

# ИНЖЕНЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ. ЭКОЛОГИЧЕСКАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ В СТРОИТЕЛЬСТВЕ И ЖКХ

УДК 662. 957

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОБМЕНА В СЛОЯХ ТЕПЛОАККУМУЛИРУЮЩЕГО МАТЕРИАЛА ФАЗОПЕРЕХОДНЫХ ТЕПЛОВЫХ АККУМУЛЯТОРОВ

**Ю. В. Цымбалюк**

*Астраханский инженерно-строительный институт*

Получены формулы для расчета теплового потока, проходящего через боковые поверхности высокотеплопроводных пластинчатых инклюдивов в фазопереходном тепловом аккумуляторе. Определено, что с ростом относительной толщины высота цилиндрического слоя теплоаккумулирующего материала и плотность теплового потока уменьшаются весьма незначительно, а время процесса фазового перехода увеличивается. Произведен анализ результатов исследований инклюдивов различной конфигурации, который позволил получить общее выражение для определения коэффициента эффективности использования высокотеплопроводных инклюдивов, учитывая критерии и симплексы, выражающие соотношения теплофизических свойств и геометрических параметров инклюдивов и теплоаккумулирующего материала. Доказано, что плотность теплового потока при наличии высокотеплопроводных включений может увеличиться в десятки раз, а время процесса плавления – в сотни раз.

**Ключевые слова:** теплоаккумулирующий материал фазового перехода, тепловой аккумулятор, плотность теплового потока, режим разрядки теплового аккумулятора, толщина образования новой фазы, высокотеплопроводные инклюдивы.

## ANALYTICAL RESEARCH OF HEAT EXCHANGE IN LAYERS OF HEAT-RETAINING MATERIAL OF PHASE TRANSFORMATION STORAGE HEATERS

**Ju. V. Tsimbaluk**

*Astrakhan Institute of Civil Engineering*

The formulas for the calculation of heat flow through the lateral surface of high thermal plate inclusive in thermal phase-transitive Akku-battery. Determined that with increasing relative thickness the height of the cylindrical layer heat storage material and the heat flux density is reduced only slightly and the process of phase transition increases.. Produced-but the generalization of the research results of inclusive various forms, which made it possible to obtain a General formula for the calculation of the efficiency while at-the use of high thermal inclusive depending on the criteria and simple-owls, expressing the ratio between the thermal properties and the monument-ski options inclusive and the heat accumulating material . It is proved that the density of the heat flow in the presence of high heat conductivity inclusions may increase tenfold, and the melting process – hundreds of times.

**Key words:** heat storage material in f-gas transition, heat storage, the density of the heat flow, the thermal discharge accumulators Torah, the thickness of the new phase formation, the high heat inclusive.

В современных системах автономного тепло-снабжения кроме источников, работающих на традиционных видах топливных ресурсов, могут применяться и альтернативные теплоисточники на основе солнечной и ветровой энергии. В то же время их использование затрудняется неравномерностью поступления энергии, поэтому для обеспечения стабильного функционирования систем с возобновляемыми источниками энергии целесообразно применение теплоаккумуляторов с теплоаккумулирующим материалом фазового перехода (ТАМФП). Весьма актуальным является изучение процессов теплообмена, протекающих при фазовых превращениях теплоаккумулирующего материала в таких теплоаккумуляторах.

Рассмотрим общие предпосылки и упрощающие допущения для математического моделирования процессов фазового перехода (плавления и затвердевания).

Процесс агрегатного превращения локализуется во фронте превращения вещества в виде прослойки твердой и жидкой фазы. Фазовые переходы сопровождаются не только кондуктивным, но и конвективным теплообменом. Учет увеличения интенсивности теплообмена в жидкой фазе по сравнению с кондуктивным теплообменом возможен с помощью коэффициента конвекции  $\varepsilon = 0,18 (Gr Pr)^{0,25}$  при  $Ra > 10^3$  [1].

Поскольку интенсивность поглощения (выделения) теплоты в зоне фазового превращения существенно превышает подвод (отвод) теплоты из нее за счет теплопроводности, а точнее квазикондуктивности, то размеры такой зоны стремятся к минимуму. Процесс агрегатного состояния ТАМФП локализуется в узком объеме, так называемом фронте превращения вещества.

Во фронте превращения вещества тепловой поток, проходящий от поверхности раздела в новообразованную фазу

$$Q_1 = Q_\phi + Q_2, \quad (1)$$

где  $Q_\phi, Q_2$  – тепловой поток при фазовом превращении и тепловой поток, подводимый к фронту из начальной фазы.

Градиент температур в исходной фазе практически равен нулю и поэтому тепловой поток  $Q_2 \approx 0$ . Разность температур для новой фазы зависит от вида распределения температур, определяемого геометрией слоя ТАМФП. Для плоского слоя может быть принято линейное, в цилиндрическом слое – логарифмическое распределение температур. Перепад температур в новообразованной фазе может быть принят равным градиенту температур при стационарной теплопроводности. Рассмотрим процессы плавления (затвердевания) в двух наиболее простых по геометрии плоском и цилиндрическом слоях ТАМФП.

Для квазикондуктивного процесса переноса тепла, как и для чисто кондуктивного, в цилиндрическом слое распределение температур будет иметь логарифмический характер. Тепловой поток при фазовом переходе на границе раздела фаз может быть определен по формуле

$$Q_\phi = 2 \pi R L r \rho_1 \frac{dR}{d\tau}, \quad (2)$$

где  $R, L$  – текущее значение радиуса и длина цилиндрического слоя;  $dR/d\tau$  – скорость продвижения новообразованной фазы в радиальном направлении.

Тепловой поток в новую фазу

$$Q_1 \approx 2 \pi \lambda_1 L \frac{\Delta t}{\ln \frac{R_2}{R_1}}, \quad (3)$$

где  $R_1, R_2$  – соответственно начальное и конечное значение радиус-вектора цилиндрического слоя.

Приравнявая правые части уравнений (2) и (3), разделяя переменные и интегрируя в пределах толщины новой фазы

$$\ln \frac{R_2}{R_1} \int_{R_1}^{R_2} R dR = \frac{\lambda_1}{r \rho_1} \Delta t \int_0^\tau d\tau, \quad (4)$$

получаем

$$R_2^2 - R_1^2 = \frac{2 \lambda_1 \Delta t \tau}{\ln \frac{R_2}{R_1}}. \quad (5)$$

Учитывая, что толщина слоя  $\delta_{II} = R_2 - R_1$ , разность квадратов радиус-векторов  $R_2^2 - R_1^2 = (R_2 + R_1)(R_2 - R_1)$ , а также вводя относительную толщину цилиндрического слоя  $\Delta_{II} = \frac{\delta_{II}}{R_1}$ , определяем толщину цилиндрического слоя новой фазы

$$\delta_{II} = \psi_{\delta II} \sqrt{\frac{2 \lambda_1 \Delta t \tau}{r \rho_1}} = \psi_{\delta II} \sqrt{\frac{2 a_1 c_1 \Delta t \tau}{r}}, \quad (6)$$

где  $\psi_{\delta II}$  – геометрический параметр цилиндрического слоя ТАМФП

$$\psi_{\delta II} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{2}{\Delta_{II}}\right) \ln(1 + \Delta_{II})}}. \quad (7)$$

Из формулы (6) может быть выражено время образования новой фазы в зависимости от толщины слоя новой фазы, разности температур и теплофизических свойств ТАМФП

$$\tau_{II} = \frac{1}{2} \psi_{\delta II} \frac{r \rho_1 \delta_{II}^2}{\lambda_1 \Delta t} = \frac{1}{2} \psi_{\delta II} \frac{r \delta_{II}^2}{a_1 c_1 \Delta t}, \quad (8)$$

где  $\psi_{\delta II}$  – геометрический параметр, учитывающий влияние формы слоя ТАМФП на время процесса, определяемый по формуле

$$\psi_{\delta II} = \left(1 + \frac{2}{\Delta_{II}}\right) (1 + \Delta_{II}). \quad (9)$$

Средняя плотность теплового потока в цилиндрическом слое со средним радиусом  $R_{CP} = 0,50 (R_1 + R_2)$  в момент времени  $\tau$

$$q_{II}^{CP} = \psi_{qII} \sqrt{\frac{r \rho \lambda_1 \Delta t}{2 \tau}} = \psi_{qII} \sqrt{\frac{a_1 c_1 \rho_1^2 \Delta t r}{2 \tau}}, \quad (10)$$

где  $\psi_{qII}$  – геометрический параметр, учитывающий влияние формы слоя ТАМФП на плотность теплового потока

$$\psi_{qII} = \frac{2}{\left(1 + \frac{2}{\Delta_{II}}\right) \ln(1 + \Delta_{II})} = \frac{2}{\psi_{\delta II}^2} = 2 \psi_{\delta II}^2. \quad (11)$$

Значения геометрических коэффициентов, рассчитанные по формулам (7), (9) и (11) при относительной толщине цилиндрического слоя  $\Delta_{II} = 0,5 - 3,0$ , приведены в таблице 1. С ростом  $\Delta_{II}$  толщина цилиндрического слоя и плотность теплового потока уменьшаются весьма незначительно (на 5,7%), а время процесса фазового перехода увеличивается на 13,8%.

Таблица 1

Зависимость геометрических параметров цилиндрических слоев ТАМФП от их относительной толщины

$\Delta_{II}$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$\psi_{\delta II}$	0,70	0,69	0,69	0,68	0,67	0,66
$\psi_{\delta II}$	2,03	2,08	2,14	2,20	2,25	2,31
$\psi_{qII}$	1,40	1,39	1,37	1,35	1,33	1,32

В простейшем случае для квазикондуктивного процесса переноса тепла в плоском слое распределение температур будет иметь линейный характер. Поскольку площади плоских

слоев в направлении теплового потока не изменяются, соотношение будет справедливым и для плотностей теплового потока фазового перехода, а также для теплового потока, подводимого к фронту из начальной фазы, которые в соответствии с [2–6] могут быть определены по формулам

$$q_{\phi} = r \rho_1 \frac{dx}{d\tau}, \quad (12)$$

и

$$q_2 = -\lambda_2 \frac{dt_2}{dx} \Big|_{x=L_2}, \quad (13)$$

где  $r$  – удельная теплота фазового перехода;  $\rho_1$ ,  $\lambda_2$  – плотность и теплопроводность исходной фазы;  $dx/d\tau$  – скорость продвижения новообразованной фазы;  $dt_2/dx$  – градиент температур в начальной фазе.

Плотность теплового потока в новую фазу

$$q_1 = -\lambda_1 \frac{dt_1}{dx} \Big|_{x=\delta}, \quad (14)$$

где  $\lambda_1$  – коэффициент теплопроводности теплоаккумулирующего материала;  $dt_1/dx$  – градиент температур в новой фазе.

Заменим градиент температуры средним градиентом по толщине  $\delta$  новой фазы

$$\frac{dt_1}{dx} \Big|_{x=\delta} \approx \frac{t_s - t_{w1}}{\delta}, \quad (15)$$

$t_s$ ,  $t_{w1}$  – температур фазового перехода и охлаждающей (греющей) среды.

Правые части выражений (12) и (13) могут быть приравнены, с учетом допущения (15) получим обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\delta d\delta = \frac{\lambda_1 (t_s - t_{w1}) d\tau}{r \rho_1}. \quad (16)$$

Интегрируя уравнение (16) в пределах толщины новообразованной фазы  $\delta$  и времени ее образования  $\tau$

$$\int_0^{\delta} \delta d\delta = \frac{\lambda_1 (t_s - t_{w1})}{r \rho_1} \int_0^{\tau} d\tau, \quad (17)$$

определяем соотношение между толщиной слоя новообразованной фазы, временем ее появления, разницей температур и теплофизическими свойствами ТАМФП

$$\delta = \sqrt{\frac{2 \lambda_1 (t_s - t_{w1}) \tau}{r \rho_1}} = \sqrt{\frac{2 a_1 c_1 (t_s - t_{w1}) \tau}{r}}, \quad (18)$$

где  $a_1$  – коэффициент температуропроводности новой фазы ТАМФП.

Из формулы (18) может быть выражено время образования новой фазы в зависимости от толщины слоя новой фазы, разности температур и теплофизических свойств ТАМФП

$$\tau = \frac{1}{2} \frac{r \rho_1 \delta^2}{\lambda_1 (t_s - t_{w1})} = \frac{1}{2} \frac{r \delta^2}{a_1 c_1 (t_s - t_{w1})} \quad (19)$$

Подставив в выражение для плотности теплового потока (14) формулу (18) при условии (15), получим

$$q = \frac{\lambda \Delta t}{\delta} = \sqrt{\frac{a c \rho^2 \Delta t r}{2 \tau}}. \quad (20)$$

В соответствии с формулой (11) плотность теплового потока изменяется от очень большого (бесконечного) значения в начальный момент времени до значения, определяющего время  $\tau_{\delta}$  плавления плоского слоя толщиной  $\delta$  (зарядки теплового аккумулятора) или затвердевания плоского слоя толщиной  $\delta$  (разрядки теплового аккумулятора).

Средняя за время процесса плотность теплового потока может быть определена интегрированием по толщине слоя  $\delta$

$$q_{cp} = \frac{1}{\tau_{\delta}} \sqrt{\frac{\lambda r \rho \Delta T}{2}} \int_0^{\delta} \frac{d\tau}{\sqrt{\tau}} = 2 \sqrt{\frac{\lambda r \rho \Delta T}{2 \tau_{\delta}}}. \quad (21)$$

Таким образом, средняя плотность теплового потока в процессе плавления (затвердевания) плоского слоя ТАМФП в 2 раза больше, чем плотность теплового потока в момент времени, при котором граница раздела фаз переместится на расстояние  $\delta$ .

Проверка математической модели плавления и затвердевания ТАМФП с учетом допущения о конвективном (квазикондуктивном) характере теплообмена в жидкой фазе при подводе тепла снизу в плоском слое ТАМФП и полученных на ее основе теоретических зависимостей будет осуществляться на основе проведения экспериментов по плавлению и затвердеванию на лабораторной установке

В работах отечественных и зарубежных авторов [7–10] отмечено, что применение высокотеплопроводных включений уменьшает время фазовых превращений, тем самым увеличивая плотность теплового потока и сокращая время зарядки теплоаккумуляторов. Однако в указанных работах приведены лишь экспериментальные данные и не получены расчетные формулы для определяющих параметров при зарядке и разрядке в зависимости от свойств ТАМФП, геометрических параметров и теплофизических свойств высокотеплопроводных включений. Поэтому весьма актуальным становится исследование процессов теплообмена в слоях ТАМФП с учетом теплофизических свойств и конфигурации высокотеплопроводных инклюзивов.

Рассмотрим высокотеплопроводные инклюзивы различной конфигурации (см. рис. 1).

Для плоского слоя, в котором происходит процесс фазового перехода, это могут быть пластины, ортогонально ориентированные к плоскому слою. В теплоаккумуляторах, имеющих форму параллелепипеда, инклюзивы могут быть выполнены в виде плоских пластин (рис. 1а) или в виде плоских прямоугольных пластин решетчатой формы (рис. 1б). Решетка может быть установлена на любом плоском или трубчатом нагревательном элементе, что значительно облегчает монтаж конструкции. Возможно исполнение высокотеплопроводных инклюзивов в форме спиральных элементов (рис. 1д, 1е), имеющих хаотическую ориентацию. Такая конструкция позволит заполнить почти все пространство плоского слоя (при условии относительно небольшой массы

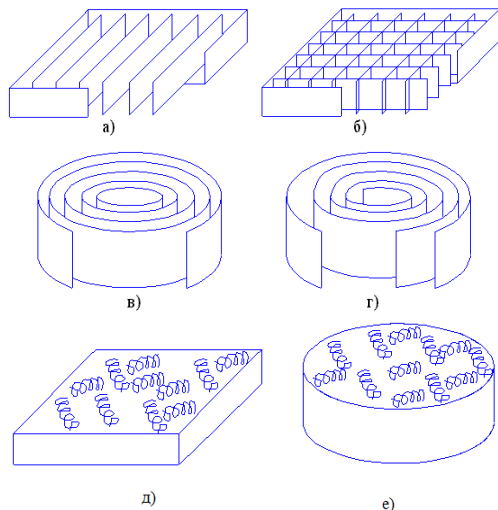


Рис. 1. Форма инклюзивов в плоском элементе теплового аккумулятора: а – плоские прямоугольные пластины; б – плоские прямоугольные пластины в форме решетки; в – в форме концентрических цилиндров; г – в форме цилиндрической спирали; д, е – спиралевидные элементы

В основу математической модели положены следующие допущения: толщина пластины гораздо меньше ее высоты  $\delta_{\Pi} \ll h_{\Pi}$ . Учитывая, что пластина изготовлена из высокотеплопроводного материала с коэффициентом теплопроводности  $\lambda_{\Pi} \gg \lambda$ , температура изменяется лишь по ее высоте. При этих условиях тепловой поток через поперечное сечение пластины вдоль оси  $x$  может быть описан дифференциальным уравнением вида:

$$dQ = \lambda_{\Pi} \delta_{\Pi} l_{\Pi} \frac{d^2\theta}{dx^2} dx, \quad (22)$$

а через элементарную площадь поверхности пластины высотой  $dx$

$$dQ = 2 \frac{\lambda}{\delta} \theta l_{\Pi} dx. \quad (23)$$

инклюзивов) в низком параллелепипеде или низком цилиндре ( $h \ll a, h \ll d$ ). Спиралевидные включения (к примеру, металлическая стружка) при укладке в корпусе в несколько рядов могут быть сориентированы практически горизонтально.

Далее приведены математические модели процессов фазовых переходов для высокотеплопроводных инклюзивов, имеющих различную конфигурацию (пластинчатых, решетчатых, спиральных и др.). В первую очередь рассмотрим теплопередачу через ортогонально ориентированные высокотеплопроводные плоские пластинчатые инклюзивы, выполняющие роль ребер, интенсифицирующих теплообмен, а также ускоряющих процесс плавления ТАМФП (рис. 2).

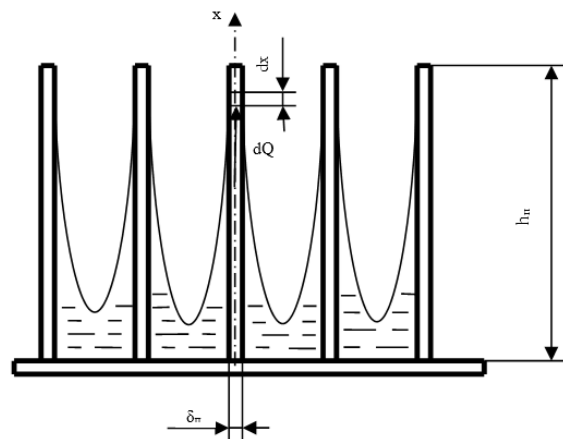


Рис. 2. Модель ортогонально-ориентированного высокотеплопроводного пластинчатого инклюзива

Приравнивая правые части выражений (22) и (23), получаем линейное дифференциальное уравнение второго порядка

$$\frac{d^2\theta}{dx^2} = m^2\theta \quad (24)$$

с параметром  $m$ , определяемым по формуле

$$m = \sqrt{\frac{2\lambda}{\delta \lambda_{\Pi} \delta_{\Pi}}}. \quad (25)$$

Параметр  $m$  определяет характер изменения температуры по высоте пластины  $x$  в зависимости от геометрических и теплофизических характеристик инклюзива и теплопроводности ТАМФП. Полагая толщину слоя ТАМФП на пластине  $\delta = \delta_{CP} \approx 0,25b$ , определяем распределение температур по высоте пластины

$$\theta = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}. \quad (26)$$

Для пластины конечной высоты граничные условия имеют вид при  $x = 0$   $\theta_0 = C_1 + C_2$ , при  $x = h_{II}$

$$\theta_{h_{II}} = C_1 e^{mh_{II}} + C_2 e^{-mh_{II}}. \quad (27)$$

Теплота, подводимая по пластине к торцу, передается в окружающую среду путем фазового перехода, то есть

$$-\lambda_{II} \delta_{II} l_{II} \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{x=h_{II}} = \frac{\lambda_3}{\delta_T} \delta_{II} l_{II} \theta_{h_{II}}, \quad (28)$$

где  $\lambda_3$  и  $\delta_T$  – эквивалентные (с учетом конвекции) коэффициент теплопроводности и толщина нового (расплавившегося или затвердевшего) слоя.

Градиент температуры в торце пластины

$$\left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{x=h_{II}} = C_1 m e^{mh_{II}} - C_2 m e^{-mh_{II}}. \quad (29)$$

Подставляя значения (29) в уравнение (28), получаем

$$C_1 m e^{mh_{II}} - C_2 m e^{-mh_{II}} = -\frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T} (C_1 e^{mh_{II}} + C_2 e^{-mh_{II}}). \quad (30)$$

Решая совместно уравнения (27) и (30), определяем константы

$$C_1 = \theta_0 \frac{\left(1 - \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T m}\right) e^{-mh_{II}}}{e^{mh} + e^{-mh} + \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T m} (e^{mh_{II}} - e^{-mh_{II}})}, \quad (31)$$

$$C_2 = \theta_0 \frac{\left(1 + \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T m}\right) e^{-mh_{II}}}{e^{mh} + e^{-mh} + \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T m} (e^{mh_{II}} - e^{-mh_{II}})}. \quad (32)$$

Избыточную температуру на торце пластины можно определить из уравнения (32), полагая  $x = h_{II}$

$$\theta_{h_{II}} = \theta_0 \frac{1}{ch mh_{II} + \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T m} sh mh_{II}}, \quad (33)$$

где  $ch mh_{II}$  и  $sh mh_{II}$  – соответственно гиперболические косинус и синус.

Таким образом, относительная избыточная температура на торце пластины

$$\Theta_{II} = \frac{\theta_{II}}{\theta_0} = \frac{1}{ch K_1 + K_2 sh K_2}, \quad (34)$$

где  $K_1$  и  $K_2$  – константы, определяемые по формулам

$$K_1 = mh_{II} \text{ и } K_2 = \frac{1}{K_1} \frac{\lambda_3}{\lambda_{II} \delta_T}. \quad (35)$$

Первое слагаемое знаменателя формулы (35) учитывает перенос тепла через боковую поверхность пластины, второе – через торцевую.

Количество теплоты, переданной пластиной ТАМФП, равняется количеству теплоты, прошедшей через ее основание, то есть тепловой поток от пластины к ТАМФП

$$Q_{II} = Q_{OII} - \lambda_{II} \delta_{II} l_{II} \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{x=0}. \quad (36)$$

Подставляя в формулу (36) выражение для производной из формулы (30) при  $x = 0$ , получим

$$Q_{II} = -\lambda_{II} \delta_{II} l_{II} m (C_1 + C_2). \quad (37)$$

Подставляя в формулу (37) выражения для констант  $C_1$  и  $C_2$ , получим формулу для определения теплового потока через пластину к ТАМФП

$$Q_{II} = -\lambda_{II} \delta_{II} l_{II} \theta_0 \frac{K_2 + th K_1}{1 + K_2 th K_1}. \quad (38)$$

Если пренебречь теплотой, передаваемой через торцевую поверхность пластины, так как ее толщина  $\delta_{II} \ll h_{II}$ , то формулы для расчета распределения температуры (33) и среднего теплового потока (38) существенно упростятся и примут вид

$$\theta = \theta_0 e^{-mx}, \quad (39)$$

и

$$Q_{II} = \lambda_{II} \delta_{II} l_{II} m \theta_0. \quad (40)$$

Подставляя выражение (25) для параметра  $m$ , получим

$$Q_{II} = l_{II} \sqrt{\frac{8 \lambda_3 \lambda_{II} \delta_{II} \Delta T^2}{b - \delta_{II}}}. \quad (41)$$

Полученная формула (41) может быть использована для расчета теплового потока через боковые поверхности высокотеплопроводного пластинчатого инклюдива в ТАМФП.

Для теплового аккумулятора в форме прямоугольного параллелепипеда длина пластины может быть связана с длиной аккумулятора  $L_A$  соотношением

$$l_{II} = L_A - 2b_{II}, \quad (42)$$

а количество пластин в каждом плоском слое может быть выражено через соотношение между шириной теплового аккумулятора  $B_A$  и расстоянием между пластинами  $b_{II}$

$$n_1 = \frac{B_A - b_{II}}{b_{II}}. \quad (43)$$

Таким образом, суммарный тепловой поток от пластинчатых инклюдивов в каждом из слоев, направленный вверх при плавлении (зарядке теплового аккумулятора)

$$Q_3^{III} = (L_A - 2b_{II}) \left(\frac{B_A}{b_{II}} - 1\right) \sqrt{\frac{\varepsilon \lambda \lambda_{II} \delta_{II} \Delta T^2}{b_{II} - \delta_{II}}}. \quad (44)$$

Суммарный тепловой поток от пластинчатых инклюдивов в каждом из слоев, направленный вниз при затвердевании (разрядке аккумулятора), определяется по аналогичной формуле



$$Q_p^{III} = (L_A - 2b_{II}) \left( \frac{B_A}{b_{II}} - 1 \right) \sqrt{\frac{\lambda \lambda_{II} \delta_{II} \Delta T^2}{b_{II} - \delta_{II}}}, \quad (45)$$

в которой, в отличие от формулы (44),  $\mathcal{E}$  не учитывается, так как процесс осуществляется при отводе тепла снизу лишь за счет теплопроводности.

Суммарный тепловой поток от плоского нагревателя в каждом из слоев, направленный вверх и вниз при плавлении (зарядке теплового аккумулятора),

$$Q_{II}^3 = \left[ \left( B_A - \left( \frac{B_A}{b_{II}} - 1 \right) \right) \delta_{II} L_A \sqrt{\frac{\varepsilon \lambda r \rho \Delta T}{2\tau}} + B_A L_A \sqrt{\frac{\lambda r \rho \Delta T}{2\tau}} \right] \quad (46)$$

Суммарный тепловой поток от плоского теплообменника (охлаждителя) в каждом из слоев, направленный вниз при затвердевании (разрядке теплового аккумулятора), определяется по аналогичной формуле

$$Q_o^P = \left[ \left( B_A - \left( \frac{B_A}{b_{II}} - 1 \right) \right) \delta_{II} L_A \sqrt{\frac{\lambda r \rho \Delta T}{2\tau}} + B_A L_A \sqrt{\frac{\varepsilon \lambda r \rho \Delta T}{2\tau}} \right] \quad (47)$$

Формулы (46) и (47) учитывают, что площадь поверхности теплообмена в плоском слое над подогревателем (охладителем) несколько меньше, чем под подогревателем (охладителем), на величину суммарной площади торцевой поверхности пластинчатых инклюдивов.

Коэффициенты интенсификации теплообмена, учитывающие применение инклюдивов при зарядке и разрядке теплового аккумулятора, могут быть определены по формулам

$$K_{III}^3 = 1 + \frac{Q_{II}^3}{Q_o^3} \quad \text{и} \quad K_{III}^P = 1 + \frac{Q_{II}^P}{Q_o^P}, \quad (48)$$

где  $Q_{II}^3, Q_{II}^P$  – тепловые потоки через слой ТАМФП с высокотеплопроводными инклюдивами при зарядке и при разрядке.

Для тепловых аккумуляторов с вертикальными пластинчатыми инклюдивами при зарядке и разрядке коэффициенты интенсификации теплообмена могут быть рассчитаны по формулам

$$K_{III}^3 = 1 + \frac{4(L_A - 2b_{II}) \left( \frac{B_A}{b_{II}} - b_{II} \right) \sqrt{\lambda_{II} \delta_{II} \Delta T \tau} \sqrt{\varepsilon}}{L_A \left[ B_A - \left( \frac{B_A}{b_{II}} - 1 \right) \delta_{II} \right] \sqrt{r \rho (b_{II} - \delta_{II})} (1 + \sqrt{\varepsilon})}, \quad (49)$$

$$K_{III}^P = 1 + \frac{4(L_A - 2b_{II}) \left( \frac{B_A}{b_{II}} - b_{II} \right) \sqrt{\lambda_{II} \delta_{II} \Delta T \tau} \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}}}{L_A \left[ B_A - \left( \frac{B_A}{b_{II}} - 1 \right) \delta_{II} \right] \sqrt{r \rho (b_{II} - \delta_{II})} (1 + \sqrt{\varepsilon})}. \quad (50)$$

Сопоставление формул (49) и (50) показывает, что для рассмотренной конструкции теплового аккумулятора, величина  $K_{III}^3$  в  $\sqrt{\varepsilon}$  раз больше, чем  $K_{III}^P$ , то есть при подогреве применение высокотеплопроводных инклюдивов более эффективно.

Поскольку наряду с высокотеплопроводными включениями в форме плоских пластин

на практике могут применяться и решетчатые инклюдивы, выполненные из плоских, цилиндрических и спиральных элементов, а также плоские горизонтальные спиральные инклюдивы, необходимо обобщить полученные результаты и для этих вариантов.

Выражение (41) для теплового потока, который проходит через боковые поверхности решетчатых конструкций и инклюдивов – плоских горизонтальных спиралей, учитывая соотношение  $f_{II} = \delta_{II} l_{II}$  и  $\delta_{II} \ll b_{II}$ , примет вид

$$Q_{II} = f_{II} \sqrt{\frac{8 \lambda_3 \lambda_{II} \Delta T^2}{b_{II} \delta_{II}}}. \quad (51)$$

Суммарный тепловой поток через плоский слой ТАМФП площадью  $f = \delta l$  и боковые поверхности инклюдива, располагающегося на этой площади

$$Q_C = f_{II} \sqrt{\frac{8 \lambda_3 \lambda_{II} \Delta T^2}{b_{II} \delta_{II}}} + b l \sqrt{\frac{\lambda_3 r \rho \Delta T}{2\tau}}. \quad (52)$$

Таким образом, суммарная плотность теплового потока через плоский слой с расположенным в нем инклюдивом в виде решетчатых структур

$$q_C = \frac{f}{b l} \sqrt{\frac{8 \lambda_3 \lambda_{II} \Delta T^2}{b_{II} \delta_{II}}} + \sqrt{\frac{\varepsilon \lambda r \rho \Delta T}{2\tau}}. \quad (53)$$

В общем виде коэффициент эффективности может быть определен по формуле

$$k_{эII} = \frac{q_C}{q} = 1 + 4 \varphi_{II} \sqrt{\frac{\lambda_{II} \Delta T \tau}{b_{II} \delta_{II} r \rho}}, \quad (54)$$

где  $\varphi_{II}$  – коэффициент формы инклюдива, выраженный отношением площадей боковой поверхности инклюдива и плоского слоя в теплоаккумуляторе (поверхностью горизонтального сечения, в котором он находится), то есть  $\varphi_{II} = f_{II} / f_A = F_{II} / F_A$ . Для некоторых форм инклюдивов геометрические параметры приведены в таблице 2.

Таблица 2

Основные геометрические характеристики высокотеплопроводных инклюдивов в фазопереходных теплоаккумуляторах

Форма инклюдива	$F_{II}$	$\varphi_{II}$
Плоские вертикальные пластины	$\frac{\delta_{II} B_A L_A}{b_{II}}$	$\frac{\delta_{II}}{b_{II}}$
Квадратная решетка из плоских вертикальных пластин	$\frac{2 \delta_{II} B_A L_A}{b_{II}}$	$\frac{2 \delta_{II}}{b_{II}}$
Решетка из концентрических вертикальных цилиндров	$\frac{\pi \delta_{II} (D_A - 2 b_{II})^2}{b_{II}}$	$\frac{4 \delta_{II}}{b_{II}} \left( 1 - \frac{4 b_{II}}{D_A} + \frac{4 b_{II}^2}{D_A^2} \right)$
Плоские горизонтальные спирали	$\frac{\delta_C b_C B_A L_A}{s_C d_C}$	$\frac{\delta_C b_C}{s_C d_C}$

Обозначения:  $L_A, B_A$  – длина и ширина теплового аккумулятора, м;  $\delta_{II}, b_{II}$  – толщина и шаг пластин, м;  $D_A$  – диаметр теплового аккумулятора, м;  $\delta_{II}, b_{II}$  – толщина и расстояние между цилиндрами, м;  $\delta_C, b_C, s_C$  – толщина, ширина и расстояние между соседними витками спирали.

Таким образом, проведенные исследования процессов теплообмена в фазопереходных тепловых аккумуляторах с высокотеплопроводными инклюзивами позволили получить результаты и сделать следующие выводы. С возрастанием относительной толщины  $\Delta_{II}$  толщина цилиндрического слоя и плотность теплового потока уменьшаются весьма незначительно, а время процесса фазового перехода увеличивается более чем на 10 %. Средняя плотность теплового потока при плавлении (затвердевании) плоского слоя ТАМФП в 2 раза больше плотности теплового потока в момент времени, при котором граница раздела фаз переместится на расстояние  $\delta$ .

Получены формулы для расчета теплового потока через боковые поверхности высокотеплопроводного пластинчатого инклюзива

в ТАМФП и суммарной плотности теплового потока через плоский слой ТАМФП с располагаемым в нем инклюзивом в виде решетчатых структур.

Анализ результатов исследований высокотеплопроводных инклюзивов различной конфигурации позволил получить общую расчетную формулу для коэффициента эффективности при применении высокотеплопроводных инклюзивов в зависимости от соотношения между теплофизическими свойствами и геометрическими параметрами высокотеплопроводных инклюзивов и ТАМФП. Плотность теплового потока  $q$  при наличии высокотеплопроводных включений может увеличиться в десятки раз, а время процесса плавления – в сотни раз.

Безразмерная избыточная температура на выходе из теплового аккумулятора в режиме зарядки зависит от относительной толщины жидкой фазы и теплоемкости потока теплоносителя, уменьшаясь с их ростом. Полученное для разрядки решение имеет практически тот же вид, что и при зарядке, отличие лишь в разности температур, а также в интенсивности теплообмена. В случае разрядки процесс идет менее интенсивно, так как осуществляется лишь за счет теплопроводности.

#### Список литературы

1. Левенберг В. Д., Ткач М. Р., Гольстрем В. А. Аккумулирование тепла. Киев : Техніка, 1991. С. 49–74.
2. Михеев М. А. Основы теплопередачи. М. : Энергия, 1977.
3. Теплотехника : учеб. для вузов / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер и др. ; под ред. В. Н. Луканина. 4-е изд., испр. М. : Высш. школа, 2003. 671 с.
4. Середина (Цымбалюк) Ю. В., Шишкин Н. Д. Исследование процессов плавления и кристаллизации в плоском слое теплоаккумулирующих материалов // Сб. науч. трудов. Астрахань : АИСИ, 2001. С. 84–91.
5. Смирнова О. А., Шишкин Н. Д., Середина (Цымбалюк) Ю. В. Исследование процессов фазовых переходов в тепловых аккумуляторах систем теплоснабжения // Известия ЖКА. 2001. № 4. С. 43–52.
6. Цымбалюк Ю. В., Шишкин Н. Д. Тепловые аккумуляторы для автономных теплоэнергетических комплексов с возобновляемыми источниками энергии. // Возобновляемая энергетика: Проблемы и перспективы : материалы Международной конф. Махачкала, 2005. С. 276–281.
7. Шишкин Н. Д., Середина (Цымбалюк) Ю. В. Исследование динамики процессов плавления и кристаллизации в тепловых аккумуляторах фазового перехода гелиосистем // Возобновляемые источники энергии : материалы Четвертой Всерос. научн. молод. школы. М. : МГУ, 2003. С. 62–67.
8. Abhat A. Low temperature latent heat thermal energy storage // Thermal energy storage, Lect. Course, Ispra, June, 1981. P. 33–91.
9. Mancini N. A. Use of Paraffins For Thermal Storage // Therm Storage Solar Energy. The Hague e. a. 1981. P. 99–110.
10. Saito A., Hong H. Experimental study on heat transfer enhancement in latent thermal energy storage with direct contact melting // Heat Transfer 1994: Proc. 10<sup>th</sup> Int. Heat Transfer Conf., Brighton, 1994. V. 6. – Rugby, 1994. P. 85–90.

© Ю. В. Цымбалюк

#### Ссылка для цитирования:

Цымбалюк Ю. В. Аналитическое исследование теплообмена в слоях теплоаккумулирующего материала фазопереходных тепловых аккумуляторов // Инженерно-строительный вестник Прикаспия : научно-технический журнал / Астраханский инженерно-строительный институт. Астрахань : ГАОУ АО ВПО «АИСИ», 2015. № 1 (11). С. 56–62.