536.4

ДОСТИЖИМЫЙ ПЕРЕГРЕВ РАСТВОРА ПРОПАН–ГЕЛИЙ

Байдаков В.Г., Панков А.С., к.ф.-м.н. Каверин А.М.¹

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт теплофизики Уральского отделения РАН

620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

¹cryogenlab@gmail.com

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 15-08-03399-а).

ATTAINABLE THERMAL SOLUTION propane-HELIUM

Baydakov V.G., Pankov A.S., Ph.D. Kaverin A.M.¹

Federal State Institution of Science

Institute of Thermal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences

620137, Yekaterinburg, ul. S. Kovalevskaya, 18

¹cryogenlab@gmail.com

This work was supported by RFBR (project № 15-08-03399-а).

Методом измерения времени жизни в интервале температур 333 – 343 К по изобарам 1.6 и 1.9 МПа измерены времена ожидания вскипания раствора пропан–гелий с концентрацией гелия 0.1 моль %. При температурах 338.0, 342.0, 346.0 К методом непрерывного понижения давления измерены предельные растяжения исследуемого раствора.

Ключевые слова: достижимый перегрев, спонтанное вскипание, предельные растяжения, метастабильные состояния, растворы, пропан, гелий.

The method of measuring the lifetime has been used to measure the times of boiling-up waiting of propane–helium solution in the range of temperature from 333 to 343 K at a pressure 1.6 and 1.9 MPa and helium concentration 0.1 mole %. At temperatures of 338.0, 342.0, 346.0 K the limits of the stretch of solution under investigation have been measured by continuous pressure reduction method.

Keywords: attainable superheating, spontaneous boiling-up, limiting stretching, metastable states, solutions, propane, helium.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкое и все возрастающее использование сжиженного природного газа в энергетике и других отраслях промышленности требует

всестороннего изучения теплофизических процессов, происходящих с его участием. Сжиженный природный газ представляет собой многокомпонентный раствор. При хранении, транспортировке, использовании он часто оказывается в метастабильном (перегретом за линию насыщения) состоянии. Снятие перегрева может происходить путем спонтанного вскипания. В представленной работе изучается вскипание растворов компонентов сжиженного природного газа – пропана и гелия.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для исследования кинетики вскипания раствора использовались методы измерения времени жизни и непрерывного понижения давления. Жидкость перегревалась в стеклянной ячейке объемом $V = 120 \text{ мм}^3$. Заход в метастабильную область осуществлялся снижением давления ниже давления фазового равновесия. В первом методе измерялось время до вскипания жидкости после резкого сброса давления до заданного значения p . Во втором – давление понижалось со скоростью $0.01\text{--}0.1 \text{ МПа/с}$ и фиксировалось в момент вскипания жидкости. Вскипание отождествлялось с появлением в жидкости первого жизнеспособного зародыша. Это предположение оправдано при малых объемах жидкости и достаточно больших ее перегревах. Частота зародышеобразования определяется как $J = (V\tau)^{-1}$, где τ – среднее время жизни (ожидания вскипания) перегретой жидкости.

Для подготовки раствора использовались газы с содержанием примесей менее 0.05 моль %. Температура измерялась платиновым термометром сопротивления с погрешностью 0.02 К , давление – пружинными манометрами и цифровым комплексом ИПДЦ с погрешностью 0.005 МПа . Погрешность определения времени ожидания вскипания составляла 0.01 сек .

Исследуемый раствор готовился непосредственно в измерительной ячейке. Содержание гелия x в растворе определялось по давлению насыщенных паров до начала эксперимента и контролировалось в процессе измерений. Экспериментальная установка и методика проведения опытов подробно описаны в монографии [1].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Времена жизни измерены при давлениях $p = 1.6, 1.9 \text{ МПа}$ и концентрации гелия в растворе $x = 0.1$ моль %. Измерения предельных растяжений жидкости методом непрерывного понижения давления проведены по изотермам $T = 338.0, 342.0, 346.0 \text{ К}$. На рис. 1 показана температурная зависимость среднего времени жизни данного раствора.

Полученные температурные зависимости среднего времени жизни τ (частоты зародышеобразования J) раствора пропан–гелий аналогичны зависимостям для чистых жидкостей и других растворов [1]: при достижении определенной температуры наблюдается характерный участок резкого уменьшения τ (возрастания J). Растворение гелия в пропане приводит к уменьшению τ и снижению температуры достижимого перегрева T_n . Температура достижимого перегрева раствора при частоте зародышеобразования $J = 10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ и давлении 1.6 МПа составила 339.4 К, при $p = 1.9$ МПа получено $T_n = 342.6$ К. Эти значения ниже соответствующих значений T_n чистого пропана на 1.8-1.9 К. При частотах зародышеобразования $J = (1.5\text{--}1.7) \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$ (область так называемого «плато» на температурной зависимости $\lg \tau$ и $\lg J$) значения J и τ практически не зависят от температуры, давления и состава раствора.

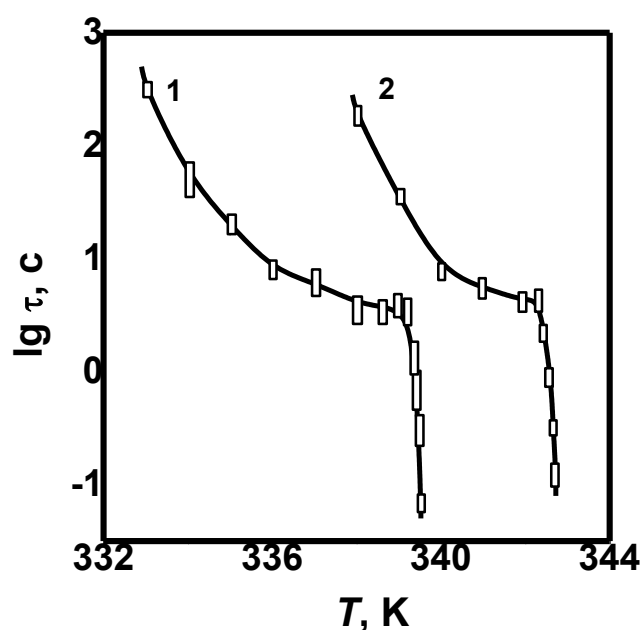


Рис. 1. Среднее время жизни перегретого раствора пропан–гелий при концентрации гелия $x = 0.1$ моль %: 1 – $p = 1.6$ МПа, 2 – $p = 1.9$ МПа. Высота прямоугольников соответствует статистической погрешности определения τ .
Сплошные линии – аппроксимация экспериментальных данных

Результаты измерений предельных растяжений раствора пропан–гелий представлены на рис. 2. Видно, что достигнутые растяжения жидкости характеризуются значительным разбросом. Максимальная глубина захода в метастабильную область увеличивается с понижением температуры и составляет 0.6 – 1.0 МПа. Предельные растяжения жидкости, полученные методом непрерывного понижения давления, близки к предельным пересыщениям, достигнутым при измерениях времени ожидания вскипания.

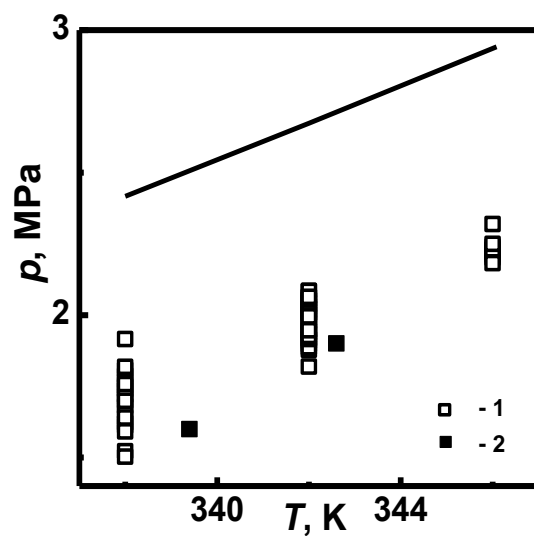


Рис. 2. Достигнутые растяжения раствора пропан–гелий. Сплошная линия – давление насыщения. 1 – метод непрерывного понижения давления; 2 – метод измерения времени жизни, $J = 10^7 \text{ м}^{-3}\text{с}^{-1}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ:

1. Байдаков В.Г. Перегрев криогенных жидкостей. Екатеринбург: УрО РАН, 1995. 264 с.

УДК 536.2

ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ

**к.т.н. доцент Волков Д.П.^{1*}, старший научный сотрудник Егоров А.Г.²,
магистр Мерзлякова М.Э.^{1**}, магистр Тучин С.М.¹**

Университет ИТМО

197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49.

* dpv@grv.ifmo.ru, ** ritochka_love.ru@mail.ru

²ФГУП «Научно-исследовательский институт синтетического каучука»

198035 Санкт-Петербург, Гапсальская ул. 1

THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF POLYMER COMPOSITES

**Ph.D. associate professor Volkov D.P., senior researcher Egorov A.G.,
master Merzlyakova M.E., master Tuchin S.M.**

ITMO University

197101, St. Petersburg, Kronverksky pr. 49

Research Institute of Synthetic Rubber

198035 St. Petersburg, Gapsalskaya Street. 1

В данной работе были проведены исследования теплопроводности и теплоемкости нового типа полидиметилсилоксанового заливочного компаунда для биологической защиты от нейтронного излучения новых транспортно-упаковочных контейнеров для перевозки отработанного ядерного топлива. Исследования проводились на измерителях ИТ - λ - 400 и ИТ - С - 400 в диапазоне температур 25–175°C. Полученные результаты говорят о том, что с ростом температуры теплопроводность увеличивается, а теплоемкость уменьшается.

Ключевые слова: теплопроводность, теплоемкость, методы измерения.

The main goal of this work is investigation of new polydimethylsiloxane compound's thermal conductivity and heat capacity using "ИТ - λ - 400" and "ИТ-С-400" measurers. The compound is used as a biological guard from the neutron radiation in new containers for packaging and transportation of a spent nuclear fuel. The measurements were performed in a 25 - 175°C temperature range and the results of the measurements are listed in the current work. As a conclusion we can see that with higher temperature thermal conductivity of compound is growing up and heat capacity is growing down.

Keywords: thermal conductivity, heat capacity, measurement methods.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования теплопроводности и теплоемкости нового типа полидиметилсилоксанового заливочного компаунда.

Развитие современной техники способствует разработке новых материалов со специфическим комплексом полезных свойств. К их числу относятся кремнеорганические эластомеры, обладающие повышенной термостойкостью, хорошей эластичностью, высокими диэлектрическими показателями, атмосферо-, влаго-, и озоностойкостью, биологической инертностью. Все шире используются композиции холодного отверждения на основе низкомолекулярных полиорганилсилоксанов. Эти композиции, в частности различные типы силиконовых заливочных материалов, в настоящее время с успехом применяют в различных областях техники [1]. Работа выполнена в рамках исследовательского договора ФГУП «НИИСК» с ОАО «Ижорские заводы» по разработке нового типа заливочного компаунда для биологической защиты от нейтронного излучения новых транспортно-упаковочных контейнеров для перевозки отработанного ядерного топлива.

Основной целью работы являлось исследование влияния температуры и концентрации наполнителей на теплопроводность и теплоемкость полидиметилсилоксанового заливочного компаунда.

Для исследования были предложены композиции заливочных компаундов представленные в таблице 1.

Таблица 1

Исследуемые компаунды

№ композиции	Состав композиций					
	СКТН А, мас. %	ПЭС-5, мас. %	Гидроксид алюминия, мас. %	Гидрид титана, мас. %	Карбид бора, мас. %	Цинковые белила (ZnO), мас. %
515	70,8	28,4				
346	39,4	15,8	19,7	19,7		
503	78,7		19,7			
504	65,7		32,8			
505	56,3		42,2			
506	49,3		49,3			
516	47,4	19		23,7	3,8	4,7
517	42,6	17,0		31,9	3,4	4,3
518	32,3	12,9		48,4	2,6	3,2
512	66,1					33

№ композиции	Состав композиций					
	СКТН А, мас. %	ПЭС-5, мас. %	Гидроксид алюминия, мас. %	Гидрид титана, мас. %	Карбид бора, мас. %	Цинковые белила (ZnO), мас. %
514	49,6					49,6

Для исследования значений теплопроводности при комнатных температурах, проведены испытания образцов на установке ТПФ-3. В основе прибора лежит стационарный сравнительный метод, подробно изложенный в работе [2].

Результаты опыта приведены в таблице 2.

Таблица 2

Результаты опыта

Обр. №	515	503	504	505	506	516	517	518	346
$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	0,29	0,33	0,41	0,48	0,57	0,36	0,37	0,54	0,52

Как видно из таблицы, образец № 515 (без наполнения) имеет наименьшую теплопроводность. С увеличением концентрации наполнителей теплопроводность композиций возрастает.

Для уточнения полученных результатов были проведены исследования теплопроводности на измерителе ИТ - λ - 400 в диапазоне температур 25–175⁰С. В основу работы измерителя положен динамический метод монотонного разогрева. Работа измерителя и вывод расчетных формул подробно рассмотрены в работе [2]. Образцы изготавливались в виде дисков диаметром 15 мм и высотой около 3 мм; предел допускаемой основной погрешности измерения теплопроводности составил ± 10 %. Результаты проведенных исследований представлены в таблице 3 и на графиках (рис. 1, рис. 2).

Таблица 3

Результаты эксперимента для теплопроводности

$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр. 503	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр.504	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр. 505	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр.506
25	0,32	0,47	0,56	0,67
50	0,30	0,33	0,54	0,64
75	0,28	0,39	0,50	0,63

$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр. 503	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр.504	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр. 505	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$ Обр.506
100	0,30	0,38	0,48	0,61
125	0,28	0,40	0,48	0,62
150	0,26	0,45	0,47	0,61
175	0,25	0,36	0,46	0,57

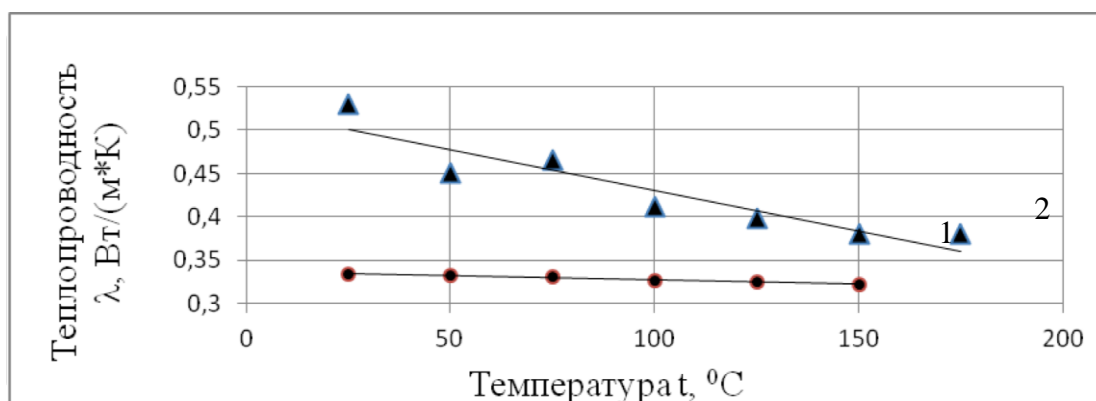


Рис. 1. Зависимость теплопроводности от температуры:
1-Образец № 515, 2- Образец № 346

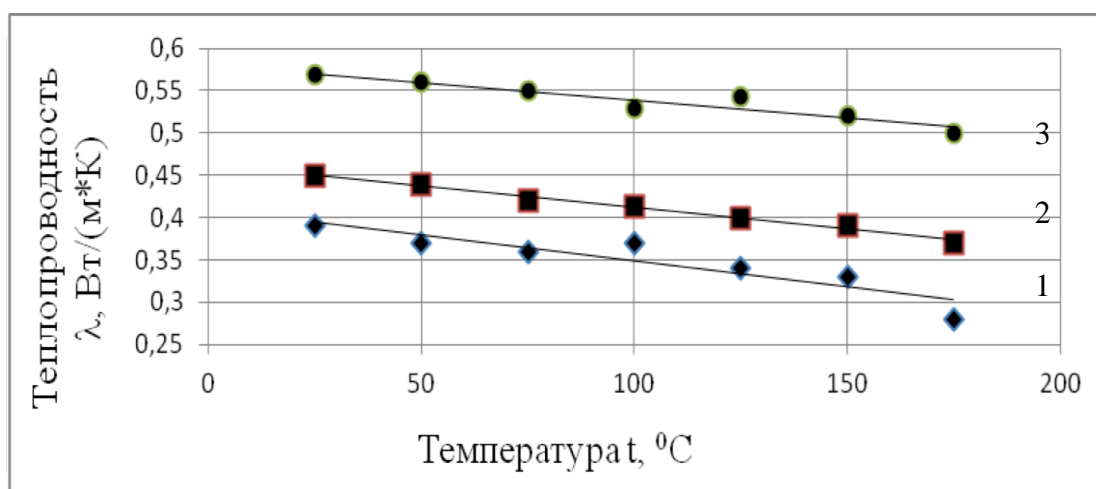


Рис. 2 Зависимость теплопроводности от температуры:
1- образец № 516, 2- образец № 517, 3- образец № 518

Так же была проведена работа на измерителе теплоемкости ИТ-С-400 в диапазоне температур 25–175⁰С. В основу работы установки положен метод динамического калориметра в режиме монотонного нагрева.

Для исследования теплоемкости образцы выполнялись в форме цилиндров диаметром 15 мм и высотой 9 мм.

Результаты измерений теплоемкости представлены в таблице 4.

Результаты эксперимента для теплоемкости

t, °C	C, Дж/(кг*К) Обр.515	C, Дж/(кг*К) Обр. 512	C, Дж/(кг*К) Обр. 514
50	1392	1241	978
75	1531	1403	1077
100	1670	1564	1177
125	1809	1726	1276
150	1948	1888	1375
175	2087	2050	1474
200	2226	2212	1574

Проведен анализ зависимости теплопроводности и теплоемкости от концентрации наполнителя в серии образцов. Результаты приведены на рисунках 3 и 4.

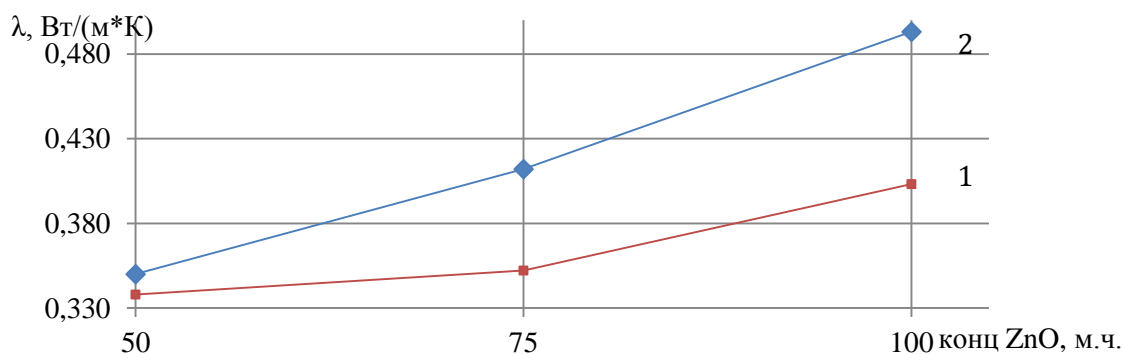


Рис.3 Зависимость теплопроводности от концентрации
1-при температура 175°C, 2-при температуре 50°C.

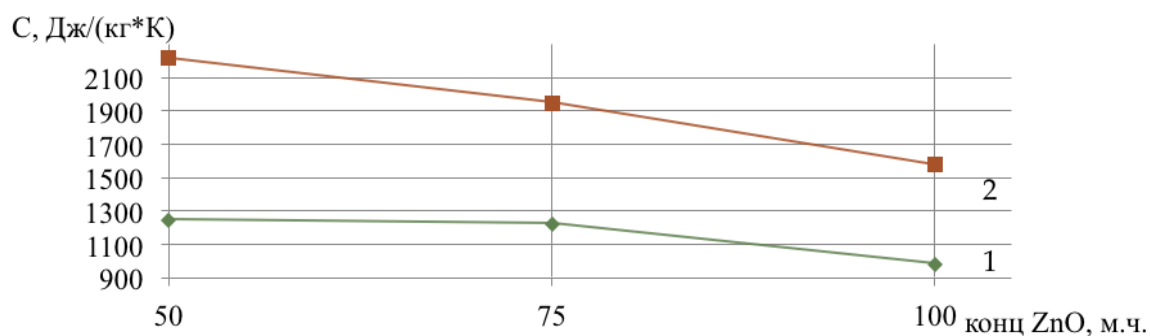


Рис.4 1 Зависимость теплоемкости от концентрации
1-при температура 50°C, 2-при температуре 175°C.

Как видно из рисунков 3 и 4, с ростом концентрации наполнителя теплоемкость уменьшается и теплопроводность увеличивается.

Обобщая результаты работы, отметим следующее:

1. Теплопроводность чистого полимера и композиций на его основе с

ростом температуры уменьшается и увеличивается его теплоемкость.

2. С увеличением концентрации наполнителей теплопроводность композиций увеличивается, а теплоемкость уменьшается.

3. В работе проведена оценка погрешности измерений теплопроводности на данной установке. Относительная погрешность не превышает 6% [3].

Список литературы:

1. Долгов О.Н., Воронков М.Г., Гринблат М.П. – Кремнийорганические каучуки и материалы на их основе. Л., «Химия», 1975 г., 112 с.

2. Платунов Е.С., Баранов И.В., Буравой С.Е., Курепин В.В. Теплофизические измерения: Учеб. Пособие / Под ред. Е.С.Платунова-СПб.: СПбГУНиПТ, 2010. – 738 с.

3. Касандрова О.Н., Лебедев В.В., Обработка результатов наблюдений. «Наука», Главная редакция физ.-мат. Литературы, 1970 г.

**ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ГОРНЫХ ПОРОД
АЛДАНО - СТАНОВОГО ЩИТА**

**инженер Кириллин А.Р.^{1*}, Железняк М.Н.¹, Тимофеев А.М.²,
к.т.н. Малышев А.В.^{2**}**

¹Институт мерзлотоведения им. П.И. Мельникова СО РАН
677010, г. Якутск, Мерзлотная, 36
*mouks@ya.ru

²Институт физико-технических проблем Севера им. В.П. Ларионова
СО РАН
677980, г. Якутск, ул. Октябрьская, 1
**a.v.malyshev@iptpn.ysn.ru

**THERMAL ROCK
ALDAN - BECOMES SHIELD**

**Engineer Kirillin A.R.^{1*}, Zhelezniak M.N.¹, Timofeev A.M.²
Ph.D. Malyshev A.V.^{2**}**

¹Permafrost Institute. PI Melnikova SB RAS
677010, Yakutsk, Merzlotnaya 36

²Institute of Physical and Technical Problems of the North it. V.P. Larionov
SB RAS
677980, Yakutsk, ul. Oktyabrskaya 1

В настоящей работе описываются методы определения теплопроводности горных пород Алдано-Станового щита. Приводятся сравнительные результаты по теплопроводности полученными двумя экспресс-методами неразрушающего контроля. Представлены и обсуждаются результаты исследований теплофизических свойств и физических параметров магматических, метаморфических, метаморфизованных горных пород Алданского щита. Установлено, что указанные свойства горных пород характеризуются широким диапазоном их значений, что свойственно метаморфическим и магматическим породам, вследствие их сложного минерального состава. Определены предельные и осредненные значения теплопроводности и объемной массы скелета для различных типов пород.

Ключевые слова: теплопроводность, объемная масса скелета, горная порода, оптический санер, компаратор.

This paper describes methods used for rapid, non-destructive measurement of the thermal conductivity of rocks from the Aldan-Stanovoy Shield and

compares the values obtained with the two methods. The results of study on the thermal and physical properties of igneous, metamorphic and metamorphosed rocks in the Aldan Shield are presented and discussed. The study has shown that the rocks exhibit wide variations in thermal and physical parameters, as is expected for metamorphic and igneous rocks due to their complex mineral composition. The bound and average values of thermal conductivity and dry density are given for various rock types.

Keywords: thermal conductivity, dry density, rock, optical scanner, comparator.

Введение

Разработка новых месторождений золота, серебра, урана, железной руды и редкоземельных металлов, а также построение инфраструктуры на территории Алдано-Станового щита в условиях криолитозоны требует знания теплофизических свойств горных пород. Алданский щит является крупнейшим выступом фундамента Сибирской платформы. Его протяженность составляет около 1200 км при ширине от 270 до 350 км.

Теплофизические свойства горных пород во многом определяют температурное поле литосферы и существенно влияют на морфологию криолитозоны. Исходя из справочных данных по определению теплопроводности горных пород, залегающих в пределах рассматриваемой территории, диапазон изменения теплопроводности их варьирует от 1,6 Вт/м·К до 3,2 Вт/м·К [1]. Однотипные породы часто отличаются условиями образования и минеральным составом. Это определяет значительные изменения в теплофизических свойствах однотипных пород различных геоструктур.

Методика исследований

После доставки проб с места отбора в лабораторию образцы изготавливались распиловкой керна на камнерезном станке. Перед опытом они увлажнялись до полного влагонасыщения в эксикаторе, так как в подмерзлотных горизонтах горные породы в естественном залегании находятся в состоянии полного влагонасыщения.

Теплопроводность образцов определяли двумя методами. Первый из них УИТ-1 представляет собой тепловой компаратор, разработанный А.Н.Калининым в Сибирском НИИ метрологии (СНИИМ) [2].

Для исследований теплопроводности по данному методу использовались образцы керна длиной 5 см и с одной гладко отшлифованной поверхностью (исследуемой). Во время измерений не нужно строго выдерживать и контролировать температуру исследуемых образцов. Поэтому испытания образцов проведены без термостатирования.

Работа теплового компаратора [3] (рис. 1) основана на двухточечном тепловом зондировании поверхности исследуемого образца двумя термозондами - 4, между верхними концами которых с помощью полупроводниковой термоэлектрической батареи - 8 создается и поддерживается постоянная разность температур около 1 мВ. Постоянство разности температур обеспечивается автоматической системой регулирования с помощью ЦАП входящего в состав КИС АК-6.25 – 11; усилителя мощности – 9; термоэлектрической батареи - 8 и дифференциальной термопары - 7.

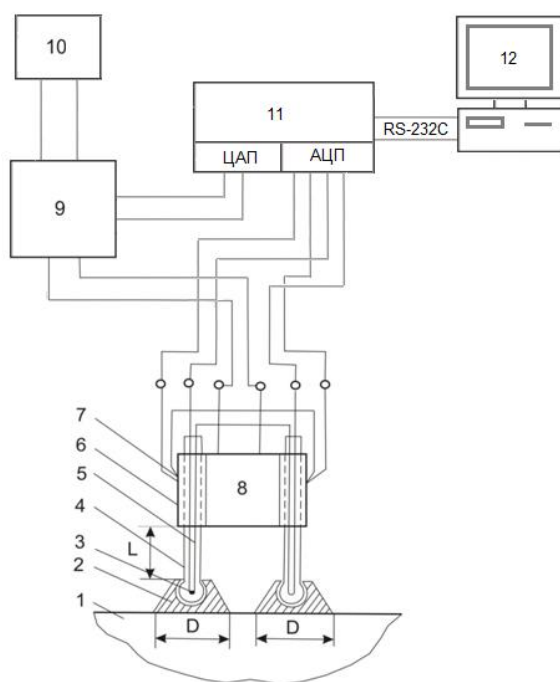


Рис.1. Схема компьютерно-измерительной установки УИТ-1

- 1 – исследуемый образец; 2 – медные башмачки; 3 – концы термозондов шаровой формы; 4 – термозонды из латуни;
 5 – измерительная дифференциальная термопара;
 6 – медные пластинки; 7 – регулирующая дифференциальная термопара;
 8 – термоэлектрическая батарея ТБМ-2М; 9 – усилитель мощности;
 10 – источник питания +3В; 11 – компьютерно-измерительная система АК-6.25;
 12 – компьютер.

О теплопроводности исследуемого образца - 1 судят по разности температур между нижними концами термозондов на башмачках при их контакте с поверхностью образца в установившемся тепловом режиме и регистрируют ее с помощью дифференциальной термопары - 5.

Так как в основу теплового компаратора положен сравнительный метод определения теплопроводности, то прибор должен быть отградуирован на аттестованных мерах теплопроводности. Относительная

погрешность теплового компаратора составила $\pm 6\%$. При проведении измерений на образцах горных пород, нередко попадаются такие, которые имеют неоднородные мелкие включения. Чтобы уменьшить влияние включений горных пород на температурное поле, термозонды компаратора снабжены коническими наконечниками (башмачками) с плоскими основаниями. Для снижения термического сопротивления между башмачками термозондов и поверхностью образца применяли теплопроводную пасту типа КПТ-8.

Для устранения разовых отклонений результатов измерений вследствие вышеуказанных причин в одной серии опытов проводились многократные до 5-10 измерений с последующей обработкой данных. Достоинство метода заключается в быстром получении результатов и возможности охватить практически весь диапазон теплопроводности для горных пород. Недостатком является подготовка поверхности образца, привязанность метода к аттестованным образцовым мерам, влияние термического сопротивления в местах контакта, трудность в определении теплопроводности изучаемых образцов содержащих различные включения.

Определение теплопроводности образцов по второму методу проводили на установке Thermal Conductivity Scanning – TCS (рис.2). В основу установки TCS положен метод оптического сканирования, предложенный Ю.А.Поповым [4]. Принцип метода оптического сканирования (TCS) основан на нагреве изучаемых образцов горных пород оптическим излучением, сосредоточенным в небольшом пятне, которое перемещается вдоль плоской или цилиндрической поверхности образцов керна с постоянной скоростью (рис.2).



Рис.2 Установка оптического сканирования керновых образцов TCS

Для нагрева используют оптический источник. Уровни нагрева и начальной температуры образца регистрируются приёмниками инфракрасного излучения, поле зрения каждого из которых перемещается вдоль той же поверхности образцов горных пород с такой же скоростью, что и пятно нагрева.

В одну серию с изучаемыми образцами помещают два стандартных образца (эталоны) с известными значениями теплопроводности. Определение теплопроводности образцов пород проводится на основе сравнения уровней их нагрева с уровнем нагрева эталонных образцов.

Измерения проводятся на цилиндрической поверхности керна (при сканировании образцов вдоль оси керна) или на плоской поверхности образцов. В некоторых случаях целесообразно сочетать измерения на цилиндрической поверхности керна и на его торцах.

При сканировании образцов источником оптического излучения и датчиками температуры регистрируется профиль теплопроводности. Это даёт возможность определять как средние значения теплопроводности для всего образца, так и локальные её значения в отдельных частях образца. Данная характеристика позволяет хорошо дифференцировать породы с близкой теплопроводностью, но различными структурно-текстурными особенностями. Достоинством TCS является высокая скорость и точность измерений, возможность проводить их на образцах произвольной формы и размера. Технические характеристики TCS: диапазон измерений теплопроводности меняется от 0,2 до 50 Вт/(м·К), погрешность измерений теплопроводности составляет 3% (при доверительной вероятности 0,95). Недостатками TCS является требование к коэффициенту эмиссии образцов, величина которого должна быть в пределах (0,9-0,98), что требует предварительного окрашивания поверхности образцов пород черной краской.

Теплофизические свойства основных типов горных пород

Для определения теплофизических свойств пород были отобраны образцы с различных глубинных интервалов из скважин различных участков Алдано-станового щита. Образцы взяты таким образом, чтобы были охарактеризованы типичные разновидности горных пород с различных глубин и структурно-вещественных комплексов. В лабораторных условиях определены значения объемной массы скелета и теплопроводность 35 образцов метаморфических горных пород. Поскольку образцы являются максимально плотными породами, их влажность варьирует в очень малых пределах, и на основании этого она здесь не приводится. Небольшая влажность образцов позволила нам использовать

полученные значения теплопроводности для мерзлого состояния, так как прочносвязанная вода не замерзает и при отрицательных температурах.

В таблице 1 приведены предельные и осредненные значения теплофизических свойств и объемной массы скелета наиболее распространенных разновидностей магматических и метаморфических пород. Метаморфизованные граниты, в отличие от типичных, характеризуются широкими пределами значений λ и $\gamma_{ск}$, что обусловлено их переменчивым минеральным составом. Однако осредненные значения проведенных замеров соответствуют параметрам нормальных гранитов, для которых значения $\gamma_{ск}$ и λ составляют порядка 2650 кг/м³ и 3,0 Вт/(м·К) [5,6].

Таблица 1

Предельные (числитель) и осредненные (знаменатель) значения теплопроводности и объемной массы магматических и метаморфических горных пород Алдано-Станового щита

№	Типы пород	$\gamma_{ск}$, кг/м ³	λ_{TCS} , Вт/(м·К)	$\lambda_{компаратор}$, Вт/(м·К)
1	Граниты	$\frac{2584 \div 2849}{2663(15)}$	$\frac{1,67 \div 3,65}{2,44(15)}$	$\frac{1,33 \div 3,44}{2,35(15)}$
2	Гнейсы	$\frac{2638 \div 2861}{2740(4)}$	$\frac{1,62 \div 3,18}{2,07(4)}$	$\frac{1,41 \div 2,72}{1,90(4)}$
№	Типы пород	$\gamma_{ск}$, кг/м ³	λ_{TCS} , Вт/(м·К)	$\lambda_{компаратор}$, Вт/(м·К)
3	Лампрофиры	$\frac{2647 \div 2819}{2707(3)}$	$\frac{1,85 \div 1,88}{1,86(3)}$	$\frac{1,56 \div 2,15}{1,77(3)}$
4	Пегматиты	$\frac{2740 \div 2776}{2758(2)}$	$\frac{1,60 \div 1,74}{1,67(2)}$	$\frac{1,16 \div 1,82}{1,49(2)}$
5	Кварциты	$\frac{2585 \div 2794}{2690(2)}$	$\frac{2,09 \div 2,60}{2,35(2)}$	$\frac{2,24 \div 2,31}{2,28(2)}$
6	Амфиболиты	$\frac{2745 \div 2978}{2861(2)}$	$\frac{1,78 \div 1,82}{1,80(2)}$	$\frac{1,82 \div 1,98}{1,90(2)}$
7	Кристаллические сланцы	$\frac{2937 \div 2945}{2941(2)}$	$\frac{1,81 \div 2,14}{1,98(2)}$	$\frac{1,87 \div 1,90}{1,89(2)}$
8	Метабазиты	2802(1)	1,99(1)	1,83(1)
9	Метасоматиты	2937(1)	2,36(1)	2,56(1)
10	Милониты	2671(1)	1,87(1)	1,34(1)

№	Типы пород	$\gamma_{ск}$, кг/м ³	λ_{TCS} , Вт/(м·К)	$\lambda_{компаратор}$, Вт/(м·К)
11	Карбонатиты	2425(1)	1,47(1)	1,29(1)
12	Метабазальты	2809(1)	2,12(1)	2,41(1)

Примечание – в скобках отражено количество образцов для осреднения.

При петрографическом описании по минеральному составу гранитов выделено 15 разновидностей. Однако, по теплопроводности они объединены в 3 группы: микроклиновые, плагиоклазовые граниты и граниты с рудными минералами (сульфидами и магнетитом). Максимальные величины теплопроводности и объемной массы скелета имеют граниты с сульфидным и магнетитовым оруденением из-за того, что рудные минералы характеризуются высокими значениями плотности и теплопроводности. Максимальные величины теплопроводности и объемной массы скелета имеют граниты с сульфидным и магнетитовым оруденением из-за того, что рудные минералы характеризуются высокими значениями плотности и теплопроводности. Например, у магнетита $\lambda=5,26$ Вт/(м·К), а у сфалерита $\lambda=26,56$ Вт/(м·К) [7,8], а их объемная масса составляет порядка 4000-5000 кг/м³.

Наименьшей теплопроводностью обладают плагиоклазовые граниты, так как минералы этой группы (альбиты, олигоклазы, андезины, лабрадоры, битовниты и анортиты) согласно данным Хораи К. (Hori K.) и Симмонса Г. (Simmons G.) [9] имеют небольшие величины λ в пределах от 1,55 до 2,31 Вт/(м·К).

Теплопроводность микроклиновых гранитов и пегматитов близка к теплопроводности нормальных гранитов. Основной породообразующий минерал этих гранитов – микроклин из группы калиевых полевых шпатов имеет λ почти такого же порядка, как и у нормальных гранитов: 2,42-2,92 Вт/(м·К) [8,9,10].

Амфиболиты обладают довольно высокими средними значениями $\gamma_{ск}$ (2861 кг/м³), λ_{TCS} [1,80 Вт/(м·К)] и $\lambda_{комп.}$ [1,90 Вт/(м·К)]. Особенно высокие значения λ в амфиболитах наблюдаются из-за содержания в них сульфидов (пирротина) и магнетита.

Выводы

Проведены детальные исследования теплофизических свойств горных пород, характеризующих их основные петрографические разновидности Алданского щита. Установлено, что теплопроводность горных пород на

этой площади характеризуется широким диапазоном изменений, что свойственно для регионов с архей-раннепротерозойской историей развития. Так, коэффициент теплопроводности изменяется от 1,47 до 3,65 Вт/(м·К) по данным TCS и от 1,16 до 3,44 Вт/(м·К) по данным теплового компаратора, а объемная масса их кристаллического скелета соответственно от 2425 до 2978 кг/м³, что обусловлено сложным минеральным составом отдельных магматических, метаморфических и метасоматических пород.

Для 12 характерных петрографических разновидностей горных пород Алдано-станового щита выявлены предельные и осредненные значения теплопроводности и объемной массы кристаллического скелета (табл.1).

Проведен подробный анализ полученных результатов по этим параметрам в зависимости от особенностей вещественного состава исследованных типов горных пород.

Определение теплопроводности горных пород различного состава с их детальной петрофизической характеристикой позволит объяснить выявленные региональные особенности геотемпературного поля, оценить параметры многолетнемерзлой мерзлой толщи и величину внутриземного теплового потока.

Приведенные в статье данные будут использованы в теоретических расчетах геотемпературных полей и в проектных решениях при строительстве наземных и подземных сооружений в процессе освоения территории.

Список литературы

1. Гаврильев Р.И. Теплофизические свойства горных пород и напочвенных покровов криолитозоны. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 1998, 280 с.

2. А.с. 949449 СССР. Компаратор для экспресс-измерений коэффициента теплопроводности материалов // Калинин А.Н. – опубл. 1982, бюл. №29. – С. 180.

3. Калинин А.Н. Неразрушающий сравнительный метод и интерполяционный прибор для экспресс-измерений теплопроводности твердых тел на основе двухточечного зондирования поверхности. Диссер. канд. техн. наук. Санкт-Петербург, 1995. – 241 с.

4. Popov, Y., Bayuk, I., Parshin, A., Miklashevskiy, D., Novikov, S., Chekhonin, E., 2012. New methods and instruments for determination of reservoir thermal properties. Thirty-Seventh Workshop on Geothermal Reservoir

Engineering, Stanford University, Stanford, California, January 30 - February 1, 2012. SGP-TR-194. 1122-1132

5. Гаврильев Р.И. Теплофизические свойства компонентов природной среды в криолитозоне: Справочное пособие. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 2004, 146 с.

6. Гаврильев Р.И. Каталог теплофизических свойств горных пород Северо-востока России, Якутск, ФГБУН ИМЗ СО РАН, 2013, 174 с.

7. Берч Фр., Шевер Дж. и Спайсер Г. Справочник для геологов по физическим константам. М., Иностран. лит., 1949, 303 с.

8. Справочник физических констант горных пород. / Под ред. Кларка С. мл. М., Мир, 1969, 543 с.

9. Смыслов А.А., Моисеенко У.И., Чадович Т.З. Тепловой режим и радиоактивность Земли. Л., Недра, 1979, 191 с.

10. Миснар А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М., Мир, 1968, 464 с.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ПЛОТНОСТИ ОПОШНЯНСКОГО
ГАЗОВОГО КОНДЕНСАТА И ЕГО ФРАКЦИЙ В ОБЛАСТИ
ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУР И ДАВЛЕНИЙ**

Магомадов А.С., Мальцев Р.Г.¹, аспирант Бухович Е.В.²

Кубанский государственный технологический университет

350072, Краснодар, ул. Петра Московская, 2

¹ooowork@yandex.ru, ²evapo@bk.ru

**PREDICTION DENSITY OPOSHNYANSKOGO GAS CONDENSATE
AND ITS FRACTIONS IN HIGH TEMPERATURES AND PRESSURES**

Magomadov A.S., Maltsev R.G.¹, a graduate student Buhovich E.V.²

Kuban State University of Technology

350072, Krasnodar, ul. Petra Moscovskaya, 2

В статье описаны экспериментальные исследования плотности газовых конденсатов и их фракций в области высоких температур и давлений. На основе экспериментальных и теоретических данных разработано новое уравнение состояния. Полученное обобщенное уравнение состояния может быть использовано для расчета плотности других природных углеводородов.

Ключевые слова: методы термодинамического подобия, одножидкостная модель, псевдокритические параметры состояния, псевдокритическая изобара, параметры приведения, уравнение состояния.

The article describes the experimental investigation of the density of the gas condensates and their fractions in the field of high temperatures and pressures. On the basis of the experimental and theoretical data has developed a new equation of state. The obtained generalized equation of state can be used to calculate the density of other natural hydrocarbons.

Keywords: methods of thermodynamic similarity, onefluid model, pseudocritical condition parameters, pseudocritical isobar, the parameters of the reduction, the equation of state.

Для исследования плотности нами были взяты образцы газового конденсата Опошнянского месторождения и его фракций их физико-химические свойства приведены ниже в таблице 1.

Для обобщения полученных экспериментальных данных по плотности нами были использованы методы термодинамического подобия свойств веществ. При этом фракции рассматривались как однокомпонентные жидкие углеводороды, т.е. как некоторые

гипотетические углеводороды со своими критическими параметрами состояния, которые вернее называть псевдокритическими параметрами состояния.

Таблица 1

Физико-химические свойства фракций газовых конденсатов

Опошнянское месторождение	Плотность ρ_{20} (кг/м ³), при t=20 °С	Показатель преломления n, при t=20 °С	Групповой углеводородный состав, % массы		
			Ароматические	Нафтеновые	Парафиновые
Газовый конденсат	2,3765	1,4605	33,3	60,0	6,7
Фракция 122 – 150 °С	792,5	1,4490	32,0	29,7	38,3
Фракция 150 – 175 °С	809,7	1,4550	32,0	13,0	55,0
Фракция 175 – 200 °С	832,0	1,4650	32,0	9,7	58,3
Фракция 200 – 225 °С	848,3	1,4780	34,6	15,3	50,1
Фракция 250 – 275 °С	862,4	1,4895	31,4	11,9	56,7

Псевдокритические параметры состояния исследованных веществ рассчитывались с использованием физико-химических данных на основе методик, предложенных Л. П. Филипповым.

Псевдокритическая плотность определялась по формуле:

$$\rho_{кр} = 0,253 \cdot \left(\rho - T \cdot \frac{d\rho}{dT} \right), \quad (4)$$

псевдокритическая температура:

$$T_{кр} = -1,95 \cdot \rho_{кр} \cdot \left(\frac{d\rho}{dT} \right)^{-1}, \quad (5)$$

псевдокритическое давление

$$P_{кр} = \frac{R \cdot T_{кр} \cdot \rho_{кр}}{3,83 \cdot \mu}, \quad (6)$$

где $\rho_{кр}$ – плотность при псевдокритической температуре $T_{кр}$; ρ – плотность при температуре T ; $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ – производная плотности от температуры; $P_{кр}$ – псевдокритическое давление; μ – средняя молярная масса; R – универсальная газовая постоянная.

Для расчета псевдокритических параметров необходимо знать хотя бы два значения плотности при двух соответствующих значениях температуры и молярную массу жидкости. Имея температурную зависимость плотности [1] исследованных углеводородов, рассматриваются значения:

$$\frac{d\rho}{dT} \approx \frac{\rho_2 - \rho_1}{T_2 - T_1} \quad (7)$$

Средние молярные массы, исследованных газовых конденсатов

определялись как опытным путем, известными методиками и по расчетной методике, описанной в [2]. Указанные выше физические величины приведены в таблице 2.

Таблица 2

Псевдокритические параметры состояния

Опошнянское месторождение	Плотность ρ , кг/м ³	Молярная масса, М кг/моль	Псевдокритическая плотность, $\rho_{кр}$ кг/м ³	Псевдокритическая температура, $T_{кр}$ К	Псевдокритическое давление, $P_{кр}$ МПа
Газовый конденсат	823,7	0,144	264,8	678,6	2,707
Фракция 122 – 150 °С	792,5	0,122	262,0	615,2	2,879
Фракция 150 – 175 °С	809,7	0,130	261,2	669,7	2,919
Фракция 175 – 200 °С	832,0	0,143	264,6	706,3	2,836
Фракция 200 – 225 °С	848,3	0,160	266,5	741,9	2,681
Фракция 250 – 275 °С	862,4	0,199	268,6	769,7	2,256

Как экспериментаторы, так и теоретики отмечают, что в окрестности критической точки кривая сосуществования жидкости и пара (вершина бинодали) удовлетворительно описывается уравнением вида:

$$\omega = \pm V\theta^\beta + (V-1)\theta, \quad (8)$$

где $\omega = \frac{\rho}{\rho_{кр}} - 1$; $\theta = 1 - \frac{T}{T_{кр}}$ - параметры приведения; β - критический индекс; $\rho_{кр}$ - плотность в критической точке; V - коэффициент для обобщенного уравнения.

Коэффициент V и степень β не являются постоянными, а подбираются для каждой фракции с учетом её физико-химических свойств и псевдокритических параметров (см. Таблицы 1 и 2).

$$V = -0,24226 \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} + 0,000721 \cdot \rho_{20} + 0,004897 \cdot T_{кр} + 1,6484 \quad (9)$$

$$\beta = -0,295252 \cdot \frac{\partial \rho}{\partial T} + 0,0006836 \cdot \rho_{20} - 0,0053785 \cdot T_{кр} - 0,6701 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = -1,436533 \cdot \mu - 0,001272 \cdot T_{кр} - 0,08219 \cdot \rho_{кр} - 1,1882 \quad (11)$$

где μ - молярная масса; $T_{кр}$ - псевдокритическая температура; $\rho_{кр}$ - псевдокритическое давление; ρ_{20} - плотность фракции газового

конденсата при 20 °С, $\frac{\partial \rho}{\partial T}$ – коэффициент температурного расширения плотности при атмосферном давлении.

В работе [3] предлагается методика расчёта удельного объёма нефтей и нефтяных фракций при различных температурах и давлениях. В основу термического уравнения состояния положено уравнение Тейта:

$$v_{\tau,p} = v_{\tau,p_{кр}} \cdot \left(1 - C \cdot \ln \frac{B(\tau) + p}{B(\tau) + p_{кр}} \right), \quad (12)$$

где $C = 0,06$; $B(\tau) = V^* \cdot \left(-1,655 + \frac{1,255}{\tau} + \frac{0,294}{\tau^2} - \frac{0,05603}{\tau^3} \right)$; $V^* = 13,5$; $\tau = T/T_{кр}$.

Нами было проверено уравнение (12) для расчета удельного объёма исследованных газовых конденсатов. Коэффициенты для $v(\theta)$ были взяты из работы [3], а V^* было найдено в результате обработки экспериментальных данных при помощи уравнения состояния Тейта. При малых значениях p и θ , при нахождении удельного объёма одного газового конденсата, уравнение (12) даёт минимальную погрешность. При этом когда V^* имеет одно значение для целого ряда рассматриваемых веществ, уравнение Тейта даёт среднюю погрешность ± 2 %. Погрешность уменьшается при индивидуальном подборе V^* для каждого вещества. В этом случае средняя погрешность расчета находится в интервале от 0,08 до 0,2 %. Однако это требует знания хотя бы одного значения удельного объёма (или плотности) в области высоких давлений, что существенно ограничивает использование уравнения Тейта.

Для улучшения результатов в уравнение (12) были внесены некоторые корректировки:

$$\rho_{\theta,p} = \rho_{\theta,p_{кр}} \cdot \left(1 - C \cdot \ln \frac{B(\theta) + p}{B(\theta) + p_{кр}} \right), \quad (13)$$

где $C = 0,1$; $B(\theta) = 327 \cdot \theta^{2,0833} + 8,024 \cdot \theta$ – функция, зависящая от относительной температуры.

В целом, выше изложенные уравнения представляют методику расчета плотности газовых конденсатов и их фракций в интервале приведенной температуры от $\theta = 0,2$ до $\theta = 0,7$ и приведенного давления от атмосферного давления до $\pi = 25$.

Отличительной чертой данного метода является простота использования. Для восстановления необходимого значения плотности требуются значения температуры и давления, при которых требуется найти плотность углеводорода, её молярная масса и значение плотности этого вещества при 20 °С.

Средняя относительная погрешность расчета плотности по предлагаемой методике при надежности $R_n = 0,95$ составляет $\pm 0,16\%$. Максимальная относительная погрешность расчета плотности

составляет $\pm 0,7\%$.

Список литературы:

1. Мальцев Р.Г., Магомадов А.С. Изучение плотностей газовых конденсатов и их фракций при различных температурах и давлениях в жидкой фазе // Политематический сетевой электронный научный журнал Кубанского государственного аграрного университета (Научный журнал КубГАУ). – Краснодар: КубГАУ. 2012. – №03(077). С. 692 – 701.

2. Григорьев Б.А., Герасимов А.А., Ланчаков Г.А. Теплофизические свойства и фазовые равновесия газовых конденсатов и их фракций. – М.: Издательский дом МЭИ. 2007. - 372 с.

3. Расторгуев Ю.Л. Исследование P-V-T зависимости самотлорской и мангышалакской нефтей – Ростов на Дону. Известия СКНЦ ВШ. 1974. С. 32-36.

УДК 544.723.22+544.723.3

ПРОЦЕССЫ ТЕПЛО-МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ВОДЫ ИЗ ВОЗДУХА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ СОЛНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ

Магомадов А.С., старший преподаватель Королёва Ю.В.¹

ФГБОУ ВПО Кубанский государственный технологический университет
350000, Краснодар, Московская ул. 2

¹koroleva2306@gmail.ru

PROCESSES IN HEAT PRODUCED WATER FROM THE AIR USING SOLAR ENERGY

Magomadov A.S., senior lecturer Koroleva Y.V.¹

Kuban State University of Technology
350000, Krasnodar, Moscovskaya street. 2

Работа посвящена адсорбционно-десорбционному методу получения воды из воздуха. При этом предлагается использовать энергию солнца. Рассмотрены физико-математические модели процессов тепло-массопереноса при поглощении и выделении водяных паров в адсорбенте.

The adsorption-desorption method of obtaining water from the air. It is proposed to use the sun's energy. The physical and mathematical models of processes of heat and mass transfer in the absorption and desorption of water vapor in the adsorbent.

Ключевые слова: Получение воды, адсорбент, тепло-массоперенос, солнечная энергия.

Summary: Getting water, adsorbent, heat and mass transfer, solar energy.

Известно, что в окружающем нас воздухе содержится огромное количество водяных паров. Получение воды из атмосферного воздуха в засушливых районах остаётся актуальной задачей. При этом желательно использовать для этой цели энергию солнца, что в свою очередь экологически выгодно для окружающей среды [1].

Создание установки на основе адсорбционно-десорбционного метода получения воды требует разработки физико-математической модели тепловых процессов протекающих при этом в используемых адсорбентах. Согласно литературным данным [2] процесс адсорбции водяных паров из воздуха можно разделить на три этапа. На первом этапе сухой адсорбент поглощает водяные пары разветвлённой поверхностью. Основным термодинамическим уравнением, описывающим процесс адсорбции,

является уравнение Гиббса.

Математическая модель процесса адсорбции влаги из воздуха может быть представлена следующими уравнениями:

$$\frac{dm}{d\tau} = \beta F(p_n - p); \quad (1)$$

$$\frac{p}{p_s} = a + \frac{c}{\varepsilon}; \quad (2)$$

$$\frac{dh}{d\tau} = kS(T_r - T_a) + Sq\beta(P_n - P), \quad (3)$$

где m – масса вещества, поглощенного адсорбентом, кг;

β – коэффициент массообмена, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Па}}$;

p_n и p – парциальное давление поглощенного вещества соответственно в потоке и над поверхностью поглотителя, Па;

S – площадь поверхности поглощения, м^2 ;

p_s – давление насыщенного пара;

a и c – постоянные величины, зависящие от типа раствора, его температуры и концентрации;

h – энтальпия адсорбента;

k – коэффициент теплоотдачи между потоком и адсорбентом;

T_r и T_a – температура газа и адсорбента соответственно;

q – тепловой эффект сорбции, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Для системы поглощения влаги из воздуха (с помощью твердого поглотителя) необходимо знать время, в течении которого сорбционная установка с данным количеством адсорбента и данной контактной поверхностью будет работать так, чтобы концентрация поглощающего вещества достигала заранее заданной величины. Выражение, описывающее влияние разных параметров на процесс изотермического поглощения было получено в результате представления математической модели в безразмерном виде

$$\bar{x} = \bar{P} - (\bar{P} - \bar{x}_0) \exp(-\bar{A}); \quad (4)$$

где

$$\bar{x}_0 = \frac{M_0}{M_c} = \frac{1 - \varepsilon_0}{\varepsilon_0}; \quad (5)$$

$$\bar{x} = \frac{M}{M_c} = \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon}; \quad (6)$$

$$\bar{A} = \frac{p_s \beta c \tau}{M_c / S}; \quad (7)$$

$$p = \frac{(\bar{p}_n - a - c)}{c} = \frac{1 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_\infty}, \quad (8)$$

где ε_0 – концентрация раствора в начале процесса поглощения;

ε_∞ – концентрация поглотителя, которая соответствует равновесному состоянию атмосферным воздухом при заданной температуре поглощения;

m_0 и m_c – масса воды в растворе в начале процесса поглощения и масса соли;

τ – время поглощения.

Экспериментальное исследование показало, что процесс поглощения резко замедляется при $\bar{x} > 0,9\bar{p}$, а при $\bar{x} = 0,9\bar{p}$ цикл абсорбции практически закончен, и в данном случае можно записать

$$\bar{A}_k = 2,302 + \ln \left[1 - \frac{\bar{x}}{\bar{p}} \right], \quad (9)$$

где \bar{A}_k - безразмерный параметр \bar{A} в конце цикла абсорбции.

После заполнения всей поверхности адсорбента одним или несколькими слоями молекул воды, процесс поглощения их продолжается в многочисленных капиллярах и порах адсорбента [3]. При этом, как показывает опыт, адсорбент частично растворяется в воде.

Дальнейшее поглощение водяных паров из воздуха осуществляется раствором воды насыщенным адсорбентом. Известно, что согласно закону Рауля для идеальных растворов давление насыщенного пара над раствором уменьшается пропорционально молярной концентрации растворителя. Таким образом, относительная влажность паров вблизи границы воздух-раствор будет уменьшаться за счет конденсации влаги в растворе.

Рассмотрим молекулы пара,двигающиеся по направлению к поверхности, разделяющей жидкую и газообразную фазы. Пусть $dn = nf(v)dv$ - количество молекул в единице объема, имеющих абсолютную величину скорости в интервале от v до $v+dv$. Для того, чтобы частица, имеющая скорость в указанном интервале пересекала поверхность S в элементе телесного угла $d\Omega$ она должна находиться в объеме $dV = v \cos \vartheta S d\tau$. Учитывая равномерность распределения по направлениям, число частиц, пересекающих поверхность S в элементе телесного угла $d\Omega$ в единицу времени равно:

$$\frac{d^2N}{d\tau} = \frac{S}{4\pi} dn \int v \cos \vartheta d\Omega, \quad (10)$$

где интегрирование ведется по полупространству. Учитывая, что

$$d\Omega = \frac{dS}{r^2} = \frac{r \sin \vartheta d\varphi r d\vartheta}{r^2}, \quad (11)$$

где $d\Omega$ - элемент изменение телесного угла;

r - радиус выделенного объема паровой фазы;

находим:

$$\frac{d^2S}{d\tau \cdot S} = v dn \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\vartheta=0}^{\pi/2} \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta d\varphi = \frac{v dn}{4}. \quad (12)$$

Интегрируя по всему пространству скоростей, находим количество молекул пара, проходящее на единицу площади в единицу времени, пересекающих площадку в одном направлении:

$$\frac{dN}{d\tau dS} = \frac{1}{4} \int v dn = \frac{1}{4} n \int_0^{\infty} v f(v) dv = \frac{1}{4} \langle v \rangle, \quad (13)$$

где $\langle v \rangle$ - средняя скорость молекул пара.

Согласно молекулярно-кинетической теории средний модуль скорости равен

$$\langle v \rangle = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}}, \quad (14)$$

где μ – молярная масса пара.

Тогда поток молекул двигающихся из газовой фазы в жидкую равен:

$$\frac{dN_1}{dt S} = n_1 \sqrt{\frac{RT_1}{2\pi\mu}}, \quad (15)$$

где dN_1 – число молекул воды проникающих через единицу межфазной площади в единицу времени.

На этот поток накладывается встречный поток молекул из жидкой фазы в газообразную:

$$\frac{dN_2}{dt S} = n_2 \sqrt{\frac{RT_2}{2\pi\mu}}. \quad (16)$$

Умножив результирующий молекулярный поток на массу одной молекулы, и, учитывая, что $m_0 n = \rho$ – парциальная плотность пара, получаем выражение для интенсивности конденсации:

$$j = \frac{dm}{dt S} = j_1 - j_2. \quad (17)$$

В состоянии равновесия жидкости с паром $j = 0$, откуда находим:

$$j_2 = \sqrt{\frac{RT_2}{2\pi\mu}} \rho_s; \quad (18)$$

$$j = \sqrt{\frac{R}{2\pi\mu}} (\sqrt{T_1} \rho - \sqrt{T_2} \rho_s), \quad (19)$$

где ρ_s – плотность насыщенного пара при температуре T_2 .

Учитывая, что $\rho \leq \rho_s$ и ρ_s растет с ростом температуры, из последней формулы следует, что для конечной интенсивности конденсации, следует поддерживать жидкую фазу при более низкой температуре, чем газообразную, что приводит к необходимости охлаждения и снижает эффективность пароулавливания. Этого можно избежать, применяя в качестве жидкой фазы раствор нелетучего вещества, например, соли. Согласно законам Рауля, для идеальных растворов давление насыщенного пара над раствором уменьшается пропорционально молярной концентрации растворителя:

$$P_s = (1 - iX_B) P_{0s}, \quad (20)$$

где i – изотонический коэффициент Вант-Гоффа, позволяющий учитывать электролитическую диссоциацию;

P_s, P_{0s} – парциальные давления насыщенного пара при наличии и в отсутствии растворенного вещества (B);

$$X_B = \frac{v_B}{v_A + v_B} - \text{молярная доля растворенного вещества с учетом}$$

диссоциации.

Подставляя в (19) выражение давления через плотность $P = \frac{\rho}{\mu} RT$, получаем:

$$j = \sqrt{\frac{R}{2\pi\mu}} (\sqrt{T_1}\rho - \sqrt{T_2}(1 - iX_B)\rho_{0s}) . \quad (21)$$

Будем считать, что процесс конденсации протекает в изотермическом режиме, и вводя относительную влажность $\varphi = \frac{\rho_1}{\rho_{0s}}$, получаем:

$$j = \sqrt{\frac{RT}{2\pi\mu}} \rho_{0s} (\varphi + iX_B - 1) . \quad (22)$$

В формуле (22), относительную влажность пара φ и молярную концентрацию X_B следует понимать локально, на границе раздела двух сред. Вследствие конечной скорости протекания процесса конденсации, относительная влажность пара φ и молярная концентрация X_B вблизи границы будут уменьшаться (раствор разбавляется конденсируемой влагой, а пар – непроникающим через поверхность воздухом). Вследствие сказанного, формулу (22) следует применять совместно с уравнениями массопереноса в жидкой и газообразной фазах.

Для исследования влияния метеорологических параметров на режим работы предлагаемой системы, сопоставление экспериментальных результатов с рассчитанными нами была смонтирована экспериментальная лабораторная установка, представляющая собой герметичный ящик размером 330*550*100 мм, нижняя крышка которого изготовлена из теплоизоляционного материала толщиной 50 мм, а верхняя – из прозрачного материала (оргстекла). Для приготовления сорбента в качестве пористого материала использовалась многослойная хлопчатобумажная ткань в виде прямоугольника размером 320*540*30 мм и два типа раствора CaCl_2 и LiCl с концентрацией 30%. В дневное время под действием солнечного излучения абсорбент нагревается. При этом из сорбента выделяется водяной пар и конденсируется на поверхности прозрачного материала, а теплота конденсации рассеивается в окружающую среду. После захода солнца абсорбент с крепким раствором и низким парциальным давлением водяного пара удаляется из установки. В ночное время, когда температура воздуха понижается, начинается процесс поглощения водяного пара раствором. В начале дня, при восходе солнца, абсорбент вводится в установку и повторяется процесс регенерации.

Энергию связи L (уменьшении свободной энергии ΔF), которую необходимо затратить для отрыва одного моля влаги при постоянной температуре, определяется по формуле:

$$-\Delta F = L = RT \ln \frac{p_H}{p_U}, \quad (23)$$

где R – газовая постоянная, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}\cdot\text{К}}$;

p_H - давление насыщенного пара свободной воды, Па;

p - парциальное давление равновесного пара над материалом с влагосодержанием.

Изменение теплоты парообразования, которое при этом наблюдается, определяется из формулы

$$\Delta r = r_U - r_H, \quad (24)$$

где r_U - теплота испарения воды, связанной с материалом определенной влажности, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$;

r_H - теплота испарения свободной воды, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Изменение энтальпии при изохорно-изобарно-изотермическом процессе отрыва свободной воды определяется по формуле Гибса-Гельмгольца

$$\Delta h = \Delta F - T \frac{\partial(\Delta F)}{\partial T}. \quad (25)$$

Отсюда и из (24) получим

$$r_H = RT^2 \frac{\partial \ln p_U}{\partial T}; \quad r_U = RT^2 \frac{\partial \ln p_H}{\partial T}. \quad (26)$$

Тогда

$$\Delta r = RT^2 \frac{\partial \ln(p_H/p)}{\partial T}. \quad (27)$$

Если принять для небольшого интервала температур

$$\frac{\partial(\Delta z)}{\partial T} = 0, \quad (28)$$

то получим выражение для определения давления пара над связанной водой:

$$p_U = p_H \exp\left(-\frac{\Delta z}{RT}\right). \quad (29)$$

Таким образом, десорбция (выделение воды) осуществляется в дневное время под действием солнечного излучения на адсорбент, который помещают в замкнутое пространство. При этом из сорбента выделяются пары воды, и, в замкнутом паровоздушном пространстве поднимается давление. При достижении его давления насыщенного пара воды при температуре внутренней поверхности верхней крышки (стеклянной поверхности), пары воды начинают конденсироваться над этой поверхностью. Теплота конденсации рассеивается в окружающее пространство через поверхность оргстекла. Капли воды во внутренней стеклянной поверхности стекают в водоприемник.

Применяя полученные уравнения, можно определить совместное

влияние различных факторов на поглощаемое количество влаги из воздуха. Это в свою очередь даёт далее возможность выбрать конструктивные параметры поглотителя (m , ε_0 , S) для любых условий атмосферного воздуха, которые позволяют при минимальном расходе поглотителя извлечь из воздуха максимальное количество воды.

Список литературы:

1. Магомадов А.С., Королёва Ю.В. Альтернативный метод получения пресной воды на основе возобновляемых источников энергии. К., Технические и технологические системы, 2014, с.463-470.

2. Лыков А.В. Теплообмен. (Справочник). – М.; Энергия, 1978. – 480 с.

3. Н.В. Кельтцев. Основы адсорбционной техники . М.: Химия, 1984, 592 с.

4. В.Г. Чердниченко, А.С. Магомадов. Физико-математическая постановка нестационарной задачи формирования концентрационно-поляризационного слоя в баромембранных процессах. М.: Обозрение прикл. и промышл. матем., 2009, Т.16, Вып. 5, с. 946-947.

III МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ

***«Современные методы
и средства исследований
теплофизических свойств веществ»***

20 – 22 мая 2015 года

Сборник трудов

Компьютерная верстка

Д.В. Лобанов

В.А. Крылов

Печатается

в авторской редакции

Подписано в печать 19.05.2015 Формат 60×84 1/16

Усл. печ. л. 20,93 Печ. л. 22,5 Уч.-изд. л. 22,5

Тираж 100 экз. Заказ № 3300 С 44

Университет ИТМО 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Издательно-информационный комплекс.

191002, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9