

Исследование процессов испарения и кипения жидкостей

© Е.В. Анохина

Ростовская-на-Дону государственная академия сельскохозяйственного машиностроения,
344023 Ростов-на-Дону, Россия
e-mail: anohina@donras.ru

(Поступило в Редакцию 24 декабря 2009 г.)

Экспериментально показано, что минимум на кривой испарения капель воды, 5%-ной водной смеси эталона, 5%-ной водной смеси *n*-бутанола, т. е. максимальная скорость испарения этих жидкостей приходится на критическую тепловую нагрузку при их кипении. Исходя из этого опытного факта предлагается метод определения температуры, при которой наступает кризис кипения жидкости. Получено, что стадии испарения капель жидкости соответствуют режимам кипения этой жидкости.

Введение

Научный и практический интерес к испарению жидкостей в сфероидальном состоянии можно объяснить тем, что охлаждение кипящей жидкостью широко применяется в технике [1]. К примеру, в металлургии при резании и термической обработке широко используют охлаждающие жидкости, эффективность действия которых определяется теплом, отводимым в единицу времени [2]. Развитие микроэлектроники тесно связано с проблемой эффективного отвода тепла [3]. И таких примеров можно привести множество.

При нанесении капли жидкости на поверхность сильно нагретого металла жидкость принимает форму сфероида. В таком „сфероидальном состоянии“ капля существует некоторое время. При малой температуре плиты она растекается и может контактировать с греющей стенкой. С ростом температуры плиты такой сфероид полностью отделен от поверхности нагрева паровой оболочкой и с металлом уже не соприкасается. Это явление впервые было описано Лейденфростом [4] и нередко называется его именем.

Испарение капель на плите являлось предметом ряда исследований [1,2,4–9]. Простое экспериментальное оборудование для изучения этого явления способствует выявлению основных закономерностей данного феномена. Такие знания помогут найти температурные интервалы наиболее интенсивного парообразования.

Переход от частичного растекания капли к сфероидальному состоянию аналогичен кризису кипения в большом объеме [10]. Сфероидальное состояние наступает при температуре T_L (температуре Лейденфроста), близкой к температуре предельного перегрева жидкости T_{sh} (superheating) при данном давлении [11,12]. Температуре Лейденфроста соответствует максимум на кривой испарения — зависимости времени t полного испарения капли жидкости, нанесенной на горячую плиту, от температуры плиты T .

Сфероидальное состояние жидкости имеет непосредственное отношение к обеспечению безопасности тепловыделяющих поверхностей. Одной из основных за-

дач исследователей является предотвращение пережога поверхности нагрева при кипении жидкости в случае высоких тепловых нагрузок. Одной из вероятных причин этого опасного явления можно назвать сфероидальное состояние жидкости, состоящее в том, что жидкость не способна смачивать и охлаждать поверхность нагрева, из-за того что температура последней выше температуры Лейденфроста [7].

Настоящая работа проведена с целью выявления аналогий в процессе испарения и кипения, которые могут пролить свет на механизм этих явлений. Рассмотрим сформулированную задачу.

Сопоставление процессов испарения и кипения воды

Весьма важно выявить особенности кризиса кипения при сравнении кривых испарения и кривых кипения для воды, приведенных на рис. 1–4.

На рис. 1 представлена кривая испарения воды [8].

При температуре стенки, меньшей температуры насыщения, капля жидкости, попадая на поверхность, растекается (рис. 2, *a*) и скорость ее испарения мала (см. рис. 3). Когда температура поверхности нагрева

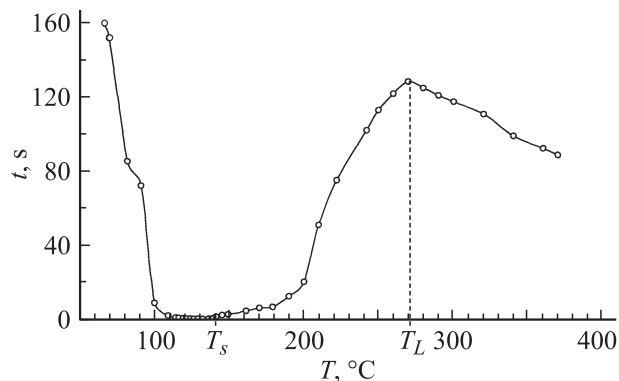


Рис. 1. Кривая испарения для капель воды, соприкасающихся с нагретой медной поверхностью. Масса капель составляет $m = 51 \text{ mg}$ [8].

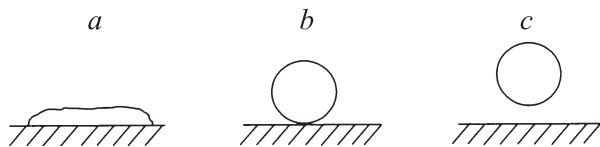


Рис. 2. Режимы (стадии) сфероидального состояния жидкости: *a* — растекание жидкости по плите и пузырьковое кипение воды при температуре поверхности нагрева $T = 109\text{--}141^\circ\text{C}$; *b* — начало сфероидального состояния жидкости, капля воды собирается в сферу и периодически соприкасается с плитой при $T = 141\text{--}270^\circ\text{C}$; *c* — устанавливается сфероидальное состояние жидкости, капля воды не контактирует с поверхностью нагрева при температуре больше чем 270°C .

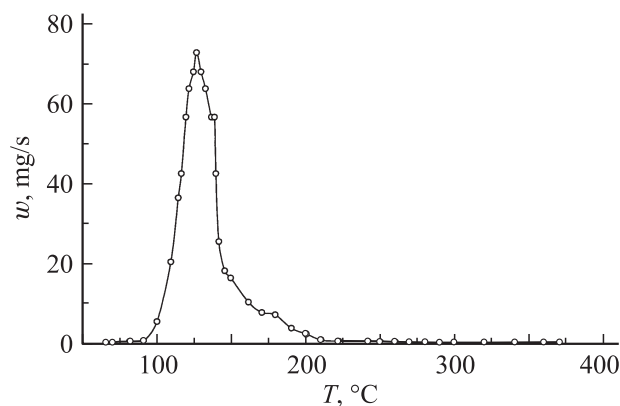


Рис. 3. Зависимость скорости испарения капель воды $w = m/t$ от температуры поверхности нагрева. Перестроение данных рис. 1 в координатах $w = f(T)$.

приближается к температуре 109°C , то в растекающейся капле начинается кипение воды. При дальнейшем росте температуры плиты кипение капли становится все более интенсивным, а скорость испарения жидкости становится очень большой и достигает максимума при 126°C (рис. 3). При достижении температуры поверхности нагрева 141°C вода уже не растекается на поверхности нагрева, собирается в сфероид, который периодически контактирует с греющей стенкой (рис. 2, *b*).

Температуру, при которой капля начинает собираться в каплю и не растекается, будем называть температурой начала сфероидального состояния T_s (рис. 1). Начиная с температуры плиты $T = 109^\circ\text{C}$ и до температуры начала сфероидального состояния $T_s = 141^\circ\text{C}$ капля жидкости кипит на плите, не собирается в сфероид, а растекается. В этом малом интервале температур поверхности нагрева скорость испарения жидкости самая большая (рис. 3).

Если увеличивать температуру плиты больше T_s , то скорость испарения жидкости будет уменьшаться. При этом частота контакта капли со стенкой будет уменьшаться, это говорит о снижении интенсивности теплоотдачи от нагретого металла к сфероиду. При дальнейшем увеличении температуры поверхности нагрева капля воды полностью отделяется от горячей плиты слоем пара

(рис. 2, *c*). Это происходит при называемой температуре Лейденфроста $T_L = 270^\circ\text{C}$, соответствующей максимуму на кривой испарения (рис. 1). Теплоотдача от поверхности нагрева и скорость испарения жидкости в сфероидальном состоянии очень мала. Ей препятствует паровая прослойка между поверхностью нагрева и жидкостью в сфероидальном состоянии. Таким образом, наиболее интенсивное испарение жидкости или пленки жидкости осуществляется при температуре поверхности нагрева $109\text{--}126^\circ\text{C}$. Аналогичный результат был получен в [3] при охлаждении микропроцессора движущейся пленкой жидкости.

На рис. 4 представлена кривая кипения воды (зависимость тепловой нагрузки q от температуры поверхности нагрева T) в случае, когда регулируется температура нагревателя (платиновая проволока диаметром 0.127 mm) при температуре жидкости 100°C [13]. Критическая тепловая нагрузка — максимум этой кривой кипения ($T = 125^\circ\text{C}$) — приходится на температуру $T = 126^\circ\text{C}$, соответствующую максимальной скорости испарения жидкости на зависимости $w = f(T)$ (рис. 3). Пузырьковое кипение (отрезок *AB*) на кривой кипения соответствует самым высоким значениям скорости испарения жидкости, когда жидкость еще находится в сфероидальном состоянии, а растекается по поверхности жидкости (рис. 2, *a*). Переходное кипение жидкости (участок *BC*) начинается при температуре начала сфероидального состояния жидкости, когда она еще контактирует с поверхностью нагрева (рис. 2, *b*). При этом режиме кипения скорость испарения снижается. Пленочное кипение (отрезок *CE*) устанавливается при значениях температуры, отвечающих сфероидальному состоянию жидкости, когда капля воды полностью отделена от горячей плиты пленкой пара (рис. 2, *c*). В этом случае скорость испарения жидкости становится очень низкой.

На рис. 5 приведена кривая кипения воды, когда регулируется тепловая нагрузка [14]. При этом температура основной массы воды составляла 100°C . В случае регулирования тепловой нагрузки пузырьковое кипение (уча-

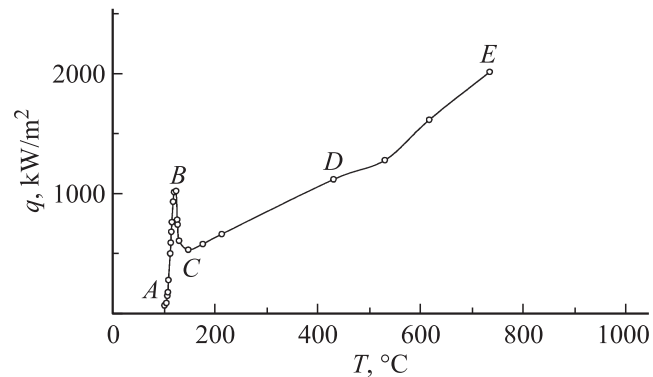


Рис. 4. Кривая кипения воды, полученная при регулировании температуры платинового нагревателя диаметром 0.127 mm и атмосферном давлении [13].

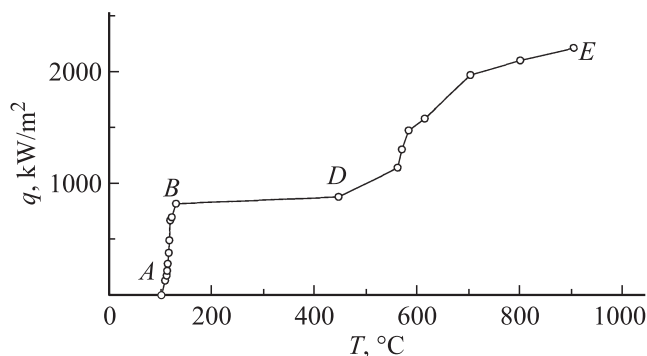


Рис. 5. Кривая кипения воды, полученная при регулировании тепловой нагрузки на поверхности из нихрома диаметром 0.1 mm и атмосферном давлении [14].

сток AB) резко сменяется пленочным (отрезок DE). Пузырьковое кипение прекращается, когда тепловая нагрузка достигает критической величины $q_{cr} = 820 \text{ kW/m}^2$, а небольшое увеличение тепловой нагрузки на 58 kW/m^2 приводит к скачкообразному росту температуры от 128 до 444°C и начинается пленочное кипение. Пленочное кипение на отрезке DE заканчивается пережогом нагревателя в последней точке кривой кипения.

Таким образом, сравнение кривых испарения с кривыми кипения для воды приводит к следующему выводу. Пузырьковое кипение жидкости соответствует самым высоким скоростям испарения жидкости. В этом режиме жидкость не находится в сфероидальном состоянии, а растекается по поверхности нагрева (рис. 2, a). Переходное кипение жидкости отвечает началу сфероидального состояния жидкости, когда жидкость периодически контактирует с горячей плитой (рис. 2, b). Скорость испарения в этом режиме уменьшается с ростом температуры. Пленочное кипение жидкости приходится на сфероидальное состояние жидкости, когда она отделена полностью прослойкой пара от поверхности нагрева (рис. 2, c). Этот вид кипения сопровождается очень малыми скоростями испарения жидкости. При пузырьковом кипении жидкости существует максимальная скорость испарения 72.9 mg/s , а при пленочном скорость испарения падает в 182 раза и составляет 0.4 mg/s (рис. 3).

Цель настоящей работы состоит в проверке справедливости данного вывода для других жидкостей — водных смесей этанола и n -бутанола, т. е. следует проверить, существует для других жидкостей такая же связь, как у воды, между режимами кипения и режимами испарения жидкости.

Экспериментальная часть

Экспериментальная установка для исследования кипения жидкостей в большом объеме при атмосферном давлении представлена в работе [14]. Был использован

метод нагретой проволоки. В качестве тепловыделяющей поверхности применялась проволока из нихрома диаметром $150 \mu\text{m}$. Электропитание нагревательного элемента осуществлялось от батареи аккумуляторов напряжением 24 V . Исследовалось насыщенное кипение водных смесей этанола и n -бутанола. Напряжение и ток через нагреватель регистрировались одновременно двухканальным цифровым мультиметром типа АМ-1109. Относительная погрешность измерения тепловой нагрузки не превышала 3%. Температуру тепловыделяющего элемента находили по градуировочной зависимости температуры от сопротивления. Сопротивление поверхности нагрева определялось с помощью мостовой схемы. Относительная погрешность измерения температуры нагревателя составила 3%.

При насыщенном кипении удельный тепловой поток возрастал от начальной величины до удельного теплового потока, соответствующего пережогу поверхности нагрева, через некоторый интервал. Для пузырькового режима тепловая нагрузка q изменялась через каждые $50\text{--}200 \text{ kW/m}^2$. Для пленочного режима кипения значение q увеличивалось с интервалом $200\text{--}300 \text{ kW/m}^2$.

В качестве рабочих жидкостей были использованы водные растворы гомологического ряда спиртов (этанол, n -бутанола). Выбраны именно эти жидкости, так как при кипении водных растворов спиртов с малой концентрацией наблюдается более высокая критическая тепловая нагрузка по сравнению с водой [15].

Схема экспериментальной установки для испарения капель и навесок жидкостей представлена в [8]. Нагревательное устройство представляло собой тигель со вставленной в него медной поверхностью нагрева цилиндрической формы. Диаметр основания цилиндра 6 см, высота цилиндра 7 см. Тигель нагревался спиралью, по которой протекал переменный электрический ток. Опыты по испарению капель проводились на поверхности сферического углубления, сделанного на основании медного цилиндра. Температура греющей стенки измерялась медь-константановой термопарой с абсолютной погрешностью 0.5°C . Время испарения фиксировалось секундомером с точностью 0.1 s . На поверхность нагрева с некоторой установленной температурой наносилась капля определенной массы исследуемой жидкости, которая имела комнатную температуру. Далее с помощью секундомера находили время ее полного испарения t . Это время и характеризует возникновение сфероидального состояния для данной жидкости на этой поверхности нагрева. Масса капель определялась как средняя величина из тысячи отсчетов.

Опыты по испарению проводились при постепенном увеличении температуры нагрева металла. При одной и той же температуре греющей поверхности опыт по испарению сфероида проделывался 5–7 раз. Для построения кривых испарения использовалось среднее время испарения жидкости.

Результаты и обсуждение сравнения кривых испарения и кривых кипения для бинарных смесей жидкостей

На рис. 6 и 7 представлены результаты экспериментального сравнения кривых испарения с кривыми кипения для водных смесей 5%-ного этанола и 5%-ного *n*-бутанола.

Рассмотрим данные, представленные на рис. 6. Рис. 6, *a* демонстрирует кривую испарения капель

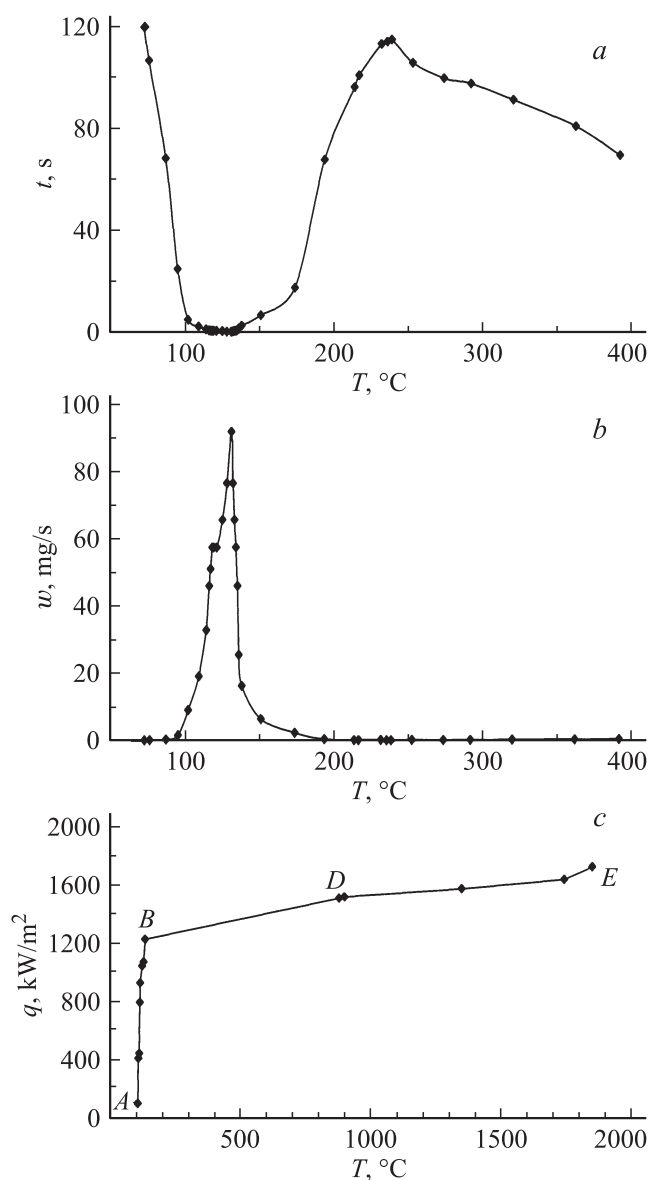


Рис. 6. Сравнение процессов испарения и кипения 5%-ной водной смеси этанола: *a* — кривая испарения капель 5%-ного этанола массой $m = 46$ mg; *b* — зависимость скорости испарения капель 5%-ного этанола $w = m/t$ от температуры поверхности нагрева (перестроение данных кривой испарения *a* в координатах $w = f(T)$); *c* — кривая насыщенного кипения 5%-ного этанола, полученная при регулировании тепловой нагрузки на поверхности из нихрома диаметром 0.15 mm.

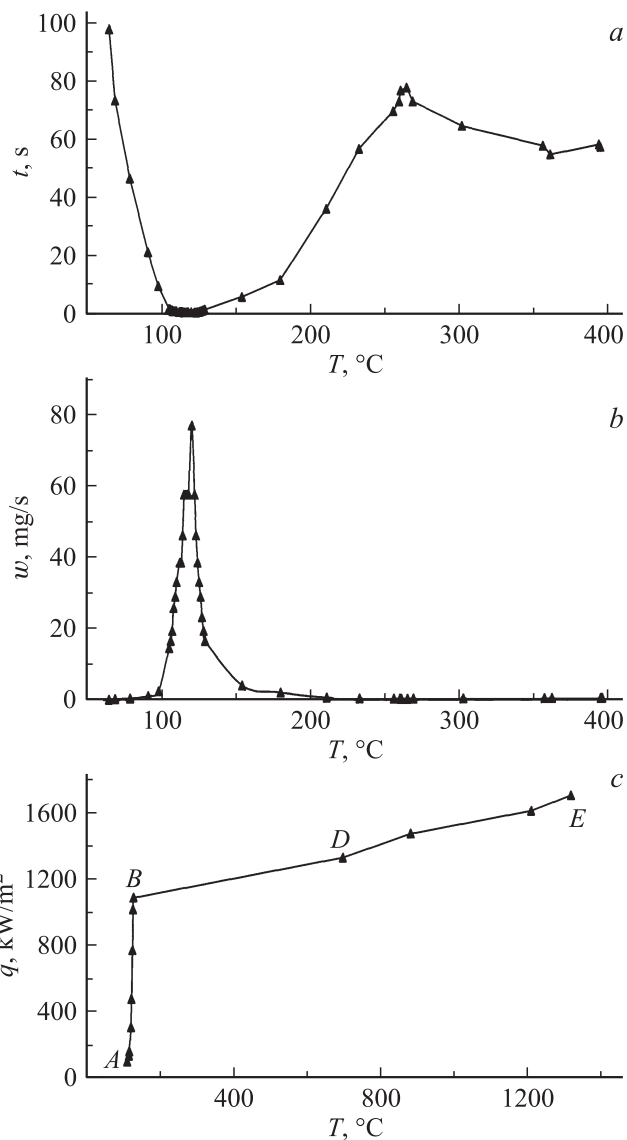


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, только для 5%-ной водной смеси *n*-бутанола. Капли имеют массу $m = 23$ mg.

5%-ного этанола на медной плите. Интервал температур, при которых скорость парообразования самая большая, достаточно узок — $T = 109-136$ °C. В этом промежутке температур максимальная скорость испарения 92 mg/s приходится на температуру 131 °C (рис. 6, *b*). Критическая тепловая нагрузка при кипении 5%-ного этанола $q_{cr} = 1228$ kW/m², она отвечает температуре поверхности нагрева 132 °C (рис. 6, *c*). Поэтому получается, что максимальная скорость испарения жидкости имеет место при температуре поверхности нагрева, соответствующей критической плотности теплового потока при кипении жидкости. Тем самым экспериментально подтверждаются гидродинамическая теория кризиса кипения [16], а также результаты работы [17]. Температура сфероидального состояния 5%-ного этанола получилась равной $T_s = 136$ °C. Эта температура очень близка к

температуре, приходящейся на критическую тепловую нагрузку. Поэтому можно считать, что кризис кипения наступает из-за того, что наступает сфероидальное состояние жидкости (рис. 2, *b, c*), в котором жидкость не способна смачивать поверхность нагрева и отделяется от нее прослойкой пара, ухудшающей теплоотдачу.

Пузырьковое кипение 5%-ного этанола происходит на отрезке *AB* при температуре поверхности нагрева (проволока из нихрома диаметром $150\ \mu\text{m}$) $T = 107\text{--}132^\circ\text{C}$ (рис. 6, *c*). В этом интервале значений температуры скорость парообразования самая высокая, поэтому процесс теплоотдачи происходит наиболее интенсивно. В наших опытах по кипению регулировалась тепловая нагрузка, поэтому после достижения критической тепловой нагрузки (точка *B*) при небольшом увеличении теплового потока скорость парообразования резко падает, теплоотдача резко уменьшается. Поэтому нагреватель отделяется от жидкости прослойкой пара, и резко возрастает температура нагревателя от 132 до 880°C (от точки *B* к *D*). Наступает пленочное кипение (отрезок *DE*). При дальнейшем увеличении тепловой нагрузки температура нагревателя продолжает возрастать, до тех пор пока нагреватель не расплавится в точке *E*.

При сопоставлении кривой кипения с кривой испарения можно сделать вывод, что пузырьковое кипение на отрезке *AB* (рис. 6, *c*) приходится на температурный промежуток, соответствующий минимуму на кривой испарения (рис. 6, *a*) и отвечает очень высоким скоростям испарения этой жидкости. Поэтому, чтобы найти температуру поверхности нагрева, при которой поверхность нагрева будет наиболее интенсивно охлаждаться, достаточно получить кривую испарения и найти на ней интервал температур с маленьким временем испарения капель. Самая высокая скорость испарения будет приходиться на температуру поверхности нагрева, соответствующую критической тепловой нагрузке при кипении этой жидкости. Тем самым экспериментально подтверждена гипотеза о том, что минимум на кривой испарения отвечает критической плотности теплового потока при кипении жидкости [8].

Температура Лейденфроста 5%-ного этанола (максимум на кривой испарения рис. 6, *a*) $T_L = 239^\circ\text{C}$. Эта температура характерна тем, что при ней скорость испарения жидкости минимальна — $0.4\ \text{mg/s}$. Для сравнения максимальная температура испарения при 131°C составляет $92\ \text{mg/s}$, т.е. максимальная скорость испарения при растекании жидкости по поверхности нагрева в 230 раз больше, чем при сфероидальном состоянии жидкости (в сфероидальном состоянии жидкость полностью отделена от греющей стенки прослойкой пара и поэтому теплоотдача резко уменьшается). Температура предельного перегрева 5%-ного этанола, по данным [18], составляет 294°C . Однако в работе [12] для воды положения максимума кривой испарения соответствовал экспериментальным данным по предельным перегревам, полученным в чистой пузырьковой камере (250°C), хотя по экспериментальным данным [18] она составила 304°C .

Поэтому можно считать, что наши экспериментальные результаты согласуются с выдвинутой в работе [11] идеей о термодинамической природе кризиса кипения при контакте жидкости с горячей поверхностью нагрева, т.е. температура Лейденфроста близка к температуре предельного перегрева жидкости, поэтому поверхность нагрева отделяется от жидкости пленкой пара и жидкости при этом уже не существует у горячей стенки.

Теперь сравним скорость испарения воды и 5%-ного этанола. Так, максимальная скорость испарения воды составляет $72.9\ \text{mg/s}$ (рис. 3), а 5%-ного этанола — $92\ \text{mg/s}$ (рис. 6, *b*). Опыты по испарению капель бинарных смесей [8] и определенных объемов жидкостей с поверхностно-активными добавками — спиртами [19] — также показали, что скорость испарения бинарных смесей больше, чем чистых компонентов, составляющих смесь. Причем максимуму скорости испарения соответствует критическая тепловая нагрузка при кипении бинарных смесей жидкостей. Таким образом, предельная тепловая нагрузка q_{cr} при кипении двойных систем по сравнению с величиной q_{cr} для компонентов [15] больше из-за того, что скорость парообразования в области минимума на кривой испарения выше, чем у чистых жидкостей, т.е. чем больше скорость парообразования, тем выше значение критической тепловой нагрузки q_{cr} .

Рассмотрим данные, представленные на рис. 7. Рис. 7, *a* демонстрирует кривую испарения капель 5%-ного *n*-бутанола. Интервал значений температуры поверхности нагрева с самыми большими скоростями испарения приходится на $T = 106\text{--}129^\circ\text{C}$. Максимальная скорость испарения в этом интервале температур приходится на 120°C и равна $76.7\ \text{mg/s}$ (рис. 7, *b*). Критическая плотность теплового потока при кипении 5%-ного *n*-бутанола $q_{\text{cr}} = 1083\ \text{kW/m}^2$, ей соответствует температура нагревателя $T = 126^\circ\text{C}$ (рис. 7, *c*). Температура сфероидального состояния 5%-ного *n*-бутанола составила $T_s = 128^\circ\text{C}$. В этих опытах точного совпадения температуры, приходящейся на максимальную скорость парообразования, с критической тепловой нагрузкой не наблюдается, но они очень близки. Здесь нужно вспомнить, что практически все характеристики испарения и кипения являются статистическими величинами [8, 20–22]. Поэтому можно считать, что максимальная скорость испарения 5%-ного *n*-бутанола приходится на критическую тепловую нагрузку при кипении этой жидкости.

Пузырьковое кипение 5%-ного *n*-бутанола происходило при температуре нагревателя $T = 109\text{--}126^\circ\text{C}$ на отрезке *AB* (рис. 7, *c*). Этот интервал температур соответствует минимуму на кривой испарения (рис. 7, *a*) и очень высоким скоростям испарения (рис. 7, *b*). При увеличении тепловой нагрузки после достижения критического значения q_{cr} происходит скачкообразное увеличение температуры нагревателя до $T = 687^\circ\text{C}$ и $q = 1324\ \text{kW/m}^2$. Если дальше увеличивать тепловую нагрузку, то температура поверхности нагрева возрастает и она плавится при $T = 1314^\circ\text{C}$ и $q = 1699\ \text{kW/m}^2$.

Температура Лейденфроста 5%-ного *n*-бутанола (рис. 7, *a*) $T_L = 239^\circ\text{C}$. При этой температуре скорость испарения жидкости минимальна и равна 0.3 mg/s. Для сравнения максимальная температура испарения при 120°C составляет 76.7 mg/s, т.е. максимальная скорость испарения при растекании жидкости по поверхности нагрева в 256 раз больше, чем при сфероидальном состоянии жидкости. Таким образом, сфероидальное состояние жидкости при ее испарении соответствует пленочному кипению этой жидкости.

Максимальная скорость испарения воды составляет $w_{\max} = 72.9 \text{ mg/s}$ (рис. 3), а 5%-ного *n*-бутанола — 76.2 mg/s (рис. 7, *b*), т.е. величина w_{\max} больше для 5%-ного *n*-бутанола, так же как и 5%-ного этанола по сравнению с w_{\max} для воды.

Заключение

Таким образом, экспериментально показано, что минимум на кривой испарения жидкости соответствует максимальной (критической) тепловой нагрузке $q_{\text{кр}}$ при кипении этой жидкости. Поэтому можно предложить простой метод определения температуры поверхности нагрева, при которой наступает кризис теплообмена при кипении жидкости, соответствующей максимальной скорости испарения. Он состоит в определении минимума на кривой испарения капель жидкости. Этот минимум соответствует максимальной скорости испарения.

Пузырьковое кипение жидкостей соответствует самым большим скоростям испарения жидкости. В этом режиме жидкость не находится в сфероидальном состоянии, а растекается по поверхности нагрева, смачивает ее. Переходное кипение жидкостей приходится на начало сфероидального состояния жидкости. В этом случае жидкость периодически контактирует с греющей стенкой, скорость испарения понижается с ростом температуры. Пленочное кипение жидкостей соответствует сфероидальному состоянию жидкости, когда выделяющая поверхность полностью отделена от поверхности нагрева пленкой пара и жидкость не смачивает поверхность нагрева, так как греющая стенка находится выше температуры предельного перегрева жидкости. В этом режиме кипения скорость парообразования самая маленькая.

Максимальная скорость испарения бинарных смесей больше, чем максимальная скорость испарения воды.

Изученный нами эффект Лейденфроста иллюстрирует две основные, на наш взгляд, модели кризиса кипения — гидродинамическую [10] и термодинамическую [11]. Кризис кипения начинается при температуре поверхности нагрева, соответствующей максимальной скорости парообразования, а заканчивается — при температуре предельного перегрева жидкости у греющей стенки, находящейся при температуре Лейденфроста, режимом пленочного кипения.

Список литературы

- [1] Кутателадзе С.С., Накоряков В.Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
- [2] Плетнева Н.А., Ребиндер П.А. // Журн. физ. хим. 1946. Т. 20. Вып. 9. С. 961–972.
- [3] Зайцев Д.В., Родионов Д.А., Кабов О.К. // Письма в ЖТФ. 2009. Т. 35. Вып. 14. С. 88–94.
- [4] Leidenfrost J.C. // Int. J. Heat Mass Trans. 1966. Vol. 9. P. 1153–1160.
- [5] Плетнева Н.А., Ребиндер П.А. // Журн. физ. хим. 1946. Т. 20. Вып. 9. С. 973–979.
- [6] Боршанский В.М. // Вопросы теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества. М. Л., 1953. С. 118–155.
- [7] Кружилин Г.Н., Лыков Е.В. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 2. С. 16–19.
- [8] Анохина Е.В. Особенности кризиса кипения бинарных смесей жидкостей. Дис. ... канд. техн. наук. Воронеж: ВГТУ, 1999. 173 с.
- [9] Романов В.В. Исследование критической области теплоотдачи кипящих бинарных смесей жидкостей. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Воронеж: ВГТУ, 2006. 14 с.
- [10] Кутателадзе С.С. Теплоотдача при конденсации и кипении. М.: Машгиз, 1952. 232 с.
- [11] Скрипов В.П. // Тр. УПИ. Физика. Свердловск, 1962. Вып. 123. С. 50–57.
- [12] Скрипов В.П., Виноградов А.В., Скоков В.Н., Коверда В.П. // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 6. С. 21–23.
- [13] Петерсон З. // Теплопередача. 1971. № 4. С. 90–95.
- [14] Анохина Е.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 9. С. 20–25.
- [15] Анохина Е.В. // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 4. С. 153–155.
- [16] Кутателадзе С.С. // Изв. АН СССР. Отн. 1951. № 4. С. 529–536.
- [17] Анохина Е.В. // Инж.-физ. журн. 2008. Т. 81. № 2. С. 59–63.
- [18] Виноградов В.Е., Павлов П.А. // Тр. РНКТ-2. М.: МЭИ, 1998. С. 60–63.
- [19] Ахметов Т.Р. Влияние поверхностно-активных веществ на процесс парообразования при пузырьковом кипении воды. Дис. ... канд. техн. наук. Казань, 2005. 99 с.
- [20] Ермаков Г.В., Перминов С.А., Кротов Л.Н. Статистические исследования кривой кипения. Первые результаты. Деп. в ВИНТИ 9.2.95. № 358–В 95. Екатеринбург: Ин-т теплофизики УРО РАН, 1995. 59 с.
- [21] Лыков Е.В., Анохина Е.В. // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Естеств. науки. 1995. № 3. С. 67–70.
- [22] Толубинский В.И. Теплообмен при кипении. Киев: Наук. думка, 1980. 316 с.