

Summary

Measurement is made of a heat transfer coefficient at an atmospheric pressure for heat transfer between a pure organosilicon fluid ПМС-300 and emulsions consisting of water dispersed in the fluid ПМС-300. Water concentration in the emulsions equals to 3.2 and 0.8 vol. %. It is shown that the heat transfer coefficient increases essentially at heat-releasing temperatures close to that of limiting superheat of water.

Литература

1. А. с. 653501 (СССР). Способ охлаждения поверхности жидким теплоносителем. М. кл.² F28F13/02 / Н. В. Буланов, В. П. Скрипов, Н. А. Шуравенко.— Оpubл. в Б. И., 1979, № 11, с. 136, 137.
2. Буланов Н. В., Скрипов В. П., Шуравенко Н. А. Теплоотдача к эмульсии при высоком перегреве ее дисперсной фазы.— ИФЖ, 1982, т. 42, № 2, с. 236—238.
3. Бирюкова Л. В., Данилов Н. Н., Синицын Е. Н. Перегрев чистых жидкостей и бинарных растворов при конвективном теплообмене с тонкой проволокой.— В кн.: Теплофизика метастабильных систем. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1977, с. 16—22.
4. Скрипов В. П., Буланов Н. В. Теплообмен в условиях сильной задержки кипения.— В кн.: Гидродинамика и теплообмен. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1972, с. 41—50.
5. Скрипов В. П., Буланов Н. В. Конвективный теплообмен метастабильной жидкости при задержке кипения.— ИФЖ, 1972, т. 22, № 4, с. 614—617.
6. Эмульсии / Под ред. Ф. Шермана; Пер. с англ.; Под ред. А. А. Абрамзона.— Л.: Химия, 1972.—448 с.
7. Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии. Справочник / В. П. Скрипов, Е. Н. Синицын, П. А. Павлов и др.— М.: Атомиздат, 1980.—208 с.

Отдел физико-технических проблем
энергетики УНЦ АН СССР,
г. Свердловск

11.10.82.

УДК 536.24:532.685

В. А. Майоров, Л. Л. Васильев

ТЕПЛООБМЕН В ОБЛАСТИ ИСПАРЕНИЯ ОХЛАДИТЕЛЯ ВНУТРИ ПОРИСТОГО ТЕПЛОВЫДЕЛЯЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

Приведены результаты аналитического исследования температурного поля и теплообмена в области испарения охладителя внутри пористого тепловыделяющего элемента при учете переноса тепла теплопроводностью через ее границы.

Предельно высокая интенсивность теплообмена при испарении потока жидкости внутри нагреваемых пористых металлов позволяет уменьшить габариты теплообменников при использовании в них пористых материалов. Пористые тепловыделяющие элементы (ТВЭЛы) обеспечивают наиболее благоприятные условия для исследования этого процесса, плавное изменение объемного тепловыделения в них позволяет контролировать его ход, получить на выходе двухфазный поток с постепенно возрастающим паросодержанием и составить представление о структуре испаряющегося потока [1]. В работе [2] развита аналитическая модель, на основе которой в работе [3] исследовано температурное состояние пористого ТВЭЛа без учета переноса тепла теплопроводностью через границы области испарения, т. е. при соблюдении на них условия адиабатичности.

Экспериментальное исследование процесса показало, что распределение температуры внутри такого ТВЭЛа существенно зависит от режима истечения охладителя (рис. 1). Вариант *a* соответствует истечению двухфазного потока, *b* — перегретого пара. Причем если в варианте *a* действительно выполняется условие адиабатичности в начале зоны испарения (максимум температуры T пористого материала при $Z=L$)

и для него справедливы полученные в [2, 3] результаты, то в варианте б имеет место монотонное повышение температуры пористого материала как в начале $Z=L$, так и в конце $Z=K$ зоны испарения, и условия адиабатичности здесь не выполняются. Перенос тепла теплопроводностью через ее границы приводит к существенному изменению всех характеристик процесса.

Температурное поле изображенного на рис. 1, б ТВЭЛа описывается системой уравнений, включающей уравнения для расчета температур

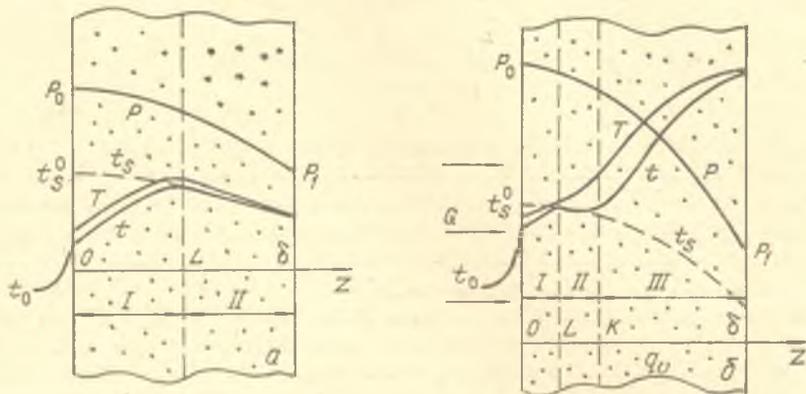


Рис. 1. Экспериментально-расчетная модель процесса испарительного жидкостного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента (а — режим истечения двухфазного потока; б — режим истечения перегретого пара): I — жидкостный участок; II — область испарения; III — паровой участок

пористого материала T_j и охладителя t_j на жидкостном ($0 < Z < L$, $j=1$) и паровом ($k < Z < \delta$, $j=3$) участках однофазного течения:

$$\lambda \frac{d^2 T_j}{dZ^2} + q_v = h_v (T_j - t_j);$$

$$Gc_j \frac{dt_j}{dZ} = h_v (T_j - t_j) \quad (1)$$

и критериальное уравнение для определения интенсивности h_v внутрипористого конвективного теплообмена при движении однофазного теплоносителя в пористых металлокерамических материалах [4]:

$$Nu_j = 0,004 Re_j Pr_j; \quad Nu_j = \frac{h_v (\beta/\alpha)^2}{\lambda_j}; \quad Re_j = \frac{G (\beta/\alpha)}{\mu_j}.$$

В зоне испарения ($L < Z < K$) температура паровой фазы равна локальной температуре насыщения $t_2 = t_s(P)$, а распределение температуры пористого материала определяется уравнением

$$\lambda \frac{d^2 T_2}{dZ^2} + q_v = h_v (T_2 - t_s) = G \frac{di}{dZ}. \quad (2)$$

Порядок величины интенсивности h_v объемного теплообмена при испарении жидкости внутри пористого материала может быть оценен с помощью выведенного в работе [5] выражения

$$\frac{h_v d^2}{\lambda'} = 18 \frac{(1 - \Pi)^2}{\Pi} [1 - (1 - s)^{1/2}]^{-1}. \quad (3)$$

Граничные условия для системы уравнений (1), (2) имеют вид:

$$Z = 0, \quad Gc(t_1 - t_0) = \alpha(T_1 - t_0); \quad (4)$$

$$Z = L, t_1 = t_2 = t_s; T_1 = T_2;$$

$$\lambda \frac{dT_1}{dZ} = \lambda \frac{dT_2}{dZ} = G(i' - ct_0) - q_v L; \quad (5)$$

$$Z = K, t_2 = t_3 = t_s; T_2 = T_3;$$

$$\lambda \frac{dT_2}{dZ} = \lambda \frac{dT_3}{dZ} = G(i'' - ct_0) - q_v K; \quad (6)$$

$$Z = \delta, \lambda \frac{dT_3}{dZ} = 0. \quad (7)$$

Координата $Z=L$ начала зоны испарения определяется из условия достижения охладителем состояния насыщения $t_1=t_s$, $i=i'$. В конце зоны испарения $Z=K$ энтальпия охладителя равна энтальпии i'' насыщенного пара. Зарождение паровых пузырьков при движении воды внутри пористых металлов происходит практически в условиях термодинамического равновесия [6], т. е. $T_2 - t_s|_{Z=L} \ll 1^\circ\text{C}$.

Использование выражения (3) для воды при $s=0,19$, $\Pi=0,33$ и $d=316$; 100 мкм дает соответственно величины $h_v=1,63 \cdot 10^9$; $1,63 \times 10^{10}$ Вт/(м³·К). Отсюда следует, что в пористых ТВЭЛах со средним размером частиц $d < 300$ мкм при плотности объемного тепловыделения $q_v < 10^9$ Вт/м³ температура материала в области испарения в режиме истечения двухфазного потока (рис. 1, а) практически не отличается от температуры t_s паровой фазы смеси: $T_2 - t_s \simeq q_v/h_v \simeq 1^\circ\text{C}$.

Принимая допущение о постоянстве величин t_s, h_v в области испарения, решение уравнений (2) при граничных условиях (5) можно получить в аналитическом виде:

$$\vartheta_2 = a \exp[\gamma(z-l)] + b \exp[-\gamma(z-l)] + q_v/h_v; \quad (8)$$

$$\frac{i(z) - i'}{c'} = \frac{\gamma}{B_2} \{a \exp[\gamma(z-l)] - b \exp[-\gamma(z-l)]\} - N_1(1 - E_1) + N_3(z-l); \quad (9)$$

$$x(z) = \frac{i(z) - i'}{c'(N_2 - N_1)}; \quad (10)$$

$$a = \frac{1}{2} \left[\vartheta_0 - q_v/h_v + \frac{B_2}{\gamma} N_1(1 - E_1) \right];$$

$$b = \frac{1}{2} \left[\vartheta_0 - q_v/h_v - \frac{B_2}{\gamma} N_1(1 - E_1) \right]; \quad (11)$$

где

$$\vartheta_2 = T_2 - t_s; \vartheta_0 = T_2 - t_s|_{Z=L}; z = Z/\delta;$$

$$l = L/\delta; k = K/\delta; B_2 = G\delta c'/\lambda;$$

$$N_1 = (i' - ct_0)/c'; N_2 = (i'' - ct_0)/c'; \gamma = \delta(h_v/\lambda)^{1/2};$$

$$N_3 = (i[t_s(\delta)] - ct_0)/c'; E_1 = q_v\delta l/Gc'(t_s - t_0). \quad (12)$$

Записанные выражения позволяют рассчитать изменение температуры пористого материала, энтальпии охладителя, расходного массового паросодержания двухфазного потока в области испарения. Для определения относительной протяженности $k-l$ зоны испарения используем

последнее из условий (6), которое с учетом (8)–(12) можно записать так:

$$a \exp[\gamma(k-l)] - b \exp[-\gamma(k-l)] - \frac{B_2}{\gamma} \{N_2 - N_3[(k-l) + l]\} = 0. \quad (13)$$

Полученное выражение является характеристическим уравнением для определения величины $k-l$ в зависимости от параметров γ , B_2 , E_1 , l , N_1 , N_2 , N_3 . Решение этого уравнения представлено на рис. 2, а в виде зависимости $k-l$ от B_2 для двух значений параметра γ . Расчет N_1 , N_2 произведе-

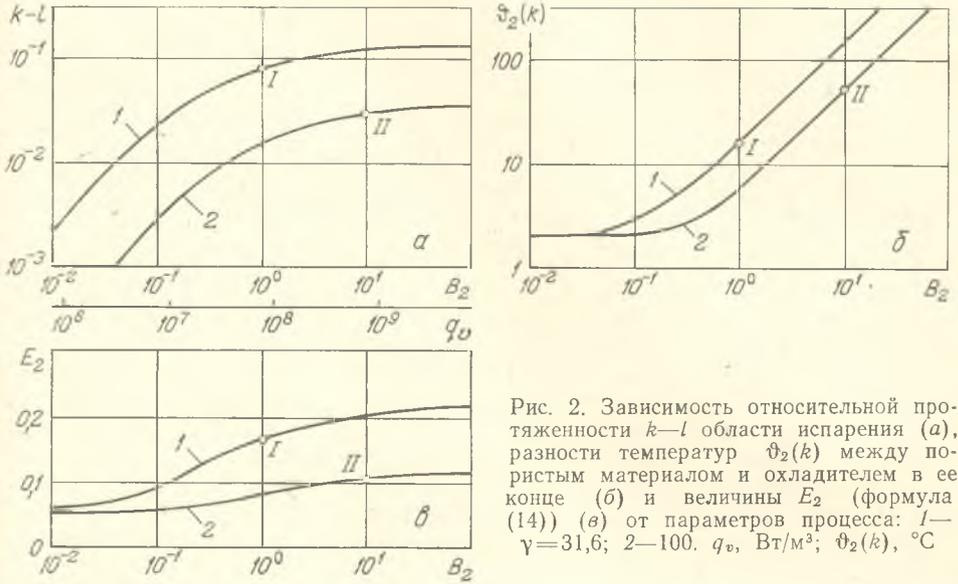


Рис. 2. Зависимость относительной протяженности $k-l$ области испарения (а), разности температур $\vartheta_2(k)$ между пористым материалом и охладителем в ее конце (б) и величины E_2 (формула (14)) (в) от параметров процесса: 1— $\gamma=31,6$; 2—100. q_v , Вт/м³; $\vartheta_2(k)$, °С

ден с использованием физических свойств воды и водяного пара в состоянии насыщения при атмосферном давлении. Кроме того, принято: $\vartheta_0=2$ °С; $\delta=10$ мм; $\lambda=10$ Вт/(м·К); $l=0,052$; $E_1=0,5$. Значениям параметра $\gamma=31,6$; 100 при этих условиях соответствуют величины $h_v=10^8$; 10^9 Вт/(м³·К).

Изменение параметра B_2 при фиксированных значениях δ , λ , c' происходит за счет изменения расхода охладителя G . Полному испарению этого потока охладителя и перегреву его внутри тепловыделяющего элемента до температуры $t_3(\delta)=400$ °С соответствует значение плотности объемного тепловыделения q_v , указанное на дополнительной оси абсцисс. Следует отметить также, что при постоянной температуре $t_3(\delta)$ величина q_v/h_v может быть выражена следующим образом: $q_v/h_v = B_2 N_3 / \gamma^2$.

На рис. 2, б представлены значения избыточной температуры $\vartheta_2(k) = T_2 - t_s$ (перегрева) пористого материала в конце зоны испарения при тех же условиях, что и данные на рис. 2, а, а на рис. 2, в изображено изменение величины

$$E_2 = \frac{N_3}{N_2} k = \frac{q_v \delta k}{G(i'' - ct_0)}. \quad (14)$$

Величина E_2 представляет собой отношение количества тепла, подводимого за счет тепловыделения на жидкостном участке и в зоне испарения, к количеству тепла, поглощенного здесь охладителем. В этом случае $1-E_2$ показывает относительную долю тепла, затраченного на подогрев и испарение охладителя, которое подводится теплопроводностью в область испарения из парового участка.

На рис. 3 представлена зависимость от температуры вытекающего

пара $t_3(\delta)$ протяженности зоны испарения $k-l$ и величины E_2 при значениях параметров, соответствующих точкам I, II на рис. 2.

На основании представленных на рис. 2, 3 данных можно сделать вывод о том, что для рассматриваемых условий передача тепла теплопроводностью из парового участка в зону испарения качественно изменяет характер теплообмена. Протяженность зоны испарения резко сокращается вследствие увеличения длины парового участка, и при интенсивности объемного теплообмена $h_v = 10^8$ Вт/(м³·К) ($\gamma = 31,6$) толщина зоны испарения не превышает $k-l = 0,1$ вместо $k-l = 0,67$ при отсутствии

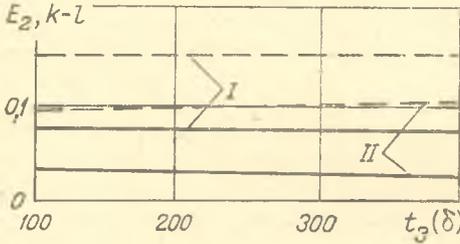


Рис. 3. Зависимость протяженности области испарения $k-l$ (сплошные линии) и величины E_2 (штриховые) от температуры вытекающего из элемента перегретого пара при параметрах, соответствующих точкам I, II на рис. 2. $t_3(\delta)$, °C

подвода тепла теплопроводностью из парового участка. Следует отметить, что при малой величине $k-l$ справедливо допущение о постоянстве t_s в зоне испарения.

Как следует из (8), температура пористого материала в зоне испарения возрастает по экспоненциальному закону и ее повышение в основном определяется тепловым потоком, передаваемым из парового участка. Вклад учитываемого объемное тепловыделение слагаемого q_v/h_v очень мал. Наличие конечной разности температур $T_2 - t_s$ при высокой интенсивности теплообмена позволяет испаряющемуся охлаждателю поглощать подводимый теплопроводностью тепловой поток. Затрачиваемая на подогрев и испарение охладителя доля тепла E_2 , подводимого за счет объемного тепловыделения на жидкостном участке и в зоне испарения, также мала (рис. 2, в). Основная доля тепла $(1 - E_2)$ подводится сюда теплопроводностью из парового участка.

С повышением температуры вытекающего перегретого пара и температуры пористого материала на паровом участке протяженность области испарения практически не изменяется (рис. 3), но она вся постепенно перемещается к внутренней поверхности элемента.

Полученные результаты позволяют определить координату K конца зоны испарения и разность температур $\vartheta_2(k) = T_2 - t_s$ в этом месте, необходимые для решения уравнений (1) при граничных условиях (6), (7) по нахождению температурного поля на паровом участке. Следует отметить, что общее решение для жидкостного и парового участков при граничных условиях (5), (6) имеет такой же вид, как и полученные в работе [3] выражения (14), (15) и (29), (30) при условиях адиабатичности на границах области испарения. Но изменение граничных условий приводит к изменению постоянных интегрирования. В обозначениях работы [3] постоянные интегрирования принимают вид для жидкостного участка:

$$C_0 = E_1/B_1;$$

$$C_1 = \left[(1 - E_1)P - \frac{E_1}{B_1} (P + V \exp D_2) \right] (P \exp D_1 - Q \exp D_2)^{-1};$$

$$C_2 = \left[-(1 - E_1)Q + \frac{E_1}{B_1} (Q + V \exp D_1) \right] (P \exp D_1 - Q \exp D_2)^{-1};$$

$$P = 1 - St(1 + D_2/A_1); \quad Q = 1 - St(1 + D_1/A_1);$$

$$V = St(1 + B_1/A_1) - 1; \quad St = \alpha/Gc; \quad E_1 < 1 \quad (15)$$

и парового:

$$C_3 = 1 + E_3 \left(\frac{1}{B_3} - 1 \right);$$

$$C_4 = \left\{ \frac{-E_3}{B_3} + \left[1 + E_3 \left(\frac{1}{B_3} - 1 \right) \right] \exp D_4 \right\} (\exp D_3 - \exp D_4)^{-1};$$

$$C_5 = -(C_3 + C_4); E_3 > 1. \quad (16)$$

Решение для жидкостного участка позволяет определить величину перегрева в его конце $T_1 - t_1|_{z=l} = T_2 - t_2|_{z=l}$, используемого в качестве одного из граничных условий при нахождении температурного поля области испарения.

Полученные результаты по определению температурных состояний жидкостного участка и области испарения содержат в явном виде координату l начала зоны испарения, которая до сих пор принималась в качестве независимого параметра. От координаты l зависит также и протяженность $k-l$ области испарения, а следовательно, и координата k ее конца. Величина k в свою очередь определяет температурное поле парового участка.

Единственное значение величины l и однозначное решение всей задачи может быть найдено в результате подчинения выведенных параметрических решений последнему неиспользованному граничному условию — условию неразрывности температуры пористого материала в конце области испарения: $T_2 = T_3$ при $z = k$.

Обозначения

G — удельный массовый расход охладителя; L, K — координаты начала и конца зоны испарения; Π — пористость; T — температура пористого материала; Z — координата; c — теплоемкость охладителя; d — средний размер частиц пористого материала; h_v — интенсивность объемного внутрипористого теплообмена; i — энтальпия охладителя; l, k — безразмерные координаты начала и окончания области испарения; q_v — плотность объемного тепловыделения; s — насыщенность пористого материала жидкостной фазой; t — температура охладителя; x — паросодержание потока; z — безразмерная координата; δ — толщина пористого элемента; λ — коэффициент теплопроводности; μ — динамическая вязкость. Индексы: 1, 2, 3 — к параметрам на жидкостном участке, в области испарения и на паровом участке соответственно; ', '' — к параметрам жидкости и пара в состоянии насыщения.

Nomenclature

G , specific coolant mass flow rate; L, K , coordinates of the beginning and end of the evaporation zone; Π , porosity; T , porous material temperature; Z , coordinate; c , coolant heat; d , mean size of porous material particles; h_v , rate of volumetric intraporous heat transfer; i , coolant enthalpy; l, k , dimensionless coordinates of the beginning and end of the evaporation zone; q_v , volumetric heat flux density; s , porous material saturation with a liquid phase; t , coolant temperature; x , flow vapor content; z , dimensionless coordinate; δ , porous element thickness; λ , thermal conductivity; μ , dynamic viscosity. Indices: 1, 2, 3, refer to the parameters of the liquid region, evaporation zone and vapor region, respectively; ', '' refer to the liquid and vapor parameters at the saturation state.

Figure Captions

Fig. 1. The experimental-calculated model of evaporative liquid cooling of a porous fuel element (a, regime of two-phase flow efflux; б, regime of superheated vapor efflux): I, liquid region; II, evaporation zone; III, vapor region.

Fig. 2. The plot of relative length $k-l$ of the evaporation zone (a), difference temperature difference $\Phi_2(k)$ between the porous material and coolant at its end (б) and quantity E_2 (formula (14)) (в) vs the process parameters. q_v , W/m³; $\Phi_2(k)$, °C.

Fig. 3. The plot of the evaporation zone length $k-l$ (solid lines) and quantity E_2 (dashed lines) vs temperature of the superheated vapor flowing out of the fuel element at the parameters corresponding to points I, II in Fig. 2. $t_3(\delta)$, °C.

Summary

An analytical study of a temperature field and heat transfer within the evaporation region of a cooling fluid inside a porous fuel element has revealed that heat transfer by conduction across the boundaries results in a considerable change of process characteristics and, in particular, in a significant decrease of this region length.

Литература

1. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Структура испаряющегося потока внутри нагреваемого пористого металла.— ИФЖ, 1981, т. 41, № 6, с. 965—969.
2. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Аналитическая модель двухфазного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента.— В сб.: Интенсификация процессов переноса энергии и вещества в пористых средах при низких температурах. Минск: ИТМО, 1975, с. 140—148.
3. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Температурное состояние системы испарительного охлаждения пористого тепловыделяющего элемента.— В сб.: Низкотемпературные тепловые трубы и пористые теплообменники. Минск: ИТМО, 1977, с. 3—11.
4. Майоров В. А. Течение и теплообмен однофазного теплоносителя в пористых металлокерамических материалах.— Теплоэнергетика, 1978, № 1, с. 64—70.
5. Майоров В. А. Интенсификация теплообмена при испарении потока в канале с пористым высокотеплопроводным наполнителем.— Промышленная теплотехника, 1981, т. 3, № 4, с. 22—28.
6. Майоров В. А., Васильев Л. Л. Зарождение газовых и паровых пузырьков при движении жидкости в пористых металлах.— ИФЖ, 1982, т. 42, № 4, с. 533—539.

Новополоцкий политехнический институт,
ИТМО им. А. В. Лыкова АН БССР,
г. Минск

03.11.82.

УДК 536.248.5

И. М. Федоткин, Г. А. Мельничук, Ф. Ф. Коваль, Е. В. Клишкин

ИССЛЕДОВАНИЕ ГИДРОДИНАМИКИ РУЧЕЙКОВОГО ТЕЧЕНИЯ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Теоретически и экспериментально исследовано течение ручейков на вертикальной поверхности.

Течение жидкости в виде отдельных ручейков происходит при разрыве пленки жидкости. Такой режим, например, может иметь место в теплопередающих устройствах, где перенос тепла происходит путем испарения — конденсации теплоносителя [1], при аварийном пленочном охлаждении ядерных реакторов. Он тесно связан с образованием сухих пятен на поверхности нагрева [2]. Как показали исследования [1, 2], при таком режиме происходит достаточно интенсивный отбор тепла от поверхности, не вызывая резкого повышения ее температуры.

Большинство исследований посвящено проблемам гидродинамики и устойчивости течения жидкой пленки или устойчивости ручейкового течения [3—6].

Гидродинамика ручейкового течения изучена все еще недостаточно. Так, в [7] на основе решения уравнения Навье—Стокса течения ручейка была получена связь между расходом в ручейке и его шириной, которая сравнивалась с экспериментом и показала лишь качественное совпадение. Задача описания течения ручейка разделяется на две части: первая — это описание формы поверхности ручейка; вторая — нахождение распределения скоростей в ручейке.

Согласно [7], примем следующую физическую модель течения ручейка. Форма ручейка определяется только поверхностным натяжением, силой тяжести пренебрегаем. Ручеек представлен в виде сегмента круга, который не изменяется на всем протяжении течения. Все физические