

## РАЗРАБОТКА И ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ В РУБАШКЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ГОЛОВКИ ЦИЛИНДРА ДВИГАТЕЛЯ ВНУТРЕННЕГО СГОРАНИЯ

О.В. Абызов, к.т.н., доц., Ю.В. Галышев, д.т.н., проф.,  
А.А. Метелев, ассистент, Д.Г. Алексеев, инж.  
ФГАОУ ВО СПбПУ, Санкт-Петербург

Поверхностное пузырьковое кипение в каналах жидкостного охлаждения головки цилиндра ДВС сопровождается усилением теплоотвода от стенки в охлаждающую жидкость. Для учета теплового эффекта пузырькового кипения существует ряд моделей, одна из наиболее известных — эмпирическая модель кипения Дж. Чена. Расчеты теплообмена с помощью модели Чена в ряде случаев демонстрируют занижение расчетного коэффициента теплоотдачи. Предлагаемая авторами новая модель кипения имеет в основе аддитивную структуру Чена, при этом дополнена соотношениями для учета подавления кипения от движения жидкости и недогрева. Сформулирован и математически описан механизм усиления конвективного теплообмена при кипении, основанный на аналогии «пузырьковой» и физической шероховатости стенки. Модель реализована в виде программного CFD-кода и верифицирована по данным эксперимента на оригинальном тепловом безмоторном стенде. Предложенная модель показывает лучшую корреляцию с экспериментальными данными по сравнению с базовой зависимостью Чена. Модель отличается простотой для программирования и не требовательна к вычислительным ресурсам, что позволяет применять ее в инженерных компьютерных расчетах сопряженного теплообмена в головках и блоках цилиндров ДВС.

### Введение

Жидкостное охлаждение головок и блоков цилиндров высокофорсированных ДВС может сопровождаться явлением поверхностного пузырькового кипения охлаждающей жидкости (ОЖ) в областях рубашки охлаждения, подверженных наибольшим тепловым нагрузкам. Тепловой эффект пузырькового кипения проявляется в виде многократного увеличения локального коэффициента теплоотдачи к ОЖ по сравнению с однофазной конвекцией. В современных конструкциях ГЦ и БЦ часто предусматривается возможность контролируемого пузырькового кипения в полостях охлаждения, позволяющая добиться более равномерного температурного

состояния детали и сократить насосные потери в контуре охлаждения [1–3].

Определение теплового эффекта кипения — сложная задача по причине его зависимости от различных механизмов образования и движения пузырьков пара, в связи с чем на настоящий момент не существует универсальной модели кипения. Для инженерных расчетов применяются эмпирические и полуэмпирические зависимости для теплового эффекта пузырькового кипения [4, 5]. Также предпринимаются попытки компьютерного моделирования механизмов парообразования и двухфазной гидродинамики [6, 7]. Однако, опыт применения данных моделей при расчетах охлаждения ДВС [8], в том числе и с участием авторов данной статьи [9], показал их недостаточную пригодность по причине требовательности к вычислительным ресурсам, а также в связи с тем, что ключевые соотношения таких моделей были изначально сформулированы для течений при высоких давлениях и паросодержаниях.

Существует ряд подходов к описанию механизмов теплообмена ОЖ со стенкой при кипении. Одной из наиболее известных моделей кипения является модель Дж. Чена [4], представляющая суммарный тепловой поток от стенки к ОЖ как сумму компонентов:

$$q_w = q_{\text{конв}} + q_{\text{кип}} = F \cdot \alpha_{\text{конв}} (T_w - T_f) + S \cdot \alpha_{\text{кип}} (T_w - T_{\text{sat}}) \quad (1)$$

где  $q_{\text{конв}}$  и  $\alpha_{\text{конв}}$  — конвективные составляющие плотности теплового потока и коэффициента теплоотдачи;  $q_{\text{кип}}$  и  $\alpha_{\text{кип}}$  — составляющие теплового потока и коэффициента теплоотдачи кипения;  $T_w$  — температура стенки;  $T_f$  — температура в основном объеме жидкости;  $T_{\text{sat}}$  — температура насыщения жидкости;  $F$  — параметр усиления конвективного теплообмена при кипении;  $S$  — параметр подавления кипения в потоке недогретой жидкости.

В работах [4, 5] предложены соотношения для определения параметров  $\alpha_{\text{конв}}$ ,  $\alpha_{\text{кип}}$ ,  $F$  и  $S$ , при этом параметр  $F$  большинством авторов принимается равным единице, что ограничивает область применения стандартной модели Чена расчетами при

малых паросодержаниях. С данными допущениями модель Чена позволяет с приемлемой точностью определять тепловые потоки и температуры стенки для разных режимов кипения в каналах охлаждения ГЦ и БЦ [10–14]. Вместе с тем, в работах [11, 13, 14] отмечается занижение коэффициента теплоотдачи при расчете двухфазного теплообмена с помощью данной модели, что указывает на неучет ряда факторов усиления теплообмена в стандартной модели Чена, изначально сформулированной для кипения в неподвижном объеме жидкости. Для повышения точности расчетов теплообмена в ГЦ с полостями охлаждения произвольной формы при разных паросодержаниях необходима модификация стандартной модели Чена с учетом механики парообразования и двухфазной гидродинамики в пристеночном слое жидкости.

Усиление конвективного теплообмена при пузырьковом кипении происходит благодаря увеличению турбулентности потока от пузырьков пара. Этот эффект имеет в своей основе два механизма. Первый из них — создание «искусственной шероховатости» на стенке пузырьками пара при их росте и до момента отрыва. Данный механизм был описан в работе Н. Басу [10]. По данным Н. Басу усиление конвективного теплообмена при пузырьковом кипении может составлять до 30 %. Тем не менее, на настоящий момент не предложено каких-либо зависимостей для учета эффекта создания шероховатости пузырьками пара. Второй механизм усиления конвективного теплообмена — внесение в поток турбулентных возмущений при отрыве и подъёмном движении пузырьков пара.

#### Описание математической модели

Задача моделирования течения ОЖ в каналах охлаждения ГЦ высокофорсированного двигателя является двухфазной по своей природе, а значит должна решаться в двухфазной постановке. Применительно к методам компьютерной гидродинамики наилучшим образом отвечают предъявляемым требованиям гомогенные модели течения, движение и передача энергии в которых описывается стандартными определяющими уравнениями однофазного течения с введением дополнительной переменной — объемной доли паровой фазы  $x$ .

В качестве модели турбулентности для тестовых расчетов выбрана  $k-\varepsilon$  модель со стандартными пристеночными функциями. Уравнения сохранения для кинетической энергии турбулентности  $k$  и скорости турбулентной диссипации  $\varepsilon$  записываются следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m k) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m k) = \nabla \cdot \left( \left( \mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_k} \right) \nabla k \right) + G_{k,m} - \rho_m \varepsilon + \Pi_{k,m}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_m \varepsilon) + \nabla \cdot (\rho_m \vec{v}_m \varepsilon) = \quad (3)$$

$$= \nabla \cdot \left( \left( \mu_m + \frac{\mu_{t,m}}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{1\varepsilon} G_{k,m} - C_{2\varepsilon} \rho_m \varepsilon) + \Pi_{\varepsilon,m};$$

$$\rho_m = x_l \rho_l + x_v \rho_v; \quad (4)$$

$$\mu_m = x_l \mu_l + x_v \mu_v, \quad (5)$$

где индексы  $m$ ,  $l$  и  $v$  обозначают, соответственно, смесь (mixture), жидкость (liquid) и пар данной жидкости (vapor);  $G_{k,m}$  — генерация турбулентной кинетической энергии,  $\Pi_{k,m}$  и  $\Pi_{\varepsilon,m}$  — источники турбулентного взаимодействия между фазами;  $\mu_{t,m} = \rho_m C_\mu k^2/\varepsilon$  — турбулентная вязкость. Модельные константы  $C_{1\varepsilon} = 1,44$ ;  $C_{2\varepsilon} = 1,92$ ;  $C_\mu = 0,09$ .

Для определения профиля скоростей и температур в пристеночном слое в  $k-\varepsilon$  модели применяются полуэмпирические зависимости — стандартные пристеночные функции. В них используется логарифмическая зависимость для профиля скорости в пограничном слое:

$$v^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*), \quad (6)$$

где  $v^* \equiv \frac{v_p C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{\tau_w / \rho_l}$  — безразмерная скорость;

$y^* \equiv \frac{\rho_l C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu_l}$  — безразмерное расстояние

от стенки;  $v_p$  — средняя скорость в узле  $p$  пристеночной ячейки сетки;  $k_p$  — турбулентная кинетическая энергия в точке  $p$ ;  $y_p$  — расстояние до точки  $p$ ;  $\kappa = 0,4187$  — константа Кармана;  $E = 9,793$  — эмпирическая константа.

При  $y^* < 11,225$  применяется линейная зависимость  $v^* = y^*$ .

Аналогичное выражение используется для температуры. Точкой перехода от линейного к логарифмическому закону служит координата верхней границы теплового пограничного слоя:

$$T^* = \frac{(T_w - T_p) \rho_l c_{p,l} C_\mu^{1/4} k_p^{1/2}}{q_{\text{конв}}} = \begin{cases} \text{Pr}_l \cdot y^* & y^* < y_T^* \\ \text{Pr}_l \left[ \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) + P \right] & y^* > y_T^* \end{cases}, \quad (7)$$

где параметр  $P$  определяется по формуле:

$$P = 9,24 \left[ \left( \frac{\text{Pr}_l}{\text{Pr}_r} \right)^{3/4} - 1 \right] \left[ 1 + 0,28 e^{-0,007(\text{Pr}_l / \text{Pr}_r)} \right], \quad (8)$$

где  $T_p$  — температура в узле пристеночной ячейки сетки;  $q_{\text{конв}}$  — конвективный тепловой поток;  $\text{Pr}_l$  — молекулярное число Прандтля для жидкости;  $\text{Pr}_r$  — турбулентное число Прандтля на стенке, равно 0,85 для большинства жидкостей.

**Модель кипения**

Выражение для суммарного теплового потока от стенки в ОЖ записывается следующим образом:

$$q_w = (1 - A_b) \cdot q_{\text{конв усил}} + q_{\text{кип}}, \quad (9)$$

где  $q_{\text{конв усил}}$  — плотность конвективного теплового потока, определяемая в пристеночном узле сетки с учетом усиления от механизмов парообразования;  $q_{\text{кип}}$  — плотность теплового потока кипения;  $A_b$  — относительная площадь поверхности стенки, занятая пузырьками, рассчитываемая по формуле:

$$A_b = K \cdot N_a \frac{\pi D_d^2}{4}, \quad (10)$$

где  $K = 4$ ;  $D_d$  — отрывной диаметр пузырька, определяемый из динамической модели роста и отрыва пузырька [11];  $N_a$  — плотность активных центров парообразования [15]:

$$N_a = \begin{cases} 0,34[1 - \cos(\varphi_s)](T_w - T_{\text{sat}})^2 & \Delta T_{w,ONB} < T_w < 15 \\ N_a = 3,4 \times 10^{-5} [1 - \cos(\varphi_s)](T_w - T_{\text{sat}})^{5,3} & T_w \geq 15, \end{cases} \quad (11)$$

где  $\varphi_s$  — краевой угол смачивания для пары материал стенки–жидкость.

$$q_{\text{кип}} = S \cdot h_{\text{кип}} (T_w - T_{\text{sat}}), \quad (12)$$

где коэффициент теплоотдачи при кипении определяется из соотношения Форстера–Зубера:

$$h_{\text{кип}} = 0,00122 \left( \frac{\lambda_l^{0,79} c_{p,l}^{0,45} \rho_l^{0,49}}{\sigma^{0,5} \mu_l^{0,29} r^{0,24} \rho_v^{0,24}} \right) \Delta T_{\text{sat}}^{0,24} \Delta p_{\text{sat}}^{0,75}, \quad (13)$$

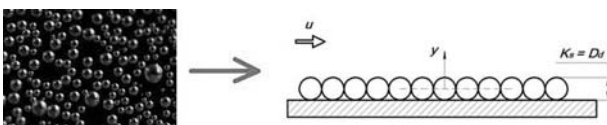
где  $\Delta p_{\text{sat}}(T_w) = p_w - p_s(T_{\text{sat}})$ .

Параметр  $S$  в формуле (7) определяется:

$$S = S_{\text{flow}} \cdot S_{\text{sub}}, \quad (14)$$

где  $S_{\text{flow}} \leq 1$  — параметр, определяющий подавление кипения в потоке жидкости, рассчитываемый согласно динамической модели [11];  $S_{\text{sub}} = (T_w - T_{\text{sat}})/(T_w - T_b)$  — параметр подавления кипения от недогрева.

Усиление конвективного теплообмена при кипении имеет в своей основе два механизма. Для учета упомянутой выше «пузырьковой шероховатости» в настоящей работе предлагается аналогия с физической шероховатостью стенки. Для этого вводится предположение, что пузырьки пара, устилающие стенку, образуют равномерный профиль «песочной» шероховатости, как показано на рис. 1. Такое допущение позволяет использовать в расчетах зависимости, полученные для течений



**Рис. 1. Аналогия «пузырьковой» и физической шероховатости стенки**

в трубах с шероховатыми стенками. Средняя высота микронеровностей  $K_s$  в таком случае принимается равной среднему диаметру зерна. Предполагается, что шероховатость образована пузырьками, имеющими максимально возможный при данных условиях диаметр, т. е. отрывной диаметр  $D_d$ .

$$K_s = D_d. \quad (15)$$

По результатам экспериментов в каналах с шероховатыми стенками установлено, что профиль скорости в них при записи в полулогарифмических

$$v^* = \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^*) - \Delta B; \quad (16)$$

$$\Delta B = \frac{1}{\kappa} \ln f_r,$$

координатах имеет тот же наклон что и для гладких стенок (см. (6)), но при этом смещен на величину  $\Delta B$ :

где  $f_r$  — функция шероховатости поверхности.

$$P_{\text{шерох}} = 3,15 \text{Pr}^{0,695} \left( \frac{1}{E'} - \frac{1}{E} \right)^{0,359} + \left( \frac{E'}{E} \right)^{0,6} P, \quad (17)$$

Также, при шероховатой поверхности используется модифицированное выражение для параметра  $P$  в уравнении (7):

где  $E = E/f_r$  — константа пристеночной функции для шероховатой поверхности.

Известно, что в случае равномерного распределения микронеровностей величина смещения  $\Delta B$  хорошо коррелирует с безразмерным параметром шероховатости  $K_s^+ = (\rho K_s v^*)/\mu$ . Тогда, основываясь на принятой аналогии ( $K_s = D_d$ ), можно воспользоваться формулами И. Никурадзе для течений в трубах с равномерной «песочной» шероховатостью стенок и записать выражения для функции пузырьковой шероховатости  $f$  в

$$f_r = \begin{cases} 0 & K_s^+ \leq 2,25 \\ \left[ \frac{K_s^+ - 2,25}{87,75} + C_s K_s^+ \right] \cdot \sin [0,4258(\ln K_s^+ - 0,811)] & 2,25 < K_s^+ \leq 90 \\ 1 + C_s K_s^+ & K_s^+ > 90. \end{cases} \quad (18)$$

предположении трех гидродинамических режимов: гидродинамически гладкого ( $K_s^+ \leq 2,25$ ), переходного ( $2,25 < K_s^+ \leq 90$ ) и шероховатого ( $K_s^+ > 90$ )

Выбор константы  $C_s$  в выражении (18) обусловлен параметрами шероховатости. В случае с пузырьками пара можно воспользоваться данными И. Никурадзе для равномерного профиля шероховатости, образованной плотно расположенными круглыми зернами, и принять  $C_s = 0,5$ .

Помимо смещения логарифмического профиля шероховатость оказывает также эффект разрушения вязкого подслоя вблизи стенки. При  $K_s^+ > 90$  высота микронеровностей превышает тол-

щину вязкого подслоя, и эффект вязкости полностью исчезает. Как видно из рис. 2, эффективная высота профиля неровностей составляет половину диаметра пузырька, что можно предста-

$$y^* = y^* + \frac{K_s^+}{2} = y^* + R_d. \quad (19)$$

вить, как физическое смещение стенки на расстояние  $D_d/2 = R_d$ . Это смещение учитывается моделью турбулентности  $k-\epsilon$  со стандартными пристеночными функциями

Смещение, описанное формулой (19), позволяет игнорировать ограничения минимальной толщины пристеночного элемента и использовать в расчетах относительно грубую сетку.

Второй механизм воздействия кипения на турбулентность потока заключается в увеличении кинетической энергии турбулентности и скорости турбулентной диссипации в многофазном потоке от подъемного движения и перемешивания пузырьков пара. В модели  $k-\epsilon$  для учета эффекта пузырьковой турбулентности в уравнениях 2 и 3 вводятся источниковые члены  $\Pi_{kl}$  и  $\Pi_{\epsilon l}$ . Предполагается, что вся энергия, теряемая пузырьками

$$\Pi_{k_l} = C_{ke} \frac{K_{vl}}{\alpha_l \rho_l} \cdot |\vec{v}_v - \vec{v}_l|^2; \quad (20)$$

$$\Pi_{\epsilon_l} = C_{td} \frac{1}{\tau_p} \Pi_{k_l}, \quad (21)$$

от сил сопротивления в потоке, переходит в турбулентную кинетическую энергию. Для опре-

$$\tau_p = \frac{2C_{VM} D_b}{3C_d |\vec{v}_v - \vec{v}_l|} \text{ — временной масштаб турбулентности;}$$

деления  $\Pi_{kl}$  и  $\Pi_{\epsilon l}$  в настоящей работе используются зависимости Трошко и Хассана [16]:

где  $K_{vl}$  — коэффициент межфазной передачи импульса;

$D_b$  — диаметр пузырька;  $C_{VM} = 0,5$  — коэффициент виртуальной массы;  $C_d$  — коэффициент межфазного сопротивления;  $C_{td} = 0,45$ .

### Экспериментальное исследование

Экспериментальная установка, воспроизводящая условия двухфазного течения ОЖ и теплообмена в канале охлаждения ГЦ ДВС, создана на базе лаборатории «Двигатели внутреннего сгорания» Высшей школы энергетического машиностроения СПбПУ. Гидравлическая схема теплового стенда показана на рис. 2.

Экспериментальный канал изображен на рис. 3 и представляет собой цилиндр диаметром 115 мм и высотой 20 мм с односторонним подводом тепла снизу. Измерение температур на охлаждаемой поверхности производилось в трех точках,

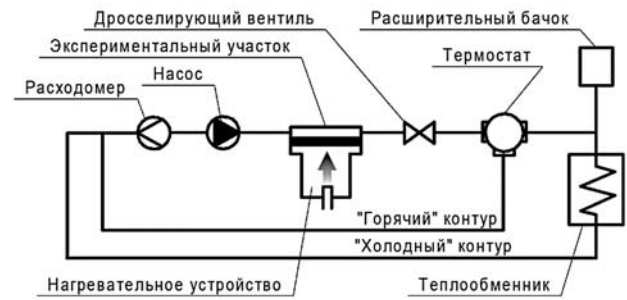


Рис. 2. Гидравлическая схема теплового стенда

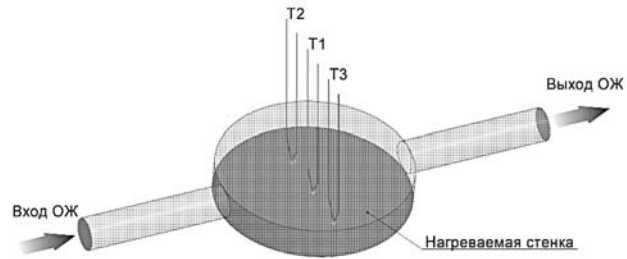


Рис. 3. Экспериментальный канал

расположенных в плоскости поперечного сечения канала. В контексте данной статьи представляет интерес влияние пузырьковой шероховатости на усиление теплообмена, для чего важным является равномерный подвод теплоты по всей поверхности нагреваемой стенки канала.

Подробное описание экспериментальной установки и методики исследования приведено в работе [17]. В исследованиях в качестве ОЖ использовалась дистиллированная вода. Для исключения влияния шероховатости стенки на теплообмен поверхность плиты из алюминиевого сплава АМг2 была отполирована до шероховатости  $Rz = 0,2-0,4$ . Параметры экспериментов представлены в таблице.

В ходе экспериментов были сняты значения температур в точках на охлаждаемой стенке при различной подводимой тепловой мощности. Также по градиенту температур в нижней плите были определены значения плотности теплового потока. Режим максимального нагрева соответствовал активному пузырьковому кипению в канале, причем в точках Т2 и Т3 отмечалось накопление паровой фазы, таким образом имитировалась «застойная зона» рубашки охлаждения.

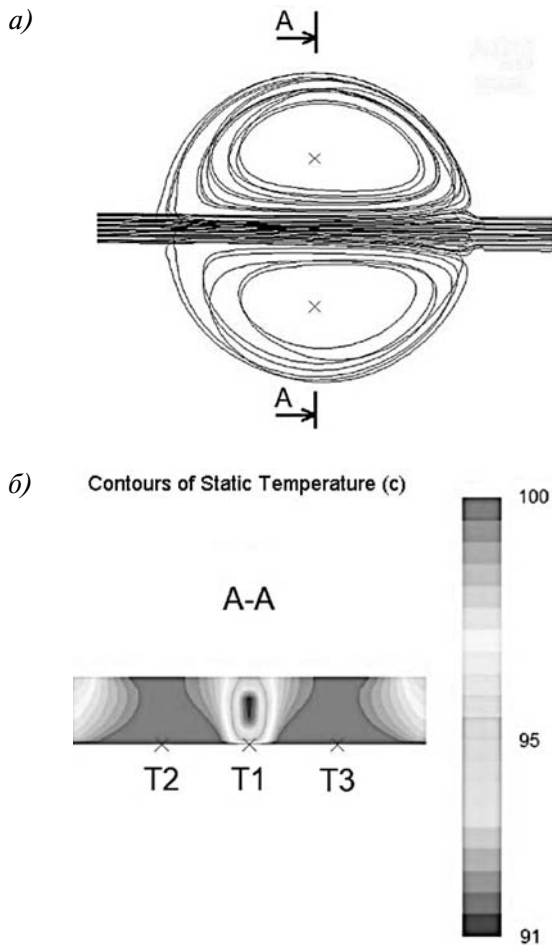
Параметры экспериментов

№ эксперимента	Скорость ОЖ на входе, м/с	Температура ОЖ на входе, °С	Давление ОЖ в канале, бар	Диапазон подводимой тепловой мощности, Вт	Шероховатость поверхности стенки Rz, мкм
1	1,18	90	1	0–20 000	0,2–0,4
2	2,35				

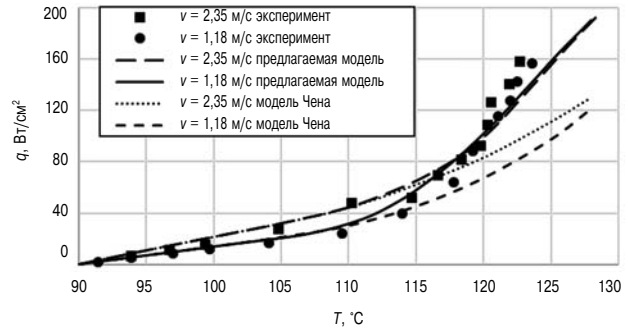
Компьютерное моделирование условий эксперимента проводилось в программном комплексе ANSYS Fluent. Задача решалась в двухфазной постановке «mixture» с применением пользовательских функций для модели кипения. Для исследования сеточной независимости решения было построено 3 гексаэдральных расчетных сетки: «грубая» (8961 элемент, пристеночная  $y^+ = 48-320$ ), «средняя» (16 681 элемент, пристеночная  $y^+ = 14-152$ ) и «точная» (34 937 элементов, пристеночная  $y^+ = 4-46$ ). По результатам моделирования получены сеточно-независимые решения для «средней» и «точной» сеток с максимальными отклонениями контролируемых значений плотности теплового потока при фиксированных температурах стенки в пределах 3,5 %.

**Результаты и их обсуждение**

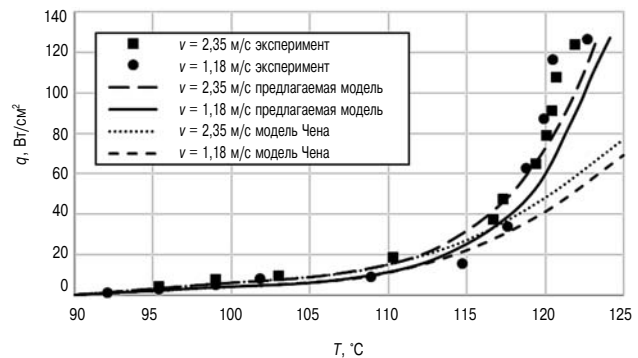
По результатам численного моделирования получены картины линий тока жидкости и полей температур (рис. 4) в исследуемой области. На рисунках видно, что в канале имеется выраженная струя потока и две застойные области по бокам. В струе температура жидкости на всех режимах



**Рис. 4. Примеры результатов численного моделирования:** а — линии тока ОЖ в канале; б — распределение температур ОЖ в поперечном сечении канала



**Рис. 5. Зависимости плотности теплового потока от температуры стенки в точке T1**



**Рис. 6. Зависимости плотности теплового потока от температуры стенки в точке T2**

ниже температуры насыщения, тогда как в застойных зонах кипение насыщенное.

Результаты численного моделирования представлены на рис. 5 в виде зависимостей суммарной плотности теплового потока от температуры стенки в точках T1 и T2. Для сравнения приведены данные, полученные при расчете с помощью стандартной модели Чена. На графиках хорошо виден переход от однофазного конвективного теплообмена, описываемого линейной зависимостью плотности теплового потока от температуры стенки, к теплообмену при пузырьковом кипении. При развитом кипении теплообмен практически перестает зависеть от скорости потока ОЖ, что видно на обоих графиках. Анализ кривых теплового потока показывает, что данные расчета с помощью предложенной модели демонстрируют лучшую корреляцию с экспериментальными данными, чем значения, полученные с помощью стандартной модели Чена. Несмотря на существенное расхождение по тепловым потокам, отклонение расчетных и экспериментальных значений температур стенки для предложенной модели не превышает 3°. При расчетах теплового состояния ГЦ именно температура стенки является искомой величиной при известных тепловых нагрузках, следовательно, такая точность расчета является приемлемой.

## Выводы

Разработана модель пузырькового кипения в полостях охлаждения головки цилиндра двигателя. Модель основывается на эмпирической зависимости для компонентов теплового потока в охлаждающую жидкость, при этом в ней реализованы механизмы подавления кипения от движения жидкости и от недогрева. Сформулирован и математически описан механизм усиления конвективного теплообмена при кипении, основанный на воздействии пристеночной «пузырьковой» шероховатости на турбулентность потока. Модель является простой для программирования и не требовательной к вычислительным ресурсам компьютера.

Предложенная модель верифицирована по данным эксперимента на безмоторном тепловом стенде при условиях, максимально приближенных к условиям охлаждения головки цилиндра двигателя. Результаты расчета демонстрируют расхождение с экспериментальными данными по температуре стенки в пределах 3° на всех рассматриваемых режимах, что значительно превосходит точность стандартной модели Чена, широко используемой в расчетах системы охлаждения ДВС.

По мнению авторов, предложенная эмпирическая модель кипения имеет потенциал к доработке и уточнению с учетом получения новых знаний в области двухфазного теплообмена. В частности, для расширения возможностей ее применения при расчетах двигателей, интерес представляет исследование суперпозиции «пузырьковой» и физической шероховатости стенки.

## Литература

1. Безюков О.К., Жуков В.А., Тимофеев В.Н. Современная концепция регулирования охлаждения судовых дизелей // Вестник государственного университета морского и речного флота им. адмирала С.О. Макарова. 2015. Т. 3. № 31. С. 93–103.
2. Безюков О.К., Жуков В.А., Пуляев А.А. Выбор параметров охлаждения судовых дизелей // Вестник государственного университета морского и речного флота им. адмирала С.О. Макарова. 2018. Т. 10. № 2. С. 379–389.
3. Алексеев Д.Г., Гальшиев Ю.В., Зайцев А.Б. Численное моделирование в исследовании гидродинамики и сложного сопряженного теплообмена в системе охлаждения поршневого двигателя // Неделя науки СПбПУ. Материалы научной конференции с международным участием. Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого. 2017. С. 210–212.
4. Chen J.C. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Ind. & Eng. Chem. // Process Design and Development*. 1966. № 5 (3). Pp. 322–329.
5. Liu Z., Winterton R.H.S. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tube and annuli // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 1991. № 34. Pp. 2759–2766.
6. Ose Y., Kunugi T. Investigation of wall surface temperature evaluation procedure during subcooled nucleate boiling in non-empirical boiling and condensation model // *First Thermal and Fluids Engineering Summer Conference*. 2016. Pp. 1909–1912.
7. Shi J., Zhang R., Zhu Z., Ren T., Yan C. A modified wall boiling model considering sliding bubbles based on the RPI wall boiling model. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2020. 154 (119776).
8. Tu J.Y., Yeoh G.H. On numerical modelling of low-pressure subcooled boiling flows // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2002. № 45 (6). Pp. 1197–1209.
9. Abyzov O.V., Galyshev Y.V., Metelev A.A. Implementation of the mechanistic wall boiling model in IC engine cooling gallery simulation. *MATEC Web of Conferences. EECE-2018*. 2018. № 245.
10. Basu N. Wall heat flux partitioning during subcooled flow boiling: Part 1. Model Development // *J. of Heat Transfer*. 2005. № 127 (2). Pp. 131–140.
11. Steiner H., Kobor A., Gebhard L.A. A wall heat transfer model for subcooled boiling flow // *Int. J. of Heat and Mass Transfer*. 2005. № 48 (19). Pp. 4161–4173.
12. Myagkov L.L., Sivachev V.M. Modeling of subcooled boiling heat transfer in internal combustion engine water jacket. *International Russian automation conference, RusAutoCon*. 2018.
13. Das S., Punekar H. On development of a semimechanistic wall boiling model. *J. of Heat Transfer*. 2016. № 138 (6). Paper №: HT-14-1032.
14. Qasemian A., Keshavarz A. Robust empirical correlation development for subcooled flow boiling heat transfer in internal combustion engines // *Int. J. of Sc. & Eng. Res*. 2014. № 5 (11). Pp. 1123–1132.
15. Basu N., Warrier G.R., Dhir V.K. Onset of nucleate boiling and active nucleation site density during subcooled flow boiling // *J. Heat Transfer*. 2002. № 124 (4). Pp. 717–728.
16. Troshko A.A., Hassan Y.A. A two-equation turbulence model of turbulent bubbly flows // *Int. J. Multiphase Flow*. 2001. № 27 (11). Pp. 1965–2000.
17. Абызов О.В., Гальшиев Ю.В., Иванов А.К. Экспериментальное исследование двухфазного теплообмена в модели канала охлаждения головки цилиндра поршневого двигателя // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. 2020. № 4 (133).