

О МЕХАНИЗМЕ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИЛ

*Институт прикладной физики АНМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, mbologa@phys.asm.md*

Интенсификация теплообменных процессов остается одной из первостепенных задач при усовершенствовании существующих и создании новых установок и аппаратов в различных областях техники. При этом один из эффективных методов интенсификации процессов теплопереноса основывается на воздействии электрических полей и неизменно привлекает внимание ученых и практиков. Однако из-за отсутствия ясных представлений о механизме воздействия электрического поля в определенных условиях и возникающих при этом явлений, а также недостаточности опытных данных многие результаты не вышли за пределы экспериментальных, технологических и технических разработок.

В настоящей статье наряду с обзором, включающим рассмотрение фактического материала, зависимостей, связывающих между собой экспериментальные результаты, а также отдельные теоретические предпосылки, приводятся рассуждения авторов, которые помогут взглянуть по-новому на характер воздействия электрических полей в процессе кипения. Для простоты изложения основное внимание обращено на результаты экспериментальных исследований и на те теоретические концепции, которые подтверждаются опытом, а следовательно, дают правильное представление о физической сущности происходящего процесса.

Специфика метода интенсификации теплообмена, основанного на применении электрических полей, состоит в том, что под влиянием поля изменяются физические параметры теплоносителя и возникают дополнительные возмущения в виде электроконвективных течений. Приведенные сведения показывают, что воздействие полей в некоторых случаях является фактором увеличения теплопроводности, конвективной теплоотдачи и теплообмена при кипении диэлектрической жидкости.

Воздействие электрического поля на процесс кипения качественно отличается от случая конвективной теплоотдачи, поскольку существенный вклад вносят факторы, связанные с фазовым превращением, а также силы, действующей на возникший пузырек пара, а при кипении растворов процесс усложняется также тем, что сказываются и диффузионно-электрические эффекты, учет которых крайне затруднен. Поэтому не удивительно, что при естественной конвекции газов и жидкостей вопрос влияния электрического поля на теплообмен в значительной степени решен, а в области фазовых превращений исследованию подлежит еще широкий круг задач.

Электрическая объемная сила при пренебрежимо малом градиенте давления равна [1, 2]:

$$F = qE - \frac{1}{2} E^2 \text{grad} \varepsilon + \frac{1}{2} \text{grad} [E^2 \rho \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right)_T]. \quad (1)$$

Первый член – это сила, действующая на единицу объема электрически заряженного жидкого диэлектрика, второй – сила, обусловленная неоднородностью по диэлектрической проницаемости ε , а следовательно, появлением отличной от нуля плотности связанных зарядов; третий представляет силу, действующую на диэлектрик в неоднородном электрическом поле, – электрострикционную, приводящую к понижению давления на величину последнего члена (1). Поскольку данная величина не обращается в нуль и в однородном диэлектрике, то физическая сущность в его поляризации как бы стремится “растянуться” вдоль силовых линий поля.

К первым исследованиям процесса кипения в электрическом поле следует отнести работы [3–5], в которых представлены частные зависимости теплообмена при кипении гексана, этилена, бензина на проволоке диаметром 0,2 мм при атмосферном давлении. Применительно к процессу кипения были введены электромеханические силы [3], и при пузырьковом и пленочном режимах влияние поля объяснялось воздействием на приэлектродный слой жидкости. Позднее [6, 7] проведена оценка сил, действующих на сферический газовый пузырек постоянного радиуса,двигающийся в потоке заряженной жидкости. Суммарная сила определялась соотношением

$$F = -k V \left(\frac{\varepsilon}{2} \right) \text{grad} E^2, \quad (2)$$

где $k=1+k_s+k_p$; k_s, k_p – электрострикционная и поляризацияционная составляющие электродинамического градиента давления; V – объем пузырька пара.

Из приведенного соотношения следует выражение для электромеханической силы (поляризацияционной составляющей):

$$F_{эл} = 3/2\varepsilon V (\varepsilon - \varepsilon_T) / (2\varepsilon + \varepsilon_T) grad E^2, \quad (3)$$

где ε и ε_T – диэлектрические постоянные жидкости и газа (пара) соответственно.

Развитые в [3–9] представления, объясняющие влияние электрического поля на теплообмен при кипении действием на паровые пузырьки, не объясняют результаты исследований работы [10], в которой описано кипение изопропана и воды на трубке (диаметром 9,5 мм) в большом объеме и кольцевом канале при атмосферном давлении. Показано, что слабонеоднородное электрическое поле приводит к росту теплового потока, переходу пленочного режима кипения в развитый пузырьковый, при этом сокращается число действующих центров парообразования, уменьшаются отрывные диаметры паровых пузырьков. С учетом слабооднородного внешнего поля электромеханическая сила (поляризацияционная составляющая), определяемая соотношением (3), незначительна, поэтому эффекты в области развитого кипения, обусловленные воздействием электрического поля, не могут быть объяснены представленными в [3–9] результатами, и авторы [10] связывают их также с конденсаторным эффектом, обусловленным притяжением к поверхности нагрева, границы раздела фаз, под действием кулоновских сил.

Результаты исследования теплоотдачи и внутренних характеристик процесса кипения в постоянном и переменном электрических полях на тонких нагревателях диаметром 0,05–0,5 мм изложены в [11–15]. Эксперименты выполнены при атмосферном давлении с использованием различных жидкостей (R-113, этана, толуола, бензола), что позволило выявить влияние электрических свойств теплоносителя на кипение в электрическом поле.

О внешнем проявлении действия поля говорит изменение как картины генерации пара на поверхности нагрева, так и самих стадий процесса кипения. Пузырьковая область переходит в конвективную, а пленочная – в развитую пузырьковую. При пузырьковом кипении ($q = 0,5 \cdot 10^6$ Вт/м²) центры, генерирующие мелкие пузырьки, исчезают с поверхности нагрева, и жизнеспособными остаются лишь те, которые в отсутствие поля генерировали крупные пузырьки. При воздействии поля уменьшается диаметр паровых пузырьков и увеличивается частота их отрыва. В зависимости от жидкости переменное или постоянное поле действует на интенсификацию теплообмена по-разному. Для кипящего бензола при градиенте температур (6–10 град) и напряженностях до 30 кВ/см слабый эффект наблюдается в постоянном электрическом поле, а при более высоких напряженностях интенсификация проявляется в переменном поле. В случае двухлористого этана картина иная – постоянное поле оказывает большее влияние во всем интервале напряженности. Влияние давления проявляется в той мере, в какой оно воздействует на интенсивность электроконвекции; в интервале 0,1–1,0 МПа интенсификация теплообмена остается практически неизменной.

Причиной интенсификации теплообмена при кипении согласно [11–15] служит непосредственное действие на паровые пузыри электрических сил, изменяющих условия парообразования на поверхности нагрева, что согласуется с трактовкой, представленной в [3–9]. С другой стороны, авторы [11–15] считают, что электромеханическая сила не является единственным фактором интенсификации теплообмена, которую связывают с ростом изменения градиента электрических свойств среды, обусловленного увеличением перепада температур в области, прилегающей к поверхности нагрева, что приводит к увеличению плотности объемных пондеромоторных сил, формирующихся в кипящем теплоносителе, действие которых вызывает его интенсивное перемешивание.

В условиях кипения в неоднородном поле авторы [16–18] учитывают и стрикционные силы, возникающие вследствие взаимного притяжения молекул жидкости. Предложены формулы для расчета плотности пондеромоторных сил и обобщены экспериментальные результаты по критическим тепловым потокам в виде зависимости [10]:

$$\frac{q}{q_{кр}} = f \left(\frac{F_e \pm F_g}{F_g} \right), \quad (4)$$

где q и $q_{кр}$ – текущая и критическая плотности теплового потока, Вт/м²; F_e и F_g – плотность объемной силы в электрическом и гравитационных полях, Н/м².

В работах [16–18] дана оценка электрических сил, действующих в пограничном слое двухфазной среды, но не анализируются механизм переноса тепла, внутренние характеристики процесса кипения и отсутствуют рекомендации по расчету интенсивности теплоотдачи.

Кинематографические исследования воздействия однородного поля [19–20] на рост парового пузыря в бинарных смесях ацетон–бензол и дихлорэтан–бензол показали, что время жизни паровых пузырей на поверхности нагрева существенно сокращается, отрывной диаметр уменьшается, а частота их отрыва значительно возрастает. Произведение отрывного диаметра на частоту отрыва парового пузыря постоянно и практически не зависит от напряженности поля.

Отмечается [21, 22], что присутствие паровых пузырей тормозит развитие электроконвекции, и существенная деформация теплового пограничного слоя наступает при больших напряженностях поля, чем в режиме свободной конвекции. Уменьшение размеров паровых пузырей с увеличением напряженности поля носит немонотонный характер и наступает с существенной деформацией и разрушением пограничного слоя. Процесс кипения бензола и воды изучался в неоднородном электрическом поле с использованием платиновой проволоки диаметром 0,07–0,4 мм и пластины размером 0,7x0,2x60 мм, расположенной на стеклянной подложке шириной 10 мм. При напряжениях до 1 кВ размеры паровых пузырей и их количество практически не изменяются. При этом паровые пузыри остаются “погруженными” в тепловой пограничный слой, который сохраняется вплоть до напряжения 1 кВ, хотя и деформируется.

На рис. 1 и 2 приведены характерные зависимости коэффициента теплоотдачи α от плотности теплового потока q при различных напряженностях поля E [19, 23]. С возрастанием E влияние плотности теплового потока на коэффициент теплоотдачи уменьшается. Таким образом, влияние плотности теплового потока и напряженности поля на коэффициент теплоотдачи определяется их соотношением, в результате можно выделить две области относительно малых значений напряженности, когда коэффициент теплоотдачи $\alpha \sim f(q)$ и слабо зависит от E (рис. 1, кривые 2, 3; рис. 2, кривые 5, 8). При больших напряженностях $\alpha \sim \psi(E)$ мало зависит от плотности теплового потока (рис. 1, кривая 5). Следовательно, на состояние пограничного слоя и теплоотдачу оказывают влияние как образование паровых пузырей, которые при отрыве разрушают пограничный слой жидкости, так и возмущения, обусловленные движением паровых пузырьков в двухфазном потоке, и $\alpha \sim \omega(q, E)$.

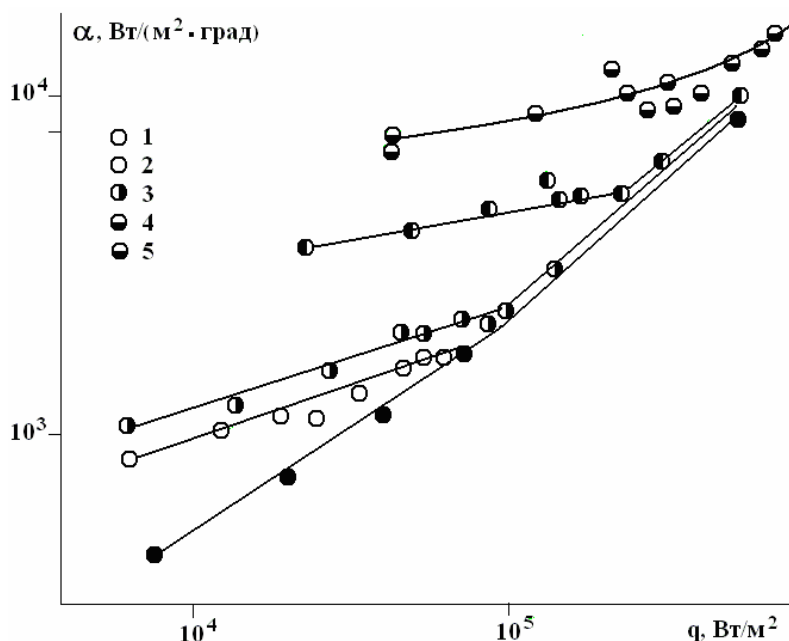


Рис. 1. Зависимость коэффициента теплоотдачи от тепловой нагрузки и напряженности электрического поля при кипении двуххлористого этана на проволоке диаметром 500 мкм при $t = 94^{\circ}\text{C}$; положительная полярность высоковольтного электрода: $E = 0$ (1), 11 (2) кВ/см; $E_v = 11$ кВ/см (3); $E_c = 11$ (4), 107 (5) кВ/см; по данным [3]

Представляет интерес динамика паровых пузырьков при кипении в отсутствие поля и под его воздействием. В этой связи рассмотрим рост парового пузырька в нижней части образующей поверхности нагрева (рис. 3). Теплоотдающий элемент – трубка из нержавеющей стали диаметром 4 мм, высоковольтный электрод расположен над поверхностью нагрева (рис. 4). В отсутствие поля (рис. 3,А) паровые пузырьки растут до отрывных диаметров непосредственно на теплоотдающей поверхности и, отрываясь, движутся в двухфазном слое вблизи поверхности нагрева; при этом возмож-

но их слияние с расположенными выше пузырьками. Наблюдаемая картина характерна [24–26] для кипения на профильной поверхности в отсутствие поля. Под действием электрических сил центры парообразования действуют самостоятельно, при этом пузырьки отбрасываются радиально от поверхности по всему периметру (рис. 3,В).

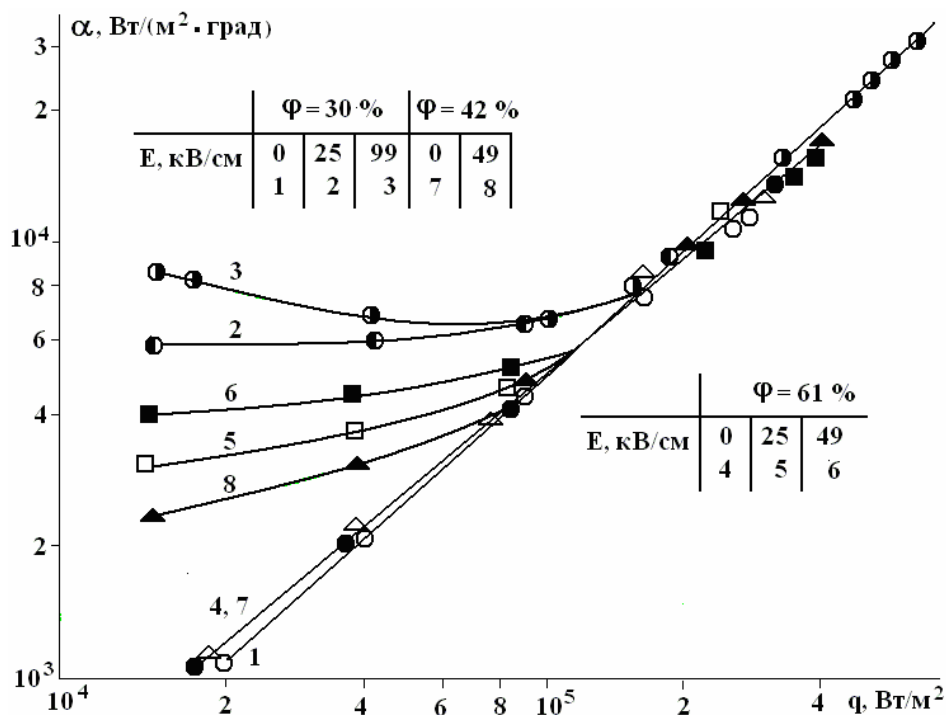


Рис. 2. Зависимость коэффициента теплоотдачи от удельного теплового потока и напряженности электрического поля при кипении смесей ацетон – бензол (1–3) и дихлорэтан – бензол (4–8) на трубке диаметром 4 мм; по данным [19]

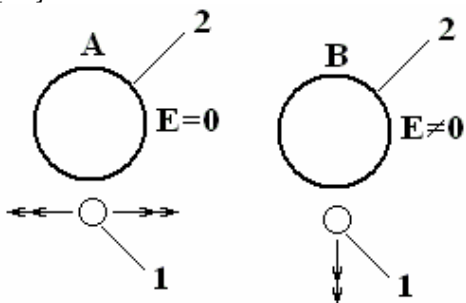


Рис. 3. Движение парового пузыря в отсутствие электрического поля (А), под действием электрических сил (В). 1 – паровой пузырь, 2 – поверхность нагрева

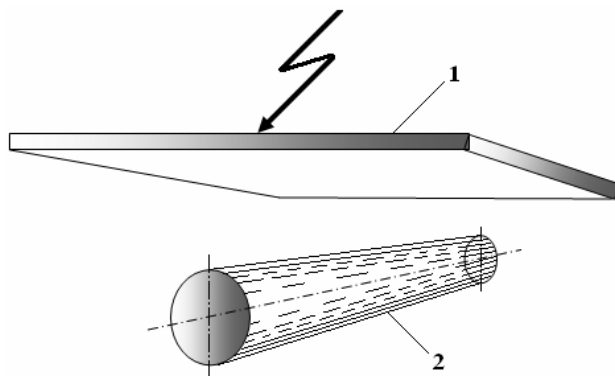


Рис. 4. Схема экспериментального участка. 1 – высоковольтный электрод, 2 – поверхность теплообмена

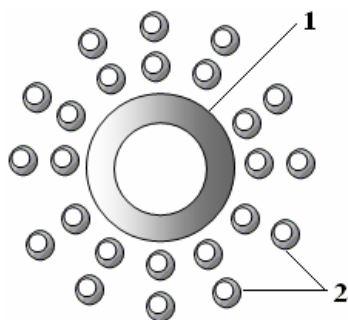


Рис. 5. Размещение паровых пузырьков при кипении в поле действия электрических сил. 1 – поверхность теплообмена, 2 – паровые пузыри

Таким образом, кипение в большом объеме (рис. 5) под воздействием поля может быть уподоблено кипению в затопленной структуре. Для изучения процесса теплосъема в пористом теле исследования [27–31] проводились на модельных участках. Для моделирования пористого тела используется структура, образованная из не связанных металлических или стеклянных шаров одинакового размера. В [29] пористое тело, составленное из шаров (из монеля), было затоплено водой при атмосферном давлении, обогрев производился снизу, а сверху шары прижимались сеткой. По мере увеличения теплового потока первоначально наблюдается линейная его зависимость от температурного напора, затем при определенном (критическом тепловом потоке) небольшое увеличение q приводит к резкому повышению температуры поверхности. Пересчет коэффициента теплоотдачи показывает, что в пределах линейной зависимости $q = f(\Delta T)$ α практически не зависит от q .

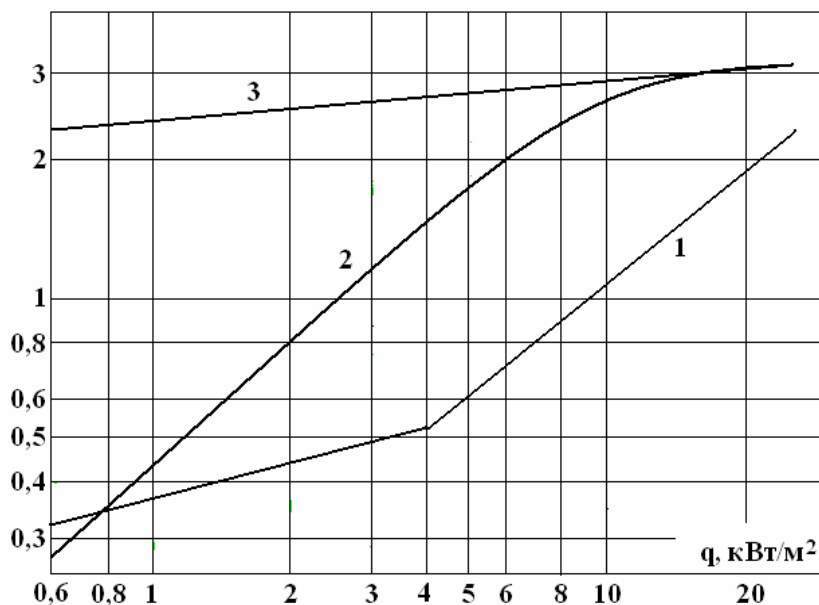


Рис. 6. Влияние расположения греющей поверхности на теплоотдачу при кипении [32]. 1 – греющая поверхность сверху; 2 – греющая поверхность снизу; 3 – то же, что и 2, при генерировании дополнительных пузырей на проволоке

Механизм теплопереноса заключается в передаче тепла теплопроводностью через капиллярную структуру (шарики) тонкой пленкой жидкости примерно постоянной толщины, причем она поддерживается в пористом материале капиллярными силами в пределах первого слоя частиц; пар проходит между шарами. Ограничение теплового потока вызвано способностью пористого материала удерживать слой жидкости на теплоотдающей поверхности, что предопределяет использование пористого материала с анизотропной поверхностью. Переток жидкости по капиллярным ходам подпитывает поверхность нагрева, обеспечивая непрерывное испарение со свободной поверхности.

Для достижения больших тепловых нагрузок, очевидно, наиболее пригодна структура, в которой облегчено удаление паровой фазы от поверхности нагрева и достигается большое капиллярное давление в структуре. То есть для получения больших тепловых нагрузок на поверхности нагрева требуются небольшие диаметры каналов, что обеспечивается использованием мелких структур.

При кипении в электрическом поле с ростом градиента напряженности поля отрывной диаметр парового пузыря уменьшается [3, 23], что ведет к независимости коэффициента теплоотдачи от плотности теплового потока (рис. 1, кривая 5).

Обоснованность изложенных соображений по интенсификации теплообмена при кипении в условиях воздействия электрического поля может быть проиллюстрирована экспериментами [32], проведенными при атмосферном давлении на пластине, погруженной в объем жидкости (R-113, $t_s = 47, 7^\circ\text{C}$). Коэффициенты теплоотдачи на пластинке, обращенной греющей поверхностью вниз, примерно в 2 раза выше, чем на обращенной греющей поверхностью вверх (рис. 6). При кипении на поверхности, обращенной вниз, пузырьки имеют форму эллипсов, прижатых в вертикальном направлении к поверхности нагрева, периодически объединяются и уходят в объем жидкости; кипение начинается при меньших значениях q . Изучалась также роль искусственно вводимых в перегретый слой жидкости центров парообразования. Под поверхностью нагрева размещалась проволока, на которой с помощью электрообогрева генерировались пузырьки пара, поднимающиеся вверх и поступающие в пограничный слой пластины. В области невысоких q теплоотдача резко возрастает (рис. 6).

Изложенное позволяет считать, что влияние электрического поля на интенсификацию теплообмена при кипении в большом объеме проявляется формированием вокруг поверхности нагрева капиллярной структуры в виде паровых пузырей. Эта структура образует на поверхности нагрева жидкостную пленку, и интенсивность теплоотдачи зависит от ее толщины, которая в свою очередь определяется диаметром структуры (размерами паровых пузырей). С ростом напряженности поля диаметр паровых пузырей уменьшается, что ведет к утонению пограничного жидкостного слоя вблизи поверхности нагрева и уменьшению термического сопротивления, а следовательно, к росту теплоотдачи, что и отмечалось ранее [11–20]. Удаление паровой фазы происходит за счет подвижности капиллярной структуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Губкин А.Н. Физика диэлектриков. Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1971. 272 с.
2. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
3. Bonjour E., Verdier I., Weil L. Amelioration des echanges thermiques dans les liquids bouillants sans l'effet du champ electrique // Journees internat. Transmission chaleur, Paris, 1962, p. 19 – 24; 483 – 493.
4. Bochrol L., Bonjour E., Weil L. Etude de l'action de champs electriques sur les trasferts de chaleur dans liquids bouillante // Comptes rendus des seances de l'Academie des sciences, 1960.
5. Bonjour E., Verdier I. Mecanisme de l'ebullition sous champ electrique // Ibid. Moue 251.N. 7, p. 924–926.
6. Штютцер О. Газовые пузыри в заряженной жидкости // Вопросы физики кипения. М.: Мир, 1964. С. 427–441.
7. Stuetzer O. M. Gas Bubbles in a charged liquid // Journal of Applied Physics. 1963. Vol. 34. N 4. P. 958–963.
8. Kronig R., Schwarz N. On the theory of heat transfer from a wire in electric field // Applied Scientific Research. 1947. V. A1. P. 35–46.
9. Ashmann V., Kronig R. The influence of the electric fields on the convective // Applied Scientific Research. 1950. V. A2. N3. P. 235–244.
10. Markels M., L. Durfee R.A. The effect of applied voltage on boiling heat transfer // The American institute of Chemical Engineers journal. 1964. V. 10. N 1. P. 106–110.
11. Болога М.К., Бабой Н. Ф. Влияние электрического поля на теплообмен при кипении органических жидкостей // Электронная обработка материалов. 1967. № 3. С. 30–40.
12. Бабой Н. Ф., Болога М. К., Ключанов А. А. Некоторые особенности процесса кипения в электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1968. № 2. С. 57–70.
13. Бабой Н. Ф., Болога М. К. Теплообмен при кипении органических жидкостей в электрическом поле // Тепло- и массоперенос. Минск, 1968. Т. 2. С. 197–204.
14. Бабой Н. Ф., Болога М.К. Влияние полярности напряжения на теплообмен при кипении // Электронная обработка материалов. 1969. № 2. С. 44–55
15. Лазаренко Б.Р., Бабой Н.Ф., Болога М.К. Интенсификация теплообмена и развитие процесса кипения в электрическом поле // Тепло- и массоперенос. Минск, 1972. Т. 2. Ч. 1. С. 210–214.
16. Жоржוליани А. Г., Шекриладзе И. Г. Исследования воздействия электростатического поля на теплообмен в процессе кипения диэлектрических жидкостей // Вопросы теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси: Моцинерба. 1970. С. 63–89.

17. Жоржוליანი А.Г. Анализ механизма воздействия электростатического поля на процесс кипения // Сообщения АН ГрузССР. 1968. Т. 52. № 1. С. 155–158.
18. Жоржוליანი А.Г., Гомелаури В.И. Исследование воздействия электростатического поля на кипение диэлектрических жидкостей // Тр. Груз.политехн. ин-та. 1967. Вып. 7 (119). С. 224–238.
19. Скимбов А.А. О механизме парообразования при кипении бинарных смесей в электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1977. № 6. С. 36–39.
20. Скимбов А.А., Болога М.К., Кожухарь И.А. Воздействие неоднородного электрического поля на теплообмен при кипении бинарных смесей // Электронная обработка материалов. 1974. № 3. С. 45–50.
21. Смирнов Г.Ф., Бараненко В.И., Белый Л.М. Исследование теплообмена при кипении воды и бензола в электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1973. № 6. С. 49–52.
22. Бараненко В.И. Исследование механизма теплообмена при кипении с помощью ядерного дифракционного интерферометра / Автореф. дис. канд. техн. наук. Одесса, 1971. 24 с.
23. Болога М.К., Смирнов Г.Ф., Дидковский А.Б., Климов С.М. Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле. Кишинев: Штиинца. 1987. 239 с.
24. Кутателадзе С.С. Теплопередача при конденсации и кипении. М.; Л.: Машгиз, 1952. 232 с.
25. Теплопередача в двухфазном потоке. Под ред. Д. Баттерворса и Г. Хьюитта. М.: Энергия, 1980. 328 с.
26. Григорьев В.А., Павлов Ю.М., Аметистов Е.В. Кипение криогенных жидкостей. М.: Энергия, 1977. 288 с.
27. Ferral J. K., Devis R., Winston H. Heat transfer in heat pipe wick materials. In: Proc. Intern. Heat Pipe Conf. Stuttgart. FRG. 1973, p. 64.
28. Феррел Г.К., Джонсон Х.В. Механизм теплообмена в испарительной зоне тепловой трубы // Тепловые трубы. М.: Мир, 1972. С. 9.
29. Феррел Г.К., Олливитч Г. Теплообмен при испарении в капиллярной структуре фитиля // Тепловые трубы. М.: Мир, 1972. С. 118.
30. Winston H. M., Ferrell J. K., Davis R. The mechanism of heat transfer in the evaporation zone of the heat pipe. In: Proc. Second Intern. Heat Pipe Conf. Bologna, Italy, 1976, p. 413.
31. Ивановский М.Н., Сорокин В.П., Ягодкин И.В. Физические основы тепловых труб. М.: Атомиздат, 1978, 256 с.
32. Бельский В.К., Данилова Г.Н. Влияние расположения пластины на интенсивность теплообмена при кипении фреона-113 // Интенсификация теплообмена в испарителях холодильных машин. Гоголин А.А., Данилова Г.Н., Азарсков В.М., Медникова Н. М. М.: Легкая и пищевая промышленность, 1982. 224 с.

Поступила 11.12.08

Summary

The assay of the problem state and the relationships generalizing the experimental results, the explanation of the mechanism of electric field effect on the heat exchange at the pool boiling manifesting itself in formation of capillary structures of vapor bubbles round the heat exchange surface is presented. This structure favors the generation on the heating surface of liquid film the thickness of which determines the heat exchange rate and the character of the obtained experimental relationships.
