

МЕХАНИКА СПЛОШНЫХ СРЕД

ИСПАРЕНИЕ ЖИДКОСТЕЙ

Александр Иванович Бажанов, академик МИА

Николай Юрьевич Кочетков, к.т.н., старший преподаватель ФГБОУ ВО "МАИ (НИУ)"

Анатолий Алексеевич Сперанский, вице-президент РИА, DExpert ISCED, академик РИА и МИА

В данной статье представлены материалы по физике испарения жидкостей во внешнюю газообразную среду или вакуум. Раскрыты процессы испарения за счет нагревания, а также холодным способом – механическим расширением, приводящим к разрыву молекулярных связей в жидкости – кавитации. Исследование процесса кавитации особенно актуально для обеспечения надёжной работы гидравлических турбин ГЭС, гребных винтов судов, гидронасосов и т.д.

This article presents materials on the physics of evaporation of liquids into an external gaseous medium or vacuum. The processes of evaporation due to heating, as well as by the cold method – mechanical expansion, leading to the rupture of molecular bonds in a liquid – cavitation, are disclosed. The study of the cavitation process is especially important for ensuring reliable operation of hydraulic turbines of hydroelectric power plants, propellers of ships, hydraulic pumps, etc.

Ключевые слова: сплошная среда, испарение, кавитация, термодинамическая фаза, реальный газ.

Keywords: continuous medium, evaporation, cavitation, thermodynamic phase, real gas.

Процесс испарения жидкостей может быть причислен к физической кинетике, так как основан на изучении движения молекул и зависит от температуры. Разберёмся с самим понятием "испарение". Испарение – это процесс преобразования жидкости в газообразное состояние (если испаряется твердое тело – то это сублимация). И так, в поверхностном слое и в непосредственной близости от поверхности жидкости, действуют силы, которые, собственно, не позволяют покинуть молекулам объём жидкости. Но, благодаря тепловому движению, некоторая часть молекул имеет всё же достаточно большие скорости, чтобы преодолеть эти силы, удерживающие молекулы в жидкости, и покинуть жидкость. Это явление – отлет молекулы от жидкости, и называется испарением. Оно наблюдается при любой температуре, но его интенсивность возрастает с её увеличением. Если покинувшие жидкость молекулы удаляются из пространства вблизи поверхности жидкости, то в конце концов вся жидкость испарится. Если же молекулы, покинувшие жидкость, не удаляются, а удерживаются и скапливаются в замкнутом объёме около поверхности жидкости, то процесс развивается по-другому.

Процесс парообразования

Покинувшие жидкость молекулы образуют пар [1, 2]. Молекулы пара, попавшие в область вблизи поверхности жидкости, силами притяжения втягиваются в жидкость. Таким образом, скорость испарения уменьшается. Вспомним, что силы связи между молекулами, которые удерживают их вместе или вблизи жидкой поверхности являются Ван-дер-Ваальсовскими силами. Это силы либо притяжения, либо отталкивания. Силы Ван-дер-Ваальса создают дополнительное давление у поверхности, которое пропорционально числу частиц, приходящихся на единицу площади поверхности границы и силе, с которой каждая частица вблизи границы втягивается другими частицами. Ясно, что эта сила пропорциональна числу частиц, которые участвуют в её создании. Число таких частиц, в свою очередь, пропорционально концентрации частиц.

При дальнейшем увеличении плотности пара достигается такая ситуация, когда число молекул, покидающих жидкость за некоторое время, равно числу молекул, возвращающихся в жидкость за то же время. Наступает состояние динамического равновесия. Пар в состоянии динамического равновесия с жидкостью называется насыщенным паром. Типичный вид изотерм ($T = \text{const}$, а координаты P и V) представлен на рис. 1. И так, на правой ветви и правее (AK) находится газ. Внутри штриховой кривой находится смесь пара и жидкости (две фазы). На левой границе (СК) и левее – жидкость. Внутри купола (АКС), где вещество находится в состоянии насыщенного пара, изотермы (линии с $T = \text{const}$) являются горизонтальными, и с увеличением давления они сходятся в точку (К).

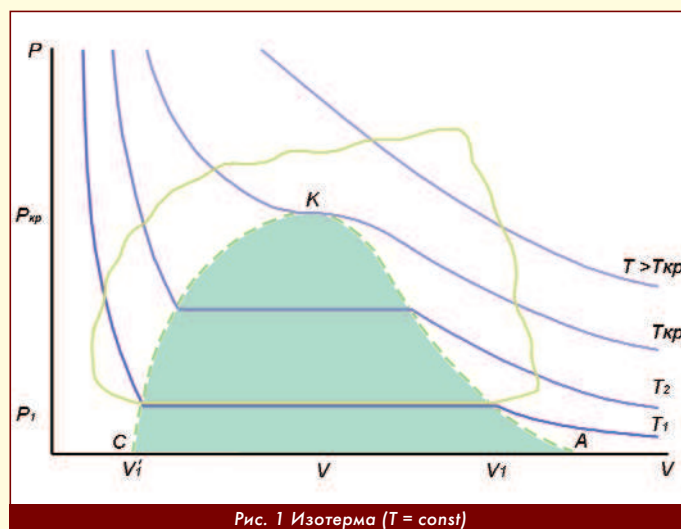


Рис. 1 Изотерма ($T = \text{const}$)

Это место, где исчезает разница между жидкостью и газом или, иначе говоря, жидкость и газ имеют одинаковые физические свойства.

Такое состояние называется критическим, а величины $T_{кр}$, $P_{кр}$ и $V_{кр}$ называются критическими температурой, давлением и объёмом.

Выше критической температуры газ не может быть превращен в жидкость ни при каком давлении.

Выше критического давления $P_{кр}$ изотерма $T_{кр}$ разделяет газообразное и жидкое состояния вещества так, что в точках этой изотермы свойства фаз одинаковы.

Именно поэтому при пересечении этой изотермы происходит непрерывный переход из газообразной фазы в жидкую.

Так как в двухфазной системе жидкость и пар находятся в динамическом равновесии, то при данной температуре имеют вполне определенные, однозначные величины плотности и давления.

Давление называется давлением насыщенного пара P_1 при определенной температуре T_1 .

При увеличении температуры давление насыщенного пара возрастает.

Пар называется насыщенным, потому что его нельзя "уплотнить" при той же температуре. При попытке "уплотнения" часть насыщенного пара превращается в жидкость.

Именно этот процесс происходит в двухфазной системе при изменении её объёма.

В двухфазной системе фазы находятся в равновесном состоянии при одинаковой температуре. При увеличении объёма некоторая часть жидкости превращается в пар, но при этом для поддер-

жания постоянной температуры системе извне необходимо сообщать соответствующее количество теплоты.

Таким образом, для осуществления перехода из жидкой фазы в газообразную, системе необходимо сообщать теплоту без изменения температуры.

Эта теплота идет на изменение фазового состояния вещества и представляется теплотой фазового превращения или скрытой теплотой перехода. Скрытой потому, что при изменении удельного объема одновременно не меняется ни давление, ни температура, но изменяется четвертый параметр - энтропия. Ведь мы знаем, что в идеальном случае, когда газ идеальный, энтропия превращается в газовую постоянную при условии равновесия. Но в аналогичных условиях, когда газ реальный, внутри купола равновесие не реализуется. Процесс в этом месте сугубо неравновесный, а энтропия - переменная величина.

Итак, устанавливаем важный факт:

Любой прямой фазовый переход (плавление, сублимация, испарение) и любой обратный фазовый переход (кристаллизация, десублимация, конденсация) сопровождается сообщением или отдачей тепла при постоянной температуре. Всё происходит без изменения температуры и называется скрытой теплотой фазового перехода.

Скрытая теплота затрачивается на преодоление сил притяжения или, иначе говоря, на компенсацию отрицательной потенциальной энергии притяжения между молекулами.

Очевидно, что с повышением температуры скрытая теплота фазового перехода фиксированной массы вещества уменьшается, а при критической температуре она равна нулю.

Уравнение Клапейрона-Клаузиуса

С увеличением температуры давление насыщенных паров увеличивается. Установим связь этих параметров в виде количественных соотношений.

Эта связь пригодится нам в будущем для вычисления скорости испарения жидкости. Итак, рассмотрим цикл Карно для паро-жидкостной смеси (рис. 2).

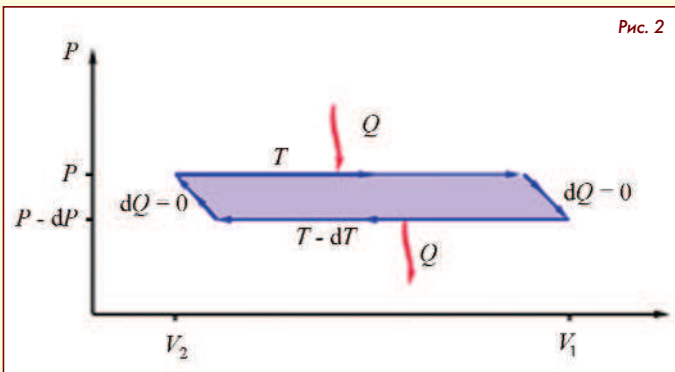


Рис. 2

На рисунке это две изотермы (горизонтальные линии) и две адиабаты. Почему Карно? Потому что, так решили авторы этого соотношения - Клапейрон и Клаузиус. Не будем нарушать традицию.

Цикл рассматриваем бесконечно малый, что объясняет логичность выбора Клапейрона и Клаузиуса. Ведь с помощью суммы множества таких идеальных циклов можно описать общий реальный цикл.

На интервале температур T и $(T + dT)$ определим работу в этом цикле:

$$A = (V_1 - V_2) dP$$

и, следовательно, коэффициент полезного действия η определим как отношение:

$$\eta = \frac{A}{Q^{(+)}} = (V_1 - V_2) \frac{dP}{L},$$

где L - скрытая теплота перехода в другую фазу данной массы вещества.

С другой стороны, для цикла Карно коэффициент полезного действия:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} = \frac{1 - (T - dT)}{T} = \frac{dT}{T}.$$

Сравнивая КПД, получаем

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L}{T(V_1 - V_2)}.$$

Это знаменитое уравнение Клапейрона-Клаузиуса. Оно связывает давление, при котором находятся в равновесии двухфазная система, с температурой.

Другими словами, формула дает возможность рассчитать давление насыщенных паров в зависимости от температуры.

Величина скрытой теплоты испарения есть табличная величина и определяется для каждой жидкости экспериментально.

Путем интегрирования этого обыкновенного дифференциального уравнения можно определить прямую зависимость $P(T)$.

Найти температурную зависимость теплоты испарения можно приближенно. При этом предположив, что к состоянию пара можно прийти двумя путями.

Первый. Испарить жидкость при температуре T_0 и нагреть пар при постоянном давлении до температуры T .

Тогда, затрачиваемая на моль энергия равна:

$$\Delta Q_1 = L_0 + C_p (T - T_0),$$

где L_0 - теплота испарения при температуре T_0 и давлении насыщенного пара P_0 .

Второй. Сначала нагреть жидкость от T_0 до температуры T , а затем испарить её при этой температуре (обозначим $L(T)$).

В этом случае затрачивается энергия:

$$\Delta Q_2 = C_{ж} (T - T_0) + L(T)$$

Из равенства $\Delta Q_1 = \Delta Q_2$ следует:

$$L_0 + C_p (T - T_0) = C_{ж} (T - T_0) + L(T),$$

$$L(T) = L_0 + (C_p - C_{ж})(T - T_0).$$

Тогда уравнение Клапейрона-Клаузиуса примет вид:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{L_0 + (C_p - C_{ж})(T - T_0)}{T(V_{m1} - V_{m2})}.$$

Молярным объемом жидкости по сравнению с паром, ввиду относительной малости, можно пренебречь ($V_{m2} \ll V_{m1}$), а для пара воспользуемся уравнением состояния идеальных газов, достаточно хорошо выполняющимся для перегретого пара.

Перегретым называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара. Такой пар еще называют сухим и его уже можно считать газом.

Уточним, что газом является одна из "чистых" фаз вещества: твердая, жидкость, газ и может быть плазма.

Если среда двухфазная, газ плюс жидкость, то это - пар, который, как было установлено, бывает разный.

Воспользовавшись понятием газа (перегретого пара) получим:

$$V_{m1} = \frac{RT}{P}.$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{P}{RT^2} [L_0 + (C_p - C_{ж})(T - T_0)].$$

Откуда:

$$\int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = \frac{1}{R} \int_{T_0}^T \frac{L_0 + (C_p - C_{ж})(T - T_0)}{T^2} dT.$$

И тогда

$$\ln \frac{P}{P_0} = \frac{L_0 - (C_p - C_{ж})T_0}{R} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) + \frac{C_p - C_{ж}}{R} \ln \frac{T}{T_0}.$$

Эта формула дает достаточно точные значения, которые совпадают с экспериментом.

Процесс испарения

Теперь, когда все подготовлено, займемся количественным определением скорости испарения жидкостей. Задача ставится

так: найти скорость испарения жидкости, то есть отношение массы жидкости, превращающейся в пар за промежуток фиксированного времени с фиксированной поверхностью, с которой происходит испарение [3, 4]. При этом известны: давление насыщенных паров и температура среды испарения.

Как было установлено раньше, между насыщенным паром и жидкостью скорость испарения равна скорости конденсации. То есть, устанавливается равновесие двух взаимно противоположных процессов и утверждается, что их массовые скорости в том и обратном направлениях равны.

Массовая скорость записывается, как было сказано выше, в виде отношения массы, деленной на время и площадь. Такую скорость еще можно назвать плотностью тока испарения (обратного процесса - конденсации).

Размерность такого параметра имеет вид:

$$\frac{M}{\tau S} = \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \text{с}} \right].$$

Будем считать, что скорости молекул в насыщенном паре подчиняются распределению Максвелла. Вспомним его:

$$f(V) = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot V^2,$$

где $f(V)dV = dP(V) = dn/n$;

- P - вероятность нахождения частиц в выбранном интервале;
- k - константа Больцмана;
- dn - число частиц в интервале скоростей dV ;
- m - масса молекулы;
- T - термодинамическая температура;
- V - скорость молекулы.

Из распределения можно получить частоту вылетевших молекул с поверхности, приходящихся на единицу площади $[1/(\text{м}^2 \text{с})]$:

$$\begin{aligned} v &= n_0 \int f(V) V_x^{(+)} dV = \\ &= n_0 \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m(v_x^2 + v_z^2)}{2kT}} dV_y dV_z \cdot \int_0^{\infty} e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} V_x dV_x = n_0 \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

То есть:

$$v = n_0 \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2},$$

где n_0 - концентрация молекул.

Тогда, массовая скорость вылета молекул с поверхности жидкости будет равна:

$$J_m = mv = n_0 m \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2}.$$

Далее, учитывая справедливость уравнения состояния идеального газа, для случая равновесия молекул, можно записать концентрацию в зависимости от термодинамических параметров:

$$n_0 = \frac{P_n}{kT},$$

где P_n - давление насыщенных паров.

С учетом того, что молекулярная масса пара выражается через число Авогадро как: $M = m \cdot N_A$, а константа Больцмана связана с универсальной газовой постоянной аналогичным образом, $R = k \cdot N_A$, то окончательная формула для расчета массовой скорости вылета молекул с поверхности жидкости примет вид:

$$J_m = P_n \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{1/2} = P_n \left(\frac{M}{2\pi RT} \right)^{1/2}.$$

В условиях равновесия скорость испарения равна скорости

конденсации и результирующая скорость испарения должна быть равна нулю.

В неравновесных условиях скорость испарения равна равновесной скорости испарения при некоторой текущей температуре и не зависит от скорости конденсации. В этом случае скорость конденсации отличается от равновесной, то есть выполняется идеальное уравнение Герца-Кнудсена:

$$J_c = (P - P_n) \left(\frac{M}{2\pi RT} \right)^{1/2}.$$

Отношение от идеального уравнения учитывается введением безразмерного коэффициента аккомодации α . Его значения находятся в интервале $[0; 1]$. Единица - идеальный случай.

В общем случае понятие термической аккомодации было введено Кнудсенем для описания систем приближения равновесия между поверхностью жидкости и молекулами падающие на неё и покидающие её:

$$\alpha_T = \frac{T_1 - T_R}{T_1 - T_p},$$

где T_1 и T_R - средние крайние температуры падающих и отраженных молекул.

Коэффициент аккомодации через энергии падающих и отраженных молекул определяется аналогично:

$$\alpha_T = \frac{E_1 - E_R}{E_1 - E_p}.$$

Таким образом для расчета массовой скорости испарения требуется знание прежде всего давления насыщенных паров для сравнения с ним рабочего давления и в общем-то температуры.

Но сам процесс испарения может происходить и без влияния температуры. Процесс расширения газа может происходить не только термодинамическим способом. Газ можно расширить механически.

Кавитация

Молекулярные связи можно разорвать с помощью известных механических воздействий на жидкость [5, 6, 7]. Например, с помощью кавитации.

Многие устройства в промышленности и в ракетной технике построены на турбомашинном принципе. Это турбины, центробежные насосы, циклоны, центробежные форсунки, гребные винты, и т.д.

Все эти устройства объединяет один эффект: получение повышенных или пониженных давлений благодаря центробежным силам, которые устремляют поток жидкости от центра к периферии. При этом давление на периферийной части увеличивается из-за притока дополнительной массы и уменьшается в центре вращения из-за оттока этой массы в сторону периферии. В центре поток сильно разрежается, и давление в этой области может достичь уровня давления насыщенных паров.

В связи с этим молекулярные связи в жидкости могут разорваться и жидкость начнет кавитировать. Кавитацию еще называют холодным кипением. Но возможно дать более точное определение кавитации: это процесс испарения жидкости из-за механического разрыва межмолекулярных взаимосвязей, вызванных центробежными усилиями, возникающими в процессе сверхбыстрого вращения подвижных механических устройств (насосов и прочее) и зависящими, собственно, от частоты вращения.

В настоящее время на кислород-водородных ЖРД используются насосы, развивающие около 100 000 и более оборотов в минуту. На рис. 3 представлена фотография, где зафиксирована кавитация на шнековом преднасосе. Виден процесс её развития и изменение размеров кавитационных областей в зависимости от числа оборотов насоса.

Кавитация - опасное явление в технике. Она разрушает лопасти насосов, лопасти гребных винтов, рабочие поверхности гидротурбомашин.

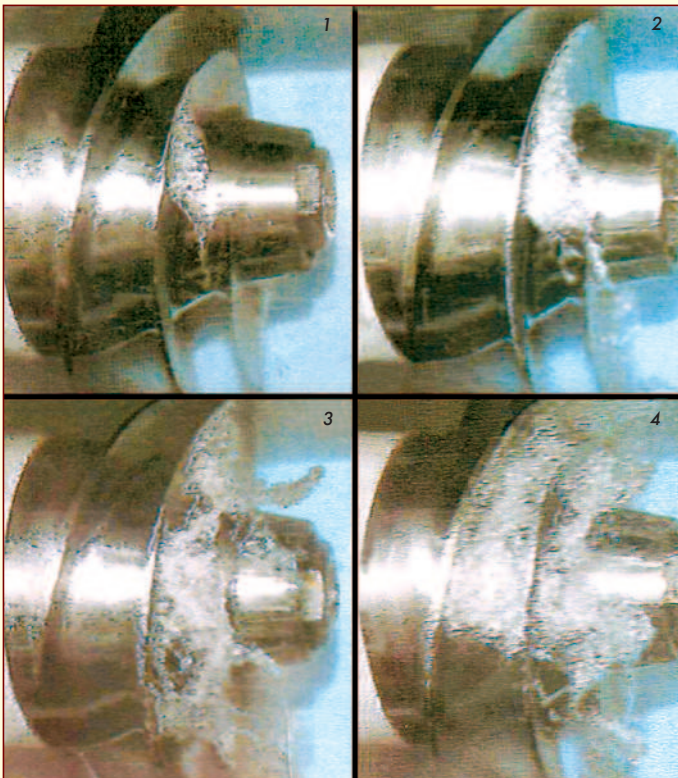


Рис. 3 Процесс развития кавитации на шнековом преднасосе

Разрушение материала детали (рис. 4) происходит из-за того, что после возникновения пузырьки пара, находящиеся на поверхности и имеющие низкое давление пара, схлопываются под воздействием высокого давления окружающей жидкости, создавая локальные гидроудары о поверхность. В некоторой степени это подобно воздействию кумулятивной струи, тем более, что температура пара в пузырьках может достигать 1500 °С.



Рис. 4 Разрушение материала от воздействия кавитации

Кавитация - наиболее характерное явление при динамике криогенных жидкостей. Даже при малых амплитудах пульсаций давления в криогенных жидкостях легко возникает явление кавитации.

Первые признаки кавитации - это возникновение пузырьков. Дальнейшее развитие кавитации идет путем смешивания пузырьков и образования полостей пара (или газа), который с определенным массовым расходом вырабатывается на поверхностях вращающихся лопаток и лопастей.

Найти взаимосвязь параметров кавитации и частоты вращения достаточно сложно из-за особенностей конструкций вращающихся устройств. Поэтому в основном для расчетов пользуются эмпирическими данными, полученными после специальных испытаний на конкретных конструкциях.

В настоящее время еще нет достаточно надежных теоретических методов, определяющих так называемую кавитационную прочность:

$$\Delta P_k = P_H(T_0) - P_k,$$

где P_k - давление, при котором возникает разрыв сплошности жидкости.

Эмпирическая теория базируется на обобщении опытных данных по кавитационным испытаниям насосов.

Из этих экспериментальных зависимостей можно определить уровень влияния на кавитационную прочность частоты вращения (помимо и других параметров).

Используя зависимость $\Delta P_k = f(n)$, или более полно $\Delta P_k = f(n, Q, H)$, можно найти массовую скорость кавитационного испарения (кипения) по формуле Герца-Кнудсена

$$J_m = \Delta P_k \left(\frac{M}{2\pi RT} \right)^{1/2}.$$

Если эту формулу преобразовать с учетом того, что $R/M = R_\mu$ - газовая постоянная, $a = \sqrt{k R_\mu T}$ - скорость звука (a), то формула примет вид:

$$J_m = \frac{\Delta P_k}{a} \cdot \sqrt{\frac{k}{2\pi}}.$$

Тогда для пара ($k = 1,33$) можно получить:

$$J_m = \frac{\Delta P_k}{a} \cdot 0,46 \approx \frac{\Delta P_k}{2a}.$$

При этом уравнение Герца-Кнудсена приближенно может быть записано для кавитационных поверхностей как отношение половины кавитационной прочности на местную скорость звука.

Размерность $\frac{н \cdot с}{м^2 \cdot м} = \frac{кг \cdot м \cdot с}{с^2 \cdot м^2 \cdot м} = \frac{кг}{м^2 \cdot с}$ - правильно отражает

физический процесс.

В результате проделанного анализа было представлено описание процессов испарения и кавитации, как её частного случая. Полученные рабочие формулы могут быть использованы при разработке промышленных конструкций для предотвращения возникновения кавитации и их разрушения (рис. 5) от её воздействия. **П**

Литература

1. А.Н. Матвеев. Молекулярная физика. М. Высшая школа, 1981 г.
2. В.А. Кирилин, В.В. Сычев, А.Е. Шейндлин. Техническая термодинамика. М. Энергоатомиздат, 1983 г.
3. Д. Хирс, Г. Паунд. Испарение и конденсация. Изд. Иностранной литературы, 1966 г.
4. Ю.М. Кочетков. Турбулентность в условиях кавитации потоков // Двигатель № 5, 2012 г.
5. В.А. Акуличев. Кавитация в криогенных и кипящих жидкостях. М. Наука, 1978 г.
6. В.И. Петров, В.Ф. Чебаевский. Кавитация в высокооборотных лопастных насосах. М. Машиностроение, 1982 г.
7. Б.В. Овсянников, В.Ф. Чебаевский, В.И. Петров и др. Высокооборотные лопаточные насосы. М. Машиностроение, 1975 г.

Связь с авторами: kolabuy@gmail.com



Рис. 5 Последствие воздействия кавитации на лопасти гидротурбины