

Частота образования пузырьков пара в двухслойной среде «магнитная-немагнитная жидкость»

* А. А. Яновский^a, А. Я. Симоновский^{a,b}

^aСтавропольский государственный аграрный университет,
г. Ставрополь, 355000, Россия, *e-mail: aa.yanovskiy@yandex.ru

^bСеверо-Кавказский федеральный университет,
г. Ставрополь, 355009, Россия

Поступила 10.08.2018

После доработки 17.09.2018

Принята к публикации 25.09.2018

Предложен и реализован метод измерения частоты образования пузырьков пара при кипении непрозрачных жидкостей с помощью двухслойной системы «непрозрачная-прозрачная среда». Разработана экспериментальная установка и осуществлены эксперименты по определению частоты образования пузырьков пара при кипении непрозрачных жидкостей. Измерена частота образования пузырьков пара при кипении двухслойной среды «магнитная-немагнитная жидкости» на горизонтальной поверхности с точечным подводом тепла в однородном внешнем магнитном поле. Обнаружено, что с увеличением напряженности однородного постоянного магнитного поля частота образования пузырьков пара при кипении двухслойной среды «магнитная-немагнитная жидкость» на неограниченной горизонтальной пластине уменьшается, а температура теплоотдающей поверхности, при которой начинается процесс парообразования, увеличивается для образцов магнитных жидкостей с высоким содержанием магнитной фазы.

Ключевые слова: магнитная жидкость, теплообмен, гидродинамика, магнитное поле, закалка стали.

УДК 532:538.4

DOI: 10.5281/zenodo.2551223

ВВЕДЕНИЕ

Исследование теплообмена при кипении магнитной жидкости представляет интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения [1, 2]. Как и любая жидкость, магнитная жидкость при кипении проходит различные режимы кипения – пузырьковый, переходной, пленочный. Управление тепловыми потоками с помощью магнитных полей в кипящей магнитной жидкости при изменении режимов кипения позволяет использовать ее в качестве закалочной среды [3, 4]. Наиболее эффективными методами наблюдения образования пузырьков пара при пузырьковом кипении жидкостей являются фотографический и оптический [5]. Но магнитные жидкости непрозрачны, что делает невозможным использование этих методов при изучении кипения магнитной жидкости. Ранее нами были предприняты попытки измерения частоты образования пузырьков пара с помощью системы индукционных катушек [6], а также исследования влияния магнитного поля на

частоту отрыва, форму и объем пузырьков пара с помощью физической модели процесса [7].

В настоящей работе для измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости использовалась двухслойная среда. Поверх непрозрачной магнитной жидкости наливался слой прозрачной воды. Это позволило визуализировать процессы формирования и всплытия пузырьков пара, прошедших границу раздела, «магнитная – немагнитная жидкость», а также измерить частоту образования пузырьков пара путем кадрового анализа скоростной видеозаписи процесса кипения.

МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Для измерения частоты образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на неограниченной поверхности, при точечном подводе тепла и для исследования влияния на этот процесс постоянного однородного магнитного поля была использована установка, схема которой приведена на рис. 1. Магнитная жидкость *1* заполняла цилиндри-

ческий контейнер 2, выполненный из кварцевого стекла и установленный на теплоотдающей стальной пластине 3, на которой происходило кипение магнитной жидкости. Поверх слоя магнитной жидкости заливался такой же по высоте слой воды 4. Так как плотность воды меньше плотности используемых нами образцов магнитной жидкости, то вся вода находилась над магнитной жидкостью. Слой магнитной жидкости и слой воды не смешивались. Тепло подводилось к центральной части теплоотдающей пластины точно, стержнем 5 диаметром 4 мм. Таким образом, в процессе кипения действовал только один центр парообразования, что позволило подсчитать частоту образования пузырьков пара на одиночном центре парообразования. Теплоотдающая пластина, как было отмечено ранее, была изготовлена из немагнитного материала (аустенитная сталь с магнитной проницаемостью $\mu < 1,05$). Для регистрации температуры теплоотдающей поверхности и определения теплового потока к жидкости вдоль стержня 5 на расстоянии 5 мм друг от друга устанавливались спайи двух хромель-копелевых термопар 6. С помощью верхней термопары фиксировалась температура теплоотдающей поверхности 3. Регистрация показаний нижней и верхней термопар позволяла вычислить тепловой поток к жидкости. На теплоподводящем стержне 5 устанавливался электронагреватель 7 с бифилярно выполненной обмоткой для компенсации собственного магнитного поля обмотки нагревателя.

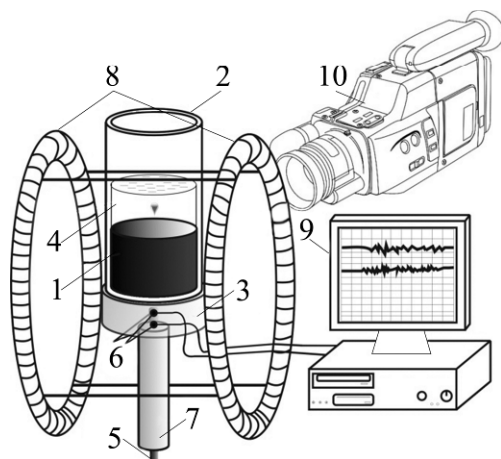


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения частоты образования пузырьков пара с использованием двухслойной среды – «непрозрачная магнитная жидкость – прозрачная вода»: 1 – образец магнитной жидкости; 2 – стеклянный цилиндрический контейнер; 3 – стальная пластина; 4 – вода; 5 – теплоподводящий стержень; 6 – хромель-копелевые термопары; 7 – нагреватель с бифилярно выполненной обмоткой; 8 – катушки Гельмгольца; 9 – компьютер, оснащенный платой аналого-цифрового преобразователя; 10 – видеокамера скоростной съемки.

Контейнер с жидкостью помещался в однородное постоянное магнитное поле катушек Гельмгольца 8 так, чтобы центр парообразования на теплоотдающей поверхности находился в геометрическом центре катушек, вблизи которого поле будет однородным. Меняя ориентацию оси симметрии катушек Гельмгольца относительно теплоотдающей поверхности, вектор магнитного поля катушек можно было располагать параллельно (горизонтальное магнитное поле) или перпендикулярно (вертикальное магнитное поле) плоскости теплоотдающей поверхности. Сигналы термопар регистрировались компьютером 9, оснащенный платой аналого-цифрового преобразователя.

При одновременной подаче напряжения на обмотку нагревателя 7 и катушки Гельмгольца проводилась запись сигнала верхней и нижней термопар, регистрирующих температуры теплоотдающей поверхности. Процесс образования и всплытия пузырьков пара фиксировался на видеокамеру Casio EXILIM Pro EX-F1 10 с частотой 600 кадров в секунду. Количество пузырьков пара, проходящих через границу «магнитная-немагнитная жидкость» в единицу времени, определялось путем покадрового подсчета. В экспериментах величина магнитного поля изменялась в пределах от 0 до 4,2 кА/м.

Выбор диапазона температур подложки ограничивался возможностями визуального наблюдения за образованием одиночных пузырьков пара, пересекающих границу раздела «магнитная-немагнитная жидкость». Таким образом, нижняя температура – это температура поверхности нагревателя, при которой наблюдалось устойчивое прохождение одиночных паровых пузырьков через границу раздела. Верхняя температурная граница наблюдения пузырьков была обусловлена следующим. Пузырьки пара при переходе границы раздела «магнитная-немагнитная среда» захватывали на свою поверхность пленку магнитной жидкости и выносили эту жидкость на свободную поверхность немагнитной среды. Таким образом, на свободной поверхности системы происходило накопление слоя магнитной жидкости. Когда этот слой становился достаточно тяжелым, из него во многих местах начинали выпадать капли магнитной жидкости, загрязняя прозрачную часть системы, что затрудняло наблюдения, и наблюдения прекращались.

В качестве объекта исследования в настоящей работе использовалась магнитная жидкость, представляющая собой взвесь высокодисперсных частиц магнетита в керосине, стабилизированных с помощью олеиновой кислоты.

Физические характеристики образцов магнитной жидкости, используемых в экспериментах

Образец	Плотность ρ , кг/м ³	Объемная концентрация φ , %	Намагниченность насыщения M_s , кА/м	Поверхностное натяжение σ , 10 ⁻³ Н/м	Вязкость η , 10 ⁻³ Па·с
МЖ №1	1315	12	47,1	18,1	24,3
МЖ №2	1155	8	32,3	20,7	13,8
МЖ №3	1060	5,5	20,6	24,4	2,2

Характеристики образцов магнитной жидкости (МЖ) приведены в таблице.

На основе полученных при покадровом анализе высокоскоростной съемки данных и информации о температуре поверхности в данный момент времени были построены зависимости частоты образования пузырьков пара от температуры теплоотдающей поверхности в различном по величине вертикальном и горизонтальном магнитном поле.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЯ ЧАСТОТЫ ПАРООБРАЗОВАНИЯ В ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЕ «МАГНИТНАЯ – НЕМАГНИТНАЯ ЖИДКОСТЬ» И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Скоростная видеосъемка процесса выхода пузырьков пара из магнитной жидкости в прозрачную среду – воду позволила не только измерить частоту образования пузырьков пара, но и проследить за характером движения и формой пузырьков пара.

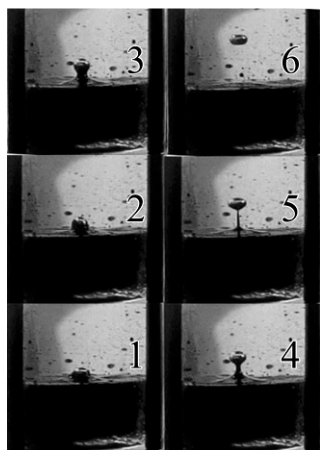


Рис. 2. Кинограмма всплытия пузырька пара в слое воды. Цифрами 1–6 обозначены кадры видеосъемки, полученные в различные моменты времени, начиная с прохождения пузырьком пара границы раздела магнитная жидкость-вода.

На рис. 2 представлена кинограмма процесса образования и всплытия пузырька пара в верхнем прозрачном слое двухслойной среды. Образование пузырька произошло ранее на поверхности нагревателя в объеме магнитной жидкости. На кадрах, представленных на рис. 2, виден цилиндрический контейнер в нижней части, заполненный непрозрачной магнитной

жидкостью. Выше магнитной жидкости находится слой воды, в котором наблюдается пузырек пара, начиная с момента прохождения границы раздела двухслойной среды и до момента достижения пузырьком свободной поверхности воды.

В центре кадра 1 виден пузырек пара, только появившийся на границе раздела «магнитная жидкость-вода». На кадре 2 заметно, что пузырек растет и приобретает сферическую форму. Процесс формирования пузырька пара и его отделение от поверхности объема магнитной жидкости можно проследить на кадрах 3–5. В нижней части пузырек, как видно, на кадрах 3–5 соединен перешейком с основной массой магнитной жидкости. По мере формирования пузырька и выхода его в жидкую прозрачную среду, находящуюся над магнитной жидкостью, перешеек утончается и разрывается.

При всплытии в прозрачной среде (кадры 5–6) пузырек приобретает форму сплюсненного сфероида. Остаток от оборвавшегося перешейка в виде капли магнитной жидкости падает вниз в основную массу магнитной жидкости (кадр 5), а пузырек пара продолжает всплывать вверх.

Необходимо заметить, что при свободном всплытии пузырька пара (кадр 6) на его поверхности остается слой магнитной жидкости, который уносится пузырьком пара из основной массы магнитной жидкости. Наличие слоя магнитной жидкости на поверхности пузырька пара дает основание полагать, что магнитное поле должно оказывать влияние на форму пузырька пара и характер его всплытия. Представляет интерес тот факт, что уносимая пузырьками пара магнитная жидкость первоначально растекается по свободной поверхности воды тонкой пленкой, а по мере увеличения массы выносимой на поверхность магнитной жидкости объединяется в капли, которые затем падают вниз сквозь прозрачную среду в основной объем магнитной жидкости.

Были найдены зависимости скорости всплытия пузырьков пара от величины внешнего однородного магнитного поля (рис. 3).

Измерения показали, что в исследуемом диапазоне напряженности магнитного поля – от

0 до 4 кА/м внешнее однородное магнитное поле не оказывает заметного влияния на скорость всплытия пузырьков пара. Однако можно предположить, с учетом описанной выше особенности подъема пузырьков пара, когда часть магнитной жидкости захватывается поверхностью всплывающего пузырька, что при более высоких значениях напряженности поля или при воздействии неоднородного внешнего магнитного поля влияние на динамику подъема пузырьков окажется существенным.

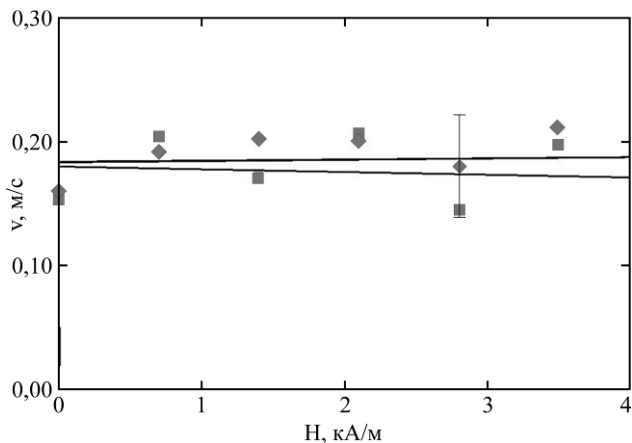


Рис. 3. Зависимость скорости всплытия пузырьков пара в прозрачной части двухслойной среды при кипении магнитной жидкости от величины напряженности внешнего однородного магнитного поля.

На рис. 4 представлен график зависимости частоты образования пузырьков пара от температуры теплоотдающей поверхности при различных значениях действующего на процесс кипения магнитной жидкости однородного постоянного горизонтального магнитного поля. Зависимости, представленные на рисунке, получены для образца магнитной жидкости 1.

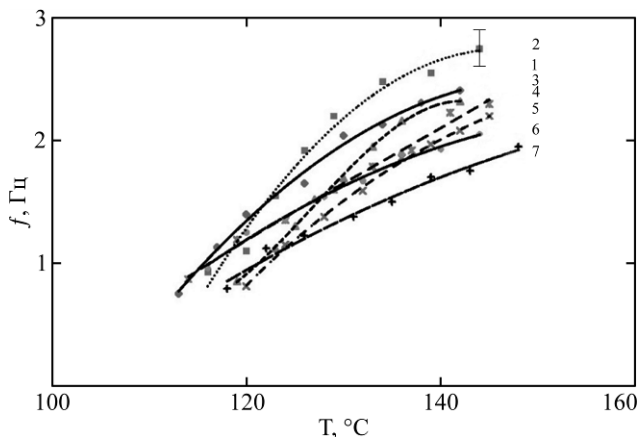


Рис. 4. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 1. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных горизонтальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

Пузырьки пара начинают появляться на границе раздела сред при температуре теплоотдающей поверхности $T = 112\text{--}120^\circ\text{C}$. Из графика

также видно, что частота образования пузырьков пара с ростом температуры теплоотдающей поверхности монотонно возрастает во всей области приложенных магнитных полей. Кривая 1 описывает изменения частоты образования пузырьков пара с ростом температуры теплоотдающей поверхности без включения магнитного поля. Кривая 2 – при включенном внешнем горизонтальном магнитном поле напряженностью 0,7 кА/м; 3 – при 1,4 кА/м; 4 – при 2,1 кА/м; 5 – при 2,8 кА/м; 6 – при 3,5 кА/м; 7 – при 4,2 кА/м.

Как показал статистический анализ экспериментальных данных, в области температур теплоотдающей поверхности $112\text{--}125^\circ\text{C}$ различие в ходе кривых 1–7 не является статистически значимым, что говорит о слабом влиянии магнитного поля на частоту парообразования в данном температурном интервале. Однако при температурах теплоотдающей поверхности выше 130°C наблюдается 15% различие в ходе кривых 1–7. И это становится статистически достоверным. При температуре теплоотдающей поверхности 145°C частота образования пузырьков пара на кривых 1–7 убывает более чем на 30% с увеличением значения напряженности приложенного магнитного поля.

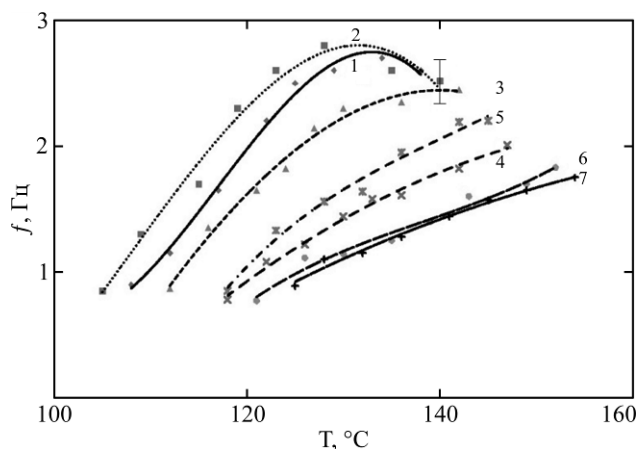


Рис. 5. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 2. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных горизонтальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

На рис. 5 представлены зависимости частоты образования пузырьков пара от температуры теплоотдающей поверхности при действии внешнего горизонтального магнитного поля для образца магнитной жидкости № 2. Как видно из графика, область температур теплоотдающей поверхности, при которой начинали фиксироваться пузырьки пара на границе раздела сред, меняется в диапазоне от 105 до 125°C в зависимости от величины напряженности внешнего

магнитного поля. Причем с увеличением значения напряженности магнитного поля увеличивается температура теплоотдающей поверхности, при которой начинают образовываться и всплывать пузырьки пара.

Зависимости 1 и 2 не монотонны и имеют максимум при температуре теплоотдающей поверхности 130°C, для всех зависимостей 3–7, представленных на рис. 5, характерно монотонное возрастание частоты отрыва пара во всей области температур. Для зависимостей, полученных в магнитных полях, с ростом напряженности магнитного поля, при одном и том же значении температуры теплоотдающей поверхности частота парообразования оказывается ниже. Так, при температуре теплоотдающей поверхности 135°C частота парообразования для зависимости 1 оказывается больше на 70%, чем для зависимости 7. Таким образом, увеличение напряженности однородного постоянного магнитного поля, действующего на процесс кипения магнитной жидкости, приводит к уменьшению частоты образования пузырьков пара.

Аналогичные зависимости, полученные для образца магнитной жидкости № 3, показаны на рис. 6. Процесс образования пузырьков пара при кипении магнитной жидкости № 3 начинается при разных значениях напряженности магнитного поля в достаточно узком диапазоне температур теплоотдающей поверхности – 102 до 108°C.

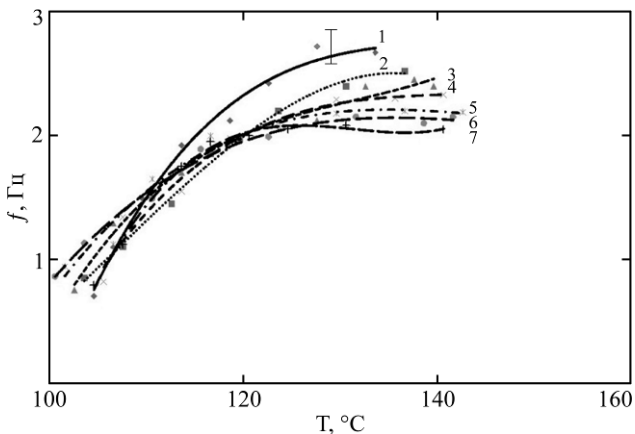


Рис. 6. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 3. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных горизонтальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

Кривые 1–6 монотонно возрастают во всем диапазоне температур теплоотдающей поверхности. В интервале температур от 102 до 120°C различия в ходе кривых не превышают величину ошибки измерения, тогда как в интервале темпе-

ратур 120–140°C теплоотдающей поверхности разница в значениях частоты парообразования для кривых 1 и 7 в 3 раза превышает величину ошибки измерения. При температуре теплоотдающей поверхности 135°C частота парообразования для зависимости 1 оказывается больше на 30%, чем для зависимости 7. Это говорит о том, что однородное постоянное магнитное поле оказывает влияние на частоту парообразования в температурном интервале 120–140°C при кипении образца магнитной жидкости № 3.

На рис. 7 представлены зависимости, полученные при кипении образца магнитной жидкости № 1 в вертикальном магнитном поле. Начало регистрации пузырьков пара при кипении происходит, как видно из графика, в интервале температур теплоотдающей поверхности 110–123°C.

Из рис. 7 видно, что зависимости 1–7 монотонно возрастают с увеличением температуры теплоотдающей поверхности. Однако для частоты отрыва пузырьков пара ход кривых в интервале 1,2–1,3 Гц испытывает перегиб. Точки перегиба кривых имеют место в интервале температур поверхности нагревателя от 115°C до 140°C. При этом кривые, полученные в более сильных магнитных полях, смещены по оси абсцисс в сторону более высоких температур поверхности нагревателя. На графике, изображенном на рис. 8, показана зависимость частоты образования пузырьков пара от температуры теплоотдающей поверхности в экспериментах с образцом магнитной жидкости № 2 в горизонтальном магнитном поле.

Начало кипения в экспериментах с магнитной жидкостью № 2 при различной напряженности вертикального магнитного поля было зафиксировано в интервале температур теплоотдающей поверхности 105–125°C, в котором кривые 1–7 монотонно возрастают.

Для кривой 1, полученной в эксперименте без воздействия магнитного поля, процесс кипения начинается при температуре теплоотдающей поверхности 105°C. В экспериментах с включением внешнего магнитного поля начало процесса регистрации пузырьков происходило при более высоких температурах. Так, для кривой 7, полученной при воздействии на процесс кипения магнитного поля напряженностью 4,2 кА/м, начало кипения зарегистрировано при температуре теплоотдающей поверхности 125°C.

При фиксированном значении температуры теплоотдающей поверхности частота образования пузырьков пара оказывается меньше полученной без воздействия внешнего магнитного поля. Например, при температуре 130°C

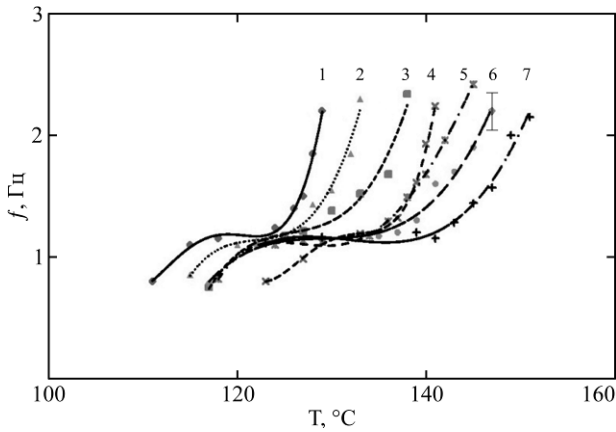


Рис. 7. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 1. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных вертикальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

частота образования пузырьков пара оказывается в 3 раза больше для зависимости 1, чем для зависимости 7.

Результаты экспериментального исследования, проведенного для образца магнитной жидкости № 3 в горизонтальном магнитном поле, отражены на рис. 9. Диапазон температур теплоотдающей поверхности, при которых зафиксировано закипание жидкости, сужается, как и в экспериментах в горизонтальном магнитном поле: 102–105°C. Все кривые монотонно возрастают. Различия в ходе кривых при температуре теплоотдающей поверхности 102–125°C не превышают величину ошибки измерения.

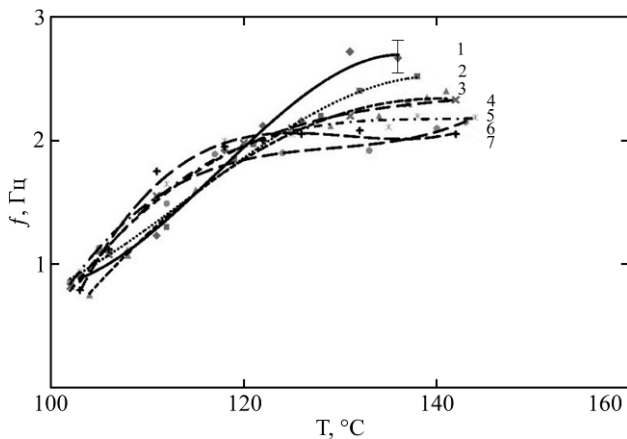


Рис. 9. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 3. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных вертикальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

Статистически значимые различия между величиной частоты парообразования на кривых 1–7 фиксируются при температуре 125–140°C.

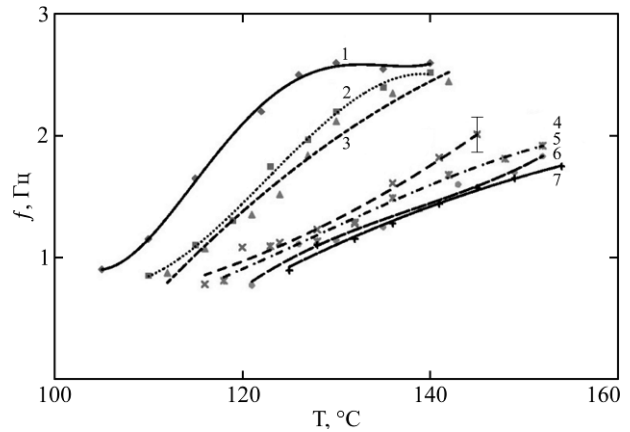


Рис. 8. Зависимость частоты парообразования f от температуры теплоотдающей поверхности T для образца магнитной жидкости № 2. На графике цифрами обозначены кривые, полученные в различных по напряженности однородных постоянных вертикальных магнитных полях: 1 – 0 кА/м; 2 – 0,7 кА/м; 3 – 1,4 кА/м; 4 – 2,1 кА/м; 5 – 2,8 кА/м; 6 – 3,5 кА/м; 7 – 4,2 кА/м.

Так, частота парообразования при температуре теплоотдающей поверхности 130°C на 30–35% выше для кривых 1–2 по сравнению с кривыми 6–7.

В результате проведенных экспериментов по изучению влияния однородного постоянного магнитного поля на частоту парообразования при кипении магнитной жидкости проявляются следующие общие закономерности. Во-первых, увеличение напряженности магнитного поля как вертикального, так и горизонтального приводит к уменьшению частоты образования пузырьков пара при фиксированном значении температуры теплоотдающей поверхности. Во-вторых, для образцов магнитной жидкости № 1 и магнитной жидкости № 2 увеличение напряженности внешнего магнитного поля приводит к увеличению температуры теплоотдающей поверхности, при которой начинался процесс кипения.

Причина увеличения температуры магнитной жидкости при кипении в интервале от 90°C до 115°C, наблюдаемой в экспериментах, обусловлена как минимум двумя факторами. Первый фактор: магнитная жидкость, используемая в наших экспериментах, была приготовлена на основе керосина. Керосин – многофракционная система и поэтому не обладает как монофракционная определенной точкой кипения и кипит в широком диапазоне температур. Второй причиной, несомненно, является влияние магнитного поля. В соответствии с формулой Клапейрона-Клаузиуса температура кипения любой жидкости зависит от давления [8]. А в магнитной жидкости давление зависит от приложенного магнитного поля. Проведенные нами оценки по формуле Клапейрона-Клаузиуса показывают, что в интервалах параметров, имевших место в наших экспериментах, это изменение могло составлять 0–10 К.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ЧАСТОТУ ОБРАЗОВАНИЯ ПУЗЫРЬКОВ ПАРА

Найденное экспериментально влияние магнитного поля на процесс образования, роста и отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости может быть объяснено рядом причин. Наиболее значимые – это воздействие магнитного поля на зарождение парового пузырька при кипении магнитной жидкости [9], конвективные течения в пристенном слое жидкости, а также совокупность механических сил, действующих на пузырек пара, находящийся на поверхности нагревателя и формирующих условия его механического равновесия на поверхности нагрева, так же как и при кипении обычных жидкостей. Среди этих сил можно выделить – силу сцепления пузырька пара и теплоотдающей поверхности, определяемую краевым углом, и его зависимостью от магнитного поля и выталкивающую архимедову силу, обусловленную градиентом гидростатического давления, а также возможный набор силового влияния магнитного поля на механическое равновесие пузырька пара на теплоотдающей поверхности. Силы магнитного поля могут быть обусловлены градиентом температуры в магнитной жидкости вблизи поверхности нагревателя вследствие формирования теплового пограничного слоя. Градиент температуры в тепловом пограничном слое приводит к формированию градиента магнитного поля у поверхности нагревателя в слое магнитной жидкости, градиента намагниченности жидкости и градиента магнитной восприимчивости жидкости. Силовые факторы, действующие на пузырек пара, рассмотрены во многих работах, наиболее они описаны в [10–12].

Не претендуя на оригинальность записи выражений для этих сил, разберем лишь причину их возникновения в однородном внешнем магнитном поле в наших экспериментах. Поставленная нами задача: дать оценку влияния этих сил на отрывной диаметр пузырьков и частоту их отрыва при кипении в приближениях, которые приняты в теории кипения [13].

Форма пузырька пара в жидкости в реальных условиях кипения может существенно отличаться от сферической. Поэтому отрывным диаметром пузырька будем называть среднестатистический диаметр эквивалентной сферы в смысле равенства объемов реального пузырька при отрыве от поверхности и его сферической модели. Следует отметить, что даже при кипении обычных жидкостей вопрос об отрывном диаметре пузырька не является удовлетвори-

тельно решенным. Это связано с многообразием возможных динамических структур в процессе кипения, которые по сей день не получили достаточно объяснения.

При кипении магнитной жидкости это многообразие динамических структур дополняется процессами взаимодействия движущейся неоднородно нагретой намагничивающейся жидкости и магнитным полем, искаженным неоднородностями среды. Поэтому анализ отрывного размера пузырька и связанной с ним частоты его отрыва от плоской горизонтальной поверхности, следуя многим классическим работам по теплофизике, проведем при значительных допущениях. Оправданием в этом нам будет служить практически полное отсутствие в литературе модели пузырькового кипения магнитной жидкости в магнитном поле.

При кипении обычных жидкостей считается, что условием равновесия пузырька пара при квазистатическом его росте является равенство подъемной (архимедовой) силы, стремящейся оторвать пузырек от поверхности нагревателя и сил поверхностного натяжения, удерживающих его на поверхности. Инерционными и другими силами во многих случаях пренебрегают.

В неоднородном магнитном поле на единицу объема жидкого магнетика действует сила магнитного поля $\sim \mu_0(MV)H$ [14]. В однородном магнитном поле на однородно намагничивающийся магнетик силы со стороны магнитного поля не действуют. В однородном магнитном поле в объеме магнитной жидкости и на межфазных границах «магнитная-немагнитная среда» действуют лишь напряжения, приводящие к деформациям поверхности [14]. Таким образом, в однородно нагретой магнитной жидкости в однородном магнитном поле не действуют силы поля, стремящиеся либо оторвать пузырек от поверхности нагревателя, либо удержать его на поверхности. Но, как известно [5], при кипении пристенный объем кипящей жидкости не является однородно нагретым. Для закипания жидкости необходимо создать определенный перегрев относительно температуры кипения. Таким образом, в пристенном слое образуется так называемый тепловой пограничный слой существенно неоднородно нагретой жидкости. Это обстоятельство и дает основу для создания модели влияния однородного внешнего магнитного поля на процессы, происходящие при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования.

Будем считать, что намагниченность магнитной жидкости подчиняется теории Ланжевена:

$$M = M_s (cth\xi - 1/\xi), \quad (1)$$

M_s – намагниченность насыщения магнитной жидкости; M – текущее значение намагниченности жидкости; $\xi = \mu_0 mH/kT$ – аргумент функции Ланжевена. В выражении аргумента функции Ланжевена: μ_0 – магнитная постоянная; m – магнитный момент одной магнитной частицы дисперсной фазы; k – постоянная Больцмана; T – температура. В соответствии с теорией Ланжевена магнитные свойства магнитной жидкости уменьшаются с температурой.

В таком случае в пристенном слое неоднородно нагретой кипящей жидкости будет возникать градиент намагниченности: ∇M . Намагниченность жидкости будет принимать наименьшие значения в слое, контактирующем с теплоподводящей поверхностью, и увеличиваться при удалении от этой поверхности. Поэтому, пренебрегая процессом перемешивания пристенного слоя за счет явлений конвекции, можно допустить, что в этом слое на магнитную жидкость будет действовать магнитная сила [14]:

$$F_{m1} = \mu_0 (H\nabla)M, \quad (2)$$

здесь H – среднее магнитное поле в объеме неоднородно нагретой жидкости.

Известно, что магнитное поле в объеме магнитной жидкости в цилиндрическом контейнере меньше внешнего магнитного поля H_0 на величину размагничивающего поля:

$$H^* = H_0 - NM, \quad (3)$$

здесь H^* – поле в объеме жидкости; N – размагничивающий фактор, который для цилиндра в направлении, перпендикулярном его оси, составляет 0,5.

В силу температурной зависимости намагниченности поле H^* в объеме цилиндрической кюветы в неоднородно нагретом слое будет больше там, где намагниченность меньше. Таким образом, в пристенном неоднородно нагретом слое жидкости помимо градиента намагниченности будет возникать и градиент магнитного поля. А это означает, что на магнитную жидкость в этом случае будет действовать и сила магнитного поля вида:

$$F_{m2} = \mu_0 F_{m2} = \mu_0 (M\nabla)H. \quad (4)$$

При этом направления сил (2) и (4) прямо противоположны.

Сила F_{m1} направлена в сторону, противоположную силе Архимеда, а сила F_{m2} по направлению будет совпадать с архимедовой. Для дальнейшего анализа воспользуемся формулой

Фритца [5], определяющей отрывной диаметр D_0 пузырька пара при кипении обычных жидкостей:

$$D_0 = f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v)g}}, \quad (5)$$

здесь $f(\theta)$ – функция краевого угла θ ; σ – коэффициент поверхностного натяжения жидкости; g – ускорение силы тяжести; ρ_{mf} – плотность магнитной жидкости; ρ_v – плотность пара в пузырьке.

В выражении (5) соотношение

$$\bar{F}_a = \bar{g}(\rho_{mf} - \rho_v), \quad (6)$$

представляет собой Архимедову выталкивающую силу, действующую на пузырек пара.

Тогда с учетом сил F_{m1} и F_{m2} , формулу Фритца можно записать в виде:

$$D_{0m} = f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v)g + \mu_0 M |\nabla H| - \mu_0 H |\nabla M|}}. \quad (7)$$

Здесь $(\rho_{mf} - \rho_v)g + \mu_0 M |\nabla H| - \mu_0 H |\nabla M|$ – суммарная сила, действующая на пузырек пара, квазистатически растущего в неоднородно нагретом пристенном слое жидкости.

В формуле (7) под намагниченностью M в слагаемом $\mu_0 M |\nabla H|$ будем понимать среднее по толщине неоднородно нагретого слоя значение намагниченности магнитной жидкости. В слагаемом $\mu_0 H |\nabla M|$ под значением вектора напряженности магнитного поля H будем понимать среднее по толщине неоднородно нагретого слоя значение напряженности магнитного поля. Основываясь на модифицированной формуле Фритца (7), для определения отрывного диаметра пузырька пара можно составить представление о механизме влияния однородного внешнего магнитного поля на частоту отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости на одиночном центре парообразования. В теории кипения обычных жидкостей [5] в широком температурном интервале пузырькового кипения принято считать, что произведение частоты отрыва f пузырьков пара на отрывной диаметр пузырька есть величина постоянная:

$$f \cdot D_0 = \text{const}, \quad (8)$$

Если допустить, что это соотношение (8) выполняется и для магнитных жидкостей, то влияние внешнего однородного магнитного поля на частоту отрыва пузырьков пара при кипении магнитной жидкости можно объяснить следующим образом.

Введем обозначения: T_w – температура стенки нагревателя; T_l – температура жидкости в

объеме; M_w – намагниченность жидкости на уровне нагревателя; M_l – намагниченность ядра жидкости; H_w – напряженность магнитного поля на уровне стенки нагревателя; H_l – напряженность магнитного поля в объеме ядра жидкости.

Частоту отрыва пузырьков пара f_0 без магнитного поля будем находить по формулам (5) и (8):

$$f_m = \frac{\text{const}}{f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v)g}}} \quad (9)$$

Тогда частоту отрыва паровых пузырьков в магнитном поле f_m можно найти из выражений (7) и (8):

$$f_m = \frac{\text{const}}{f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{mf} - \rho_v)g + \mu_0 M |\nabla H| - \mu_0 H |\nabla M|}}} \quad (10)$$

Величину градиента намагниченности в формуле (2,29) определим по выражению:

$$\nabla H = \left| \frac{H_w - H_l}{\Delta x} \right|, \quad (11)$$

где Δx – толщина неоднородно прогретого слоя магнитной жидкости. Величину градиента намагниченности в формуле (10) будем находить из выражения:

$$\nabla M = \left| \frac{M_w - M_l}{\Delta x} \right|. \quad (12)$$

График зависимости f_m/f_0 от величины внешнего приложенного магнитного поля H_0 при различных значениях толщины неоднородно прогретого слоя Δx , рассчитанный по приведенным формулам, представлен на рис. 10. Из рисунка видно, что во внешнем однородном магнитном поле H_0 частота отрыва пузырьков пара убывает в интервале толщин неоднородно прогретого пристенного слоя жидкости от 2 до 18 мм.

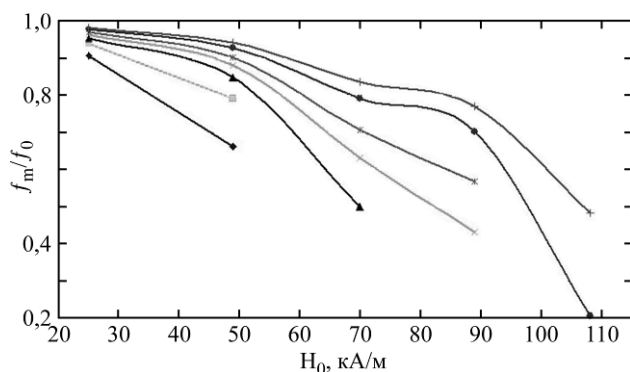


Рис. 10. График зависимости f_m/f_0 от напряженности внешнего приложенного магнитного поля H_0 при различной толщине неоднородно прогретого слоя Δx . Точкам на графиках соответствуют толщины неоднородно прогретого слоя: \blacklozenge – 0,002 м; \blacksquare – 0,003 м; \blacktriangle – 0,004 м; \times – 0,005 м; $*$ – 0,006 м; \bullet – 0,008 м; $+$ – 0,010 м.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и реализован метод измерения частоты образования пузырьков пара при кипении непрозрачных жидкостей с помощью двухслойной системы «непрозрачная-прозрачная среда». Измерена частота образования пузырьков пара при кипении двухслойной среды «магнитная-немагнитная жидкость» на неограниченной горизонтальной поверхности с точечным подводом тепла в однородном магнитном поле. Экспериментально найдены зависимости частоты образования пузырьков пара от температуры теплоотдающей поверхности при кипении магнитной жидкости в различных по напряженности и направлению однородных магнитных полях. Обнаружено, что частота образования пузырьков пара уменьшается с увеличением напряженности магнитного поля, а температура теплоотдающей поверхности, при которой начинается процесс парообразования, увеличивается для образцов магнитных жидкостей с высоким содержанием магнитной фазы. Проведен теоретический анализ влияния однородного магнитного поля на паровую фазу в условиях неоднородно прогретого слоя кипящей магнитной жидкости.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-01-00037).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yanovskiy A.A., Simonovsky A.Ya., Kholopov V.L., Chuenkova I.Yu. *Solid State Phenom.* 2015, **233–234**, 339–343.
2. Abdollahi A., Salimpour M.R., Etesami N. *Appl Therm Eng.* 2017, **111**, 1101–1110.
3. Gogosov V.V., Simonovskii A.Ya., Smolkin R.D. *JMMM.* 1990, **85**, 227–232.
4. Khoshmehr H.H., Saboonchi A., Shafii M.B., Jahani N. *Appl Therm Eng.* 2014, **64**(1–2), 331–338.
5. Несис Е.И. Кипение жидкостей. М.: Наука, 1973. 280 с.
6. Кобозев М.А., Симоновский А.Я. *ЖТФ.* 2007, **77**(11), 31–38.
7. Яновский А.А., Симоновский А.Я., Клименко Е.М. *ЭОМ.* 2014, **3**, 66–72.
8. Базаров И.П. *Термодинамика.* М.: Высшая школа, 1991. 376 с.
9. Атрощенко Л.С., Воронина С.М. *Магнитная гидродинамика.* 1971, **2**, 19–23.

10. Налетова В.А., Тимонин Г.А., Шкель И.А. *Известия АН СССР. Механика жидкости и газа*. 1989, **26**(2), 76–83.
11. Naletova V.A., Kvitantsev A.S. *J Magn Magn Mater*. 2002, **252**, 212–214.
12. Naletova V.A., Kvitantsev A.S., Turkov V.A. *J Magn Magn Mater*. 2003, **258–259**, 439–442.
13. Толубинский В.И. *Теплообмен при кипении*. Киев: Наукова думка, 1980. 316 с.
14. Розенцвейнг Р. *Феррогидродинамика*. М.: Мир, 1989. 356 с.

Summary

A method to measure the frequency of vapor bubbles formation in the boiling of opaque fluids using a two-layer system: an opaque – transparent medium, is proposed and implemented. An experimental setup has

been developed and experiments have been carried out to determine the frequency of the formation of vapor bubbles during the boiling of opaque liquids. The frequency of the formation of vapor bubbles is measured in the boiling of a two-layer medium of magnetic-nonmagnetic liquids on a horizontal surface with pointwise heat input in a uniform external magnetic field. It is found that with an increase in the strength of a uniform constant magnetic field, the frequency of the formation of vapor bubbles upon boiling of a two-layer medium of magnetic-non-magnetic liquids on an unbounded horizontal plate decreases while the temperature of the heat-releasing surface at which the vaporization process begins increases for samples of magnetic liquids with a high magnetic phase content.

Keywords: magnetic fluid, heat transfer, hydrodynamics, magnetic field, steel hardening.