

## ПЕРСПЕКТИВЫ УТИЛИЗАЦИИ РЕСУРСОВ АТМОСФЕРНОГО ТЕПЛА В ЗОНЕ ВЕЧНОЙ МЕРЗЛОТЫ

Г.З. Перльштейн, Г.С. Типенко, А.В. Левашов\*

*Институт геоэкологии имени Е.М. Сергеева РАН,  
101000, Москва, Уланский пер., 13, стр. 2, Россия; cryo2@yandex.ru*  
\* КВС Процесс Текнолоджи Лимитед, Москва, Ленинградский пр., 47/2, Россия

Выполнен теоретический анализ работы пленочного водонагревателя, снабженного воздушным теплоизолятором. На основе принятых в теплотехнике критериальных соотношений проведены расчетные исследования. Полученный вывод об однозначной связи темпа нагрева воды с температурой на ее поверхности позволяет существенно упростить методику численного моделирования. Проведенные вычисления свидетельствуют о высоких технико-экономических перспективах применения данного простого устройства для горячего водоснабжения на территории криолитозоны РФ.

*Пленочный водонагреватель, солнечная радиация, конвективный теплоперенос, длинноволновое излучение, критерии Прандтля и Грасгофа, экономический эффект*

### PROSPECT OF THE ATMOSPHERIC HEAT UTILIZATION ON PERMAFROST TERRITORY

G.Z. Perlshtein, G.S. Tipenko, A.V. Levashov\*

*Sergeev Institute of Environmental Geoscience, RAS,  
101000, Moscow, Ulansky per., 13, build. 2, Russia; cryo2@yandex.ru*  
\* KBC Process Technology Ltd, Moscow, Leningradsky av., 47/2, Russia

Effects of the film water heater is analyzed theoretically. Calculation researches were accomplished on the basis of generally accepted design equations. Unique dependence has been established between the water heating rate and the temperature on its surface. This important conclusion allows us to significantly simplify the numerical modelling procedures. Accomplished calculations show high prospects of the simplest water heater on the Russian permafrost territory.

*Film water heater, solar radiation, convective heat transfer, Prandtl and Grashof criteria, economic effect*

### ВВЕДЕНИЕ

Территория криолитозоны России обладает колоссальными возобновляемыми источниками атмосферного тепла. Летом в ясные дневные часы интенсивность коротковолновой солнечной радиации на большей части зоны вечной мерзлоты превышает  $1 \text{ кВт/м}^2$ . Однако по мере повышения температуры теплоприемника растут “холостые” потери энергии в атмосферу. Именно этим обусловлены трудности освоения данного мощного ресурса природного тепла.

Во всем мире находят применение солнечные коллекторы, основными элементами которых служат металлическая поглощающая панель (обычно алюминий, медь, латунь или нержавеющей сталь), стекло, теплоизоляция (чаще всего из пенопласта) и эмалевое покрытие. Однако их стоимость колеблется от 70 до 200 дол. США на квадратный метр [Бутузов, 2000]. При этом срок окупаемости, как правило, превышает 30 лет. Ясно, что в нынешних экономических условиях России не найдется инвесторов на столь дальнюю перспективу. Между тем большие суммы тепла могут

быть собраны в летнее время с помощью солнечных водонагревателей, выполненных из пленочных рукавов.

Исследования по промышленному применению солнечных водонагревателей в народном хозяйстве зоны вечной мерзлоты проводились в конце 1960-х гг. на дражных полигонах Северо-Востока СССР [Гольдтман и др., 1970]. В то время теория теплообмена в системе “дневная поверхность–атмосфера” была разработана явно недостаточно. В частности, отсутствовал корректный учет роста тепловых потерь при повышении температуры воды, а анализ полученных результатов опирался на так называемую усваиваемую мощность солнечной радиации, которую нельзя определить заранее. Возможно, именно в силу неполного понимания физической природы процесса расход воды на единицу площади задавался в опытах слишком большим – порядка  $0.1 \text{ м}^3/(\text{м}^2 \cdot \text{ч})$ . Как следствие, температура воды повышалась незначительно, и дальнейшие эксперименты были прекращены.

За время метеорологических наблюдений во внутриконтинентальных районах Сибири и Дальнего Востока зафиксированы абсолютные максимумы температуры поверхности почвы в диапазоне 51–59 °С. Применение пленочных рукавов позволяет полностью исключить испарение и значительно сократить потери на конвективный теплообмен с воздухом, что может дать существенный вклад в температуру нагреваемой воды.

### ПРИНЦИП РАБОТЫ ПЛЕНОЧНОГО ВОДОНАГРЕВАТЕЛЯ

Схема одного из возможных вариантов простого солнечного водонагревателя представлена на рис. 1. Его основные элементы: I – твердое теплоизоляционное основание с поверхностью черного цвета ( $x < 0$ ); II – вода в рукаве из прозрачной пленки ( $0 < x < h$ ); III – воздушный изолятор, ограниченный сверху прозрачной пленкой ( $h < x < s$ ).

В соответствии с законом Бугера–Ламберта–Бера [Михеев, 1977] ослабление плотности светового потока  $Q$  в слое воды толщиной  $h$  описывается формулой

$$Q(h) = Q_0 \exp(-\mu h), \quad (1)$$

где  $Q_0$  – плотность входящего пучка. По данным Ф.Э. Арэ [Павлов, 1979], для озерной воды значение коэффициента  $\mu$  близко к 0.7. При  $\mu = 0.7$  сантиметровой слой воды пропускает свыше 99 % солнечной радиации.

В предлагаемой расчетной схеме на дне пленочного рукава с прозрачным верхом действует источник интенсивностью  $Q_s(1 - A)$  (где  $Q_s$  – коротковолновая солнечная радиация,  $A$  – альбедо). Таким образом, основной нагрев воды происходит снизу, в результате чего развивается свободная конвекция. Перенос тепла в воздушном изоляторе осуществляется излучением и свободной конвек-

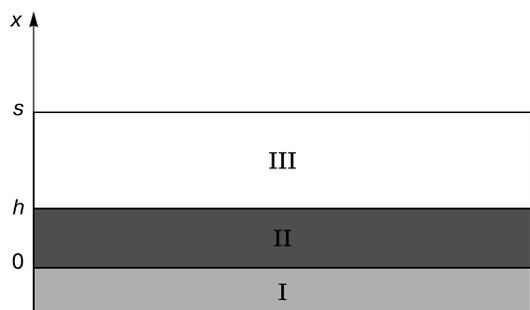


Рис. 1. Схема пленочного водонагревателя.

Пояснения в тексте.

цией. Более или менее строгий учет этого процесса возможен только на основе совместного решения системы уравнений Навье–Стокса для двух областей с резко различающимися характеристиками воды и воздушной прослойки. Расчеты температурного поля жидкости выполнены по специальной программе, которая позволяет учесть указанные особенности теплопередачи в приближении Обербека–Буссинеска [Кутателадзе, 1970].

При назначении граничных условий на поверхности воздушного изолятора нами использованы современные представления о теплообмене дневной поверхности с атмосферой [Будыко, 1956; Оловин, 1971; Перльштейн, 2002; Перльштейн и др., 2005; Павлов и др., 2010]. Все факторы “внешнего” теплообмена подразделяются на региональные и микроклиматические. На эту самую поверхность (с температурой 0 °С) поступает тепловой поток плотностью  $q_0$  [Вт/м<sup>2</sup>], зависящий только от региональных климатических характеристик. Тепловые потери с поверхности растут по мере повышения ее температуры  $T(s)$  и составляют  $(\alpha_a + \alpha_l)T(s)$ .

В отсутствие испарения тепловой поток  $q$ , направленный от поверхности изолятора ( $x = s$ ) к рукаву с водой ( $x = h$ ), выражается следующими зависимостями:

$$q = q_0 - (\alpha_a + \alpha_l)T(s); \quad (2)$$

$$q_0 = Q_s - A Q_s + I_a - I_0 - \alpha_a T_a; \quad (3)$$

$$\alpha_l(T) = \sigma \delta \left[ \frac{(T(s) + 273)^4 - 273^4}{T(s)} \right]. \quad (4)$$

Здесь  $T_a$ ,  $T(s)$  – температура воздуха и поверхности воздушного изолятора соответственно, °С;  $Q_s$  – суммарная коротковолновая радиация, Вт/м<sup>2</sup>;  $A$  – альбедо, д. е.;  $I_a$  – длинноволновое излучение атмосферы, Вт/м<sup>2</sup>;  $\alpha_a$  – коэффициент конвективного теплообмена с воздухом, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $\sigma$  – постоянная излучения Стефана–Больцмана, равная  $5.67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);  $\delta$  – относительная излучательная способность\*, для естественных поверхностей обычно близкая к 0.90–0.95;  $I_0$  – излучение поверхности при 0 °С;  $\alpha_l$  – коэффициент аппроксимации закона излучения, Вт/(м<sup>2</sup>·К). Коэффициент  $\alpha_a$  в зависимости от скорости ветра рассчитывался по эмпирической формуле Юргенса [Куртнер, 1969]:

$$\alpha_a = \begin{cases} 6.16 + 4.19 u, & 0 < u < 5, \\ 7.56 u^{0.78}, & 5 < u < 30, \end{cases}$$

где  $u$  – скорость ветра, м/с.

\* Наряду с термином “излучательная способность” применяются эквивалентные понятия: коэффициент серости и степень черноты.

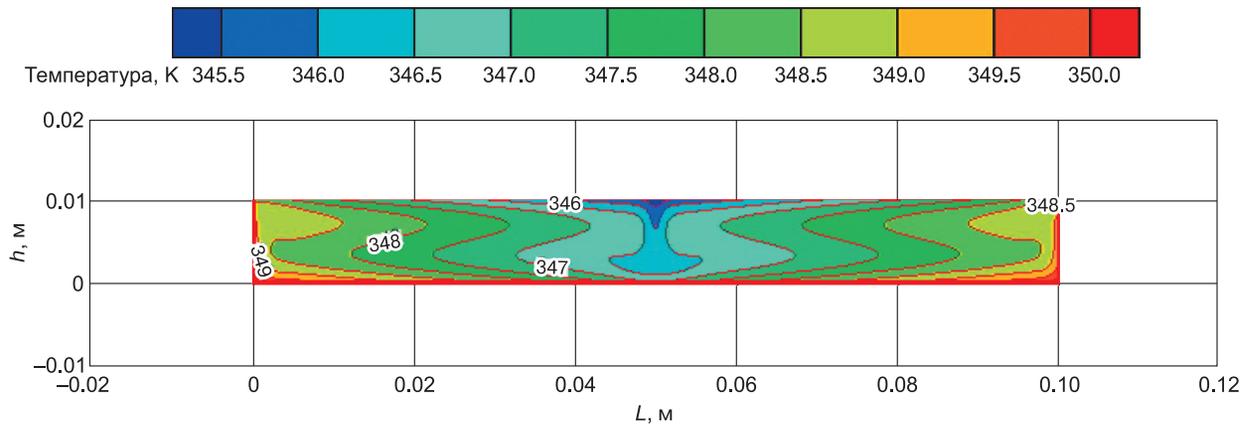


Рис. 2. Температурное поле элементарной конвективной ячейки ( $L$  – длина,  $h$  – высота).

При моделировании нагрева воды в теплый период года верхние граничные условия задавались исходя из изложенных теоретических представлений. Использовались климатические характеристики, типичные для дневных часов во внутриконтинентальной части территории криолитозоны России:  $T_a = 15\text{ }^\circ\text{C}$ ;  $Q_s = 440\text{ Вт/м}^2$ ;  $I_a = 300\text{ Вт/м}^2$ ;  $u = 2.5\text{--}3.0\text{ м/с}$ ;  $\alpha_a = 20\text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$ .

Численное моделирование тепловых процессов, протекающих в рукаве с водой без слоя воздушной изоляции, показало интенсивное развитие свободной конвекции (рис. 2) и вызванное ею увеличение эффективной теплопроводности.

К важным результатам численных исследований следует отнести высокую окончательную температуру воды ( $\sim 78\text{ }^\circ\text{C}$ ) и характер ее изменения во времени. В начальный момент темп нагрева составляет  $0.7\text{ }^\circ\text{C/мин}$ , а к концу первого часа он падает почти в 2.5 раза (рис. 3). Скорость нагревания оказывается практически равномерно замедленной.

Экстраполируя полученные данные, находим, что температура воды достигнет  $70\text{ }^\circ\text{C}$  приблизительно через 4 ч 20 мин. Необходимо отметить, что в процессе нагрева перепад температур в слое воды не превышал  $1.5\text{ }^\circ\text{C}$ .

К сожалению, на серийных компьютерах реализация полной теплофизической модели осу-

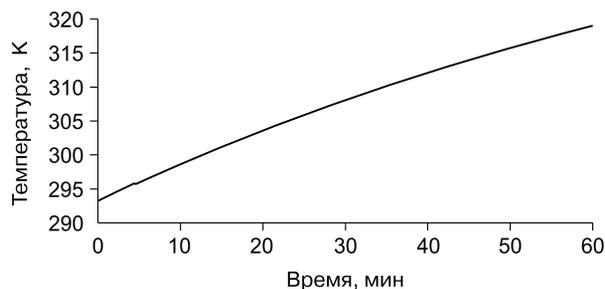


Рис. 3. Расчетная динамика температуры воды.

ществляется очень медленно. Время счета для получения результатов, представленных на рис. 3, превышало 50 ч.

#### ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА

Описание теплообмена в расчетной области, включающей весь солнечный водонагреватель (см. рис. 1), существенно сложнее. Условия стыковки на границах участков с координатами 0,  $h$  и  $s$  имеют следующий вид:

$$x = 0: -\lambda_{w,ef} \left. \frac{\partial T_w}{\partial x} \right|_{x=0} = Q_s(1 - A); \quad (5)$$

$$x = h: \lambda_{w,ef} \left. \frac{\partial T_w}{\partial x} \right|_{x=h} = \frac{T(s) - T(h)}{R} + \delta^* \sigma \left[ (T(s) + 273)^4 - (T(h) + 273)^4 \right]; \quad (6)$$

$$x = s:$$

$$\delta^* \sigma (T(h) + 273)^4 + \frac{T(h)}{R} = \sigma(\delta^* + \delta)(T(s) + 273)^4 + \frac{T(s)}{R} + \alpha_a T(s) - \alpha_a T_a - I_a, \quad (7)$$

где  $R$  – термическое сопротивление воздушной изоляции,  $(\text{м}^2\cdot\text{К})/\text{Вт}$ ;  $\lambda_{w,ef}$  – коэффициент эффективной (с учетом свободной конвекции) теплопроводности воды;  $T$  – температура,  $^\circ\text{C}$ ;  $\delta^*$  – приведенная степень черноты излучающих поверхностей (верхней и нижней) воздушного изолятора; индексы  $a, w, i$  относятся соответственно к атмосфере, воде и воздушному изолятору.

Условия (6), (7), в частности, означают, что в течение всего процесса нагревания с каждым значением температуры  $T(h)$  связано стого определенное значение  $T(s)$ , и наоборот. Приведенная степень черноты (синонимами этого термина являются коэффициент серости и коэффициент по-

глощения) учитывает эффект отражения и поглощения тепловых лучей между двумя параллельными поверхностями и описывается формулой Христиансена:

$$\delta^* = \frac{1}{1/\delta_h + 1/\delta_s - 1},$$

где  $\delta_h, \delta_s$  – собственная степень черноты излучающих поверхностей пленок. Кроме того, учтено, что вода для тепловых лучей практически непрозрачна [Михеев, 1977].

Для обеспечения возможности моделирования на серийных персональных компьютерах было применено несколько упрощенное математическое описание теплообмена. Оно базируется на учете воздушного изолятора в виде термического сопротивления  $R$ . Аналогичный прием широко применяется в геокриологических расчетах при учете изоляционной роли снежного покрова. В нашем случае он еще более правомерен, поскольку объемная теплоемкость воздуха в 3500–4000 раз меньше, чем у воды. То количество тепла, которое повышает температуру 5-сантиметровой воздушной изоляции на  $1^\circ\text{C}$ , может изменить температуру воды в рукаве (1 см) всего на  $0.001\ 25\text{--}0.001\ 43^\circ\text{C}$ .

Значение  $R$  определялось по известным в теплотехнике формулам [Кутателадзе, 1970; Михеев, 1977] в зависимости от критериев Прандтля ( $Pr$ ) и Грасгофа ( $Gr$ ):

$$R = \frac{l}{0.18\lambda(PrGr)^{0.25}}, \quad (8)$$

где  $Pr = \nu/a$ ;  $Gr = g\beta\Delta T \frac{l^3}{\nu^2} = A\Delta T^3$ ;  $l$  – толщина воздушного изолятора, м;  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·°C);  $a$  – коэффициент температуропроводности, м<sup>2</sup>/с;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с;  $\beta$  – коэффициент объемного расширения воздуха;  $g$  – ускорение свободного падения (9.81 м/с<sup>2</sup>).

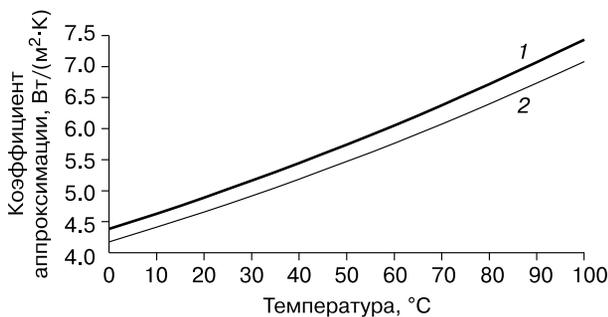


Рис. 4. Коэффициент аппроксимации закона теплового излучения для внешней (1) и внутренней (2) поверхностей воздушного изолятора в зависимости от температуры.

Формула (8) справедлива, если выполняется условие  $PrGr > 1000$ ; при меньших значениях данного произведения знаменатель дроби в (8) равен  $\lambda$ . В рассматриваемых нами условиях при разности температур всего  $0.01^\circ\text{C}$  значение комплекса  $PrGr > 3000$ .

Если не рассматривать температурное поле воды, а оперировать только ее средней температурой, то расчетная схема существенно упростится. Подобный подход полностью “вписывается” в схему работы пленочных нагревателей, в соответствии с которой через заданный промежуток времени вся вода сливается в общую емкость и приобретает единую температуру.

Из закона сохранения следует, что в любой момент времени темп изменения теплосодержания  $Q_w$  всего слоя воды равен разнице между тепловыми потоками на его границах ( $x = 0$  и  $x = h + 0$ ). Отсюда с учетом формул (5), (6) получаем

$$Q_w = \frac{T(s) - T(h)}{R} + \alpha_l(s - 0)T(s) - \alpha_l(h)T(h) + Q_s(1 - A). \quad (9)$$

Таким образом, каждой температуре  $T(h)$  на поверхности воды строго соответствует вполне определенный общий темп ее нагревания. Этот важный вывод позволяет без снижения точности применить упрощенный алгоритм решения задачи. Он сводится к следующему.

Закон теплового излучения Стефана–Больцмана удобнее аппроксимировать формулой

$$I(T) = I_0 + \alpha_l(T)T,$$

где  $I(T)$ ,  $I_0$  – плотность теплового излучения поверхностей, имеющих температуру  $T$  и  $0^\circ\text{C}$  соответственно.

Температурная зависимость коэффициентов аппроксимации  $\alpha_l$  результирующего теплового излучения между поверхностями с собственной степенью черноты  $\delta = 0.95$  представлена на рис. 4. Необходимо помнить, что степень черноты внешней поверхности ( $x = s + 0$ ) воздушного изолятора имеет собственное значение  $\delta$ , а на внутренних границах ( $x = s - 0$  и  $x = h$ ) достигаются приведенные величины  $\delta^*$ . Пусть на внешней поверхности пленочного нагревателя  $\delta_s = 0.95$ , при этом величина  $I_0$  составляет  $299.2\ \text{Вт/м}^2$ . Если собственная степень черноты поверхности рукава с водой  $\delta_h = 0.34$ , то в соответствии с формулой Христиансена приведенная степень черноты  $\delta^*(h) = \delta^*(s - 0) \approx 1/3$ . В этом случае  $I_0(s + 0) = 157.48\ \text{Вт/м}^2$  и  $I_0(s - 0) = 104.99\ \text{Вт/м}^2$ .

При таком подходе условия стыковки принимают следующий модифицированный вид. На поверхности пленки ( $x = s + 0$ ), отделяющей на-

греватель от атмосферы, задается аналог формулы (7):

$$\frac{T(s)-T(h)}{R} + \alpha_l(s-0)T(s) - \alpha_l(h)T(h) = I_a - I_0(s+0) - \alpha_l(s+0)T(s) + \alpha_a[T_a - T(s)]. \quad (10)$$

Отсюда находим соотношение между  $T(s)$  и  $T(h)$ :

$$T(s) = \frac{T(h)[R^{-1} + \alpha_l(h)] + I_a + \alpha_a T_a - I_0}{\alpha_l(s-0) + \alpha_l(s+0) + R^{-1} + \alpha_a}. \quad (11)$$

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

При достижении стационарного состояния нагрев воды приостанавливается. Вычитая (9) из (10) при  $Q_w = 0$ , найдем максимальные значения  $T(s)$  и  $T(h)$ :

$$T_{\max}(s) = \frac{Q_s(1-A) + I_a + \alpha_a T_a - I_0}{\alpha_a + \alpha_l(s-0)} = 36.3 \text{ }^\circ\text{C},$$

$$T_{\max}(h) = \frac{T_{\max}(s)[\alpha_l(s-0) + \alpha_l(s+0) + R^{-1} + \alpha_a] - I_a - \alpha_a T_a + I_0}{R^{-1} + \alpha_l(h)} = 78.1 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Приведенные зависимости позволяют определить динамику нагрева от любой начальной температуры. Для этого следует задать ряд значений температуры воды  $T(h)$  от начального до макси-

мального. Затем по формулам (8), (9) и (11) с помощью итераций находим соответствующие значения  $Q_w$ . После этого составляется вспомогательная таблица зависимости  $Q_w$  от  $T(h)$ . Выделяя “квазилинейные участки” между двумя значениями температуры воды  $T(h)_n$  и  $T(h)_{n+1}$ , находим среднюю величину интенсивности нагрева ( $Q_m$ ):

$$Q_m = \frac{Q_w(T(h)_n) + Q_w(T(h)_{n+1})}{2}.$$

Время  $\Delta t_n$  повышения средней температуры воды от  $T(h)_n$  до  $T(h)_{n+1}$  рассчитывается по очевидной формуле

$$\Delta t_n = c_w \rho_w h \frac{T(h)_{n+1} - T(h)_n}{Q_m},$$

где  $c_w$ ,  $\rho_w$ ,  $h$  – удельная теплоемкость, плотность и толщина слоя воды соответственно.

Полученные соотношения позволяют проанализировать зависимость динамики нагревания воды от определяющих параметров установки: толщины воздушной изоляции и степени черноты пленки.

На рис. 5 представлена динамика нагревания воды при наличии воздушной изоляции толщиной  $l$  от 2.5 до 15 см (собственная степень черноты поверхностей пленок 0.95). При  $l = 2.5$  см температура воды за 6 дневных часов повышается до 76.1 °C, а при  $l = 15$  см достигает 80.3 °C. Следовательно, в указанных пределах эффект, достигаемый за счет увеличения изоляции, оказывается сравнительно небольшим.

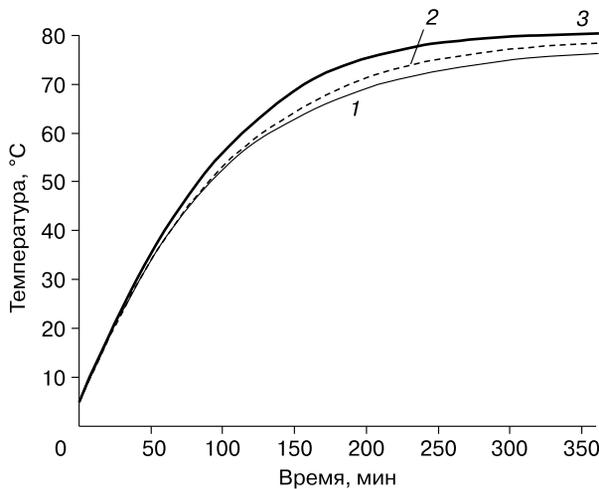


Рис. 5. Динамика средней температуры воды при различной толщине воздушной изоляции (собственная степень черноты поверхностей пленок 0.95). 1 – 2.5 см; 2 – 7.5 см; 3 – 15.0 см.

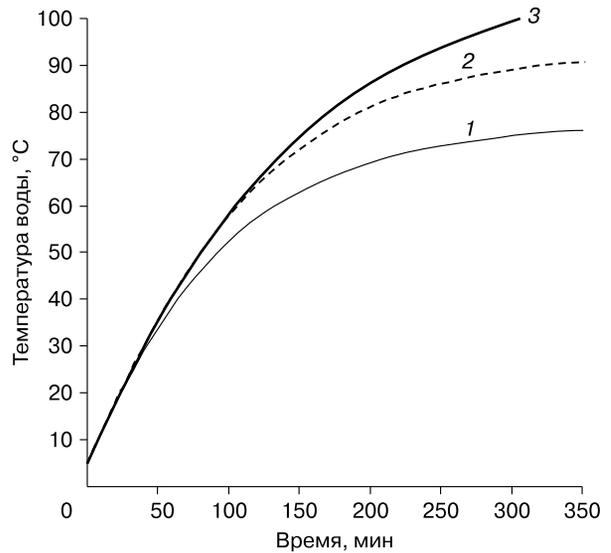


Рис. 6. Ход температуры воды в нагревателях с разной степенью черноты пленок при  $l = 1$  см: 1 – 0.95; 2 – 0.75; 3 – 0.50.

Более сильное влияние на скорость нагревания воды оказывает уменьшение степени черноты, которое может быть достигнуто при помощи обработки поверхности рукава с водой лакокрасочными материалами. Согласно справочным данным, например [Михеев, 1977], собственные значения  $\delta$  недорогих алюминиевых красителей лежат в пределах 0.3–0.6. Оценим приведенную степень черноты  $\delta^*$  системы из двух пленок: верхней почти прозрачной ( $\delta = 0.95$ ) и нижней, у которой за счет окрашивания  $\delta$  составляет 0.5. Расчет по формуле (6) дает значение  $\delta^* \approx 0.5$ .

На рис. 6 отчетливо прослеживается роль степени черноты в формировании средней температуры воды. Если  $\delta^* = 0.905$ , то в течение 5 ч температура воды повышается до 75.5 °С. При  $\delta^* = 0.75$  вода за то же время нагревается до 90 °С. И наконец, в системе с приведенной степенью черноты 0.5 вода достигает точки кипения приблизительно через 5 ч.

На практике чаще всего приходится использовать воду, которая значительно холоднее воздуха. При заданных параметрах “внешнего” теплообмена температура воды в рассмотренных пленочных нагревателях повысится с 5 до 20 °С всего за 23–24 мин.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом результаты проведенного анализа полностью подтверждают предварительный вывод о высоких перспективах применения простых пленочных нагревателей для горячего водоснабжения на территории криолитозоны. Предварительные оценки показывают, что использование в летний период экологически чистых пленочных водона-

гревателей обеспечивает экономический эффект примерно 3000 руб. на человека в год. При этом область внедрения – практически вся территория страны, за исключением мегаполисов.

### Литература

- Будыко М.И.** Тепловой баланс земной поверхности / М.И. Будыко. Л., Гидрометеиздат, 1956, 254 с.
- Бутузов В.А.** Солнечное теплоснабжение: состояние дел и перспективы развития // Энергосбережение, 2000, № 4, с. 28–30.
- Гольдтман В.Г., Знаменский В.В., Чистопольский С.Д.** Гидравлическое оттаивание мерзлых горных пород // Тр. ВНИИ-1. Магадан, 1970, т. XXX, с. 172–175.
- Куртнер Д.А.** Расчет и регулирование теплового режима в открытом и защищенном грунте / Д.А. Куртнер, А.Ф. Чудновский. Л., Гидрометеиздат, 1969, 299 с.
- Кутателадзе С.С.** Основы теории теплообмена / С.С. Кутателадзе. Новосибирск, Наука, 1970, 660 с.
- Михеев М.А.** Основы теплопередачи / М.А. Михеев, И.М. Михеева. М., Энергия, 1977, 341 с.
- Оловин Б.А.** Теплообмен протаивающих мерзлых горных пород с атмосферой при послойной разработке // Колыма, 1971, № 4, с. 10–12.
- Павлов А.В.** Теплофизика ландшафтов / А.В. Павлов. Новосибирск, Наука, 1979, 285 с.
- Павлов А.В., Перльштейн Г.З., Типенко Г.С.** Актуальные аспекты моделирования и прогноза термического состояния криолитозоны в условиях меняющегося климата // Криосфера Земли, 2010, т. XIV, № 1, с. 3–12.
- Перльштейн Г.З.** Теплообмен деятельного слоя с атмосферой: теоретические и прикладные аспекты // Криосфера Земли, 2002, т. VI, № 1, с. 25–29.
- Перльштейн Г.З., Павлов А.В., Левашов А.В., Сергеев Д.О.** Нетемпературные факторы теплообмена деятельного слоя с атмосферой // Материалы 3-й Всерос. конф. по геофизиологии. М., Изд-во Моск. ун-та, 2005, т. 1, с. 86–91.

Поступила в редакцию  
6 ноября 2014 г.