

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ СПОНТАННОГО ТРИГГЕРИНГА ПАРОВОГО ВЗРЫВА**АННОТАЦИЯ**

Кратко проанализировано современное состояние вопроса по моделям фрагментации жидкометаллического теплоносителя при паровом взрыве. Представлены результаты теоретических оценок и экспериментальных исследований схода паровой пенки с нагретых твердых и жидкометаллических поверхностей. На основе полученных результатов сделано предположение о том, что помимо процессов, происходящих на жидкометаллической поверхности при сходе паровой пленки, особую роль в механизме фрагментации могут играть условия в холодной жидкости, которые создаются при конденсации в ней перегретого пара.

1. ВВЕДЕНИЕ

Паровой взрыв (ПВ) – грозное и до конца не познанное явление, довольно часто встречающееся в природе и технике. Например, ПВ возникает при контакте расплавленного металла с жидким охладителем, имеющим относительно низкую температуру кипения. Это явление сопровождается взрывной фрагментацией расплава и образованием мощной ударной волны, амплитуда которой может достигать несколько тысяч атмосфер.

Применительно к проблемам безопасности АЭС процесс парового взрыва принято разделять на следующие четыре стадии [1]: 1) начальное грубое перемешивание (премиксинг) – гидродинамическое дробление на капли струи расплава, падающего в охлаждающую жидкость; 2) инициирование (триггеринг) парового взрыва – совокупность процессов, приводящих к взрывной фрагментации одной или нескольких капель расплава с образованием слабой ударной волны (амплитуда ~ 1 МПа); 3) тонкая фрагментация расплава, сопровождающаяся генерацией и распространением распространение мощной ударной волны; 4) расширение продуктов взрыва в окружающее пространство.

В настоящее время из всех этапов этого явления относительно глубоко исследованы лишь его начальная и конечная стадии. Физические основы инициирования и распространения парового взрыва разработаны недостаточно полно. Известно, что паровой взрыв эффективно инициируется внешним импульсом давления (для одиночной капли пороговое значение, при которой наблюдается паровой взрыв ~ 0.4 МПа). Его спонтанное возникновение наблюдается значительно реже и связано, в первую очередь, с быстропротекающей сменой пленочного режима кипения пузырьковым (второй кризис кипения) на перегретых поверхностях капель расплава, сопровождающейся фрагментацией жидкометаллического теплоносителя. В отечественной и

зарубежной литературе мало систематических исследований, посвященных изучению смены режимов кипения в указанных условиях, что обусловлено как сложностью изучаемого явления, так и многообразием различных факторов, влияющих на протекание процесса.

Ниже кратко описаны наиболее распространенные физические модели механизма дробления жидких капель, окруженных паровой оболочкой, а также представлены результаты исследований, которые проводятся в Отделе теплообмена ИВТ РАН в рамках изучения этой проблемы.

2. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ВОПРОСА

Хотя первые работы по исследованию парового взрыва появились еще в 50-х годах уже прошлого века [2], однако степень глубины современного понимания механизма фрагментации жидкометаллических капель, окруженных паровой оболочкой, можно охарактеризовать известной теоремой Эддингтона [3] – «Число гипотез, объясняющих какое-либо явление обратно пропорционально объему знаний о нем».

В современной литературе существует более десятка только основных гипотез, посвященных механизму дробления, причем экспериментальный и теоретический фундамент этих моделей был заложен в 70 – 80 гг. Именно в это время были выполнены комплексные исследования, направленные на изучения механизма инициирования парового взрыва на отдельных жидкометаллических каплях [4, 5].

В последующие годы основное внимание исследователей было перенесено на вопрос создания вычислительных кодов, описывающих процесс парового взрыва целиком и опирающихся в основном на результаты исследований, выполненных на крупномасштабных установках. Сложные вопросы, связанные с пониманием физики инициирования парового взрыва были «законсервированы», а их решение оставлено до лучших времен. Лишь в относительно недавнее время, осознав, что без глубоких знаний механизма процесса нельзя построить достоверные численные коды, возобновился интерес к этим проблемам.

Учитывая сказанное выше, основываясь на обзорных работах [1, 5, 6] перечислим с учетом современной литературы наиболее популярные модели процесса фрагментации.

Далеко не полный список гипотез, посвященных дроблению жидкометаллических капель, окруженных паровой оболочкой включает в себя, в частности:

- термомеханические гипотезы, основанные на возникновении термических напряжений, возникающих в горячем металле при его мгновенном контакте с охладителем (см. литературу в [1, 5, 6]), [7];

- гидродинамические теории, базирующиеся на аналогии с процессом кавитации и подразумевающие взрывное расширение парового пузыря, окружающего горячую каплю, и его последующую конденсацию, сопровождающуюся образованием мощных жидкостных струй, дробящих каплю [1, 5, 6];

- теории постепенного поверхностного дробления капли, вызванного деформацией жидкометаллической поверхности под действием неустойчивости либо Рэлея – Тейлора, либо Кельвина – Гельмгольца [5, 8];

- дробление жидких металлов и их сплавов за счет растворенных в них газов, которые выделяются из материала и расширяются при быстром охлаждении теплоносителя [1, 5];

- фрагментация за счет быстрого испарения охлаждающей жидкости либо внутри горячего теплоносителя, либо в замкнутом пространстве, ограниченном твердыми стенками (например, дном сосуда) и жидким металлом [5, 9];

- кавитационно-акустические теории, основанные на предположении, что горячая жидкость распадается за счет кавитационных механизмов, вызванных акустическими волнами, генерируемыми в процессе взрывного перехода от пленочного режима кипения к пузырьковому [1, 5, 6].

Перечисленные теории исходят из реальных экспериментальных фактов и, поэтому имеют право на существование. Обилие гипотез, на наш взгляд, помимо сложности явления, свидетельствует также о многообразии возможных форм процесса фрагментации жидкометаллического теплоносителя, причем, возможно сразу несколько механизмов могут быть причастны к дроблению капли.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

3.1. Теоретические оценки

Среди перечисленных выше моделей фрагментации наиболее глубоко проработана теория, основанная на образовании жидкостных струй, дробящих каплю, однако, и она не полностью подтверждена экспериментом. Во-первых, не совсем убедительно выглядит фотографический материал, иллюстрирующий процесс образования жидких струй охладителя. Во-вторых, опытные данные многих, в том числе и наших, исследований [10, 11] свидетельствуют, что характер схода паровой пленки (взрывной или спокойный) в большой степени определяется состоянием поверхности, и, в частности, наличием на ней окислов. В современных теориях струйной фрагментации капля этот фактор отсутствует.

Наиболее полно влияние окислов на процесс дробления учитывается в термомеханических гипотезах, которые предполагают следующую последовательность протекания процесса. В начальный мо-

мент жидкометаллическая капля окружена паровой оболочкой и находится в жидком охладителе. Затем происходит срыв паровой пленки и контакт охладителя с горячей поверхностью, которая начинает затвердевать и уменьшаться в объеме. Поскольку, из-за несжимаемости жидкости объем внутри твердой оболочки остается постоянным, то в поверхностном слое возникает растягивающая сила, а жидкометаллическая сердцевина оказывается под большим давлением. Указанные причины приводят к разрушению оболочки и дроблению капли.

В работе [7] была предложена модифицированная термомеханическая теория, основанная на предположении, что дробление жидкой капли может произойти и при отсутствии твердого слоя на ее поверхности, только за счет значительных градиентов температур, возникающих в жидком металле. Там же, исходя из баланса поверхностных сил и сил термоупругости, был выведен термический критерий Вебера, являющийся аналогом обычного числа We , описывающего условия гидродинамической устойчивости капли:

$$We_t = \frac{1.5\alpha_t K(q/\lambda)r_k^2}{\sigma}, \quad (1)$$

где α_t – коэффициент линейного расширения жидкости, образующей каплю, K – модуль упругости при объемном расширении, q – плотность теплового потока на поверхности капли, λ и σ – коэффициенты теплопроводности и поверхностного натяжения, а r_k – максимально устойчивый размер капли. Значение r_k – можно оценить по формуле

$$r_k \cong 2.6 \sqrt{\frac{\sigma}{\alpha_t K(q/\lambda)}}. \quad (2)$$

В дополнение к подходу, предложенному в [7], термомеханическое разрушение каплей можно рассматривать и с энергетических позиций. При быстром охлаждении приповерхностных слоев капли возникает нескомпенсированная разность удельных энергий внутренних и приповерхностных слоев. Экспериментами по отколу капли глицерина установлено [12], что удельная работа разрыва жидких сред по меньшей мере в 10^3 раз превышает поверхностное натяжение жидкости. Тогда мы имеем следующее соотношение:

$$4\pi^2 N(10^3 \sigma) = \frac{4}{3} \pi R^3 \rho C_p \Delta t_{эф}, \quad (3)$$

где R и r – радиусы исходного и конечного фрагментов, N – число конечных фрагментов, $\rho C_p \Delta t_{эф}$ – нескомпенсированная энергия охлаждения капли. Очевидно, что $N = R^3/r^3$, а $\frac{4}{3} \pi R^3 \rho C_p \Delta t_{эф} = 4\pi R^2 q \Delta t$,

где q – плотность теплового потока на поверхности исходной капли при ее «мгновенном» контакте с жидкостью, а Δt – длительность этого контакта. Используя эти соотношения из (3) можно получить, что

$$r = R \frac{10^3 \sigma}{q \Delta t}. \quad (4)$$

Капли этого радиуса (он на два порядка больше, рассчитанного по (2)) сохраняют нескомпенсированную энергию и могут продолжать дробиться вплоть до достижения $r_{кр}$, отвечающего (2). Таким образом, конечный спектр капель может содержать фрагменты в пределах значений, рассчитанных по (2) (нижний предел) и (4) (верхний предел).

3.2. Экспериментальные исследования

Первичная проверка полученных соотношений была выполнена на модернизированной (см. описание опытного стенда в [13]) экспериментальной установке, предназначенной для изучения процесса смены режимов кипения как на твердых, так и жидкометаллических образцах полусферической формы. Эксперименты проходили следующим образом. В начальном состоянии полусферический образец (твердый или жидкометаллический) нагревался в инертной атмосфере аргона. Затем нагреватель отключался, а горячее тело со скоростью несколько миллиметров в секунду погружалось в заполненную дистиллированной водой ванну на глубину радиуса полусферы. Во всех экспериментах диаметр твердых стальных полусфер был 10 мм, а оловянных капель – 4 мм. Начальное значение температуры полусферы выбиралось из условия получения на ее поверхности режима заведомо устойчивого пленочного кипения. Эта температура существенно изменялась в зависимости от состояния поверхности и варьировалась в диапазоне 600...1200 К. Диапазон изменения температуры охлаждающей жидкости 288...368 К.

Визуальное наблюдение исследуемых явлений осуществлялось с использованием микроскопов. Видеосъемка пленочного и переходного кипения была выполнена с помощью обычной и скоростной видеокамер. Скоростная видеокамера позволяла изучать процесс с максимальной скоростью 1000 кадр/с при времени экспозиции 10^{-4} с.

В опытах, помимо традиционных температурных исследований, измерялись импульсы давления и звуковые эффекты, сопровождающие сход паровой пленки. В качестве датчиков давления использовались малоинерционные пьезоэлектрические преобразователи фирмы *Kistler* и оригинальные волоконно-оптические преобразователи [14].

Для определения характеристик паровой пленки применялись датчики, основанные на волоконной оптике [10], а также использовались результаты видеозаписей процесса, обработанные на компьютере с применением программного продукта *Labview Vision*. Сбор и обработка информации осуществлялась в программной среде *Labview* с использованием измерительного комплекса фирмы *National Instruments*.

Результаты опытов, которые проведены на оловянных каплях, по крайней мере, не противоречат предложенным закономерностям (2) и (4), и продемонстрировали сходство протекания процессов на твердых и жидкометаллических поверхностях.

Взрывной сход паровой пленки, сопровождающийся дроблением, наблюдался лишь на слабо окисленных оловянных каплях, нагретых в инертной среде аргона. Фотография собранных воедино осколков капли, показана на рис.1. В массе фрагментов преобладают частицы малого размера в несколько десятков микрометров. В целом, характер протекания процесса и картина осколков подобна той, которая наблюдалась в [15].



Рис. 1. Фотография осколков жидкой капли после ее взрывной фрагментации

Процессы схода паровой пленки и перехода от пленочного режима кипения к пузырьковому на оловянной капле, нагретой на воздухе, носят спокойный характер и не сопровождаются взрывным расширением пара и ее дроблением. Это поведение можно объяснить существованием на нагретой поверхности толстого слоя окисной пленки, образующегося при нагреве жидкого олова на воздухе. Указанный эффект наблюдался нами ранее при проведении экспериментов на твердых медных полусферах, которые были либо специально покрыты толстым (более 100 мкм) слоем окиси алюминия, либо долго (несколько десятков минут) находились в горячем состоянии на воздухе.

Поскольку проводить эксперименты на твердых поверхностях значительно проще, чем с горячими жидкостями, а само протекание процессов происходит схожим образом, то на данном этапе исследований основные результаты по изучению механизма смены кипения были получены на твердометаллических нагревателях. Среди полученных результатов следует, прежде всего, выделить два новых эффекта, обнаруженных с помощью скоростной видеокамеры [11]. Во-первых, это образование тонкой кумулятивной струи, бьющей снизу от полусферы при взрывном разрушении парового слоя. Во-вторых, возникновение колебательного режима существования паровой пленки, вызванного, по нашему мнению, неустойчивостью, связанной с началом процесса интенсивного испарения охлаждающей жидкости, при ее малых недогревах относительно температуры насыщения. Последний результат, возможно, имеет непосредственное отношение к паровому взрыву, поскольку давно замечено [1], что фрагментация одиночных капель не наблюдает-

ся при температурах охладителя, близких к температуре насыщения при данном давлении.

Основное внимание в недавно проведенных опытах, результаты которых представлены ниже, было уделено изучению характеристик импульсов давления, сопровождающих взрывной процесс разрушения парового слоя.

Пульсации давления, измеренные с помощью пьезоэлектрического датчика, представлены на рис. 2–7. Датчик располагался внизу под полусферой строго на ее оси на различном (3...20 мм) расстоянии до края полусферы. Скорость оцифровки в экспериментах составляла 50 000 измерений в секунду.

На рис. 2 и 3 показаны два характерных вида осциллограмм давления, полученных в условиях температуры охлаждающей воды 20 °С. Режимы различаются тем, что в отличие от относительного спокойного схода пленки (рис. 2), процесс, соответствующий осциллограмме давления, изображенной на рис. 3, сопровождался резким звуковым сигналом – «щелчком» и выбросом осевой парожидкостной струи.

На основе осциллограммы, изображенной на рис. 2, проследим развитие исследуемого процесса, выделив три характерные области, имеющих разные временные масштабы. Началу схода пленки предшествует пакет импульсов давления длительностью несколько миллисекунд и с максимальной амплитудой P_A (см. врезка А на рис. 2). Эти пульсации обусловлены разрушением паровой пленки и образованием пузырей в процессе соприкосновения воды с горячей поверхностью нагретой полусферы. Затем, датчик в течение нескольких секунд показывает отрицательное (относительно атмосферного) давление – разрежение с максимальным значением P_B . Сопоставление с кадрами видеофильма, отснятого одновременно с измерением давления, свидетельствует о том, что в этот момент времени около датчика имеется множество паровых пузырей. Поэтому можно предположить, что отрицательное давление обусловлено конденсацией паровых пузырей в холодной жидкости. В дальнейшем, в третьей области, давление в жидкости растет, достигая значения P_C заметно выше атмосферного, а затем медленно спадает по экспоненциальному закону.

Сравнение рис. 2 и 3 показывает, что при взрывном сходе паровой пленки, сопровождающемся звуковым «щелчком» и образованием осевой парожидкостной струи, значение P_A примерно в 3,5 раза больше. Следует также отметить, что в этом случае не наблюдается существенного возрастания давления (P_C), а характерная частота пульсаций первоначального пакета импульсов (см. врезки Б на рис. 2 и 3) в два раза ниже (~2700 и ~1400 Гц соответственно). Различие в поведении P_C можно объяснить тем обстоятельством, что в случае мощного струйного течения (рис. 3), конденсация пара происходит в области холодной жидкости вдали от места расположения датчика давления.

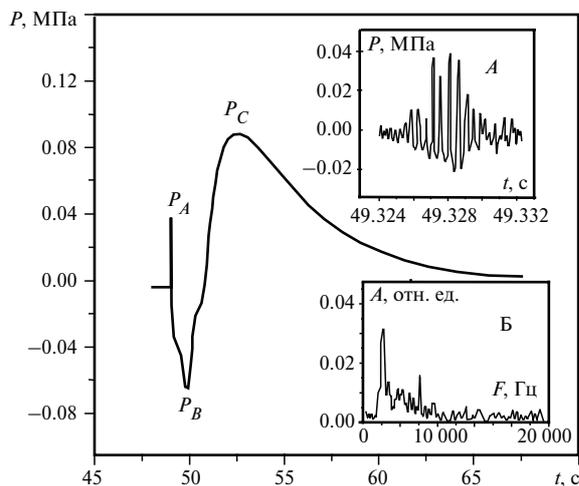


Рис. 2. Типичный вид осциллограммы давления и амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) начального пакета импульсов (процесс без характерного звукового «щелчка»)

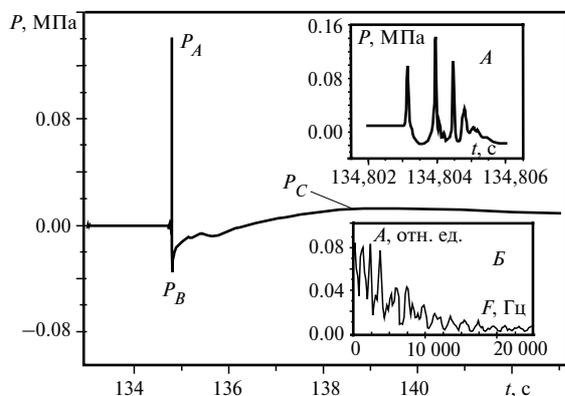


Рис. 3. Типичный вид осциллограммы давления АЧХ начального пакета импульсов (процесс сопровождается характерным звуковым «щелчком»)

Реальный паровой взрыв характеризуется наличием множества горячих жидкометаллических капель, окруженных паровой оболочкой. Поэтому с точки зрения взаимодействия этих капель представляет большой интерес вопрос о распространения импульсов давления в холодной жидкости. На рис. 4 представлена зависимость значений максимального давления начального пакета импульсов P_A от расстояния до нижнего края полусферы. Как видно из рисунка, экспериментальные данные удовлетворительно описываются кривой типа $P_A \sim 1/r$. Следует также отметить, что максимальная амплитуда импульсов давления во всех наших экспериментах не превышала 0.2 МПа, причем, как уже отмечалось выше, это значение меньше критического значения амплитуды искусственным образом инициированного импульса давления, необходимого для фрагментации отдельной капли ($P_{крит} \sim 0.4$ МПа [6]).

На рис. 5 показаны полученные экспериментальные данные максимальных значений разрежения P_B и последующего сжатия P_C в зависимости от расстояния до полусферы. Отметим два обстоятельства. Во-первых, эти значения давления уменьшаются с удалением от полусферы и, во-вторых, амплитуда

сжатия P_B пропорциональна амплитуде разрежения P_C , т.е. среда ведет себя как упругое тело.

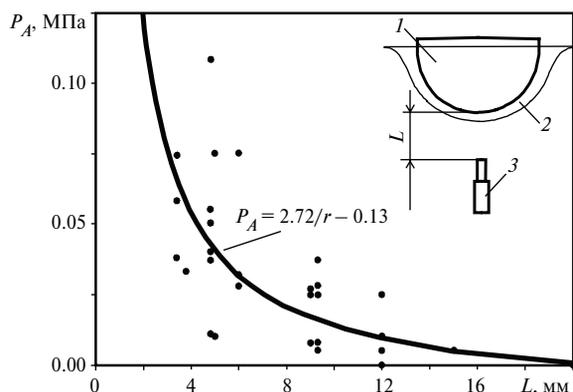


Рис. 4. Зависимость максимального давления начального импульса P_A от расстояния до нагретой полусферы («безщелчковый» сход паровой пленки): 1 – полусфера; 2 – слой пара; 3 – датчик давления

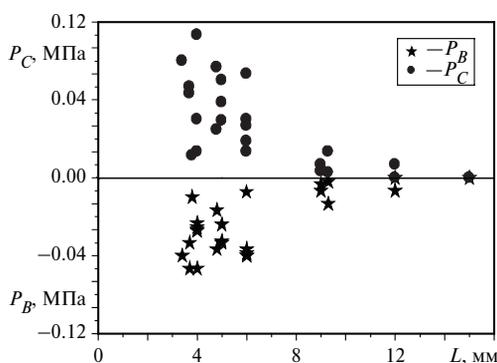


Рис. 5. Зависимость значений давления разрежения P_B и сжатия P_C от расстояния до полусферы

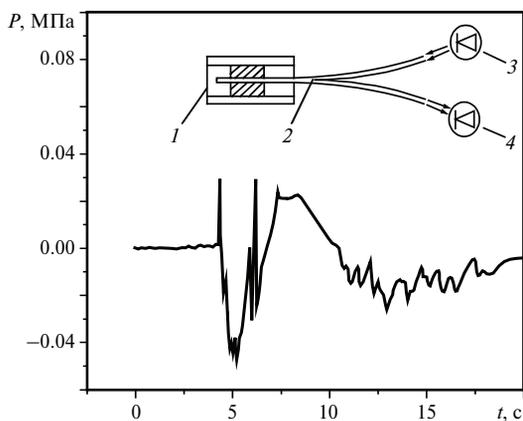


Рис. 6. Характерный вид осциллограммы давления, полученной с помощью волоконно-оптического преобразователя: 1 – мембрана; 2 – волоконно-оптический кабель; 3 – светодиод; 4 – фотодиод

Нам неизвестна физическая причина повышения давления (пик P_C). Можно было бы предположить, что она связана с недостатками пьезоэлектрического метода измерения, которые не позволяют достоверно измерять медленно изменяющееся давление. Хотя в опытах использовался вторичный преобразователь зарядов, который частично компенсирует этот недостаток, дополнительно, в целях проверки этого предположения были проведены аналогичные

измерения с помощью волоконно-оптического преобразователя давления, которому не свойственны недостатки, присущие пьезоэлектрическим преобразователям. Данные, представленные на рис. 6, также свидетельствуют о значительном повышении давления после создания разрежения в охлаждающей жидкости.

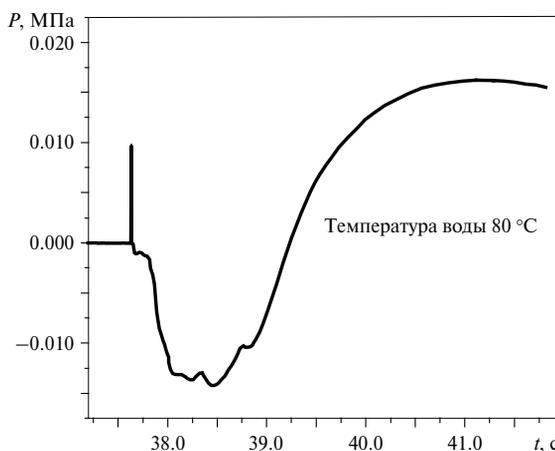


Рис. 7. Типичная осциллограмма давления при температуре воды 80 °C

Эксперименты по изучению импульсов давления были проведены при двух температурах охлаждающей воды – 20 °C (которые уже описаны выше) и 80 °C. Результаты опытов при 80 °C подтвердили данные предыдущих исследований о том, что пленка пара при более высокой температуре охладителя становится более устойчивой к внешним возмущениям. Время ее существования в этом режиме остывания полусферы составляло ~ 30 минут, тогда как для температуры охладителя 20 °C оно, обычно, не превышало 2 минут. За этот временной интервал полусфера (при начальной температуре ~ 500 °C) успевала значительно остыть, а сход пленки, сопровождающийся слабым импульсом давления (см. рис. 7), происходил при значении температуры нагретой стенки менее 250 °C.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В современной литературе с процессом фрагментации связывают лишь первоначальный пакет импульсов давления, вызванный разрушением парового слоя и непосредственным контактом горячей поверхности с охладителем. Полученные опытные данные, на наш взгляд, свидетельствуют о том, что одновременно с учетом этого процесса (например, с помощью теории термомеханической фрагментации) необходимо не оставлять без внимания эффекты, связанные с изменением давления внутри охлаждающей жидкости. Действительно, если предположить, что взрывной сход пленки пара с жидкометаллической поверхности происходит при падении капли в охладителе, то при определенных условиях она, сжатая силами термомеханического происхождения, может попасть в разреженную область, что может интенсифицировать процесс ее фрагментации. В литературе [16] хорошо известен механизм

дробления твердых тел, вызванный чередованием сжатия и разрежения.

Авторы выражают благодарность В.В. Глазкову, В.С. Григорьеву, В.Г. Жилину, А.П. Крюкову, К.Г. Кубрикову и О.А. Синкевичу за помощь в проведении экспериментов и обсуждении полученных результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований грант № 05-02-17679.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

A – амплитуда, относительные единицы;
F – частота, Гц;
P – избыточное давление, Па;
t – время, с;
L – расстояние, м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Степанов Е.В.** Физические аспекты явления парового взрыва // Препринт ИАЭ. № 54503/3. М. 1991. 95 с.
2. **Long G.** Explosion of molten ammonium in water // *Metal. Prog.* 1957. N.71. P. 107–112.
3. **Блох А.** Законы Мэрфи. Минск: ООО Попурри, 2004. 255 с.
4. **Nelson L.S., Duda H.M.** Steam explosions experiments with single drops of iron oxide melted with CO₂ – laser. // *High Temperature – High Pressures.* 1982. V. 14. P. 259–281.
5. **Zyszkowski. W.** Thermal explosions hazard in (fast) nuclear reactors // *Atomic energy review.* 1978. Vol.16. No 1. P. 3 – 87.
6. **El-Genk M.S., Matthews R.B., Bankoff. G.** Molten fuel-coolant interaction phenomena with application to carbide fuel safety // *Progress in Nuclear Energy.* 1987. Vol.20. No 3. P.151–198.
7. **Зейгарник Ю.А., Ивочкин Ю.П., Король Е.З.** Термомеханический механизм тонкой фрагментации жидких капель при паровом взрыве // *ТВТ.* 2004. Т.43. №3. С.491–492.
8. **Глазков В.В., Синкевич О.А.** Механизмы фрагментации поверхности расплава при прямом контакте с теплоносителем // *Теплоэнергетика.* 1998. №3. С.27–30.
9. **Taleyarkhan. R.P.** Vapor explosion stuiies for nuclear and non-nuclear industries. // *Nuclear Engineering and Design.* 2005. Vol.235. Issues 10–12. P.1061–1077.
10. **Исследование** развития неустойчивости и разрушения парового слоя на твердой нагретой полусферической поверхности / В.В. Глазков, В.Г. Жилин, Ю.А. Зейгарник и др. // *ТВТ.* 2000. Т.38. №6. С. 935.
11. **Поведение** паровой пленки на сильно перегретой поверхности, погруженной в недогретую воду / В.С. Григорьев, В.Г. Жилин, Ю.А. Зейгарник и др. // *ТВТ.* 2005. Т.43. №1. С. 100 – 114.
12. **Иванов М.А.** Температурная зависимость прочности глицерина при отколе // *Прикл. механика и техн. физика.* 1981. №1. С.140.
13. **Экспериментальное** исследование смены режимов кипения на сильно перегретой полусфере, погруженной в недогретую жидкость / В.В. Глазков, В.Г. Жилин, Ю.А. Зейгарник и др. // *Труды РКНТ-3.* М.: Издательство МЭИ, 2002. Т.4. С.72–75.
14. **Волоконно-оптические** преобразователи давления / В.Г. Жилин, Ю.П. Ивочкин, А.А. Оксман и др. // *ТВТ.* 1996. Т.34. №5. С.819–823.
15. **Dullforce T.A., Buchanan D.J., Peckover R.S.** Self-triggering of small-scale fuel-coolant interactions: I. Experiments // *J. Phys. D.* 1976. Vol.9. P.1295–1303.
16. **Федоров В.Т., Хоконов Х.Б.** Явление диспергирования твердых тел при быстрой релаксации напряжений всестороннего сжатия // *ДАН.* 1988. Т.300. №5. С.1126–112.