

УДК 662.995

## **ВИХРЕВОЙ ГИДРАВЛИЧЕСКИЙ ТЕПЛОГЕНЕРАТОР – АЛЬТЕРНАТИВНЫЙ ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ**

***В.В.Бирюк, доктор технических наук***

***Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П.***

***Королева, г. Самара, Россия***

***Р.А.Серебряков, кандидат технических наук***

***ФГБНУ «Всероссийский научно-исследовательский институт  
электрификации сельского хозяйства», г. Москва, Россия***

***e-mail: teplotex\_ssau@bk.ru, ruds@list.ru***

*Аннотация.* Изложены основные принципы работы вихревых гидравлических теплогенераторов (ВГТ), предложен вариант теоретических основ работы ВГТ и разработана методика оценки эффективности работы ВГТ.

**Ключевые слова:** *альтернативный источник энергии, вихрь, кавитатор, теплогенератор, эффективность*

В настоящее время в сельском хозяйстве существует задача широкого внедрения энергосберегающих технологий, которые позволят снизить материальные средства при создании новой продукции и уменьшить энергетические затраты в данном процессе. Перспективным направлением для этого являются альтернативные источники энергии. Одним из альтернативных видов возобновляемой энергетики является вихревая энергетика [1,2,3,4,5,6], которая представляет собой технологии использования закрученных потоков сплошной среды (например, жидкости и газа) для преобразования их в тепловую энергию, работу, в градиент температуры и давления.

Одним из перспективных направлений в решении этой задачи является использование вихревых гидравлических теплогенераторов (ВГТ) – устройств, вырабатывающих тепло посредством изменения физико-механических параметров жидкостной среды при её течении под комплексным воздействием ускоренного и заторможенного движения.

**Цель исследований** – анализ использования вихревых теплогенераторов как альтернативного источника энергии.

**Материалы и методика исследований.** Ускорение потока достигается путем создания вихря в системах закрутки потока вихревого теплогенератора с одновременным сужением потока в конфузоре, а торможение – последующим его расширением в кавитационной трубе теплогенератора и развихрением потока на выходе из его кавитационной трубы [7,8,9,10,]. За счет трения о поверхность корпуса скорость жидкости

снижается, температура растет. Дополнительный подогрев жидкости происходит также и за счет внутреннего трения слоев жидкости, находящихся на различных радиусах от оси корпуса и имеющих разные окружные скорости. Но основную роль в подогреве играет кавитация. За счет кавитации часть воды переходит в упорядоченное, коллоидоподобное, близкое к жидкокристаллическому состоянию, причем этот переход сопровождается интенсивным тепловыделением. Переход такого рода можно определить как фазовый переход в широком смысле и предположить, что в процессе кавитационного воздействия вода испытывает экзотермический фазовый переход с выделением избыточного тепла. Экспериментально показано [11,12], что фазовый переход (гидродинамический разрыв) происходит, когда достигается величина скорости потока, при которой статическое давление в жидкости достигает величины давления её насыщенного пара. Величина этой скорости для вихревого потока вычисляется по формуле:

$$VG = \sqrt{2PG(PN - P) / P\rho},$$

где  $PG$  – давление насыщенного пара, Па;

$PN$  – исходное давление жидкости, Па;

$P$  – статическое давление на периферии вихря, Па;

$P\rho$  – статическое давление в жидкости.

Величина энергии, затрачиваемая на сжатие пузырька, рассчитывается из уравнения [13]:

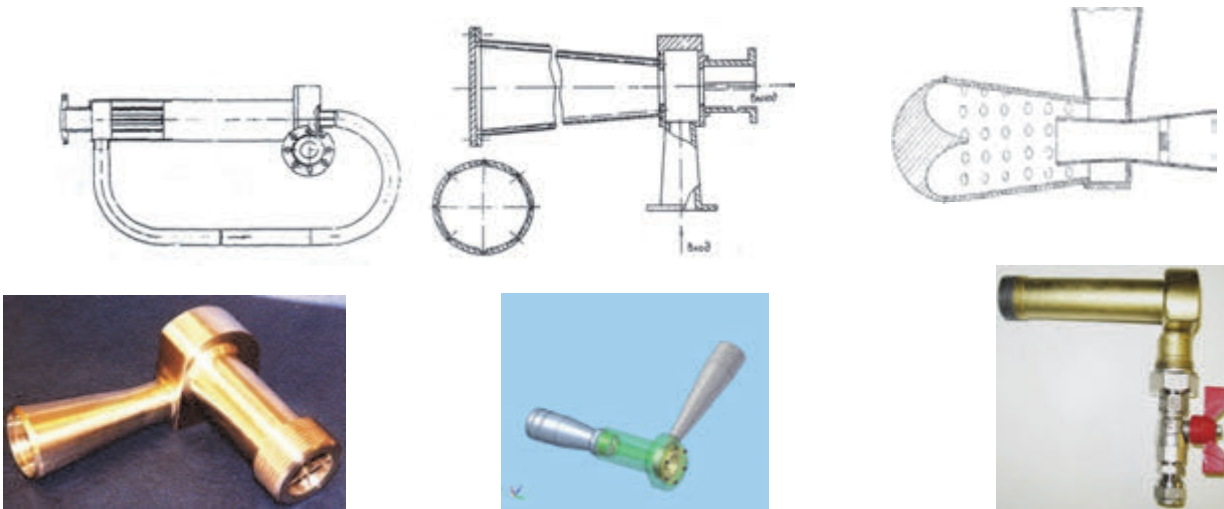
$$WC \approx \frac{4}{3}\pi \cdot P \cdot r^3G,$$

где  $P$  – давление жидкости, при которой происходит коллапс пузырька, Па;

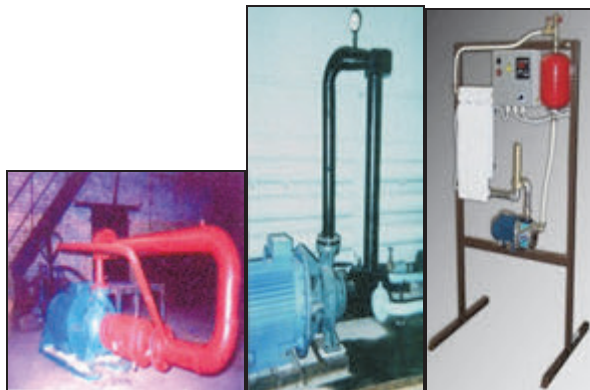
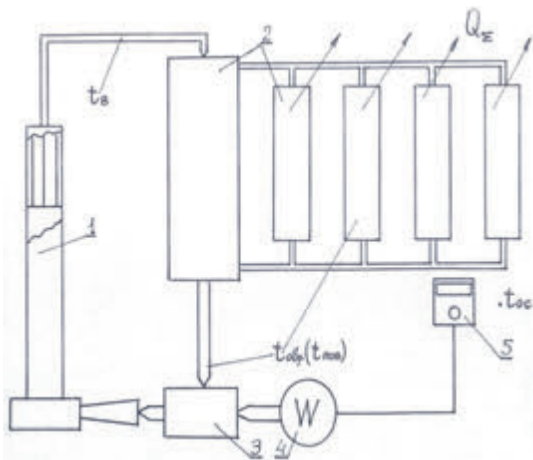
$rG$  – радиус пузырька, м.

Сравнение величин энергий образования и сжатия пузырька водяного пара радиусом  $r=1 \cdot 10^{-3}$  м и поверхностным натяжением  $\sigma = 7,28 \cdot 10^{-4}$  Дж/м<sup>2</sup> при 293 К показывает следующее: энергия образования пузырька  $WP = 9 \cdot 10^{-6}$  Дж при давлении разрыва (насыщенного пара) потока воды  $PG = 1 \cdot 10^3$  Па меньше энергии сжатия пузырька  $Wc = 4 \cdot 10^{-4}$  Дж жидкостью, находящейся под давлением, равным атмосферному ( $P = 10^5$  Па), в 45 раз. Данное обстоятельство позволяет сделать вывод о том, что если гидравлическая система, в которой работает теплогенератор, открыта по давлению, то сжатие пузырька происходит под давлением окружающей среды. Т.е. происходит приток энергии к жидкости из окружающей среды. В открытой по давлению системе для получения 1 Дж энергии достаточно превратить при температуре 293 К в насыщенный пар  $7,84 \cdot 10^{-8}$  кг жидкости, а затем подвергнуть его инверсии при атмосферном давлении. Основой вихревого гидравлического теплогенератора (ВГТ) является вихревой гидрокавитатор (рис.1), содержащий входное устройство, завихритель, кавитационную трубу, развихритель и выходное устройство.

Система теплоснабження на базі вихревого теплогенератора (рис.2, 3) складається з вихревої кавітаційної труби 1, теплопередаючого пристрою (теплообмінник, батареї, калорифери і т.п.) 2, гідронасоса 3 з електродвигателем 4 і пульта управління роботою вихревого теплогенератора 5.

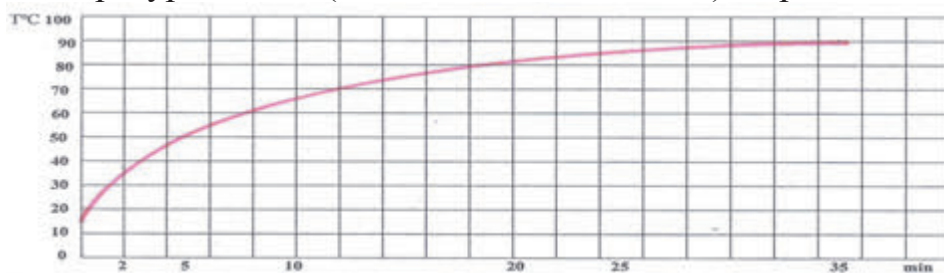


**Рис.1. Вихревой гидрокавитатор – варианты конструктивных схем и конструкций**

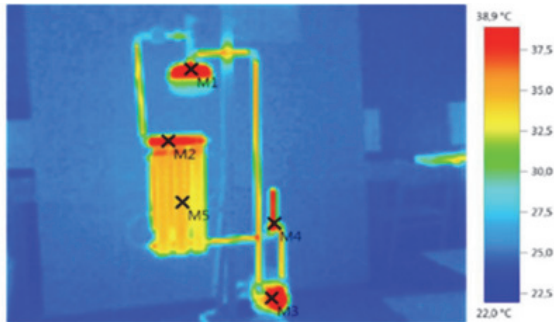


**Рис.2. Блок-схема системы теплоснабжения**      **Рис.3. Варианты ВГТ**

Динамика работы ВГТ представлена графиком на рис.4, а характер изменения температуры в ВГТ (тепловизионная съёмка) на рис.5.



**Рис.4. Динамика работы ВГТ**



Параметры изображения:

Коэффициент излучения: 0,90  
Отраж. темп. [°C]: 26,0

## Система отопления работает 2 мин

Выделение изображений:

Измеряемые объекты	Темп. [°C]	Излуч.	Отраж. темп. [°C]	Примечания
Точка измерения 1	38,7	0,90	26,0	-
Точка измерения 2	38,5	0,90	26,0	-
Точка измерения 3	38,1	0,90	26,0	-
Точка измерения 4	37,9	0,90	26,0	-
Точка измерения 5	34,4	0,90	26,0	-



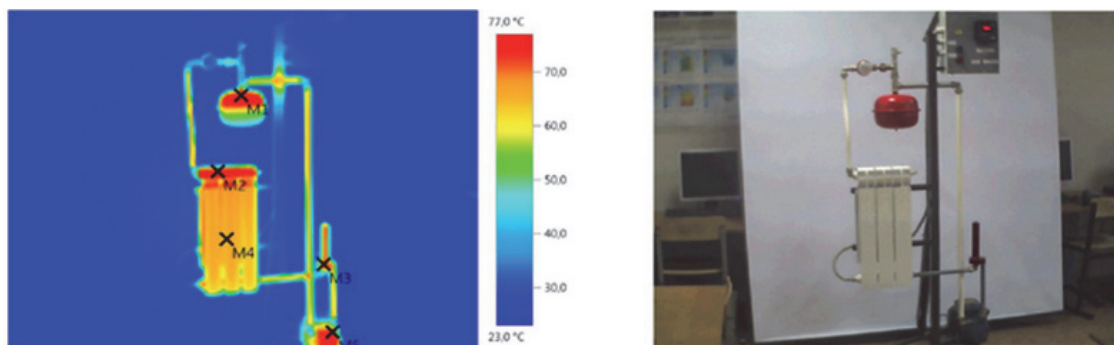
Параметры изображения:

Коэффициент излучения: 0,90  
Отраж. темп. [°C]: 26,0

## Система отопления работает 10 мин

Выделение изображений:

Измеряемые объекты	Темп. [°C]	Излуч.	Отраж. темп. [°C]	Примечания
Точка измерения 1	58,5	0,90	26,0	-
Точка измерения 2	59,4	0,90	26,0	-
Точка измерения 3	52,0	0,90	26,0	-
Точка измерения 4	56,4	0,90	26,0	-
Точка измерения 5	57,5	0,90	26,0	-



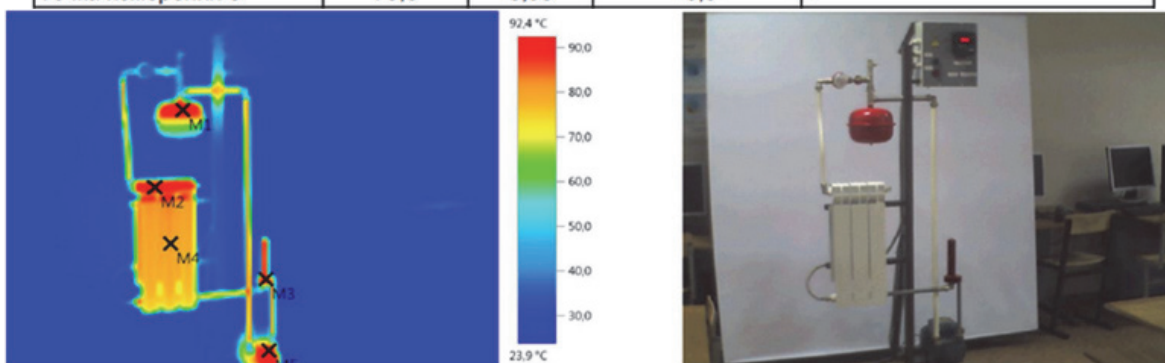
Параметры изображения:

Коэффициент излучения: 0,90  
Отраж. темп. [°C]: 26,0

**Система отопления работает 20 мин**

Выделение изображений:

Измеряемые объекты	Темп. [°C]	Излуч.	Отраж. темп. [°C]	Примечания
Точка измерения 1	75,1	0,90	26,0	-
Точка измерения 2	74,4	0,90	26,0	-
Точка измерения 3	72,9	0,90	26,0	-
Точка измерения 4	67,5	0,90	-8,0	-
Точка измерения 5	75,8	0,90	-8,0	-



Параметры изображения:

Коэффициент излучения: 0,90  
Отраж. темп. [°C]: 26,0

**Система отопления работает 35 мин**

Выделение изображений:

Измеряемые объекты	Темп. [°C]	Излуч.	Отраж. темп. [°C]	Примечания
Точка измерения 1	90,3	0,90	26,0	-
Точка измерения 2	91,9	0,90	26,0	-
Точка измерения 3	88,8	0,90	26,0	-
Точка измерения 4	80,4	0,90	26,0	-
Точка измерения 5	89,0	0,90	26,0	-

**Рис.5. Характер изменения температуры в ВГТ**

Особенности вихревых гидравлических теплогенераторов (ВГТ):

- устройство экологически чистое, отсутствует необходимость сжигания углеводородных топлив (уголь, нефть, газ);
- отсутствуют электронагревательные элементы;
- электроэнергия используется только для питания привода гидронасоса;

- отсутствует необходимость в водоподготовке;
- могут нагревать жидкость любого происхождения (вода, нефть, газовый конденсат ...);
- исключено появление отложений на внутренних поверхностях теплогенератора;
- могут подключаться к любой системе отопления;
- совмещают в одном устройстве функции нагрева и перекачивания;
- обеспечивают автоматическое поддержание температуры теплоносителя в заданном диапазоне температур;
- отсутствуют движущиеся элементы;
- экономичны в эксплуатации и обслуживании.

**Результаты исследований.** Закономерности течения закрученных потоков жидкостей существенно отличаются от хорошо изученных осевых потоков [6, 14, 15]. Именно эти отличия обуславливают перспективы широкого применения закрученных потоков для решения инженерных задач, в частности, для систем теплоснабжения [16, 17].

В основе предлагаемой версии расчета вихревого гидравлического теплогенератора лежит дифференциальное уравнение движения и неразрывности. Уравнение вязкой несжимаемой жидкости, в основу которого положен закон внутреннего трения Ньютона, в применении к жидкой частице имеет вид:

$$dC/dt = F - 1/\rho \cdot \text{grad} \cdot P + 1/\rho \cdot \text{div} T_n, \quad (1)$$

где  $C$  – скорость жидкой частицы,

$\tau$  – текущее время,

$F$  – ускорение от действия внешних массовых сил,

$\rho$  – плотность жидкости,

$P$  – давление, определяющее инвариантное к ориентации в пространстве площадки, на которую оно действует, значение нормального напряжения,

$T_n$  – тензор напряжений.

Дополняя уравнение (1) уравнением неразрывности  $\text{div} C = 0$  и считая, что массовые силы обладают потенциалом  $\Pi$ , т.е.  $F = -\text{grad} \Pi$ , получим:

$$\partial C/\partial t + \text{rot} V \cdot V = -\text{grad}(\theta^2/2 + \Pi + P/\rho) - \theta \text{rot} V. \quad (2)$$

В тензорной форме уравнение движения турбулентного потока представляется в виде уравнений Рейнольдса с осредненными компонентами скорости и их пульсационными составляющими  $C' = \{C'_1, C'_2, C'_3\}$ .

При отсутствии внешних массовых сил эти уравнения имеют вид:

$$\partial C_i/\partial t + C_j \cdot \partial C_i/\partial x_j = - 1/\rho \cdot \partial p/\partial x_i + \nu V^2 C_i + 1/\rho \cdot \partial/\partial x_j (-\rho \theta_i \theta_j), \quad (3)$$

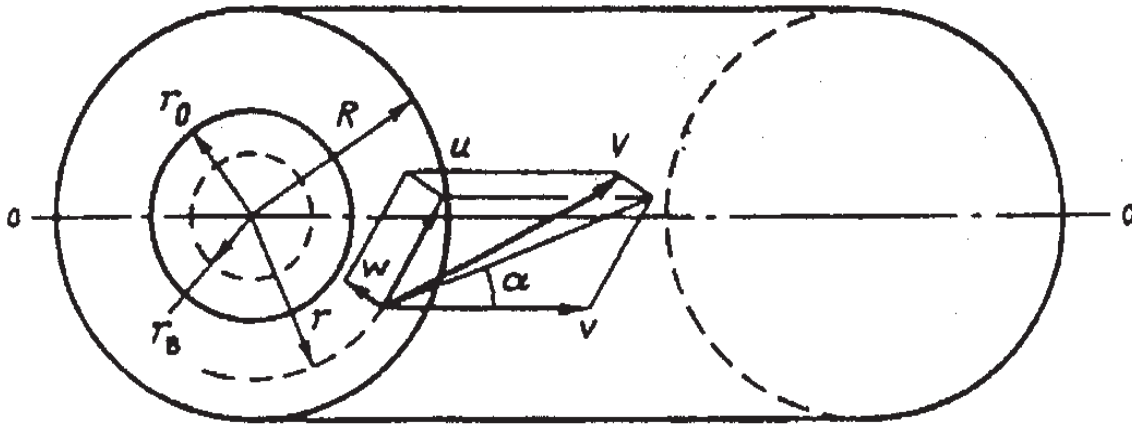
$$\partial C_i/\partial x_j = 0,$$

где  $p$  – осредненное во времени значение давления,

$\rho \theta_i \theta_j$  – тензор осредненных турбулентных напряжений,

$V^2$  – оператор Лапласа.

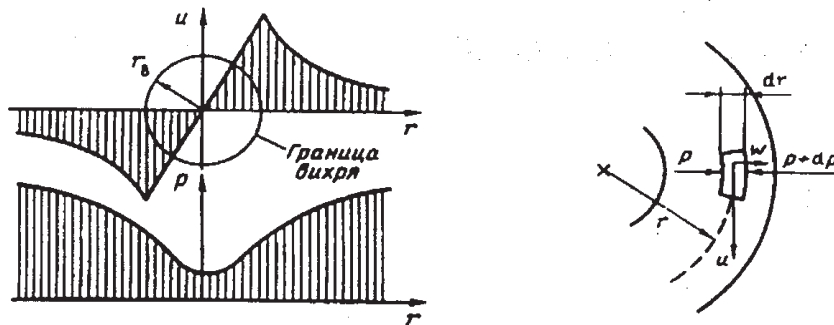
Уравнение (3) для случая движения закрученного потока в горизонтальной цилиндрической трубе удобно представить в цилиндрической системе координат Q (рис.2.) с осредненными компонентами скорости  $w$  (по радиусу) и (по углу  $\Theta$ ),  $\theta$  (по оси) и пульсационными компонентами скорости  $\theta', u', w'$ .



**Рис.2. Составляющие скорости и характерные радиусы в поперечном сечении закрученного потока в теплогенераторе**

При стационарном ( $\partial/\partial\tau = 0$ ) и осесимметричном ( $\partial/\partial\Theta = 0$ ) течении закрученного потока дифференциальные уравнения Рейнольдса в цилиндрических координатах могут быть представлены в виде:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{\partial}{\partial r}(rw^2) + \rho \frac{\partial}{\partial z}(r\vartheta w) - \rho u^2 &= \frac{\partial}{\partial z}(r\tau_{rz}) + \frac{\partial}{\partial r}(r\sigma_{rz}) - \sigma_{\Theta\Theta}; \\ \rho \frac{\partial}{\partial r}(r^2uw) + \rho \frac{\partial}{\partial z}(r^2\vartheta u) &= \frac{\partial}{\partial r}(r^2\tau_{r\Theta}) + \frac{\partial}{\partial z}(r^2\tau_{\Theta z}); \\ \rho \frac{\partial}{\partial r}(r\vartheta w) + \rho \frac{\partial}{\partial z}(r\vartheta^2) &= \frac{\partial}{\partial r}(r\tau_{rz}) + \frac{\partial}{\partial z}(r\sigma_{zz}); \\ \frac{w}{r} + \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial \vartheta}{\partial z} &= 0. \end{aligned} \right\}$$



**Рис.3. Окружная составляющая скорости и давление в поперечном сечении закрученного потока**

Соотношения между пульсационными компонентами скорости турбулентного закрученного потока задается в рамках одной из полуэмпирических теорий турбулентности. При ламинарном движении закрученных потоков тензор  $\theta'\theta' = 0$  и уравнение в форме Рейнольдса переходят в уравнения Навье-Стокса. В этом случае уравнение (2) в векторной форме не изменяет вида, однако записывается в виде:

$$dC/dt + (C \cdot V)C = F - 1/\rho \cdot \text{grad}p + \nu V^2 C.$$

Система совместно с уравнением неразрывности жидкости в цилиндрической системе координат имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} w \frac{\partial w}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{u^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left( \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{w}{r^2} \right); \\ w \frac{\partial u}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{wu}{r} &= \nu \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{u}{r^2} \right); \\ w \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} \right); \\ \frac{\partial}{\partial r}(rw) + \frac{\partial}{\partial z}(r\vartheta) &= 0. \end{aligned} \right\}$$

В первых трех уравнениях системы полагаем  $w = 0$  (т.к.  $w \ll \theta$  и  $w \ll u$ ). Отбрасывая члены с  $\partial^2/\partial z^2$ , поскольку производные по  $z$  существенно меньше производных по  $r$ .

Используя решение Озеена, заменим оператор  $\theta \cdot \partial/\partial z$  на  $\theta^- \cdot \partial/\partial z$ , где  $\theta^-$  - среднее значение осевой компоненты скорости на входе в трубу. Тогда получим систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{u^2}{r} &= \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial r}; \\ 1) \vartheta \frac{\partial u}{\partial z} &= \nu_r \left( \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial r} - \frac{u}{r^2} \right); \\ 2) \vartheta \frac{\partial \vartheta}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \nu_r \left( \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right); \\ 3) \frac{\partial}{\partial r}(rw) + \frac{\partial}{\partial z}(r\vartheta) &= 0 \end{aligned} \right\}$$

Вводя осевую компоненту вихря  $wzV = d/r \partial r \cdot (ru)$ , получим после некоторых преобразований решение уравнения:

$$\partial wzV/\partial z = \eta_T (\partial^2 wzV/\partial r^2 + 1/r \cdot \partial wzV/\partial r), \quad (4)$$

где  $\eta_T = R \cdot \text{Re}_T^{-1}$ ,  $R$  – радиус трубы.



Решением уравнения (4) является выражение:

$$wz = \Gamma_n(r)/2\eta tz \cdot \exp(-r^2/4\eta tz), \quad (5)$$

где  $\Gamma_n(r)$  – циркуляция на входе в трубу.

Соответственно, распределение окружной скорости:

$$U = \Gamma_n(r)/r[1 - \exp(-r^2/4\eta tz)] \quad (6)$$

и циркуляция

$$\Gamma = \Gamma_n(r) = \Gamma_n(r)[1 - \exp(-r^2/4\eta tz)]. \quad (7)$$

Анализ (6) и (7) показывает, что при различных начальных условиях, задаваемых функцией  $\Gamma_n(r)$ , можно получить и различные функции изменения окружных скоростей по длине трубы. Например, при потенциальном свободном вихре на входе имеем:

$$\Gamma_n(r) = \text{Const} = \Gamma_n,$$

тогда  $u = \Gamma_n/r[1 - \exp(-r^2/4\eta tz)]$ . (8)

Из уравнения (8) видно, что:

- при  $r \ll (4\eta tz)^{1/2}$  в приосевой зоне жидкость вращается как твердое тело с угловой скоростью  $\Gamma_n/(4\eta tz)$ ,

- при  $r \gg (4\eta tz)^{1/2}$  – ближе к стенкам трубы движение безвихревое, каким оно было в начальном створе.

Уравнение (8) теоретически обосновывает и составной вихрь Ранкина. Анализ решения уравнения (7) показал, что при крайних начальных условиях, задаваемых функцией  $\Gamma_n(r)$ : потенциального течения – потенциальном свободном вихре на входе и вращении потока на входе как твердого тела  $\Gamma_n(r) = \Omega_n r^2$ , где  $\Omega_n$  – начальная угловая скорость, получаются близкие результаты:

- при  $r \ll (2\eta tz)^{1/2}$  жидкость вращается как твердое тело, т.е. при  $Vr = 0$  окружная скорость  $U = 0$ ,

- при  $r \gg (2\eta tz)^{1/2}$  ближе к стенкам трубы наблюдается безвихревое движение.

Таким образом, при любом промежуточном состоянии жидкости на входе, какими бы законами ни задавался входящий в трубопровод закрученный поток, через определенное расстояние от начального створа вследствие вязкой диффузии и диссипации энергии сформируется течение, внутренне присущее закрученному потоку. Для окончательного определения  $U(R, z)$  примем граничные условия:  $U = 0$  и  $v_r = v$  при  $r = R$  – условие прилипания жидкости на стенках трубопровода:

$$u(R, r) = \Gamma_n(R)/K[1 - \exp\{- (R - r)^2/4\eta tz\}], \quad (9)$$

где  $\eta = \nu/\theta = R \cdot Re^{-1}$ .

В качестве граничного условия на поверхности ядра допустимо принять значения касательных напряжений равными нулю. Общее решение вида функции  $U(r, z)$  получается при применении процедуры метода скрещивания асимптотических разложений, реализуемого способом мультипликативного составления:

$$u(r, z) = \frac{\Gamma_H(r)}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r^2}{4\eta_T z}\right) \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{(R-r)^2}{4\eta_T z}\right) \right]. \quad (10)$$

Так как  $\eta_T = R \cdot \text{Re}_T^{-1}$ , окончательно имеем:

$$u(r, z) = \frac{\Gamma_H(r)}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\text{Re}_T \frac{r^2}{4Rr}\right) \right] \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\text{Re}_T \frac{(R-r)^2}{4Rr}\right) \right]. \quad (11)$$

В принятой модели определенную сложность при инженерных расчетах вызывает назначение турбулентного числа  $\text{Re}_T = \theta R / \nu_T$ , где  $\nu_T$  – определяется из эксперимента. Часто принимают  $\nu_T = \nu a \text{Re}$ , где  $a = 2,46 \cdot 10^{-3}$ . Тогда получим распределение в сечении потока:

$$P(r, z) = P_\pi + \rho \int_{r_0}^r \frac{u^2}{r} dr = P_\pi + \rho \int_{r_0}^r \frac{\Gamma_H^2(r)}{r^3} \left[ 1 - \exp\left(-\text{Re} \frac{r^2}{4Rz}\right) \right] \times \\ \times \left[ 1 - \exp\left(-\text{Re} \frac{(R-r)^2}{4Rz}\right) \right]^2 dz. \quad (12)$$

Здесь:  $P_\pi$  – давление в полном вихревом жгуте закрученного потока,  $r_0$  – радиус цилиндрического разрыва сплошности вблизи оси вращения, при  $r < r_0$  давление  $P(r) = P_\pi = \text{const}$ .

По известным значениям  $p(r, z)$  и  $w(z)$ , а также из начального условия, задаваемого функцией распределения по радиусу удельной энергии частиц жидкости во входном сечении трубопровода  $\Gamma_H(r)$ , определяется по (11) функция распределения осевой компоненты скорости потока по длине и текущему радиусу трубопровода  $v(r, z)$ . Из уравнения (10) по известным  $v$  определяется распределение радиальной скорости  $W(r, z)$ .

Таким образом, для кольцевого вязкого турбулентного закрученного потока несжимаемой жидкости в горизонтальном цилиндрическом трубопроводе при заданных граничных (условие прилипания жидкости на стенке) и начальных условиях на входе при  $z = 0$ , задаваемых функциями  $\Gamma_H(r)$  и  $\Gamma_N(r)$ , в каждом конкретном случае могут быть получены распределения всех компонент скорости, давления и радиуса вихревого жгута в функции расстояния от начального створа и текущего радиуса:  $v(r, z)$ ,  $u(r, z)$ ,  $w(r, z)$ ,  $p(r, z)$ ,  $r_0(z)$ .

Интенсивность закручивания потока в точке определяется углом скола  $L$  между направлениями осевой и полной скорости:

$$A = \arccos(\theta/v) = \text{arctg}(u/\theta). \quad (13)$$

По оси потока формируется вихрь, который наблюдается по всей длине водовода в виде вихревого шнура радиусом  $r_v$ . Вихрь может быть полым или полностью заполненным жидкостью. Исходя из математического описания жидкости в сечении, проведенном нормально оси потока, выделяют область

вихревого движения  $r < r_i$  и вне вихревого шнура область невихревого кругового движения  $r > r_i$ .

Особенностью вихревого движения является вращение элементарных частиц жидкости вокруг своих мгновенных осей. При круговом движении такое вращение отсутствует, и, следовательно, оно является потенциальным. В действительности, поток реальной жидкости всюду вихревой. В пределах вихревого шнура все частицы жидкости вращаются вокруг собственных осей с угловой скоростью  $\Omega$ . Закон распределения окружных скоростей выражается законом вращения твердого тела:

$$U = \Omega \cdot r . \quad (14)$$

Для определения давления  $p$  в закрученном потоке используется уравнение Эйлера:

$$u^2/r = 1/\rho \cdot \partial p / \partial r, \quad (15)$$

интегрируя его по  $r$ , получим давление внутри вихревого шнура:

$$P = \rho \cdot (u^2 - uv^2) / 2 + p_v. \quad (16)$$

Для большинства жидкостей зависимость плотности от температуры можно представить в виде:

$$\rho = \rho_m - \alpha \cdot (T - T_m), \quad (17)$$

где индекс  $m$  – средняя величина плотности, величина  $\alpha$  – очень мала.

Для воды изменение плотности составляет около 1 % при  $t$  от 0 до 50 °С и 3% при  $t$  от 50 до 100 °С [17].

#### *Оценка эффективности работы ВГТ*

Основой инженерной методики определения эффективности ВГТ является «*эксергетический метод термодинамического анализа технических систем преобразования энергии и вещества*» [6,18, 19, 20, 21], в соответствии с которым эффективность системы теплопреобразования в ВГТ оценивается:

а) Коэффициентом преобразования энергии (КПЭ):

$$\mu = Q_{\Sigma} / W,$$

где  $Q_{\Sigma}$  – полная теплопроизводительность системы,

$W$  – затраченная электроэнергия.

б) Коэффициентом полезного действия:

$$\text{КПД} = Q_{\Sigma} \cdot K_p / W = \mu \cdot K_p,$$

где  $K_p = 1 - T_{oc} / T_v$  – коэффициент работоспособности тепла.

Полная теплопроизводительность системы,  $D_{ж}$ , оценивается как:

$$Q_{\Sigma} = Q_1 + Q_2,$$

где  $Q_1$  – количество тепла, отведенное в период работы гидронасоса,  $Q_2$  – количество тепла, отведенное в период, когда гидронасос не работает (пауза).

Количество тепла, отведенное из системы в период работы гидронасоса,  $D_{ж}$ :

$$Q1 = Gr \cdot Cp \cdot \Delta t1 \cdot \tau_r,$$

где Gr – расход воды в период работы гидронасоса, кг/с, Cp – теплоёмкость воды, ккал/кг·град,  $\Delta t1 = t_{в} - t_{обр}$  – разность температуры воды в прямой и обратной магистралях, °С,  $\tau_r$  – время работы гидронасоса в каждом цикле, с.

Количество тепла, отведенное из системы в период, когда гидронасос не работает, Дж:

$$Q2 = F \cdot \alpha \cdot \Delta t2 \cdot \tau_{п} \cdot \frac{1}{4,19} \cdot 10^{-3},$$

где F – теплопередающая поверхность установки, м<sup>2</sup>,  $\Delta t2 = t_{пов} - t_{ос}$  – разность температур поверхности установки и окружающей среды, °С,  $\tau_{п}$  – время, когда насос не работает (пауза), с;  $\alpha$  – коэффициент теплопередачи, Вт/м<sup>2</sup>·К.

Для определения  $\alpha$  необходимо вычислить значение критерия Нуссельта (Nu) по формуле [22]:

$$Nu = c \cdot (Gr \cdot Pr)^n,$$

где c, n – постоянные числовые коэффициенты, Gr – число Грасгофа, Pr – число Прандля. Для этого, с учетом  $\Delta t2 = t_{пов} - t_{ос}$ , по [23,24] определяем  $\lambda$ ,  $\nu$  и Pr, где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности, Вт/м·К,  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с.

Далее, по формуле  $Gr = \beta \cdot d^3 \cdot g \cdot \Delta t_2 / \nu^2$  вычисляем число Грасгофа, где  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения, 1/К (определяется по таблице [25]), d – диаметр корпуса ВГТ, м, g – ускорение свободного падения, м/с<sup>2</sup>.

Определив величину произведения (Gr·Pr), по таблице 13-1 [26] находим значения коэффициентов c, n и по формуле  $Nu = c \cdot (Gr \cdot Pr)^n$  определяем значение критерия Нуссельта.

Значение коэффициента теплопередачи  $\alpha$  находится по формуле  $\alpha = Nu \cdot \lambda / d$ .

Под работоспособностью, или эксергией тепла, понимают то возможное количество технической работы, которое в состоянии совершать данная термодинамическая система, находящаяся в заданном начальном состоянии, при условии, что все совершаемые системой процессы изменения состояния обратимы и осуществляются до конечного термодинамического состояния, равновесного с окружающей средой, т.е. – какое количество работы L может быть получено в идеальном (обратимом) процессе от любого количества тепла Q.

Отсюда  $K_p = L/Q$  (рис.8). Работа:  $L = h_3 - h_4$  (площадь F1234). Тепло:  $Q = h_3 - h_2$  (площадь Fa23б). Следовательно,  $K_p = F1234 / Fa23б = (T - T_{ос}) \cdot \Delta S / T \cdot \Delta S = (T - T_{ос}) / T = 1 - T_{ос} / T$ .

Для децентрализованных систем теплоснабжения, производящих тепло Q на температурном уровне Tв, коэффициент работоспособности тепла определяется как

$$Kp = (Tв - Tос) / Tв = 1 - Tос / Tв,$$

где  $Tв$  – температура нагретой воды, К,  $Tос$  – температура окружающей среды, К.

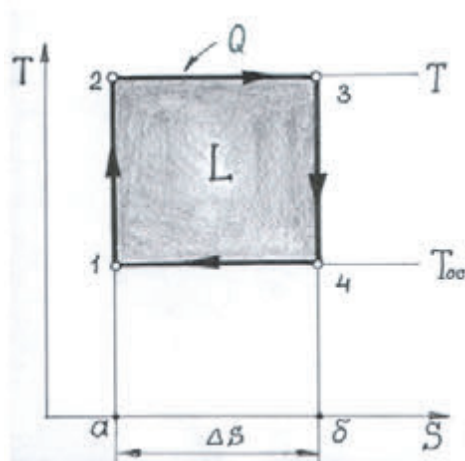


Рис.8. Идеальный цикл Карно

Таким образом, если коэффициент преобразования энергии  $\mu = Q\Sigma/W$  оценивает только количество полученного тепла на единицу затраченной энергии, то КПД, учитывающий работоспособность этого тепла, оценивает его качество, т.е. температурный уровень  $T$ , при котором производится тепло  $Q$ .

При различных режимах работы системы, коэффициент преобразования тепла  $\mu$  изменялся в пределах 1,77 – 2,41, при этом КПД составлял 17,2– 28 %.

Энергетический баланс децентрализованной системы определяется как

$$Q = W + Qq,$$

где  $W$  – электроэнергия, затраченная на привод гидронасоса, кВт·ч,

$Qq$  – дополнительное тепло, подведенное к системе, Дж. Одним из примеров подвода дополнительного тепла в систему является работа теплового насоса (рис.9).

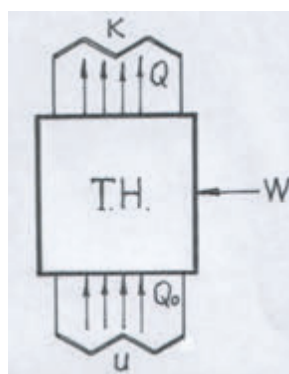


Рис.9. Схема работы теплового насоса (К – конденсатор, U – испаритель)

В данном случае, дополнительное тепло  $Q$  отводится из испарителя, т.е.  $Qq = Qo$ . Если в систему дополнительное тепло  $Q$  не подводится, то  $Qq = 0$ ,

т.е., полученное количество тепла  $Q$  равно количеству подведенной энергии:  $Q = W$ . Этот вариант наблюдается во всех электронагревательных приборах (ТЭНах, электродуховках, электропечах и т.д.). В этом случае, коэффициент преобразования тепла всегда равен  $\mu = 1$ , а  $KPD = \mu \cdot Kp = Kp$ .

Так, если при температуре окружающей среды  $t_{oc} = 18-20$  °С температура горячей воды в системе отопления  $t_w = (55 - 60)$  °С, то  $Kp = 0,113 - 0,127$ . Таким образом, всё электронагревательное оборудование, используемое для нагрева воды при указанных температурах, имеет  $KPD = 11,3- 12,7$  %.

Выводы. В России в настоящее время активно расширяется производство и эксплуатация вихревых теплогенераторов и, наиболее активно в местах, где отсутствует централизованная система теплоснабжения. По себестоимости тепловой энергии лучшие модификации ВГТ приближаются к газовым котельным, которые сейчас являются самыми дешевыми производителями горячей воды. Это и другие преимущества ВГТ (по сравнению с традиционными) вызывают большой интерес у потребителей, т.к. у них появляется возможность существенно улучшить экологические и экономические показатели как промышленных предприятий, так и коммунального сектора.

Энергоноситель	Стоимость 1 Гкал. Тепловой энергии, руб.
Газ	605-850
ВГТ	900-950
Электродуховки	1300
Мазут	1400-1450
Дизельное топливо	2000 - 2200

Предложенный вариант теоретических основ работы ВГТ и способ оценки эффективности работы ВГТ, основанный на использовании эксергетического метода термодинамического анализа тепловых систем, лежит с основе создания конструктивного ряда ВГТ.

Вихревой гидравлический теплогенератор перспективно использовать в качестве автономной системы отопления и теплоснабжения в различных областях жизнедеятельности:

- - объекты сельского хозяйства,
- - коттеджные массивы,
- - складские помещения и т.д.

ВГТ обеспечивает экологическую чистоту процесса выработки тепла, минимальные потери тепла при передаче его потребителю и высокую экономическую эффективность.

#### Список литературы

1. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике / А.П. Меркулов. – М.: Машиностроение, 1969.

2. Серебряков Р.А. Вихревая энергетика / Р.А. Серебряков, В.В. Бирюк // Современные проблемы совершенствования работы ж/д транспорта. – М.: РГОТУПС. – 2006. – Т.1. – С. 70–75.
3. Серебряков Р.А. Вихревая энергетика / Р.А. Серебряков // Научно-техническая конференция ВИЭСХ «Возобновляемая энергетика для сельского хозяйства». – Т.86. – 2000. – С. 80–82.
4. Серебряков Р.А. Вихревая энергетика / Р.А. Серебряков, А.Б. Калиниченко // Строительные материалы, оборудование, технологии XXI века. – №11. – 2011. – С. 28–29.
5. Оценка эффективности систем децентрализованного теплоснабжения на базе вихревого гидравлического теплогенератора / [Серебряков Р.А., Бирюк В.В., Галицейский Б.М., Мартынов А.В.] // Строительные материалы, оборудование, технологии XXI века. – 2004. – №7. – С. 53–55.
6. Бирюк В.В. Вихревой гидравлический теплогенератор с улучшенными характеристиками / В.В. Бирюк, Р.А. Серебряков, С.С. Доставалова // Известия СГСА. – 2015. – №3. – С.70–73.
7. Белозерцев В.В. Автономные, экономичные и экологически чистые системы локального теплоснабжения / В.В. Белозерцев, В.В. Бирюк, Р.А. Серебряков // Научные труды ВИЭСХ. Возобновляемая энергетика для сельского хозяйства. – 2000. – Т.86. – С. 173–181.
8. Мартынов А.В. Что такое вихревая труба? / Мартынов А.В., Бродянский В.М. – М.: Энергия, 1976.
9. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Л.Г. Лойцянский. – М.: Наука, 1970.
10. Калиниченко А.Б. Исследование процессов преобразования энергии в вихревых гидравлических теплогенераторах / Калиниченко А.Б., Родионов Б.Н., Серебряков Р.А. // Наука и технология в промышленности, – 2003. – №3. – С.10–13.
11. Запорожец Е.П. Гидроприводные теплогенераторы / Запорожец Е.П., Зиберт Г.К., Артемов А.В. – М.: ООО «ИРЦ Газпром», 2003. – С.15–21.
12. Запорожец Е.П. Интенсификация процессов химической технологии эжекционными струйными течениями жидкости и газа / Е.П. Запорожец, И.А. Александров // Химическая промышленность. – 1991. – №8. – С. 20–24.
13. Raleigh. On the Pressure Developed in a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity, Phil. Mag. – 1971. – v.34. – P.94–98.
14. Шарков В.Ф. Термодинамическая модель работы вихревой трубы / В.Ф. Шарков, В.В. Бреев. – М.: ИАЭ им. Курчатова, 1991.
15. Гуцол А.Ф. Эффект Ранка / А.Ф. Гуцол // Успехи физических наук. – 1997. – Т.167. – №6.
16. Васильев С.В., Щенников В.В., Кинематический фазовый переход. Энергетические аспекты кинематического фазового перехода / С.В. Васильев, В.В. Щенников. – М.: Институт автоматизации проектирования РАН, 2005.
17. Гринсин Х. Теория вращающихся жидкостей / Х. Гринсин. – Л.: Гидрометеиздат, 1975.
18. Бродянский В.М. Энергетический метод термодинамического анализа / В.М. Бродянский. – М.: Энергия, 1973. – С. 28–143.

19. Мартынов А.В., Установки для трансформации тепла и охлаждения / А.В. Мартынов. – М.: Энергоатомиздат, 1989.
20. Бродянский В.М. Промышленная теплотехника и теплоэнергетика: справочник / Бродянский В.М., Бакластов А.М., Голубев Б.П. – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 552 с.
21. Бродянский В.М. Принципы определения КПД технических систем преобразования энергии и вещества / В.М. Бродянский, М.В. Сорин // Известия Вузов. Сер. Энергетика. – 1985. – №1. – С. 60–65.
22. Михеев М.А. Основы теплопередачи / Михеев М.А., Михеева И.М. – М.: Энергия, 1976.
23. Крейт Ф. Основы теплопередачи / Крейт Ф., Блэк У. – М.: Мир, 1983.
24. Справочник машиностроителя. Т.2. – М.: Машгиз, 1957. – 142 с.
25. Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров / Х. Уонг. – М.: Атомиздат, 1979. – 189 с.
26. Черняк О.В. Основы теплотехники и гидравлики / О.В. Черняк. – М.: Высшая школа, 1969. – 115 с.

## **ВИХРОВИЙ ГИДРАВЛІЧНИЙ ТЕПЛОГЕНЕРАТОР - АЛЬТЕРНАТИВНЕ ДЖЕРЕЛО ЕНЕРГІЇ**

***В.В.Бірюк, Р.А.Серебряков***

*Анотація. Викладено основні принципи роботи вихрових гідравлічних теплогенераторів (ВГТ), запропонований варіант теоретичних основ роботи ВГТ і розроблена методика оцінки ефективності роботи ВГТ.*

***Ключові слова: альтернативне джерело енергії, вихор, кавітатор, теплогенератор, ефективність***

## **VORTEX HYDRAULIC HEAT GENERATOR – ALTERNATIVE POWER SOURCE**

***V. Biryik, R. Serebryakov***

*Annotation. The article describes the basic principles of hydraulic vortex heat generators (VGT), a variant of the theoretical foundations of the work of the VGT and the method of evaluating the performance of VGT.*

***Key words: alternative power source, vortex, cavitator, heat exchanger, efficiency***