

## ЦЕПНАЯ АКТИВАЦИЯ ЦЕНТРОВ КИПЕНИЯ И КРИТИЧЕСКИЙ ОБЪЕМ ЭМУЛЬСИИ, ПРИ КОТОРОМ ОНА ВОЗНИКАЕТ

### АННОТАЦИЯ

Продолжено изучение механизма цепной активации центров кипения при переходе от конвективного режима теплообмена к режиму пузырькового кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой. Рассмотрен механизм цепного зародышеобразования и определен критический объем эмульсии, при котором возможно возникновение цепного зародышеобразования.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Приведены результаты исследования теплоотдачи от тонких проволок к эмульсиям, у которых дисперсная фаза является низкокипящей по сравнению с ее дисперсионной средой. Особенность теплообмена с такими эмульсиями наблюдается в режиме пузырькового кипения, когда кипят только капельки дисперсной фазы эмульсии [1-4]. Для перехода от конвективного режима теплообмена к пузырьковому кипению эмульсии требуются большие величины температурного напора  $\Delta T = T_W - T_0$ , при которых температура теплоотдающей поверхности  $T_W$  выше температуры  $T_S$  насыщенных паров дисперсной фазы на 100 °С и более. Здесь  $T_0$  — температура теплоносителя вдали от теплоотдающей поверхности. Заметим, что для чистых жидкостей и рас-

творов величина задержки начала кипения  $\Delta T_i = T_W - T_S$ , как правило, не превышает 1-5 °С. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование механизма активации центров кипения и определение критического объема  $V_0$  эмульсии, только при превышении которого и возможно цепное зародышеобразование.

Проведенные пробные опыты качественно подтвердили зависимость  $V_0$  от вязкости эмульсии и от температуры греющей поверхности.

### 2. МЕХАНИЗМ АКТИВАЦИИ ЦЕНТРОВ КИПЕНИЯ

Рассмотрим в качестве теплоносителя эмульсию вода/масло. При нагреве эмульсии выше температуры насыщенных паров дисперсной фазы эмульсии на поверхности нагревателя и капельках дисперсной фазы возникают центры кипения и далее наблюдается пузырьковый режим кипения эмульсии. Предлагается следующий механизм активации центров кипения. Как правило, исследуемый теплоноситель до и во время опытов соприкасается с атмосферным воздухом, поэтому в нем всегда присутствует растворенный воздух - азот и кислород. Примем, как это обычно считается, что центры кипения ак-

тивируются на загрязняющих жидкость твердых частицах с поперечным размером  $d$  не более  $10^{-7}$  м. От таких частиц очень трудно избавиться, они не оседают и не всплывают, а хаотически движутся в жидкости под действием Броуновских сил. Известно, что поверхность практически любого твердого тела адсорбирует газ, причем адсорбционная способность поверхности уменьшается с ростом температуры. Для упрощения задачи примем, что загрязняющие жидкость частицы и обладают свойствами, близкими к свойствам активированного угля. Поскольку теплоноситель перед началом опытов, как правило, находится при комнатной температуре  $T = 20$  °С и при атмосферном давлении, то он насыщается атмосферным воздухом. Согласно справочным данным концентрация воздуха в воде в этом

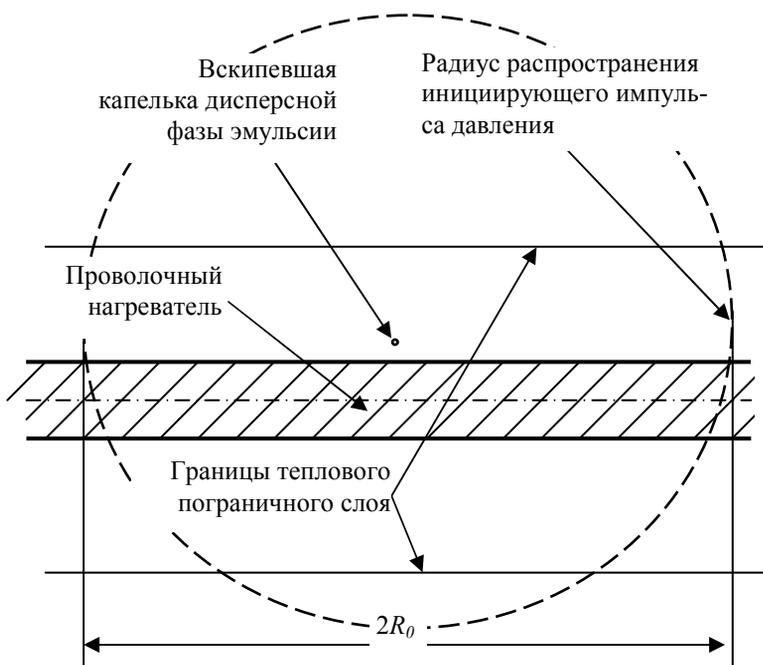


Рис. 1. Определение критического объема эмульсии

случае составляет  $c_1 = 0,0194 \text{ г/м}^3$  [5]. Поверхность частицы адсорбирует воздух из воды, масса адсорбированного воздуха составит величину  $M_1 = kc_1S = 1,34 \cdot 10^{-22} \text{ кг}$ , где  $k$  – константа Генри, мкм [6],  $S = \pi d^2$  – площадь поверхности частицы. При нагреве воды до температуры опыта, равной, например,  $150 \text{ }^\circ\text{C}$ , уменьшается растворимость газа в воде до  $c_2 = 0,0181 \text{ кг/м}^3$  и соответственно адсорбционная способность поверхности частиц до  $M_2 = kc_2S = 0,23 \cdot 10^{-22} \text{ кг}$ . Поэтому около поверхности частицы при нагреве жидкости появляется некоторый объем десорбированного газа (воздуха), масса которого быстро увеличивается за счет диффузии газа из окружающей жидкости. Для начальной массы этого газа получим  $\Delta M = M_1 - M_2 = 1,34 \cdot 10^{-22} - 0,23 \cdot 10^{-22} = 1,11 \cdot 10^{-22} \text{ кг}$ . Если масса  $\Delta M$  газа больше или равна массе критического зародыша, то это означает, что образовался центр кипения. Для радиуса критического зародыша  $r^*$  имеем [7]:

$$r^* = \frac{2\sigma}{(p_S - p')(v'' - v')} \approx 0,25 \text{ (мкм)}.$$

Масса этого пузырька может быть определена из соотношения:

$$M_k \approx \frac{4}{3} \pi r^{*3} \rho''(T_2) \approx 1,84 \cdot 10^{-19} \text{ (кг)},$$

что больше  $\Delta M = 1,11 \cdot 10^{-22} \text{ кг}$ , то есть образующийся пузырек меньше критического. В этом случае образовавшийся пузырек растет за счет диффузии воздуха из окружающей жидкости и за счет ее испарения.

Определим время роста образовавшегося при десорбции пузырька газа до критического размера, его начальная масса  $\Delta M = 1,11 \cdot 10^{-22} \text{ кг}$ . В поверхностном слое жидкости, прилегающем к пузырьку пара, концентрация газа равна его равновесному значению при температуре жидкости  $T = 150 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $c_2 = 0,0181 \text{ кг/м}^3$ , вдали от рассматриваемой поверхности концентрация газа соответствует начальной температуре и давлению теплоносителя:  $c_1 = 0,0194 \text{ кг/м}^3$ . При имеющейся разности концентраций  $\Delta c = c_1 - c_2 = 0,0013 \text{ г/м}^3$  в жидкости возникает диффузионный поток газа и пузырек начинает расти. Для определения радиуса растущего газового пузырька воспользуемся методикой решения задачи [8] о теплоотдаче от шарового нагревателя, имеющего постоянную температуру поверхности, к неограниченной среде с известными теплофизическими свойствами и применим ее к нашей задаче о диффузии. Концентрация газа зависит только от расстояния от центра пузырька до рассматриваемой точки  $r$ :

$$c = \frac{ac_S}{r} \left[ 1 - \Phi \left( \frac{r-a}{2\sqrt{Dt}} \right) \right], \quad (1)$$

где  $a$  – радиус рассматриваемого пузырька (равный радиусу частицы),  $r$  – текущий радиус,  $c_S$  – равновесная концентрация газа,  $\Phi$  – функция ошибок [8],

$D$  – коэффициент диффузии,  $t$  – время. Для массового потока газа через поверхность пузырька получим:

$$j = D \frac{dc}{dr} = f(t). \quad (2)$$

За промежуток времени  $t_{зад}$  масса пузырька увеличится на величину

$$M = \int_0^{t_{зад}} j dt.$$

Решая систему уравнений (1), (2) методом последовательных приближений, получили для  $t_{зад}$  величину порядка 0,6 с. Физический смысл величины  $t_{зад}$  состоит в том, что вскипание жидкости происходит не сразу после ее перехода в перегретое состояние, а через время задержки вскипания  $t_{зад}$ , необходимое для активации центра кипения. Порядок величины  $t_{зад}$  совпадает со временем нахождения капелек дисперсной фазы в тепловом поверхностном слое. Мы полагаем, что так активируются спонтанно возникающие центры кипения.

При  $T_w > T_i$  вступает в действие цепной механизм активации центров кипения. Известно, что под действием поверхностных сил частицы в жидкости объединяются во флоккулы. В этом случае пространство между частицами во флоккулах заполняется адсорбированным газом (воздухом). При воздействии на флоккулу импульсами давления и разрежения достаточной амплитуды, флоккулы распадаются на отдельные частицы, газ освобождается и образует центр кипения. Развал флоккул может привести к цепной активации центров кипения.

### 3. КРИТИЧЕСКИЙ ОБЪЕМ ЭМУЛЬСИИ

Цепная активация центров кипения в эмульсии может наблюдаться не всегда, а только при некоторых особых условиях. В число таких условий входит минимальный объем перегретой эмульсии, при котором может возникнуть такая активация центров кипения.

Рассмотрим волны давления и разрежения, которые возникают при вскипании капелек дисперсной фазы рассматриваемой эмульсии. Известно [7], что выделяющаяся при вскипании капельки энергия равна  $E = c_p \rho v \Delta T$ , где  $c_p$  и  $\rho$  – теплоемкость и плотность дисперсной фазы эмульсии,  $\Delta T = T - T_s$ ,  $T$  – температура вскипающей капельки. При этом возникает импульс давления  $M$ , величина которого определяется соотношением

$$M = f_M (\rho E / R)^{1/2} L^2, \quad (3)$$

где  $R$  – расстояние от места вскипания капельки до рассматриваемой точки пространства,  $L$  – характерный размер тела (датчика, флоккулы), помещенного в рассматриваемую точку,  $f_M$  – коэффициент пропорциональности. При этом максимальная амплитуда давления  $p$  выражается соотношением:

$$\Delta p = f_p E / R^3. \quad (4)$$

Активация центров кипения происходит только тогда, когда импульс давления  $M$  и/или максимальная амплитуда давления  $\Delta p$  превышают некоторые пороговые значения  $M_0$  или  $\Delta p_0$ . Очевидно, что если активируется центр на расстоянии  $R_0$  от вскипевшей капельки, то смогут активироваться и все центры кипения, находящиеся на меньшем удалении от вскипевшей капельки. Заметим, и это следует из экспериментальных данных, что центры активируются не сразу после воздействия на их импульса давления, а только через некоторое время задержки  $t_{зад}$ . В наших опытах с эмульсиями это время составляет величину порядка 0,1 с, что по порядку величины совпадает с вычисленной нами ранее величиной ( $t_{зад} = 0,6$  с).

Если плотность центров кипения в капельках дисперсной фазы эмульсии обозначить через  $N_0$ ,  $\text{м}^{-3}$ , толщину теплового пограничного слоя, где наблюдается перегрев дисперсной фазы эмульсии через  $\delta$ , а диаметр проволоочки через  $d$ , то объем эмульсии, где могут вскипеть капельки будет равен величине  $V_0 = 2R_0 \cdot \pi(\delta + d/2)^2$ . В этом объеме эмульсии могут активироваться  $N_{R0}$  центров кипения:

$$N_{R0} = CN_0 \cdot 2R_0 \cdot \pi(\delta + d/2)^2. \quad (5)$$

Поскольку  $CV_0$  доля рассматриваемого объема, занимаемая дисперсной фазой, то для числа капелек дисперсной фазы в рассматриваемом объеме эмульсии можно получить выражение:

$$n_{R0} = CV_0/v = C \cdot 2R_0\pi(\delta + d/2)^2/v,$$

для числа центров кипения в каждой капельке:

$$k_{R0} = N/n = N_0v. \quad (6)$$

Все эти центры способны активироваться под действием рассматриваемого импульса давления  $M_0$  и/или перепада давления  $\Delta p_0$ .

Пренебрегая диаметром проволоочки по сравнению с толщиной теплового пограничного слоя, получим для числа капелек  $n$  дисперсной фазы эмульсии внутри сферы радиусом  $R_0$ :

$$n_{R0} = C \cdot 2R_0\pi\delta^2 \cdot \frac{1}{v}. \quad (7)$$

При  $k > 1$  вскипают практически все эти капельки дисперсной фазы, находящиеся в рассматриваемом объеме. Малая часть капелек не вскипает, так как, во-первых, по теории вероятности всегда есть капельки, в которых отсутствуют центры кипения, и, во-вторых, за время активации  $\tau_a$  конвективными потоками часть перегретых капелек уносится из пограничного теплового слоя, они охлаждаются до температуры ниже  $T_S$  и уже неспособны вскипеть.

Если среднюю скорость конвективного потока обозначить через  $w$ , то объем эмульсии  $V$ , который вытечет из рассматриваемого объема  $V_0$  и охладится до температуры ниже  $T_S$ , будет примерно равен:

$$V = 2R_0 2\delta \cdot w \cdot \tau_a. \quad (8)$$

Тогда общее число центров, в которых был запущен механизм их активации, уменьшается на  $N_V = C_0V$  и будет к моменту их активации составлять величину:

$$\begin{aligned} N_{\tau a} &= N_{R0} - N_V = CN_0V_R - CN_0V = \\ &= CN_0 4\pi R_0 \delta^2 - CN_0 4R_0 \delta w \tau_a. \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку в одной капельке в среднем содержится  $k_{R0}$  центров кипения, то число капелек, в которых будет активирован хотя бы один центр кипения, будет равно:

$$\begin{aligned} n &= \frac{N_{R0}}{k_{R0}} = \frac{CN_0 4\pi R_0 \delta^2 - CN_0 4R_0 \delta w \tau_a}{N_0v} = \\ &= \frac{CN_0 4R_0 \delta (\pi\delta - w\tau)}{N_0v} = \frac{4CR_0\delta}{v} (\pi\delta - w\tau). \end{aligned}$$

Цепная реакция вскипания будет наблюдаться только в том случае, когда  $n > 1$ , т.е. когда

$$\frac{4CR_0\delta}{v} (\pi\delta - w\tau_a) \geq 1. \quad (10)$$

Условие (10) можно заменить двумя следующими:

$$\pi\delta - w\tau_a > 0, \text{ или } \delta > w\tau_a / \pi \quad (11)$$

и

$$R_0 \geq \frac{v}{(\delta - w\tau_a) \cdot 4C\delta}. \quad (12)$$

Условие (11) является более сильным, если учесть, что  $R_0$  может быть в предельном случае равно или меньше  $\delta$ , тогда (11) может быть переписано в следующем виде:

$$R_0 \geq \frac{w\tau_a}{\pi}.$$

Из (3) и (4) и (12) получим для радиуса сферы критического объема, при достижении которого будет наблюдаться цепное зародышеобразование:

$$R_{0M} = \frac{f_M^2 \rho E L^4}{M_0} \geq \frac{w\tau_a}{\pi}, \quad (13a)$$

$$R_{0P} = \sqrt[3]{f_P E / p_0} \geq \frac{w\tau_a}{\pi}. \quad (13б)$$

Выражение (13a) будет работать в том случае, когда разрушение флоккул происходит под действием преимущественно импульса давления, а выражение (13б) – при действии абсолютного перепада давления.

Из последних зависимостей можно определить связь между скоростью конвективных потоков  $w$  и перегревом жидкости, наблюдаемым при кипении эмульсии. Действительно, так как  $E = \rho v c_p \Delta T$ , то для одной и той же эмульсии и разных величин наблюдаемого перегрева дисперсной фазы эмульсии можем записать:

$$R_{0M1} = \frac{f_M^2 \rho_1^2 v c_p \Delta T_1 L^4}{M_0} \geq \frac{w_1 \tau_a}{\pi},$$

$$R_{0M2} = \frac{f_M^2 \rho_2^2 v c_p \Delta T_2 L^4}{M_0} \geq \frac{w_1 \tau_a}{\pi} \quad (14a)$$

или

$$R_{0P1} = \sqrt[3]{f_p \rho_1 v c_p \Delta T_1 / p_0} \geq \frac{w_1 \tau_a}{\pi},$$

$$R_{0P2} = \sqrt[3]{f_p \rho_2 v c_p \Delta T_2 / p_0} \geq \frac{w_2 \tau_a}{\pi}. \quad (14б)$$

Из (14a) и (14б) путем почленного деления верхнего уравнения на нижнее получим:

$$\frac{\rho_1^2 \Delta T_1}{\rho_2^2 \Delta T_2} \geq \left( \frac{w_1}{w_2} \right)_M, \quad (15a)$$

$$\frac{\sqrt[3]{\rho_1 \Delta T_1}}{\sqrt[3]{\rho_2 \Delta T_2}} \geq \left( \frac{w_1}{w_2} \right)_P. \quad (15б)$$

При свободной конвекции скорость конвективных потоков обратно пропорциональна динамической вязкости  $\eta$  дисперсной фазы эмульсии, поэтому соотношения (15a) и (15б) можно переписать в следующем виде:

$$\frac{\rho_1^2 \Delta T_1}{\rho_2^2 \Delta T_2} \geq \left( \frac{\eta_2}{\eta_1} \right)_M, \quad (16a)$$

$$\frac{\sqrt[3]{\rho_1 \Delta T_1}}{\sqrt[3]{\rho_2 \Delta T_2}} \geq \left( \frac{\eta_2}{\eta_1} \right)_P. \quad (16б)$$

Далее, поскольку плотность  $\rho$  изменяется мало, по сравнению с изменением вязкости  $\eta$ , то последнее соотношение можно переписать так:

$$(\eta_1 / \eta_2)_M = \Delta T_2 / \Delta T_1, \quad (17a)$$

$$(\eta_1 / \eta_2)_P = \sqrt[3]{\Delta T_2 / \Delta T_1}. \quad (17б)$$

Предварительная проверка этих соотношений показала, что более точно ( $\pm 5\%$ ) выполняется соотношение (17б), а это значит, что активация центров кипения обусловлена преимущественно колебаниями давления, а не прохождением через жидкость импульса давления.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены новые экспериментальные данные по кипению эмульсий, дисперсная фаза которых является низкокипящей по сравнению с ее дисперсионной средой. На основе предложенной ранее модели центра кипения рассмотрен механизм активации центров кипения, найден критический объем эмульсии, при котором возможно возникновение цепной активации низкотемпературных центров кипения. Рассмотренный тип теплоносителей явля-

ется одним из наиболее эффективных. Самым важным их достоинством является широкая область пузырькового кипения, в которой наблюдаются наиболее высокие коэффициенты теплоотдачи

*Работа выполнена в Институте теплофизики УрО РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований – проект 03-02-16937.*

## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

$D$  — коэффициент диффузии, м<sup>2</sup>/с;  
 $T_w, T_S$  и  $T_0$  — температура теплоотдающей поверхности, насыщенных паров дисперсной фазы и теплоносителя (эмульсии), °С;  
 $\Delta T_i = T_w - T_S$  — величина задержки начала кипения, °С;  
 $\Delta T = T_w - T_0$  — температурный напор, °С;  
 $S$  — площадь поверхности, м<sup>2</sup>;  
 $V$  — объем, м<sup>3</sup>;  
 $a$  — радиус пузырька воздуха, м;  
 $c_1, c_2$  — концентрации газа, кг/м<sup>3</sup>;  
 $d$  — диаметр капельки, м;  
 $r^*$  — радиус критического зародыша, м;  
 $r$  — текущий радиус, м;  
 $t$  — время, с;  
 $\delta$  — толщина теплового пограничного слоя, м;  
 $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>;  
 $\tau$  — время активации центра кипения, среднее время нахождения капелек дисперсной фазы в тепловом пограничном слое, с.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буланов Н.В. Расчет плотности теплового потока при кипении дисперсной фазы эмульсии // ТВТ. 2001. Т. 39. № 3. С. 495-502.
2. Гасанов Б.М., Буланов Н.В., Байдаков В.Г. Особенности кипения эмульсий с низкокипящей дисперсной фазой и с добавкой ПАВ // Инженерно-физический журнал. 1997. Т. 70. № 2. С. 185 - 187.
3. Буланов Н.В., Гасанов Б.М., Байдаков В.Г. Режим пузырькового кипения эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой // Труды III Минского Международного форума по теплообмену. Т. 4. Ч. 1. Минск: ИТМО. 1996. С. 54 - 57.
4. Буланов Н.В., Гасанов Б.М. Управление числом центров кипения при теплоотдаче к эмульсии с низкокипящей дисперсной фазой // Труды Третьей Российской национальной конф. по теплообмену. В 8 т. Т. 4. Кипение, кризисы кипения... М.: Издательство МЭИ, 2002. С. 49-52.
5. Справочник по растворимости. Т.1. Кн.1. М.-Л.: 1962. С. 960.
6. Авгуль Н.Н., Киселев А.В., Пошкус Д.П. Адсорбция газов и паров на однородных поверхностях. М.: Химия, 1975. С.384.
7. Скрипов В.П., Сеницын Е.Н., Павлов П.А., Ермаков Г.В., Муратов Г.Н., Буланов Н.В., Байдаков В.Г. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии: Справочник. М.: Атомиздат. 1980. 208 с.
8. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. С. 488.