

УДК 536.24

ЭФФЕКТ ПОЛЕВЫХ ЛОВУШЕК В ТЕПЛООБМЕНЕ ПРИ КИПЕНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

© 2004 г. В. И. Борзенко, А. А. Еронин, А. И. Леонтьев, С. П. Мальшенко

Институт высоких температур РАН, Москва

e-mail: litp@dataforce.net

Поступила в редакцию 27.08.2003 г.

Экспериментально изучено влияние неоднородных внешних электрических полей на локальный теплообмен при кипении жидкого азота. Обнаружено существенное возрастание коэффициентов теплоотдачи в местах полевых ловушек на обогреваемых поверхностях.

ВВЕДЕНИЕ

Неоднородные внешние электрические поля приводят к возникновению в диэлектрических жидкостях объемных и поверхностных сил, существенно влияющих на процессы теплопереноса при кипении (см. [1–10] и цитируемую там литературу). В большинстве исследований такие поля создавались при различном взаимном расположении обогреваемой поверхности и внешних электродов. При градиентах напряженности поля \mathbf{E} , направленных к обогреваемой поверхности ($\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} < 0$, где \mathbf{n} – вектор нормали на обогреваемой поверхности) экспериментально обнаружены следующие эффекты. Конвективный перенос тепла за счет электроконвекции на начальных участках кривой кипения увеличивался, и соответственно росли тепловые потоки $q_{н.к}$ в области начала кипения. Форма отрывных паровых пузырей изменялась. Их размер уменьшался, а частота отрыва увеличивалась. Коэффициенты теплоотдачи α на начальных участках кривых кипения и в пленочном режиме возрастали. Критические тепловые нагрузки $q_{кр}$ повышались за счет дестабилизации пленки пара на обогреваемой поверхности. При $\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} > 0$ наблюдалось увеличение α на начальных участках кривых кипения за счет “осаждения” пузырьков на обогреваемой поверхности, а также снижение $q_{кр}$ и повышение устойчивости паровых пленок [10]. При $\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} < 0$ гистерезис закипания уменьшался или исчезал, а при $\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} > 0$ сохранялся [1–10].

Таким образом, в зависимости от конфигурации внешних электродов, создающих неоднородное электрическое поле на обогреваемых поверхностях, интенсификация теплообмена при кипении диэлектриков в пузырьковых режимах обеспечивалась главным образом либо за счет усиления конвекции, когда теплосъем испарением подавлялся (при $\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} < 0$), либо за счет испарения (при $\nabla E^2 \cdot \mathbf{n} > 0$), когда вклад электроконвекции уменьшался, а критические тепловые нагрузки снижались. В работах [3, 4] показано, что интенсифицировать испарительный и конвективный перенос тепла удалось увеличением проводимости среды χ за счет добавления в диэлектрик проводящих жидкостей. Это вызывало уменьшение времени релаксации заряда τ_e ($\tau_e \sim \epsilon \epsilon_0 / \chi$, где ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума) и появление объемных и поверхностных сил, обеспечивающих как задержку и рост пузырей на обогреваемой поверхности, так и усиление электроконвекции. Однако при этом уменьшалась диэлектрическая прочность теплоносителя, что могло оказаться неприемлемым, например, в системах охлаждения электронного оборудования.

В нашей статье рассматривается другая возможность интенсификации теплообмена при кипении диэлектриков во внешнем электрическом поле: путем создания неоднородного поля за счет искусственных геометрических неоднородностей непосредственно на обогреваемой поверхности. Очевидно, что в этом случае упорядоченные неоднородности напряженности поля в пограничном слое могут быть созданы на масштабах, имеющих порядок отрывных размеров пузырей, что практически невозможно осуществить только за счет расположения и конфигурации внешних электродов.

1. ЭФФЕКТЫ ВНЕШНЕГО ПОЛЯ ПРИ КИПЕНИИ НА НЕОДНОРОДНЫХ ОБОГРЕВАЕМЫХ ПОВЕРХНОСТЯХ

Влияние внешнего поля на теплоперенос в жидких диэлектриках определяется возникнове-

нием объемных сил, зависящих от напряженности поля \mathbf{E}

$$\mathbf{f}_v = \rho_e \mathbf{E} - \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 \nabla \epsilon + \frac{\epsilon_0}{2} \nabla \left(\rho \mathbf{E}^2 \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \rho} \right)_T \right). \quad (1)$$

Здесь ρ_e – плотность свободных зарядов, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость. При кипении диэлектрических жидкостей время релаксации заряда обычно существенно превышает время роста и отрыва пузырей. Поэтому первый член в (1) является существенным только на конвективной ветви кривой кипения. Второй член определяется связанной с градиентом температуры неоднородностью ϵ в пограничном слое и частично компенсирует силы плавучести на горизонтальных обращенных вверх обогреваемых поверхностях, что может приводить к подавлению естественной конвекции в однородных полях. Второй и третий член в (1) определяют электрогидродинамические эффекты при кипении диэлектриков во внешних полях.

Выступы или впадины формируют вблизи обогреваемых поверхностей в пограничном слое неоднородное электрическое поле. На вершинах выступов поле имеет максимальную напряженность, во впадинах – минимальную. В работах [11–13] показано, что внешнее электрическое поле инициирует зародышеобразование в перегретых жидкостях, причем эти эффекты становятся значительными при высоких напряженностях поля. В отличие от кипения в отсутствие поля при его наличии образование жизнеспособных зародышей пара на обогреваемой поверхности наиболее вероятно не во впадинах, а на вершинах выступов, где напряженность поля \mathbf{E} максимальна, причем размер критического зародыша с ростом \mathbf{E} возрастает. В этой связи появляется возможность использования искусственных выступов как концентраторов напряженности для инициирования зародышеобразования. В неоднородном поле на пузырек действует сила

$$\mathbf{F}_b = 2\pi R_b^3 \epsilon_0 \frac{1 - \epsilon_r}{1 + 2\epsilon_r} \nabla \mathbf{E}^2, \quad (2)$$

где R_b – радиус пузырька, ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость жидкости, в которую помещен пузырек. Эта сила направлена противоположно вектору $\nabla \mathbf{E}^2$. Очевидно, что, создавая на обогреваемой поверхности искусственные неоднородности, можно реализовать такую геометрию поля, при которой образовавшийся на выступе критический зародышевый пузырек под действием электрофоретических сил переместится вдоль поверхности в ту область, где напряженность поля минимальна (полевую ловушку), и задержится там. При этом размер пузырька станет критическим, что вызовет его активный рост, а

также увеличение локального теплообмена на участке поверхности, соответствующем полевой ловушке для пузырьков. При создании упорядоченной системы концентраторов напряженности и полевых ловушек на обогреваемой поверхности можно обеспечить интенсификацию теплообмена при кипении в среднем на всей обогреваемой поверхности за счет испарения. Кроме того, неоднородности поля вблизи обогреваемой поверхности будут способствовать и увеличению конвективного переноса тепла [14]. Реализация этого метода при использовании внешнего электрода и обогреваемой поверхности, параллельных друг другу, возможна, например, путем создания на обогреваемой поверхности системы штырьков с характерными размерами, превышающими критические диаметры зародышевых пузырьков и расположенными на расстояниях, больших их отрывных диаметров (редкая щетка), или путем гофрирования поверхности.

В настоящее время не имеется строгой теории, позволяющей рассчитать отрывные размеры R_0 и времена роста паровых пузырей t_0 при кипении [15, 16], из-за чего оценить влияние неоднородного поля в полевой ловушке на отрывные размеры пузырей можно с помощью анализа структуры полуэмпирических соотношений, соответствующих экспериментальным данным. Это справедливо, если допустить, что влияние внешнего электрического поля главным образом определяется возникновением дополнительной силы (2), действующей на пузырек и пропорциональной его объему, т.е. полагая, что поле изменяет только силу плавучести, действующую на пузырек. В наиболее надежные полуэмпирические соотношения для R_0 удельная (на единицу объема пузырька) сила плавучести F_V входит в виде $R_0 \sim A F_i^{-1/3}$, где A – функция свойств жидкости и чисел Якоба [15], а форма функций F_i определяется полем воздействием. Для отрывных диаметров в условиях кипения, отличающихся лишь наличием R_{01} или отсутствием R_{02} внешнего электрического поля, на горизонтальных обращенных вверх поверхностях получаем

$$\frac{R_{01}}{R_{02}} = \left(\frac{F_2}{F_1} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Для сферического пузырька в поле тяжести $F_2 = \frac{4}{3} \pi g \Delta \rho$, а при включении внешнего электрического поля $F_1 = F_2 - 2\pi \epsilon_0 \frac{(\epsilon_r - 1)}{(1 + 2\epsilon_r)} (\nabla \mathbf{E}^2)_\phi$, где $(\nabla \mathbf{E}^2)_\phi$ – проекция вектора $\nabla \mathbf{E}^2$ на вертикаль. Полагая $\nabla \mathbf{E}^2$

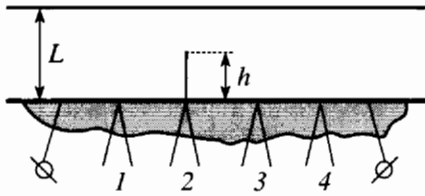


Рис. 1. Схема поверхности со штырьком: 1–4 – термопары.

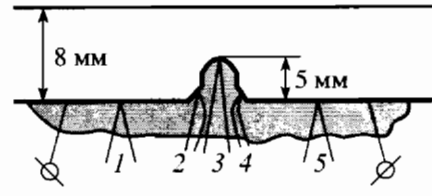


Рис. 2. Схема поверхности с единичным гофром: 1–5 – термопары.

слабо изменяющимся на масштабах порядка R_0 и подставляя F_1 и F_2 в (2), имеем

$$\frac{R_{01}}{R_{02}} = \left[1 - \frac{3}{2} \epsilon_0 \frac{(\epsilon_r - 1)}{(1 + 2\epsilon_r)} \frac{(\nabla E^2)_\phi}{g \Delta \rho} \right]^{-1/3} \quad (4)$$

и соответственно для времени роста пузырей до отрывного размера

$$\frac{t_{01}}{t_{02}} = \left(\frac{R_{01}}{R_{02}} \right)^2 = \left[1 - \frac{3}{2} \epsilon_0 \frac{(\epsilon_r - 1)}{(1 + 2\epsilon_r)} \frac{(\nabla E^2)_\phi}{g \Delta \rho} \right]^{-2/3}. \quad (5)$$

Соотношения (4), (5) качественно определяют поведение пузырька в полевой ловушке на стадии его медленного роста. Из этих соотношений следует, что с ростом $(\nabla E^2)_\phi$ отрывные размеры и времена задержки пузырьков на обогреваемой поверхности существенно возрастают, что должно приводить к увеличению локальных коэффициентов теплоотдачи в местах полевых ловушек. Очевидно, что эффекты полевых ловушек наиболее существенны на начальном участке кривой кипения и в области гистерезисов закипания.

2. ЛОКАЛЬНЫЙ ТЕПЛОБМЕН В МЕСТАХ ПОЛЕВЫХ ЛОВУШЕК

Экспериментальное исследование эффекта полевых ловушек было выполнено в опытах с единичными выступом и гофром на обогреваемой поверхности. В качестве диэлектрической жидкости использовался жидкий азот, что позволило исключить возможное влияние свободных зарядов и эффектов электрохимических реакций на обогреваемой поверхности на результаты опытов. Схемы рабочих участков представлены на рис. 1, 2. Внешний сетчатый электрод располагался на расстоянии $L = 3-6$ мм параллельно обогреваемой поверхности. Потенциал внешнего электрода в опытах составлял $U \leq 30$ кВ, а напряженность электрического поля $E \sim (10^6-10^7)$ В/м. Рабочий участок представлял собой полированную нихромовую пластину толщиной 0,2 мм, шириной 8 мм и длиной 40 мм, нижняя сторона которой была теплоизолирована. К нижней стороне пластины приваривались горячие спай термопар (см. рис. 1, 2), расстояние между которыми равня-

лось 8 мм. С целью создания неоднородности электрического поля нормально к поверхности пластины приваривался кусок хромелевой проволоочки диаметром 0,2 мм и высотой h от 0,1 мм до 1,3 мм или создавался единичный гофр путем соответствующего изгиба пластины. Радиус изгиба в точках крепления термопар 2 и 4 составляет 5 мм, расстояние между термопарами 2 и 4 – 4 мм, радиус изгиба в месте крепления термопары 3 около 0,5 мм, а высота гофра – 5 мм. Расстояние от первого потенциального провода до термопары 1 и от термопары 5 до правого потенциального провода равнялось 5 мм, расстояние от термопары 1 до термопары 2 и от термопары 4 до термопары 5 – 9 мм. Обогрев пластины осуществлялся прямым пропусканием переменного электрического тока I , при этом измерялись падение напряжения на рабочем участке пластины $U_{обр}$ и перегрев поверхности пластины ΔT . Для сравнения аналогичные измерения были выполнены на рабочих участках без штырька и гофра.

Эксперимент проводился следующим образом. Рабочий участок помещался в сосуд с жидким азотом и в течение десяти минут нагревался с целью активации возможных центров парообразования. Затем подключалось заданное напряжение к сетчатому электроду и регистрировалась кривая кипения азота в электрическом поле. Потом напряжение выключалось и измерялась кривая кипения азота в отсутствие поля. При этом каждая точка кривой кипения фиксировалась с учетом времени выжидания, необходимого для установления температуры после изменения нагрузки.

2.1. Однородное электрическое поле: гладкая горизонтальная поверхность. Эксперименты проводились при потенциале на верхнем электроде 30 кВ и расстоянии между электродами 3 мм, что соответствовало напряженности электрического поля $E = 10^7$ В/м. Разности температур измерялись пятью термопарами. Результаты опытов показали, что однородное поле при напряженностях до 10^7 В/м не оказывало существенного влияния на начальный участок кривой кипения ни в режиме роста, ни в режиме снижения тепловой нагрузки. Конвективные ветви кривых кипения при наличии и отсутствии поля почти совпадали, что свидетельствовало о слабом влиянии электрокон-

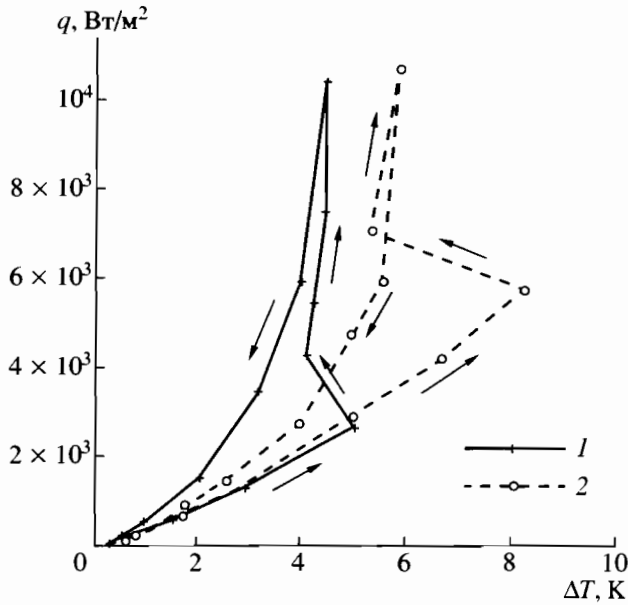


Рис. 3. Кривые кипения на поверхности с микроштырьком. Термопара 2. $L = 3$ мм, $h = 1.3$ мм, $U = 30.8$ кВ. 1 – в электрическом поле, 2 – без электрического поля. Стрелками показано направление изменения теплового потока.

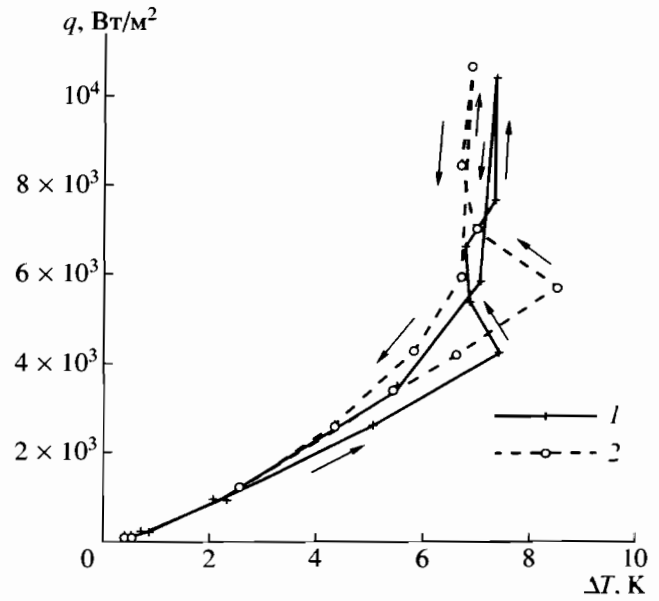


Рис. 4. Кривые кипения на поверхности с микроштырьком. Термопара 4. $L = 3$ мм, $h = 1.3$ мм, $U = 30.8$ кВ. 1 – в электрическом поле, 2 – без электрического поля. Стрелками показано направление изменения теплового потока.

векции в наших условиях. В опытах тем не менее наблюдалось небольшое уменьшение коэффициента теплоотдачи на конвективной ветви гистерезисной петли при наличии поля, что, как отмечалось выше, связано с влиянием силы, которая описывается вторым членом в (1).

2.2. Неоднородное электрическое поле: горизонтальная поверхность со штырьком. Кривые кипения, полученные на поверхности со штырьком из проволоочки диаметром 0.2 мм и высотой $h = 1.3$ мм (рис. 1) при расстоянии между электродами $L = 3$ мм, приведены на рис. 3. Видно, что наличие неоднородности поля вдоль обогреваемой поверхности заметно изменяет кривую кипения в окрестности штырька. Конвективная ветвь незначительно отличается в присутствии поля, а гистерезисная петля существенно сокращается, а перегревы, соответствующие как закипанию, так и прекращению кипения уменьшаются. Характерно, что максимальное изменение перегрева закипания наблюдается непосредственно под штырьком (термопара 2), т.е. в области наименьшей напряженности электрического поля $E = 3 \times 10^5$ В/м, тогда как напряженность на вершине штырька составляет $E = 1.3 \times 10^7$ В/м. Вдали от геометрической неоднородности электрическое поле оказывает существенно меньшее влияние на параметры $q_{н.к}$ и $\Delta T_{н.к}$, но коэффициент теплоотдачи на конвективной ветви гистерезисной петли заметно уменьшается по сравнению со случаем отсутствия поля (рис. 4).

При наличии электрического поля пузырьки пара, выходящие из-под штырька, имеют больший отрывной диаметр и меньшую частоту отрыва, чем в его отсутствие, как и предсказывают соотношения (4), (5).

2.3. Неоднородное поле: гофрированная поверхность. Размер области неоднородности поля на пластине с единичным гофром был больше, чем на участке со штырьком приблизительно той же высоты. При такой конфигурации поверхности влияние поля на конвективную ветвь гистерезисной петли практически отсутствовало.

Кривые кипения для симметричных относительно центра термопар 1, 5 и 2, 4 имеют подобный вид. В области слабонеоднородного поля (термопары 1, 5) электрическое поле оказывает слабое влияние на кривую кипения.

На рис. 5 для термопары 4 показана кривая кипения, форма которой аналогична случаю штырька на гладкой поверхности. Смещение параметров в точках начала и прекращения кипения имеет тот же порядок, что и для термопары под штырьком. При наличии поля кипение начинается и прекращается при меньших значениях перегрева поверхности. При этом локальные перегревы поверхности в местах, соответствующих минимальным значениям напряженности поля, минимальны, т.е. локальные коэффициенты теплоотдачи максимальны.

Как в опытах со штырьком, так и в опытах с единичным гофром увеличение локальных коэф-

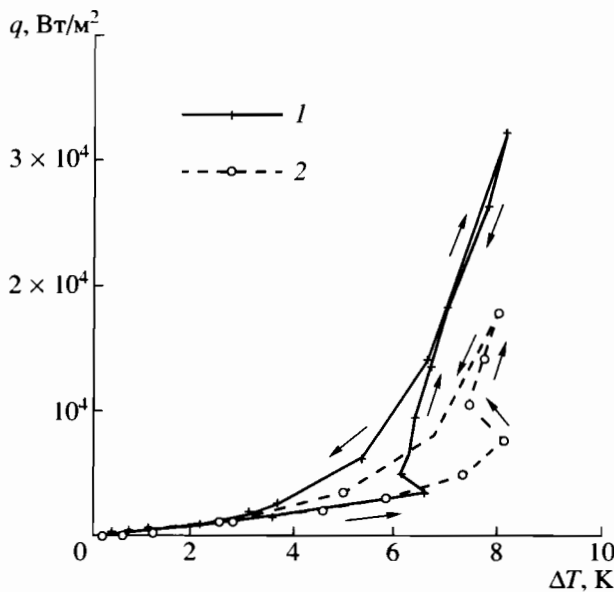


Рис. 5. Кривые кипения на поверхности с гофром. Начальный участок кривой кипения. Термопара 4. $U = 31$ кВ. 1 – в электрическом поле, 2 – без электрического поля. Стрелками показано направление изменения теплового потока.

коэффициентов теплоотдачи в области полевых ловушек на начальном участке достигало 300%.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Результаты наших опытов на первый взгляд парадоксальны: перегревы обогреваемых поверхностей, соответствующие началу и прекращению кипения в опытах со штырьком и гофром, уменьшаются с возрастанием напряженности поля, а максимальные локальные коэффициенты теплоотдачи наблюдаются в местах минимальной напряженности поля вблизи обогреваемой поверхности. Однако с учетом результатов работ [11–13] и изложенных в параграфе 1 соображений о роли диэлектрофоретических сил и полевых ловушек в локальном теплообмене при кипении полученные данные вполне объяснимы и подтверждаются результатами теории [11–13].

Установленный в наших опытах эффект полевых ловушек открывает новые возможности интенсификации теплообмена с использованием внешних электрических полей, в том числе в мини- и микросистемах.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 02-02-17255, № 03-02-06669), грантом для научных школ НШ-1279.2003.8, CRDF (проект № RP1-

2337-ST-02) и Программой фундаментальных исследований ОЭМПУ РАН “Устойчивость фазовых состояний и критические режимы тепло-массопереноса”. Авторы благодарны Дж. Ллойдю (Мичиганский университет США) и В.С. Воробьеву (ИТЭС РАН) за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jones T.B. Electrohydrodynamically Enhanced Heat Transfer in Liquid // A Review. Adv. in Heat Transfer. 1978. V. 14. P. 107.
2. Болога М.К., Смирнов Г.Ф., Дидковский А.Б., Климов С.М. Теплообмен при кипении и конденсации в электрическом поле. Кишинев: Штиница. 1987.
3. Ogata J., Yabe A. Basic Study on the Enhancement of Nucleate Boiling Heat Transfer by Applying Electric Fields // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. № 3. P. 775.
4. Ogata J., Yabe A. Augmentation of Boiling Heat Transfer by Utilizing the EHD Effect – EHD Behaviour of Boiling Bubbles and Heat Transfer Characteristics // Int. J. Heat Mass Transfer. 1993. V. 36. № 3. P. 783.
5. Cooper P. EHD Enhancement of Nucleate Boiling // Trans. ASME. 1990. V. 112. P. 458.
6. Karayiannis T.G., Xu Y. Electric Field Effect in Boiling Heat Transfer // J. of Enhanced Heat Transfer. 1998. V. 5. P. 217.
7. Di Marco P., Grassi W. Saturated Pool Boiling Enhancement by Means of an Electric Field // J. of Enhanced Heat Transfer. 1993. V. 1(1). P. 99.
8. Carrica P.M., Di Marco P., Grassi W. Nucleate Pool Boiling in the Presence of an Electric Field: Effects of Subcooling and Heat-Up Rate // Exp. Thermal Fluid Sci. 1997. V. 5. P. 213.
9. Kweon Y.C., Kim M.H. Experimental Study of Nucleate Boiling Enhancement and Bubble Dynamic Behavior in Saturated Pool Boiling Using a Nonuniform DC Electric Field // Int. J. of Multiphase Flow. 2000. V. 26. P. 1351.
10. Masson V., Carrica P.M. Geometries for Electric Field Induced Critical Heat Flux Reduction in Pool Boiling // Proc. of Two-Phase Flow Modelling and Experimentation. Pisa: Edizioni ETS, 1999, P. 335.
11. Воробьев В.С., Малышенко С.П. Образование зародышей новой фазы в электрических полях // ЖЭТФ. 2001. Т. 120. Вып. 4 (10). С. 863.
12. Vorob'ev V.S., Malysenko S.P., Petrin A.B. The Role of an Electrode in the Formation of New Phase Nuclei in Dielectrics // J. Phys. D: Appl. Phys. 2002. V. 35. P. 257.
13. Vorob'ev V.S., Malysenko S.P. Nucleus Formation in Polarized Dielectric Media // Exp. Thermal Fluid Sci. 2002. V. 26. P. 833.
14. Остроумов Г.А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука. 1979.
15. Лабунцов Л.А., Ягов В.В. Механика двухфазных систем. М.: Изд-во МЭИ, 2000.
16. Присняков В.Ф. Кипение. Киев: Наукова Думка. 1988.