

О МЕХАНИЗМЕ НАГРЕВА ВОДЫ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ КАВИТАЦИИ

А.А.Гришаев, независимый исследователь

Введение.

Гидродинамическая кавитация [1,2] используется для эффективного нагрева воды в теплогенераторах, которые в настоящее время производит ряд фирм [3-7]. По сравнению с устройствами прямого электронагрева, у кавитационных теплогенераторов отношение полезной тепловой мощности к мощности, потребляемой из электрической сети, может быть в разы больше, и оно может даже превышать единицу. Эта «сверх-единичность» не укладывается в догмы академической науки, поэтому официальное объяснение для механизма кавитационного нагрева отсутствует. Таким положением дел стимулируется спекулятивный подход к проблеме, при котором, для «объяснения» аномального тепловыделения при кавитации, бездоказательно апеллируют к «энергии физического вакуума», или к «энергии мирового эфира», или к «торсионным полям», или к ядерным реакциям в кавитационных пузырьках.

Между тем, нам удалось построить для кавитационного нагрева простую модель, в которой не используются экзотические гипотезы. При этом естественным оказывается обоснование возможности «сверх-единичных» режимов, которые, в данном случае, ничуть не противоречат закону сохранения энергии.

Отправным пунктом нашей модели является пересмотр представлений о содержимом того, что называется «кавитационным пузырьком».

Традиционные представления о кавитационном пузырьке.

Согласно традиционным представлениям, при быстром локальном понижении давления в жидкости – до величины давления насыщенного пара при имеющейся температуре – в жидкости образуется локальный разрыв сплошности. Его зародышами считаются места ослабления сцепки молекул жидкости – из-за посторонних включений, в частности, молекул растворённых веществ. Что касается содержимого образовавшейся полости в жидкости, то некоторые авторы считают, что внутри полости имеется полный (или почти полный) вакуум, но большинство авторов сходятся на том, что полость заполнена насыщенным паром (плюс, как незначительное добавление газами, успевшими испариться внутрь полости через её границу). Так или иначе, но, согласно традиционному подходу, давление внутри кавитационного пузырька на стадии его образования никак не может превышать давления насыщенного пара.

И вот, нас пытаются убедить в том, что эти эфемерные пузырьки, переходя из области пониженного давления в жидкости, при котором они образовались, в область «нормального» давления, испытывают т. н. «схлопывание», которое способно продуцировать аномальное тепловыделение и сокрушительные механические эффекты – кавитационную эрозию.

Феномен этого «схлопывания» выглядит непостижимым чудом с позиций традиционного подхода. Для объяснения механических и тепловых эффектов, порождаемых схлопыванием пузырьков с насыщенным паром, разные авторы утверждают, что в схлопывающихся пузырьках достигаются чудовищные давления и температуры. Так, автор [8] говорит о цифрах «100 МПа и 1000°С». Поскольку 1 атмосфера – это примерно 10^5 Па, то речь идёт о 10^3 атм и 1000°С. Но это далеко не предел. Автор [9] пишет: «При схлопывании внутри пузырька создаются большие давления до 10^9 Па, в пузырьке происходит разогрев парогазовой смеси до 8000...12000 К» - т. е., речь уже про 10^4 атмосфер. В работе же [10], где дан великолепный обзор трудов по данному вопросу, цитируется следующее: «в конечной стадии захлопывания возникают высокие температуры до 10000 градусов Кельвина» и давления «до 10^7 атм».

Откуда, физически, взяты таким запредельным значениям? Если некоторый объём насыщенного пара, плотность которого на 5 порядков меньше плотности жидкости, сжать до плотности жидкости, то, теоретически, давление в нём можно поднять до десятков тысяч атмосфер. Но, для этого, внешнее

сжимающее давление должно составлять те же десятки тысяч атмосфер – а, между тем, схлопывание кавитационных пузырьков успешно происходит в обычной жидкости, давление в которой составляет одну (!) атмосферу. Что же касается температур в десятках тысяч градусов, то как можно серьёзно говорить о таких цифрах? – ведь ещё в первой половине XX века были проведены изящные опыты по индикации температур, достигаемых в кавитирующей воде! Маринеско [11] использовал воду с подмешанным к ней мелкодисперсным несмачиваемым порошком того или иного взрывчатого вещества. Температура вспышки для каждого из этих веществ была хорошо известна. Если кавитация сопровождалась вспышками крупниц порошка, то это означало, что достигалась температура вспышки для данного вещества. При исходной температуре воды в 20°C, наблюдались вспышки у гремучего серебра и у порошков типа бертолетовой соли на основе пероксидов и перхлоратов, но не наблюдались вспышки у взрывчатых веществ с нитрогруппами. Маринеско сделал вывод, о том, что температура в кавитационных пузырьках не превышала 234°C [11].

Как невелика эта цифра по сравнению с десятком тысяч градусов, который требуется теоретикам! Похоже, в рамках традиционных подходов мы не получаем даже элементарного понимания феномена кавитации.

Не кавитационный пузырьёк, а кавитационный агрегат молекул.

Обратимся к хорошо известной фазовой диаграмме воды в координатах «объём (V) – давление (p)» (см. Рис.1). Критическая точка K является вершиной «пика», склоны которого разграничивают области существования различных фазовых состояний воды. Выше изотермы, соответствующей критической температуре t_K и проходящей через критическую точку K , вода может находиться только в газообразном состоянии. Область только жидкого состояния ограничена сверху – названной изотермой, а справа – кривой насыщения (см.Рис.1).

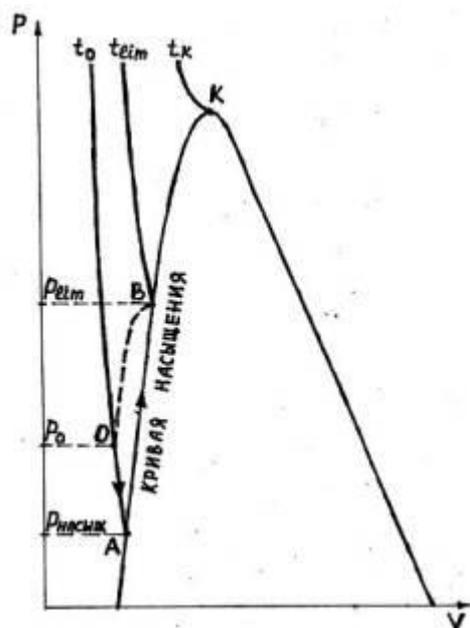


Рис.1. PV-диаграмма воды. Показаны участки трёх изотерм – t_0 , t_{lim} и t_K .

Пусть исходное состояние жидкой воды изображает точка O – задающая давление p_0 и температуру t_0 ; через эту точку проходит соответствующая изотерма t_0 . При локальном адиабатическом падении давления, точка состояния перемещается вниз по изотерме t_0 до попадания на кривую насыщения, где локальное давление становится равно давлению насыщенного пара $p_{насыщ}$ – это состояние изображает точка A .

Что происходит дальше? На наш взгляд, логично выглядит допущение о том, что самым первым результатом локального понижения давления в воде – до давления насыщенного пара – является не разрыв сплошности воды с образованием полости, а потеря молекулами воды, в соответствующем объёмчике, их коллективной сцепки [12], благодаря которой существовало жидкое состояние. Сразу после образования такого конгломерата молекул воды, окружённого жидкой водой, давление в нём равно давлению насыщенного пара, но – подчеркнём особо! – его плотность, практически, равна плотности воды – уменьшившись лишь из-за ничтожного объёмного расширения при переходе $O \rightarrow A$. Этот конгломерат молекул, из-за наличия своей границы, разделяющей два разных фазовых состояния, будет визуальнo выглядеть как «пузырёк» в воде. Мы будем называть его кавитационным агрегатом молекул, или просто кавитационным агрегатом – на латинском языке слово «агрегат» означает «что-либо по внешности целое, но бессвязное, составное» (словарь Даля).

Исходное состояние кавитационного агрегата (точка **A** на **Рис.1**) является сильно неравновесным, поскольку плотность образовавшегося «пара» на порядки превышает значение плотности, которую должен иметь пар. Согласно принципу ЛеШателье, неравновесность состояния будет стремиться уменьшиться – через увеличение объёма кавитационного агрегата. Требуемое увеличение объёма – с сохранением агрегатного состояния – происходит через перемещение точки состояния вверх по кривой насыщения, в направлении к критической точке. На первый взгляд, эта точка может быть достигнута – несмотря на парадоксальность фазового движения, при котором увеличение объёма кавитационного агрегата сопровождается увеличением давления и температуры в нём. Но мы усматриваем механизмы, которые противодействуют этому движению состояния кавитационного агрегата к критической точке. При достаточном превышении давления в кавитационном агрегате над давлением p_0 в воде, должно начаться «растворение под давлением» молекул кавитационного агрегата – представляющее собой переход его пограничных молекул в окружающую жидкую фазу. Более того, при достижении некоторого предельного давления p_{lim} в кавитационном агрегате (точка **B** на диаграмме, **Рис.1**), «растворение под давлением» должно приобрести взрывной характер. Внешне это проявилось бы как взрывная конденсация кавитационного агрегата – от его периферии к центру. На наш взгляд, эту взрывную конденсацию и принимают за «схлопывание кавитационного пузырька».

Как найти предельное давление p_{lim} , при достижении которого кавитационный агрегат испытывает взрывную конденсацию? Заметим, что кавитационный агрегат образовался тоже в результате локального взрывного превращения – из состояния жидкости. Это превращение произошло в точке на кривой насыщения при определённом соотношении между давлением p_0 в воде и давлением $p_{насыщ}$ в области, где вода превратится в кавитационный агрегат – обозначим отношение этих давлений через a . Можно допустить, что обратное взрывное превращение, в более высокой точке кривой насыщения, происходит при обратном соотношении давлений, т. е. когда давление в кавитационном агрегате p_{lim} превышает давление p_0 во столько же раз a . Тогда, для значения p_{lim} получаем:

$$p_{lim} = a p_0 = p_0^2 / p_{насыщ} \cdot \quad (1)$$

Таким образом, предельные значения давления и температуры, p_{lim} и t_{lim} , у кавитационного агрегата перед его взрывной конденсацией можно находить по следующей схеме. Исходная температура воды, t_0 , задаёт давление насыщенного пара $p_{насыщ}$. Зная $p_{насыщ}$ и исходное давление в воде p_0 , можно найти p_{lim} по формуле (1). Наконец, можно найти температуру t_{lim} , соответствующую давлению p_{lim} на кривой насыщения, построенной в координатах «давление-температура» (**Рис.2**).

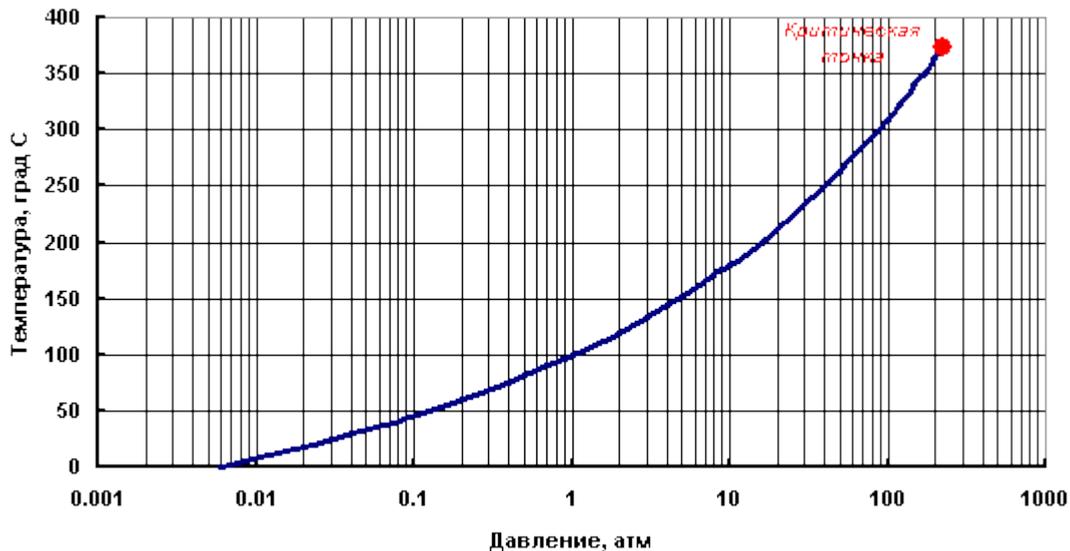


Рис.2. Кривая насыщения в координатах давление - температура.

Если, для примера, вода находится при $t_0=20^\circ\text{C}$ и $p_0=1$ атм, то p_{lim} составит 43.4 атм. Этому давлению соответствует, на кривой насыщения, температура $t_{\text{lim}} \gg 250^\circ\text{C}$ – что оказывается в неплохом согласии с результатами опытов Маринеско (см. выше). Но будут ли обеспечены наблюдаемые тепловые эффекты такой температурой, дискретно достигаемой в кавитирующей воде?

Тепловой эффект от кавитационного агрегата молекул.

Пусть кавитационный агрегат молекул имеет шарообразную форму с радиусом r_0 . Предельное значение температуры t_{lim} в нём, непосредственно предшествующее взрывной конденсации, значительно превышает температуру кипения при давлении p_0 , под которым находится основная масса воды. После взрывной конденсации и последующей тепловой релаксации, очевидно, температура воды окажется выше, чем была её исходная температура t_0 (кстати, тепловая релаксация требует некоторого времени – по крайней мере, нескольких секунд. Вот почему температура воды, выходящей из кавитационного теплогенератора, поначалу продолжает увеличиваться – пока тепловая релаксация не закончится).

Искомое повышение температуры Dt , т. е. полезный тепловой эффект – при том, что плотность кавитационного агрегата практически равна плотности воды – можно было бы формально рассчитать, решая задачу о смешивании двух частей воды, имеющих разные температуры, что дало бы формулу

$$Dt = (m/M)(t_{\text{lim}} - t_0), \quad (2)$$

где m – масса кавитационного агрегата, M – полная масса воды ($m \ll M$). Но такой расчёт дал бы только часть теплового эффекта.

Дело в том, что кавитационный агрегат, имея повышенные давление и температуру, формирует в окружающей воде переходный слой, давление и температура в котором уменьшаются от значений, которые имеет кавитационный агрегат, до значений p_0 и t_0 , которые имеет основная масса воды. Нагретая вода в переходном слое тоже даёт вклад в итоговый тепловой эффект, и этот вклад следует учесть.

Для этого учёта требуется знать радиальный профиль температуры в переходном слое – на момент, предшествующий взрывной конденсации. Воспользуемся тем, что радиальный профиль давления в переходном слое – хорошо известен. Кавитационный агрегат является источником сферической волны повышения давления – которое, по мере увеличения радиуса r фронта волны, уменьшается обратно

пропорционально этому радиусу. Если давление, достигнутое в кавитационном агрегате, есть p_{lim} , то радиальный профиль давления, достигнутого в переходном слое, описывается выражением

$$p(r) = p_{lim} (r_0/r). \quad (3)$$

При этом основной спад давления имеет место в сферическом слое между радиусом r_0 и радиусом «перелома» у гиперболы (3) – на котором производная этой гиперболы равна минус единице. Что касается температурного профиля в переходном слое, то спад температуры происходит гораздо быстрее, чем спад давления: радиус «перелома» у температурной кривой гораздо меньше, чем у гиперболы (3). На pV -диаграмме (**Рис.1**), изменение параметров воды в переходном слое схематически изображает пункт **ВО**. В соответствии с этим пунктиром, можно сконструировать (с некоторой долей произвола) зависимость $t(p)$ температуры от давления в переходном слое – а подстановка в неё радиальной зависимости давления (3) даст искомый радиальный профиль температуры $t(p(r))$. Зависимость $t(p)$ хорошо моделируется степенной функцией вида Ap^B+C , где A , B и C – константы, которые мы находили средствами программы Mathcad. Значения A , B и C для кривых $t(p)$, задаваемых различными парами точек – (p_{lim}, t_{lim}) и (p_0, t_0) , соответствующих внутренней и внешней границам переходного слоя – приведены в **Табл.1** для случая $p_0=1$ атм. Семейство этих кривых изображено на **Рис.3**.

Таблица 1.

t_0	A	B	C
10	0.351	1.515	10.767
15	0.433	1.526	16.894
20	0.357	1.718	19.931
25	0.207	2.009	24.343
30	0.157	2.241	28.911
35	0.200	2.299	34.840
40	0.088	2.831	40.477
45	0.025	3.654	45.503
50	5.72×10^{-3}	4.710	50.502
55	3.00×10^{-3}	5.518	55.425
60	8.39×10^{-3}	5.702	60.269
65	9.83×10^{-3}	6.296	65.099
70	0.015	7.089	70.003

По логике нашей модели, при заданном давлении p_0 , температурный профиль $t(p(r))$ в переходном слое определяется двумя параметрами – исходной температурой воды t_0 и радиусом кавитационного агрегата r_0 .

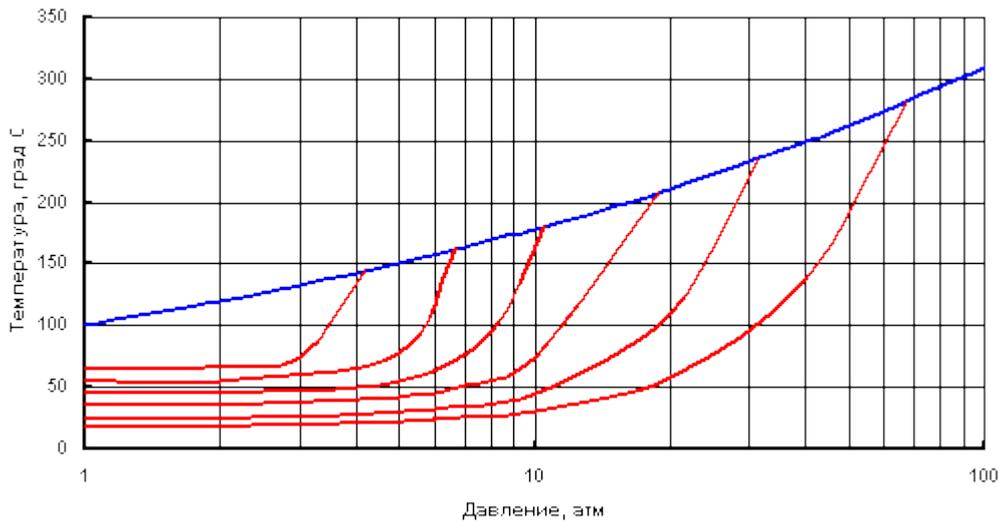


Рис.3. Участок кривой насыщения и семейство кривых $t(p)$ для $t_0=15,25,35,45,55,65^\circ\text{C}$.

Теперь заметим, что, для расчёта практически значимого вклада в тепловой эффект, можно принимать во внимание не всю воду в переходном слое, а только ту, которая заключена между радиусом r_0 и радиусом «перелома» r_T у кривой $t(p(r))$ – который, по аналогии с радиусом «перелома» кривой $p(r)$, мы находили из условия равенства минус единице у производной $t(p(r))$ по r . В сферическом слое от r_0 до r_T температура воды испытывает монотонный спад, начиная от значения t_{lim} (см. **Рис.4**), и, для наглядности

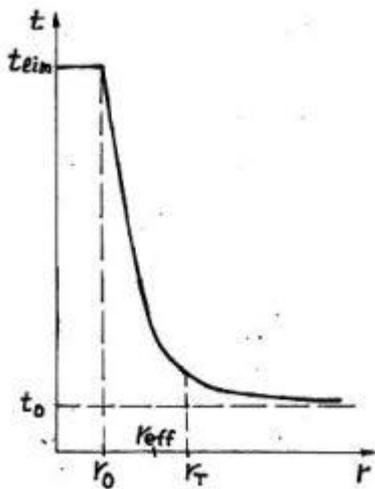


Рис.4. Радиальный профиль температуры в комплексе «кавитационный агрегат плюс переходный слой».

расчёта результирующего теплового эффекта, мы находили эффективный радиус r_{eff} ($r_0 < r_{eff} < r_T$), для которого справедливо следующее условие: тепловой эффект от воды, заключённой в слое от r_0 до r_T и имеющей радиальный профиль температуры $t(p(r))$, был бы равен тепловому эффекту от воды, которая была бы заключена в слое от r_0 до r_{eff} и имела бы одну и ту же температуру t_{lim} . Это условие, с учётом сферической геометрии слоёв, имеет вид:

$$\int_{r_0}^{r_r} (t(p(r)) - t_0) r^2 dr = \int_{r_0}^{r_{\text{eff}}} (t_{\text{lim}} - t_0) r^2 dr \quad (4)$$

Зная r_{eff} для той или иной пары параметров t_0 и r_0 , можно формально заменить комплекс «кавитационный агрегат плюс переходный слой» на шаровой объём воды с радиусом r_{eff} , имеющий одну и ту же температуру t_{lim} – и найти тепловой эффект согласно (2), где масса m означала бы массу воды, заключённой в этом шаре с радиусом r_{eff} . Значения эффективного радиуса r_{eff} , в миллиметрах, для некоторых пар t_0 и r_0 (0.5, 1.0, 1.5 мм) приведены в **Табл.2**.

Таблица 2.

$t_0, ^\circ\text{C}$	$P_{\text{насыщ}}, \text{атм}$	$P_{\text{lim}}, \text{атм}$	$t_{\text{lim}}, ^\circ\text{C}$	$r_{\text{eff}} (r_0=0.5)$	$r_{\text{eff}} (r_0=1.0)$	$r_{\text{eff}} (r_0=1.5)$
10	0.012	83.3	296.2	2.438	4.212	5.805
15	0.015	66.7	280.8	2.450	4.192	5.754
20	0.023	43.5	253.4	1.869	3.344	4.697
25	0.032	31.3	234.1	1.420	2.649	3.802
30	0.042	23.8	219.2	1.182	2.273	3.311
35	0.053	18.9	207.3	1.198	2.261	3.273
40	0.072	13.9	192.5	0.984	1.882	2.750
45	0.095	10.5	180.0	0.799	1.561	2.308
50	0.121	8.26	169.8	0.693	1.369	2.039
55	0.150	6.67	161.3	-	1.288	1.924
60	0.196	5.10	151.2	-	1.271	1.899
65	0.240	4.17	144.0	-	1.231	1.842
70	0.305	3.28	135.9	-	1.195	1.789

Соответствующие полные тепловые эффекты, как функции исходной температуры воды t_0 , изображены на **Рис.5** – для случая, когда в каждом литре воды образуется 700 кавитационных агрегатов молекул с оговорённым радиусом: 0.5, 1.0 и 1.5 мм. Как можно видеть, имеет место критическая зависимость теплового эффекта от размеров кавитационных агрегатов молекул.

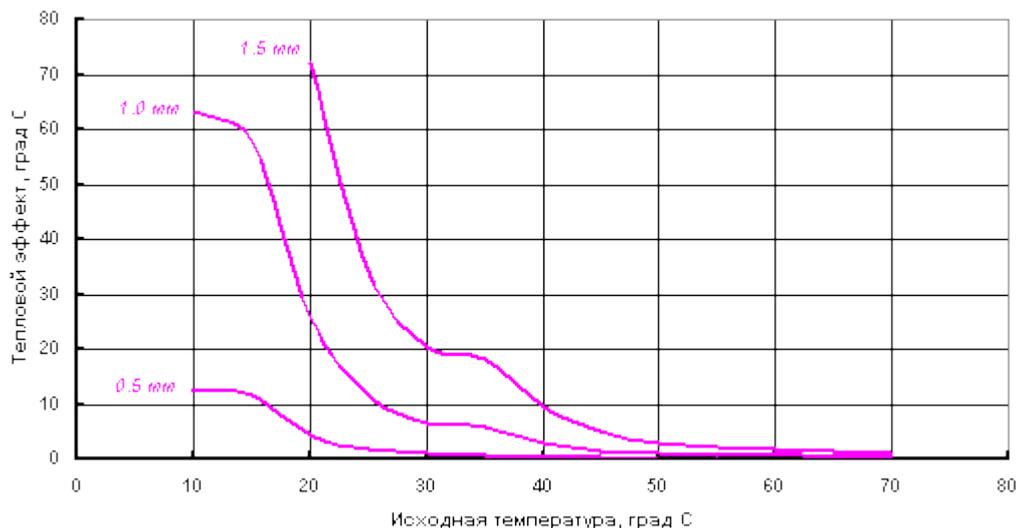


Рис.5. Тепловые эффекты при трёх различных радиусах кавитационных агрегатов

молекул.

Подчеркнём, что в вышеизложенной методике расчёта теплового эффекта мы намеренно не принимали во внимание скрытые теплоты испарения и конденсации – как мы излагали ранее [12], этих скрытых теплот нет в Природе.

Добавим, что графики на Рис.5 представляют собой идеализацию: у реального кавитационного теплогенератора имеет место «завал» теплового эффекта на низких исходных температурах воды, так что каждая зависимость на Рис.5, в действительности, имеет максимум; причины этого обсуждаются ниже.

Рейнольдсова отсечка кавитации при низких исходных температурах воды.

В реальном гидродинамическом устройстве важную роль играет число Рейнольдса Re , которое прямо пропорционально характерному размеру устройства и скорости течения жидкости, а также обратно пропорционально вязкости жидкости. Развитая кавитация происходит только при значениях Re , больших чем его критическое значение $Re_{кр}$, которое определяется конструктивными особенностями устройства. Хорошо известно: при уменьшении числа Re , начиная с $Re_{кр}$, кавитация быстро сходит на нет. При одной и той же геометрии устройства и постоянной скорости воды в нём, вязкость воды является единственным параметром, температурная зависимость которого может обеспечить значительную перестройку числа Re . При изменении температуры воды от $10^{\circ}C$ до $80^{\circ}C$, её динамическая вязкость уменьшается в 3.67 раз – и, соответственно, во столько же раз увеличивается число Re (при прочих равных условиях). Если в результирующий диапазон перестройки числа Re попадает значение $Re_{кр}$, то при температурах входящей воды, меньших чем та, которая соответствует $Re_{кр}$, будет иметь место «завал» теплового эффекта от кавитации – ввиду пропадания самой кавитации.

Для отражения этого фактора на температурных зависимостях тепловых эффектов, мы умножали полученные выше кривые (Рис.5) на вспомогательную функцию $F(t)$, представляющую собой сглаженную единичную ступеньку, которая приходится на температуру $t_{кр}$, соответствующую $Re_{кр}$. Мы использовали следующую функцию:

$$F(t) = \frac{\arctg(t - t_{кр}) + 1.54}{3.14} \quad (5)$$

Итоговые температурные зависимости теплового эффекта при трёх разных значениях $Re_{кр}$, соответствующих температурам 15, 20 и 25°C, приведены на **Рис.6** – для случая $r_0=1.0$ мм.

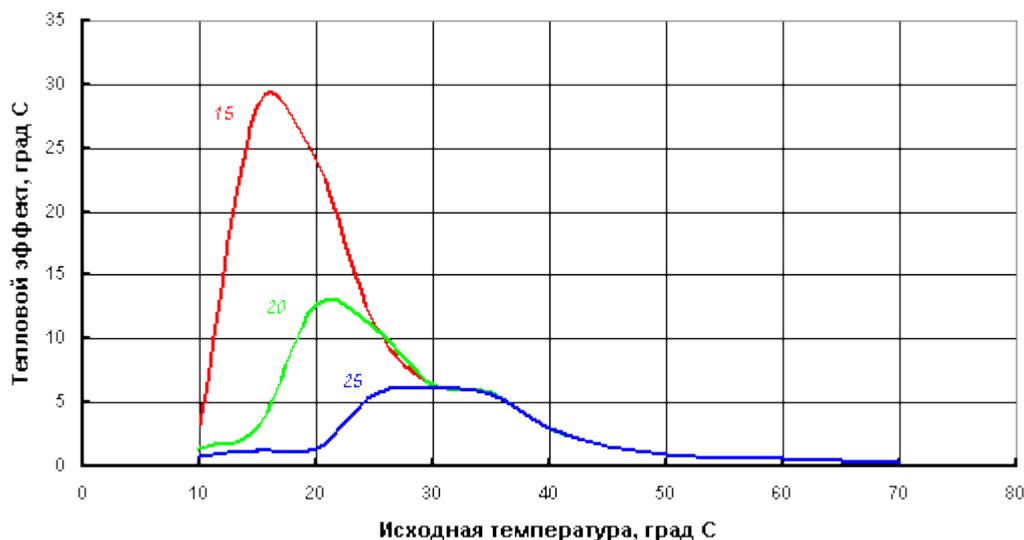


Рис.6. Тепловые эффекты при трёх критических числах Re , соответствующих температурам воды 15, 20 и 25°C.

Таким образом, если конструкция и гидродинамический режим теплогенератора не обеспечивают достижение критического значения числа Re при достаточно низкой температуре воды, то величина максимально эффективного нагрева воды будет значительно снижена.

Особенности работы при повышенном исходном давлении воды.

До сих пор мы полагали, что давление p_0 в основной массе воды, в которой происходит кавитация, составляет 1 атм. Но в реальном гидродинамическом устройстве непременно имеет место силовой подпор воды – для её прокачивания через устройство. У кавитаторов роторного типа, давление p_0 в зоне кавитации может в разы превышать атмосферное.

Этот случай особенно интересен вот почему. На **Рис.5** и **Рис.6** бросается в глаза радикальное снижение теплового эффекта при достаточно высоких температурах t_0 входящей воды – эта особенность снижает эффективность работы теплогенератора при многократном прогоне воды через него, с целью сильнее нагреть уже нагретую воду. А увеличить тепловой эффект при больших t_0 возможно как раз через повышение p_0 .

Прежде чем проиллюстрировать это увеличение теплового эффекта при больших t_0 , обратим внимание на ситуацию в области малых t_0 . Пусть, например, $t_0=20^\circ\text{C}$, чем определяется $p_{насыщ}=0.023$ атм. Увеличение давления p_0 , начиная с 1 атм, даст, согласно (1), увеличение p_{lim} и, соответственно, увеличение t_{lim} – отчего будет увеличиваться и тепловой эффект. При давлении $p_0=2.24$ атм, p_{lim} составит уже 218 атм, т. е. состояние кавитационного агрегата молекул будет достигать критической точки **К** (**Рис.1**). Этот случай является, по-видимому, пределом применимости формулы (1). Ведь если, по достижении критической точки, сохранится тенденция увеличивать объём при неизменном агрегатном состоянии, то состояние кавитационного агрегата молекул будет переваливать через критическую точку и далее двигаться вниз по правому склону кривой насыщения – а такое движение означает падение давления и температуры. Таким образом, если рабочая

точка (t_0, p_0) такова, что обеспечивает, для состояния кавитационного агрегата молекул, переход через критическую точку, то итоговая температура t_{lim} (и результирующий тепловой эффект) при этом меньше, чем в случае, когда взрывная конденсация происходит в критической точке, т. е. когда t_{lim} равна критической температуре, 374°C . Поэтому, на практике, неизбежен «завал» теплового эффекта в некоторой области малых температур t_0 , т. е. зависимость теплового эффекта от t_0 , опять же, должна иметь максимум. При увеличении p_0 , положение этого максимума сдвигается в сторону высоких температур – увеличивая область «заваленного» теплового эффекта со стороны низких температур.

В области же высоких температур t_0 , увеличение давления p_0 – пока оно не настолько велико, чтобы состояние кавитационных агрегатов достигало критической точки – увеличивает тепловой эффект. На **Рис.7** приведены высокотемпературные участки зависимостей теплового эффекта от температуры t_0 при трёх повышенных давлениях p_0 – 2, 3 и 5 атм – полученные по вышеописанной методике для случая 700 кавитационных агрегатов молекул, с радиусом $r_0=1.0$ мм, образующихся на 1 литр воды.

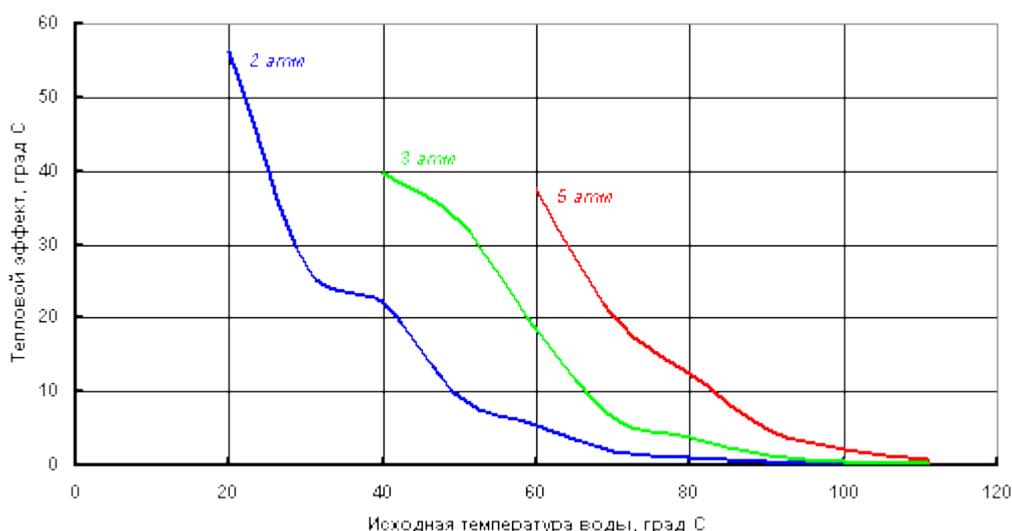


Рис.7. Влияние исходного давления в воде на тепловой эффект.

Оптимизация эффективности работы кавитационного теплогенератора.

На основе вышеизложенного можно заключить, что, при работе теплогенератора на гидродинамической кавитации, тепловой эффект весьма критично зависит как от конструкционных особенностей устройства и гидродинамического режима в нём, так и от температуры и давления входящей воды.

Для оптимизации эффективности работы устройства следует, прежде всего, определиться с температурой $t_{ниж}$ – нижним значением рабочего диапазона температур входящей воды. Чем больше $t_{ниж}$, тем больше допустимое давление p_0 , при котором, для рабочей точки $(t_{ниж}, p_0)$, состояние кавитационных агрегатов молекул не будет переваливать через критическую точку. Это максимально допустимое давление p_0 рассчитывается с помощью формулы (1), когда $p_{насыщ}$ соответствует температуре $t_{ниж}$ (это соответствие см., например, в **Табл.2**), а $p_{lim}=218$ атм. Если давление p_0 будет выбрано таким образом, то тепловой эффект, во всём рабочем диапазоне температур входящей воды, должен быть близок к теоретически максимальному – если не мешает реинольдсова отсечка кавитации, т. е. если конструкция устройства и гидродинамический режим обеспечивают достижение критического значения числа **Re** при температуре, меньшей чем $t_{ниж}$.

Обратим внимание на то, что повышение давления p_0 , дающее увеличение теплового эффекта во всём рабочем диапазоне температур, имеет и свои недостатки. Во-первых, при увеличении p_0 , увеличивается $t_{\text{ниж}}$, т. е. увеличивается область низких температур входящей воды, в которой работа кавитационного теплогенератора неэффективна. Во-вторых, при увеличении p_0 , увеличивается требуемое падение давления – до давления насыщенного пара – которое должно обеспечиваться для наличия режима кавитации. Поэтому, на практике, величина p_0 имеет разумное ограничение сверху.

Добавим, что немаловажным позитивным качеством кавитационного теплогенератора является такая его конструкция, при которой кавитационные агрегаты молекул образуются и испытывают взрывную конденсацию, не будучи в контакте с элементами конструкции (или близко от них), а будучи в свободном объёме воды (см., например, [3]). При этом, резко снижен уровень акустических шумов, порождаемых кавитацией – а в самом устройстве, даже после многолетней эксплуатации, не обнаруживается признаков кавитационной эрозии.

Обоснование возможности «сверх-единичных» режимов.

Эффективность работы теплогенератора, т. е. его КПД, определяют как отношение полезной тепловой мощности к электрической мощности, потребляемой из сети. При этом полагают, что потребляемая электрическая энергия *превращается* в прирост тепловой энергии воды. Согласно догматам термодинамики, такое превращение не может происходить со стопроцентной эффективностью, и КПД теплогенератора может быть только меньше единицы.

Между тем, известны и подтверждены факты «сверх-единичной» работы кавитационных устройств – например, результаты «государственных испытаний теплового кавитационного насоса фирмы «Юрле» (Беларусь), проведенные Институтом тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова АН Беларуси (г. Минск). Зафиксированный коэффициент преобразования составил 0,975-1,15 (без учета теплотерь в окружающую среду)» [13]. Предлагаются потребителям кавитационные теплогенераторы с «коэффициентом преобразования» 1.25 [5] и 1.27 [6]. Успешно работают – и экономят расходы на отопление – кавитационные теплогенераторы Урпина (см. отзывы [14]), у которых при определённых режимах работы полезная тепловая мощность превышает потребляемую электрическую мощность в 1.48 раза и более.

Реакция академической науки на эти факты – делать вид, что этих фактов не существует (см. видео [15]). Но должна же быть разгадка феномена «сверх-единичности»! На наш взгляд, в данном случае эта разгадка весьма проста. В названных устройствах потребляемая электрическая энергия не превращается в тепловую энергию воды, а всего лишь обеспечивает поддержание процесса, при котором происходят перераспределения энергий, изначально присущих самой воде – при этом соотношение между различными формами этих энергий изменяется в сторону, соответствующую увеличению температуры воды.

Этот подход является прямым следствием представлений о теплоте и температуре, которые мы излагали ранее ([16], Раздел 5, п.5.9, а также [17]). Вкратце, эти представления сводятся к следующему.

1. *Температура тела – это не мера энергосодержания в теле. Это параметр, описывающий распределение разных форм энергии в теле. Сумма этих энергий у тела остаётся постоянной при любой температуре.*

2. *При выравнивании температур двух тел, находящихся в тепловом контакте, никакого перехода тепловой энергии от «горячего» к «холодному» не происходит. Просто в каждом из них происходит перераспределение своих энергий.*

3. *Температура тела может повыситься без вкачивания в него энергии и без совершения над ним работы.*

Именно такой самонагрев воды, на наш взгляд, и происходит при работе теплогенераторов на гидродинамической кавитации. Здесь мощность, потребляемая из электрической сети, тратится всего лишь на

создание локального понижения давления в воде, отчего в ней образуются кавитационные агрегаты молекул. Но их дальнейшая судьба совершенно не зависит от потребляемой электрической мощности. Как мы постарались показать выше, самонагрев кавитационных агрегатов молекул, дающий в итоге полезный тепловой эффект, не требует никаких поступлений энергии извне. И, поскольку полезная тепловая мощность здесь независима от потребляемой электрической мощности, то нет принципиальных запретов на то, чтобы полезная мощность превышала потребляемую – что и реализуется при правильно заданных режимах.

«Сверх-единичность» таких режимов, по логике вышеизложенного, нисколько не противоречит закону сохранения энергии – как не противоречит ему работа слаботочного реле, переключающего сильные токи, или работа детонатора, инициирующего мощный взрыв.

Собственно, «сверх-единичность» является «визитной карточкой» кавитационного теплогенератора. Если «сверх-единичность» не имеет места, то это свидетельствует либо о неудачной конструкции, либо о не оптимально заданном режиме.

Небольшое обсуждение.

Мы не претендуем на то, что предложили окончательное решение вопроса о механизме кавитационного нагрева воды – тем более, что в нашей модели использован ряд неявных упрощающих допущений. Но, по-видимому, это единственная на сегодня модель, которая обрисовывает механизм кавитационного нагрева правдоподобно и прозрачно.

Во-первых, эта модель находится в согласии с экспериментальными реалиями, оперируя температурами в несколько сотен градусов, локально достигаемыми в кавитирующей воде – а не десятком тысяч градусов, который требуется в рамках традиционных подходов. Во-вторых, эта модель не требует голословных апелляций к сущностям вроде «энергии физического вакуума». В-третьих, эта модель даёт совершенно естественное обоснование «сверх-единичной» работы кавитационного теплогенератора – которая ничуть не противоречит закону сохранения энергии.

Нелишне добавить, что эта модель основана на новых представлениях о причинах агрегатных превращений и на новых представлениях о теплоте и температуре – что, в очередной раз, демонстрирует эвристическую силу нашей базовой концепции [16].

Автор благодарит Ивана, автора сайта <http://ivanik3.narod.ru>, за любезную помощь в доступе к статье [11], а также Константина Урпина (Бренд «Тепло ХХ1 века») – за полезную информацию по режимам эксплуатации кавитационных теплогенераторов.

Ссылки.

1. И. Метнер. Физическая природа кавитации и механизм кавитационных повреждений. УФН, т.ХХХV, вып.1 (1948) 52. Доступна на: http://ufn.ru/ufn48/ufn48_5/Russian/r485c.pdf
2. И. Пирсол. Кавитация. "Мир", М., 1975.
3. Веб-ресурс <http://www.ratron.su/kav.php>
4. Веб-ресурс <http://www.ecoteplo.energoportal.ru>
5. Веб-ресурс <https://www.facebook.com/ratron.su>
6. Веб-ресурс <http://semes.ru>

7. Веб-ресурс <http://generatorvolt.ru/alternativnye-istochniki/vse-plyusy-i-minusy-kavitacionnogo-teplogeneratora.html>
8. М. А. Промтов. Кавитация. Доступна на: <http://assets.utinlab.ru/uploads/ru/articles/Kavitac.pdf>
9. Р. Н. Гольх. «ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ УЛЬТРАЗВУКОВОГО КАВИТАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ...» Диссертация, Бийск – 2014. Доступна на: <http://www.bti.secna.ru/nauka/docs/dissertac-pred/golyh.pdf>
10. Ф. А. Бронин. «ИССЛЕДОВАНИЕ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ И ДИСПЕРГИРОВАНИЯ...» Диссертация, Москва – 1966. Доступна на: <http://www.b4805.narod.ru/dis05.pdf>
11. Marinesco N. Deflagration des substances explosives par les ultrasons. ComptesRendusAcademie Sciences, Paris, 1935, vol.201, 1187-1189.
12. А. А. Гришаев. Универсальный подход к причинам агрегатных превращений у веществ, образующих молекулярные кристаллы. – Доступна на данном сайте.
13. <http://www.quanton.ru/kavitacionnyj-nagrev>
14. http://www.ratron.su/produkt_otz.php
15. <https://www.youtube.com/watch?v=d45ukkVcv6I>
16. А. А. Гришаев. Книга «Этот «цифровой» физический мир». М., 2010. – Доступна на данном сайте.
17. А. А. Гришаев. О максвелловской и планковской температурах, тепловом равновесии и роторных теплогенераторах. – Доступна на данном сайте.

Источник: <http://newfiz.info>

Поступило на сайт: 12 сентября 2016.