

## ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОНДЕНСАЦИОННОЙ СРЕДЕ

О.И. Ракитин

Институт технической теплофизики,  
Национальная академия наук Украины, г. Киев

Представлена членом редколлегии профессором В.И. Коноваловым

**Ключевые слова и фразы:** гиперболическое уравнение теплопроводности; конечная скорость сигнала; коэффициент преломления; проводимость среды; сила тока.

**Аннотация:** Обсуждаются законы сохранения динамических параметров среды, первый закон Кирхгофа, закон Ома, понятие силы тока, проводимости среды, длины гиперболической волны, коэффициента преломления, угла полного отражения для физических сред.

---

Создание высоконтенсивных тепломассообменных установок (например, установка погружного горения, установка сжигания древесных отходов методом пиролиза, тепловые завесы), а также такие проблемы, как прожигание брони танка, полет сверх-гиперзвукового аппарата (и др.) связаны с решением проблем неравновесной термодинамики. Все эти системы характеризуются тем, что есть источник энергии, а есть конденсационная среда, аккумулирующая теплоту от того или иного источника энергии. Иными словами, конденсационная среда – это среда, тепловой потенциал которой ниже теплового потенциала исходного теплоносителя (источника энергии).

Известно, что классическая форма закона Фурье приводит нас к тепловому парадоксу, заключающемуся в том, что тепловой сигнал в среде распространяется мгновенно. На практике тепловой сигнал в среде распространяется за определенное время, время релаксации. Учет этого привел к известному уравнению Мак-свилла-Каттанео

$$q + \tau_{pa} \partial q / \partial \tau = -\Lambda \nabla T, \quad (1)$$

где  $q$  – тепловой поток,  $\tau_{pa}$  – время релаксации,  $T$  – температура,  $\tau$  – текущее время,  $\Lambda$  – теплопроводность.

Это уравнение, в свою очередь, привело к гиперболическому уравнению теплопроводности [1, 2]

$$C\rho\tau_{pa}(\partial^2 T / \partial \tau^2) + C\rho(\partial T / \partial \tau) = \Lambda \Delta T + W + \tau_{pa}(\partial W / \partial \tau), \quad (2)$$

где  $C$  – теплоемкость,  $\rho$  – плотность,  $W$  – интенсивность распределенных в системе источников энергии.

Другими словами, в неравновесной термодинамике распространение теплового сигнала – это распространение гиперболической волны с постоянной скоростью (при  $W=0$ ) [1]

$$v = (\Xi_\alpha / \tau_{pa})^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\Xi_\alpha$  – коэффициент температуропроводности.

Амплитуда этого сигнала определенного периода, в данном случае времени релаксации, экспоненциально затухает во времени всего процесса. Так как тепло-

вой сигнал – это волна, то для распространения теплового сигнала справедливы все законы геометрической оптики [1]:

отражение и преломление теплового сигнала на границе взаимодействующих сред, характеризуемое показателем преломления

$$n = v_1/v_2 = (\Xi_{\alpha 1}/\Xi_{\alpha 2})^{1/2}, \quad (4)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – скорость теплового сигнала в средах 1 и 2,  $\Xi_{\alpha 1}$  и  $\Xi_{\alpha 2}$  – соответствующие коэффициенты температуропроводности (здесь частота теплового сигнала или время релаксации не меняются, т.е.  $\tau_{pa1} = \tau_{pa2}$ ; эта величина задана временем первичного возмущения в среде  $\tau_{pa1}$ );

– условие полного отражения теплового сигнала от разделяющей границы сред 1 и 2

$$\alpha_{kp} = \arcsin(n); \quad (5)$$

– условие для оптимального угла падения при прохождении теплового сигнала

$$\theta_{opt} = \arctg\left(\frac{n^2 - 1}{m^2 - 1}\right)^{0.5}, \quad (6)$$

где  $m = \rho_2/\rho_1$  ( $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотность первой и второй среды соответственно); и т.д.

На рис. 1 представлены характерные углы преломления, согласно выражению (4) для сред, наиболее часто используемых в теплообменных устройствах. На рис. 2 приведены данные по теплоизоляторам согласно (5). На рис. 3 представлены условия теплообмена при прохождении уранового снаряда в броне, а также для углеродистого композита в современных летательных аппаратах.

Распространение гиперболической волны со скоростью  $v$  при данном времени релаксации  $\tau_{pa}$  приводит нас к однозначному определению длины гиперболической волны  $\lambda$  [1, 4]

$$\lambda_{\alpha} = (\Xi_{\alpha} \tau_{pa})^{1/2}. \quad (7)$$

Другими словами, физический смысл длины тепловой гиперболической волны – это расстояние, на которое распространяется данная волна за время релаксации теплового сигнала  $\tau_{pa}$  при постоянном коэффициенте температуропроводности ( $\Xi_{\alpha} = \text{const}$ ). На рис. 4 представлена картина распространения гиперболической тепловой волны. На рис. 5 представлена величина длины гиперболической волны для газовой и жидкостной среды в установках погружного горения при разных давлениях.

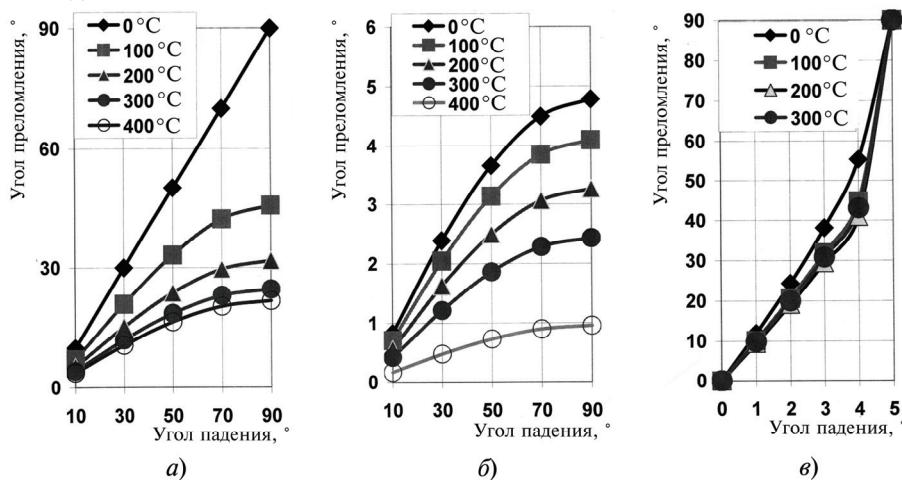


Рис. 1 Углы преломления для разных рабочих пар в зависимости от угла падения теплового сигнала:  
а – воздух–сталь; б – воздух–вода; в – вода–сталь

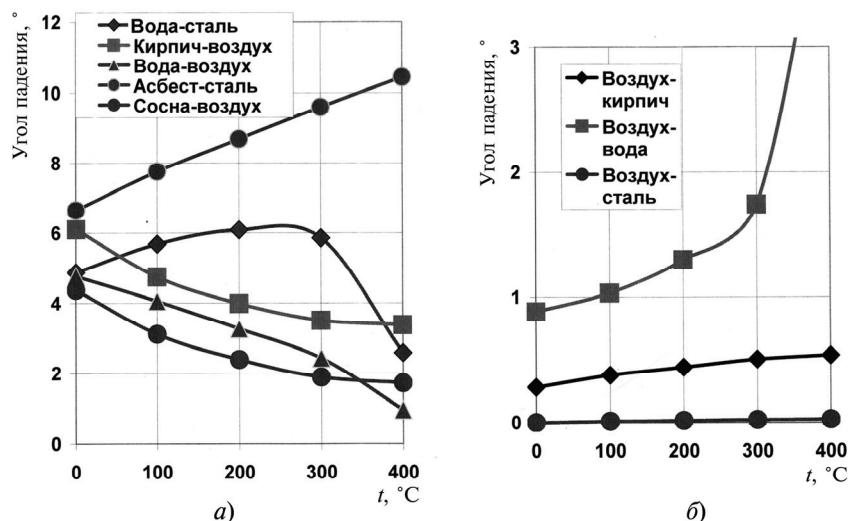


Рис. 2 Критические углы полного отражения (а) и полного прохождения теплового сигнала (б)

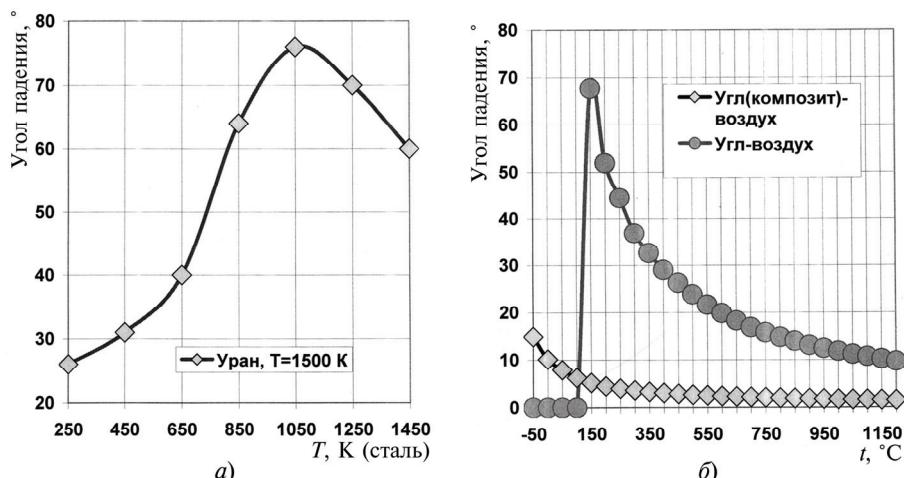


Рис. 3 Критические углы полного отражения для уранового снаряда (а) и углеродистого композита (б)

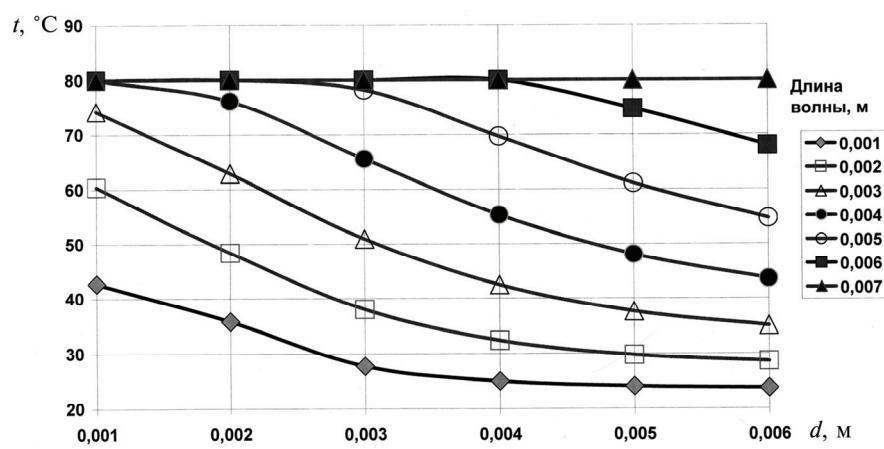
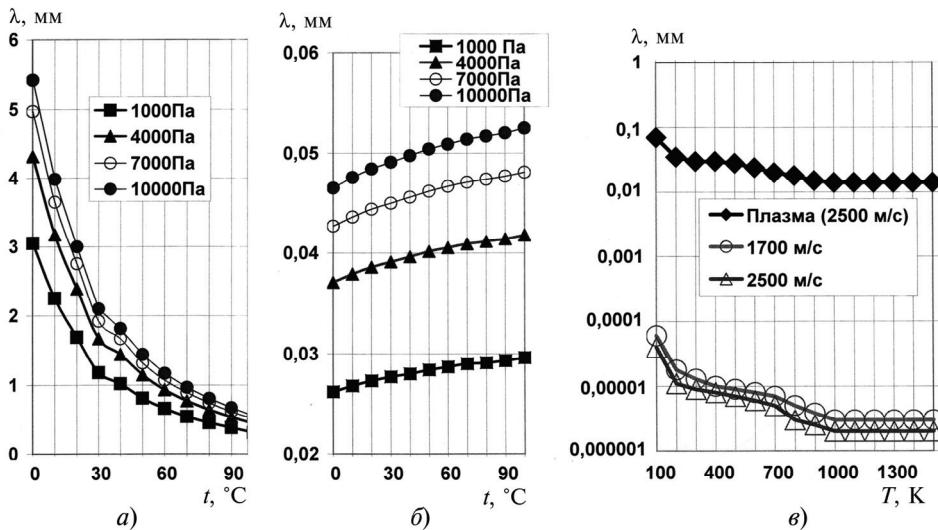


Рис. 4 Распространение тепловой волны по толщине древесного бруса



**Рис. 5 Длины тепловой волны  
при постоянном давлении в установках погружного горения:**  
*а* – в парогазовой среде; *б* – в жидкости;  
*в* – в броне при разных скоростях уранового сердечника

Рассмотрим модель теплового взаимодействия разнородных сред.

Согласно работе Компанейца А.С. [3] любое физическое возмущение в среде

$$v = \nabla \Xi, \quad (8)$$

где  $\Xi$  – кинетический коэффициент, т.е. потенциал скорости физического возмущения – это кинетический коэффициент. Иными словами, природа скорости определяется природой кинетического коэффициента или, в конечном счете, такими величинами, как температура, давление и объем.

Добавим к этому, что любое физическое возмущение в среде ведет к комплексному изменению параметров среды.

Известно, что сила, которая воздействует на элемент среды, определяется как

$$F = \zeta S \nabla v, \quad (9)$$

где  $\zeta = \rho \Xi$  – динамический коэффициент;  $S$  – площадь соприкосновения;  $\nabla v$  – градиент скорости.

Но природа силы может быть различной, а именно:

- изменение концентрации вещества  $F_D = \rho \Xi_D S \nabla v_D$ ;
- изменение вязкости среды  $F_v = \rho \Xi_v S \nabla v_v$ ;
- изменение температуропроводности среды  $F_\alpha = \rho \Xi_\alpha S \nabla v_\alpha$ ;
- приобретение вихревых свойств  $F_\Gamma = \rho \Xi_\Gamma S \nabla v_\Gamma$ ;
- изменение сжимаемости среды  $F_\beta = \rho \Xi_\beta S \nabla v_\beta$  и т.д.

Очевидно, если время возмущения – величина постоянная, т.е. время релаксации задается изначально, то величина скорости возмущения определяется природой возмущения.

Причем воздействие того или иного вида силы одновременно вызывает изменение соответствующих кинетических характеристик среды. То есть, если на элемент среды воздействует тепловой импульс, то это ведет к изменению вязкостных, упругих, вихревых, концентрационных свойств среды и т.д.

Бесспорно, например,

$$F_\alpha = F_v, \quad (10)$$

т.е. при  $\zeta = \rho \Xi$  имеем

$$\rho \Xi_\alpha S \nabla v_\alpha = \rho \Xi_v S \nabla v_v \quad (11)$$

или

$$\rho \Xi_\alpha S / \tau_{p\alpha} = \rho \Xi_v S / \tau_{pv}. \quad (12)$$

где  $\tau_{p\alpha}$  и  $\tau_{pv}$  – времена релаксации тепловой и вязкостной природы соответственно ( $\tau_{p\alpha} \neq \tau_{pv}$ ).

Откуда легко получить

$$\lambda_v = \lambda_\alpha (\Xi_v / \Xi_\alpha), \quad (13)$$

где  $\lambda_v$  и  $\Xi_v$  – длина волны вязкостного возмущения и кинематический коэффициент вязкости соответственно. Выражение (13) позволяет определять длину волны любого по природе возмущения при известной длине волны исходного возмущения и кинетическом коэффициенте возмущения. На рис. 6 представлено соотношение тепловой, вязкостной и массовых волн в установках погружного горения.

Причем выражение (4) согласно (13) приобретает более общий вид

$$\begin{aligned} n = v_1 / v_2 &= (\Xi_{D1} / \Xi_{D2})^{0.5} = (\Xi_{v1} / \Xi_{v2})^{0.5} = (\Xi_{\Gamma1} / \Xi_{\Gamma2})^{0.5} = \\ &= (\Xi_{\alpha1} / \Xi_{\alpha2})^{0.5} = (\Xi_{\beta1} / \Xi_{\beta2})^{0.5}. \end{aligned} \quad (14)$$

Рассмотрим законы сохранения импульса и энергии для физического возмущения, как такового, в замкнутой системе. При взаимодействии неупругих тел в замкнутой системе эти законы принимают вид

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_3 \mathbf{v}_3; \quad (15)$$

$$m_1 \mathbf{v}_1^2 + m_2 \mathbf{v}_2^2 = m_3 \mathbf{v}_3^2. \quad (16)$$

Здесь  $m_1$ ,  $m_2$ ,  $m_3$  – массы взаимодействующих тел 1 и 2 с образованием тела 3 соответственно при соответствующих скоростях  $\mathbf{v}_1$ ,  $\mathbf{v}_2$  и  $\mathbf{v}_3$  ( $\mathbf{v}$  – векторная величина).

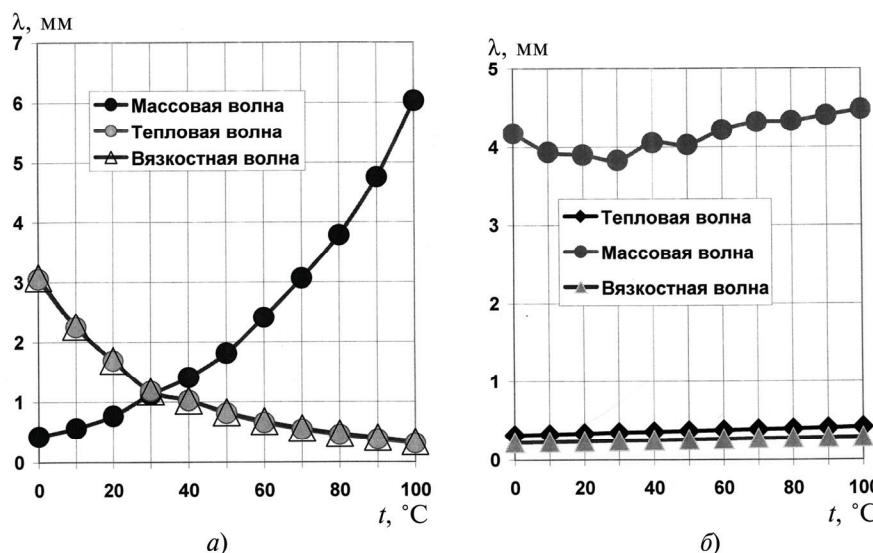


Рис. 6 Соотношения тепловой, вязкостной и массовой длин волн в установках погружного горения для рабочей пары:  
а – пар–воздух; б – воздух–водяной пар

Для упругого взаимодействия в замкнутой системе эти же законы имеют вид:

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_{1-1} \mathbf{v}_{1-1} + m_{2-2} \mathbf{v}_{2-2}; \quad (17)$$

$$m_1 \mathbf{v}_1 + m_2 \mathbf{v}_2 = m_{1-1} \mathbf{v}_{1-1} + m_{2-2} \mathbf{v}_{2-2}, \quad (18)$$

где  $m_1$ ,  $m_2$  и  $m_{1-1}$ ,  $m_{2-2}$  – массы взаимодействующих тел 1 и 2 до и после взаимодействия,  $\mathbf{v}_1$ ,  $\mathbf{v}_2$  и  $\mathbf{v}_{1-1}$ ,  $\mathbf{v}_{2-2}$  – скорости тел 1 и 2 до и после взаимодействия.

Очевидно, неупругое взаимодействие характерно только для смешивающихся сред, каковыми могут быть газы, жидкости или супензии «жидкость – твердое».

Упругое взаимодействие – это взаимодействие несмешивающихся сред, каковыми могут быть газ – твердое тело, газ – газ, жидкость – жидкость при больших скоростях, твердое тело – твердое тело, жидкость – твердое тело.

В качестве модели теплового взаимодействия возьмем элементные объемы взаимодействующих сред, например, для неупругого взаимодействия в этом случае:  $m_1 = \rho_1 S \lambda_1$ ,  $m_2 = \rho_2 S \lambda_2$ ,  $m_3 = \rho_3 S \lambda_3$ ;  $\rho_1$ ,  $\rho_2$ ,  $\rho_3$  – плотности соответствующих сред;  $S$  – поверхность взаимодействующих сред;  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  – длина волны возмущения в соответствующих средах. Отсюда законы сохранения (15) и (16) принимают вид:

$$\rho_1 \Xi_1 + \rho_2 \Xi_2 = \rho_3 \Xi_3, \quad (19)$$

$$\rho_1 v_1 \Xi_1 + \rho_2 v_2 \Xi_2 = \rho_3 v_3 \Xi_3. \quad (20)$$

По аналогии для неупругого взаимодействия:

$$\rho_1 \Xi_1 + \rho_2 \Xi_2 = \rho_{1-1} \Xi_{1-1} + \rho_{2-2} \Xi_{2-2}. \quad (21)$$

$$\rho_1 \mathbf{v}_1 \Xi_1 + \rho_2 \mathbf{v}_2 \Xi_2 = \rho_{1-1} \mathbf{v}_{1-1} \Xi_{1-1} + \rho_{2-2} \mathbf{v}_{2-2} \Xi_{2-2}. \quad (22)$$

так как  $\rho \Xi = \zeta$  – динамический коэффициент, то выражения (19) – (22) приобретают вид:

$$\zeta_1 + \zeta_2 = \zeta_3, \quad (23)$$

$$\zeta_1 \mathbf{v}_1 + \zeta_2 \mathbf{v}_2 = \zeta_3 \mathbf{v}_3, \quad (24)$$

$$\zeta_1 + \zeta_2 = \zeta_{1-1} + \zeta_{2-2}, \quad (25)$$

$$\zeta_1 \mathbf{v}_1 + \zeta_2 \mathbf{v}_2 = \zeta_{1-1} \mathbf{v}_{1-1} + \zeta_{2-2} \mathbf{v}_{2-2}. \quad (26)$$

Таким образом, закон сохранения импульса приводит к тому, что динамические параметры при взаимодействии разнородных сред сохраняются, а закон сохранения энергии приводит к тому, что динамические параметры взаимодействующих сред сохраняются при переносе их с определенной скоростью в данной среде.

Более того, выражения (24) и (26) приводят к 1-му закону Кирхгофа для физически взаимодействующих сред, совпадающему по форме для электрических цепей:

$$I_1 + I_2 = I_3; \quad (27)$$

$$I_1 + I_2 = I_{1-1} + I_{2-2}, \quad (28)$$

где  $I = \zeta v$  – сила тока ( $\text{кг}/\text{с}^2$ ). На рис. 7 представлена величина силы тока для водяного пара и воды на разных глубинах кипения воды. Физический смысл силы тока – это величина расхода вещества при данном времени релаксации или скорость переноса динамических параметров возмущения.

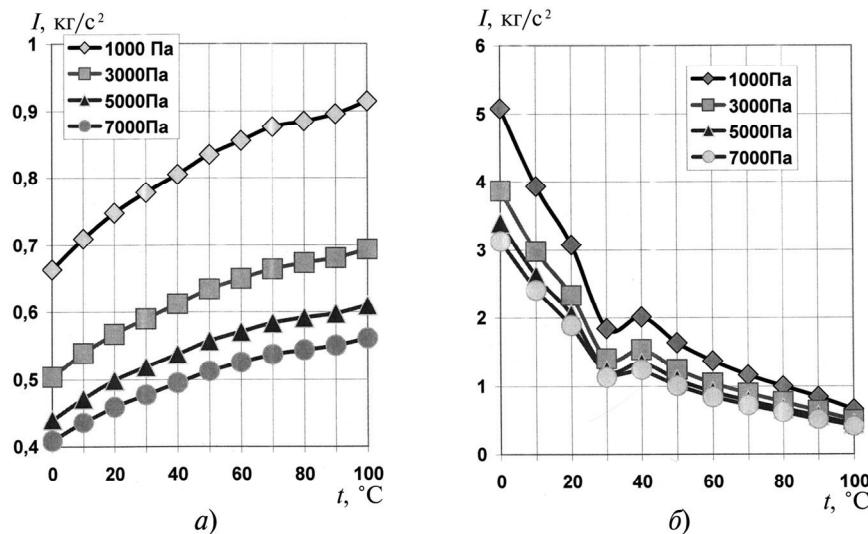


Рис. 7 Сила теплового тока при погружном горении,  
в броне при движении уранового сердечника:  
а – в воде; б – вода–пар

Согласно закону Ома (по аналогии с электрическими цепями) получим проводимость среды ( $\text{kg}/(\text{m}^2\text{c})$ ) или массовый поток

$$\sigma = I / \Xi . \quad (29)$$

Таким образом, закон Ома для переноса вещества – это сила тока при данном потенциале скорости – кинетическом коэффициенте. Сила, которая вызывает данный ток

$$F = I\lambda . \quad (30)$$

Законы сохранения с учетом выражения (29) примут вид:

$$\sigma_1 \Xi_1 + \sigma_2 \Xi_2 = \sigma_3 \Xi_3 ; \quad (31)$$

$$\sigma_1 \Xi_1 + \sigma_2 \Xi_2 = \sigma_{1-1} \Xi_{1-1} + \sigma_{2-2} \Xi_{2-2} . \quad (32)$$

Физический смысл полученного выражения – массовый поток (проводимость), вызванный тем или иным потенциалом, сохраняется в замкнутой системе. Природа любого кинетического коэффициента связана с массовым потоком или проводимостью, т.е. сила тока определяется в конечном счете величиной кинетического коэффициента.

Таким образом, создание теплообменников на основе представленной микроволновой технологии заключается в определении времени релаксации физического возмущения в среде, определении длины волны, показателя преломления, угла полного отражения сигнала, тока в данной среде. Данные утверждения использованы при внедрении установок погружного горения, тепловой завесы на Заводе строительных конструкций, установок по утилизации древесных отходов.

#### Список литературы

- Соболев С.Л. Процессы переноса и бегущие волны в локально-неравновесных системах // Успехи физических наук. – 1991. – Т. 161. – № 3.
- Корнеев С.А. Гиперболическое уравнение теплопроводности // Известия РАН. Энергетика. – № 4. – 2001.

3. Компанец А.С. Курс теоретической физики. – М.: Просвещение, 1975.  
4. Ракитин О.И. Локально-неравновесные процессы в адсорбционной среде // Вестник Международной академии холода. – С-Пб., М. Вып. 2. – 2001.
- 

## **Local Non-Equilibrium Processes on Condensation Medium**

**O.I. Rakitin**

*Institute of Technical Thermo-Physics,  
National Academy of Science, Ukraine, Kiev*

**Key words and phrases:** hyperbolic equation of heat transfer; finite velocity of signal; refraction coefficient; medium diffusivity; strength of current.

**Abstract:** Laws of conservation of medium dynamic parameters, 1<sup>st</sup> Kirchhoff's law, Om's law, the notion of strength of current, medium diffusivity, wavelength of hyperbolic wave, index of refraction, angle of total reflection in physical media are discussed.

---

## **Örtlich ungleichwiegende Prozesse im Kondensationsmedium**

**Zusammenfassung:** Es werden die Gesetze der Erhaltung der dynamischen Parameter des Mediums, erstes Kirchhoffsches Gesetz, Omsches Gesetz, der Begriff der Stromstärke, der Mediumleitfähigkeit, der Länge der Welle der hyperbolischen Welle, des Brechungsindexes, des vollen Reflexionswinkels für die physischen Medien besprochen.

---

## **Processus déséquilibrés localement dans un milieu de condensation**

**Résumé:** Sont discutées les lois de la conservation des paramètres dynamiques du milieu, la première loi de Kirchoff, la loi d'Om, la notion de l'intensité du courant électrique, de conductibilité du milieu, de la longueur de l'onde hyperbolique, du coefficient de réfraction, de l'angle de réflexion complète pour les milieux physiques.

---

ДЛЯ ЗАМЕТОК