

---

---

**ИЗЫСКАНИЕ, ПРОЕКТИРОВАНИЕ,  
СТРОИТЕЛЬСТВО И МОНТАЖ  
ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ОБОРУДОВАНИЯ  
ОБЪЕКТОВ АТОМНОЙ ОТРАСЛИ**

---

---

УДК 532.5

**ОБОСНОВАНИЕ ГИПОТЕЗЫ ПЕРЕХОДА ЛАМИНАРНОГО  
ТЕЧЕНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЕ ПРИ СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ  
ЖИДКОСТИ В ВЕРТИКАЛЬНЫХ КАНАЛАХ**

© 2017 В.К. Семенов, А.А. Беляков

*Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования  
«Ивановский государственный энергетический университет имени В. И. Ленина»,  
Иваново, Ивановская обл., Россия*

Предложена и обоснована гипотеза перехода медленного стационарного ламинарного течения жидкости в турбулентное при восходящем ее движении вдоль вертикальной неравномерно нагретой поверхности в условиях смешанной конвекции. Проанализирован характер движущих сил и роль силы давления на разных этапах прогрева жидкости. Показано, что указанный переход обусловлен зарождением спутного течения и срывом условий стационарности. Методом интегральных соотношений определены критическое значение конвективного параметра и место зарождения турбулентности.

*Ключевые слова:* восходящие движения жидкости, смешанная конвекция, ламинарное течение, критерии перехода ламинарного течения в турбулентное.

Поступила в редакцию: 30.11.2017

Изучению восходящих ламинарных и турбулентных течений жидкости в длинных вертикальных каналах вдоль неравномерно нагретых поверхностей стенок каналов в условиях свободной или смешанной конвекции посвящено большое количество исследований, обзор которых можно найти в литературе [1–13]. Интерес к этим течениям в ядерной энергетике связан с возможностью охлаждения активной зоны реакторов в аварийных ситуациях при выходе из строя главных циркуляционных насосов. Из литературы известно [9–11], что при медленном движении вначале жидкость течет ламинарно, а на известной высоте ламинарное течение может перейти в турбулентное. Этот вывод делается или на основе наблюдений, или на основании известных аналогий с другими течениями подобного типа, однако, механизм перехода ламинарного течения в турбулентное по существу до сих пор не выяснен. Не ясна даже главная причина, которая влечет за собой турбулизацию течения в канале. Как известно, турбулентность появляется вследствие неустойчивости ламинарного течения, и обычно она связана с существенной ролью нелинейных инерционных членов в уравнении Навье-Стокса [14]. Эти члены становятся заметными лишь при больших числах Рейнольдса, тогда как при медленном движении и достаточной вязкости жидкости эти числа малы. Вопрос этого перехода в вертикальных каналах, в виду важности различных технических приложений, имеет немаловажное значение в плане расчета теплообмена и течения жидкости. Ламинарный и турбулентные режимы течения имеют существенно различные сопротивления и различные процессы теплообмена, которыми определяется такие важные параметры как перепад температуры между нагретой поверхностью и охлаждающей жидкостью. Этот вопрос требует внимания к чисто физической стороне проблемы, тогда как большинство работ,

посвященных рассматриваемому вопросу, содержат только эмпирический материал или посвящены разработке методик решения дифференциальных уравнений, описывающих ту или иную математическую модель течения и нагрева охлаждающей жидкости в вертикальных каналах различной конфигурации. Настоящая работа посвящена обоснованию гипотезы, объясняющей причины указанного перехода.

Вначале дадим качественное объяснение наблюдаемому течению. Рассмотрим стационарное вертикальное движение охлаждающей жидкости вдоль стенок вертикального канала, сообщающегося с нижним и верхним смесителями. Одна из стенок является неравномерно нагретой, а вторая – теплоизолированной. Такая задача типична для многих технических приложений. Анализ для симметричного нагрева проводится аналогичным образом. На частицы жидкости в условиях смешанной конвекции действуют четыре силы: сила инерции, сила тяжести, сила сопротивления и сила давления. При стационарном движении их сумма равна нулю. В медленных потоках, которые нами рассматриваются, силами инерции можно пренебречь, тогда остаются три рода сил: силы тяжести, силы сопротивления и силы давления. В установившихся течениях эти силы должны давать равновесие: т.е. движущие силы должны уравновешиваться тормозящими. При изотермических течениях движущей силой является сила давления и она направлена в сторону падения давления, и т.к. она движущая, то направлена в сторону течения. Это значит, что в таких потоках давление всегда уменьшается в направлении течения. Эти закономерности весьма привычны и так укоренились в сознании, что стали интуитивными. Однако, в тех случаях, когда нужно учитывать поле тяжести, все эти закономерности нарушаются из-за присутствия третьей силы – силы тяжести. Поскольку указанные закономерности перешли в интуицию, то возможны всякого рода недоразумения, чреватые непониманием физической сути дела. В частности может нарушаться только что сформулированная закономерность: давление уменьшается в направлении движения.

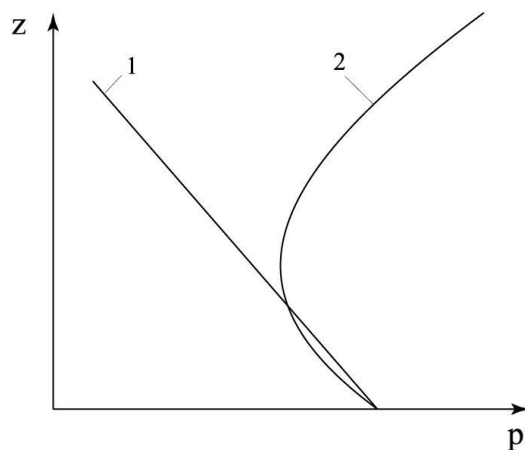
Остановимся на этом вопросе подробнее. В задачу входят три величины: скорость, температура и давление. Все три величины взаимосвязаны, так что ни об одной из них нельзя говорить, не касаясь отчасти и других. Жидкость в канал входит с постоянной температурой, т.е. в начале канала течение почти изотермическое и давление падает по течению. В изотермическом движении сила давления выступает в качестве единственной движущей силы, поэтому давление должно уменьшаться вдоль потока. При неизотермическом течении сила тяжести имеет вид  $\rho \vec{g} = \rho_0(1 - \beta T) \vec{g}$ . Здесь  $\beta$  - коэффициент объемного расширения,  $T$  - средняя по сечению канала температура,  $\rho_0$  - плотность жидкости при температуре входа в канал  $T_0$ ,  $g$  - ускорение свободного падения.

Рассмотрим небольшой столб жидкости высотой  $dz$ . Сила давления направлена вверх, а сила тяжести – вниз, поэтому их сумма имеет вид  $dp - \rho g dz = dp - \rho_0 g dz + \rho_0 \beta T g dz$ . Далее будем иметь в виду так называемое «гидродинамическое давление»  $p'$ , которое получается путем вычитания из полного давления  $p$  «гидростатического» давления, отвечающего температуре входа  $T_0$   $p' = p - \rho_0 g z$ . Здесь  $z$  - координата по высоте канала. Такая перенормировка давления возможна, поскольку  $\text{rot}[\text{grad}(p - \rho_0 g z)] = 0$ . Таким образом, движущей силой является  $dp' + \rho_0 \beta T g dz$ , т.е. сила тяжести направлена вверх, в сторону силы давления. Итак, гидродинамическое давление вначале уменьшается по течению также как и при изотермическом течении, т.е. линейно с высотой. Но это только примерно. По мере прогрева жидкости все большую роль начинает играть сила тяжести (сила Архимеда), направленная вверх, она то и вызывает движение жидкости по каналу в

целом. С учетом нагрева жидкости движущая сила должна уравновесить силу сопротивления  $dR$ , т.е.

$$\frac{dR}{dz} = \frac{dp'}{dz} + \rho_0 \beta g T .$$

Левая часть этого уравнения, т.е. сила сопротивления почти не изменяется с высотой и на нее можно смотреть как на постоянную, тогда как сила тяжести медленно растет, следовательно, сила давления медленно уменьшается, а это значит, что само давление с высотой будет изменяться не строго линейно, а отклоняясь от линейного закона (рис. 1). Это отклонение приведет к тому, что на некоторой высоте кривая давления станет параллельной оси  $z$ , т.е. сила давления на этой высоте обратится в нуль, и сила сопротивления целиком будет уравновешиваться силой тяжести. На еще больших высотах жидкость будет продолжать нагреваться, и сила тяжести превысит силу сопротивления. Чтобы равновесие сохранилось, сила давления вновь появится, но будет направлена вниз против движения, а само давление будет расти в направлении течения. В этом случае сила давления из движущей превратится в тормозящую.

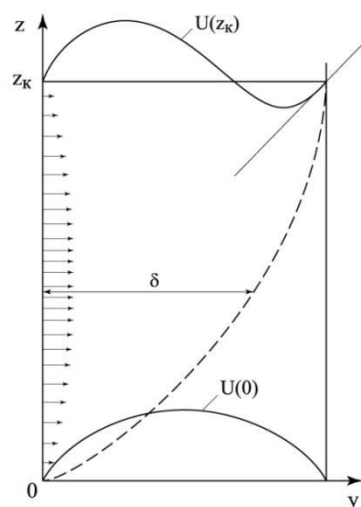


**Рис. 1.** – Качественная зависимость гидродинамического давления от высоты канала  
 1 – изотермическое течение, 2 – неізотермическое течение  
 [Qualitative dependence of hydrodynamic pressure on the channel height  
 1 - isothermal flow, 2 - non-isothermal flow]

Наиболее интересным является поведение поля скоростей. Жидкость втекает в канал с постоянной по сечению скоростью, а затем поле скоростей начинает деформироваться. На малых участках жидкость не успевает прогреться, так что здесь справедливы законы изотермического течения. При малых числах Рейнольдса участок динамической стабилизации порядка ширины канала, так что им можно пренебречь и считать профиль сформировавшимся. Но кроме участка динамической стабилизации есть участок тепловой стабилизации, которым нельзя пренебречь. На этом участке первоначально параболический профиль скоростей начнет деформироваться, но деформируется он медленно. Это означает, что в уравнении Навье-Стокса вполне можно пренебречь инерционными членами и считать, что на каждую частицу жидкости действуют три силы: сила тяжести, сила сопротивления и сила давления.

При этом также считаем, что гидростатическое давление исключено из рассмотрения и тогда сила тяжести, обусловленная ростом температуры, направлена вверх. На участке стабилизации поперек канала имеем две зоны: в одной зоне жидкость отчасти прогрета, а в другой она не прогрета и ее температура равна температуре входа  $T_0$  (рис. 2). В пределах пограничного слоя (нагретого) на частицу действуют две

движущих силы: сила тяжести и сила давления, а вне слоя только сила давления. С увеличением высоты сила тяжести растет, т.к. растет температура и, кроме того, увеличивается толщина слоя. Это приводит к тому, что имеет место медленная перекачка потока жидкости из наружного слоя в пристеночный нагретый слой. При этом в силу стационарности течения общий расход жидкости остается неизменным, но нагретый слой расширяется, и скорость его частиц растет. Вне нагретого слоя скорость частиц уменьшается, а вместе с ней уменьшается и градиент давления. Постепенно скорость частиц в наружной зоне может снизиться до нуля. Дальнейшее развитие ситуации может пойти по двум сценариям. Во-первых, может так случиться, что скорость в непрогретой зоне не успеет снизиться до нуля до того момента как весь канал прогреется, нагретый слой достигнет адиабатической стенки канала и участок стабилизации закончится. В этом случае жидкость будет течь вверх ламинарно. Во-вторых, может случиться, что жидкость не успеет прогреться, а скорость в непрогретой зоне снизится до нуля и будет изменяться далее до возникновения спутного (возвратного) течения. С физической точки зрения этот режим наиболее интересен. Возникшее спутное течение будет нарастать до тех пор, пока канал не прогреется и оно должно идти от самой верхней кромки канала от места его соединения со смесителем. Стационарное течение имеет определенный профиль скоростей и температур, как на всем протяжении канала, так и на верхней его кромке. Если это распределение скоростей и температур не сформируется, то стационарный режим течения будет невозможен. Втекание жидкости из смесителя в канал будет происходить с профилем скорости, определяемым геометрией смесителя, а температура будет определяться его средней температурой. Понятно, что и профиль скоростей и поле температур будут совсем не те, которые требуются для формирования стационарного течения в спутном потоке. Произвольные скорости и температуры, может быть, и смогут поддерживать спутный поток, но движение не будет стационарным. Изменяясь сложным образом во времени, оно будет турбулентным. Как показывает эксперимент, спутный поток не появляется, так что зарождением турбулентности следует считать ту высоту, на которой он мог бы появиться. Эта турбулентность теоретически была предсказана В. Н. Волковым и В. К. Ли-Орловым и наблюдалась одним из авторов данной работы экспериментально при моделировании системы охлаждения обмоток мощных трансформаторов [12].



**Рис. 2.** – Схема вертикального канала  $\delta$  – толщина теплового пограничного слоя  
 $U(0)$  – профиль скорости в начале канала;  $U(z_k)$  – профиль скорости при спутном течении  
 [Vertical channel scheme  $\delta$  is the thickness of the thermal boundary layer  
 $U(0)$  - velocity profile at the beginning of the channel  
 $U(z_k)$  is the velocity profile for the slowness flow]

Таким образом, математической частью задачи является определение условий и места зарождения спутного потока. Математическая модель стационарной смешанной конвекции базируется на системе уравнений в приближении Буссинеска [13]. Эти уравнения для плоской геометрии при пренебрежении в уравнении Навье-Стокса силами инерции имеют следующий вид (рис.2):

$$\frac{\partial p(y, z)}{\partial y} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial p(y, z)}{\partial z} - GrT = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0, \quad (3)$$

$$u \frac{\partial T}{\partial z} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}, \quad (4)$$

где  $p$  и  $T$  – соответственно избыток давления над гидростатическим и температура, отсчитанные от входа в канал,

$u$  и  $v$  – соответственно продольная и поперечная компоненты скорости жидкости.

Здесь первые два уравнения (1, 2) – уравнения Навье-Стокса при принятых выше условиях, третье уравнение – уравнение непрерывности, а четвертое – уравнение теплопроводности.

За единицу длины взята ширина канала  $h$ , за единицу температуры принят ее перепад между верхним и нижним смесителями  $\Delta T$ , а остальные масштабы выбраны так, чтобы коэффициенты при всех слагаемых в уравнении (2), за исключением силы Архимеда, равнялись единице. При такой нормировке появляются два критерия подобия: число Прандтля и число Грасгофа:

$$Pr = \frac{\nu}{a}, \quad Gr = \frac{\beta g h^3 \Delta T}{\nu^2}.$$

Здесь  $\nu$  и  $a$  – соответственно средние в рабочем интервале температур коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности жидкости. Граничными условиями задается расход теплоносителя, который при данной нормировке является средним по сечению канала числом Рейнольдса  $\langle Re \rangle$ . Краевые условия имеют следующий вид:

$$\text{При } y = 0 \quad j = -\frac{\partial T}{\partial y}; \quad u = v = 0;$$

$$\text{при } y = 1 \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0; \quad u = v = 0;$$

$$\text{при } z = 0 \quad T(0, y) = 0; \quad p = 0; \quad \langle u \rangle = \langle Re \rangle = \int_0^1 u dy = const.$$

Здесь  $j$  - плотность теплового потока, исходящего из нагретой стенки.

Решение поставленной задачи будем искать известным в гидродинамике методом интегральных соотношений [14]. Для этого проинтегрируем уравнение (2) поперек канала по  $y$ :

$$\frac{\partial u}{\partial y} - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 = \frac{dp}{dz} y - Gr \int_0^y T dy. \quad (5)$$

Повторное интегрирование дает:

$$u = \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 y + \frac{dp}{dz} \frac{y^2}{2} - Gr \int_0^y dy \int_0^y T dy .$$

Учитывая, что при  $y=1$   $u=0$ , получим:

$$\left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 = -\frac{1}{2} \frac{dp}{dz} + Gr \int_0^y dy \int_0^y T dy$$

и соответственно:

$$u = -\frac{1}{2} \frac{dp}{dz} (y - y^2) + Gr \varphi(z, y), \quad (6)$$

где  $\varphi(z, y) = y \int_0^1 dy \int_0^y T dy - \int_0^y dy \int_0^y T dy .$

Градиент и перепад давления находим из условия постоянства расхода жидкости:

$$\begin{aligned} \langle u \rangle &= \int_0^1 u dy = -\frac{1}{12} \frac{dp}{dz} + Gr \int_0^1 \varphi(z, y) dy , \\ -\frac{dp}{dz} &= 12 \left[ \langle u \rangle - Gr \int_0^1 \varphi(z, y) dy \right], \\ -p(z) &= 12 \left[ \langle u \rangle z - Gr \int_0^z dz \int_0^1 \varphi(z, y) dy \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставляя (7) в (6), получим профиль скорости:

$$u = 6 \left[ \langle u \rangle - Gr \int_0^1 \varphi(z, y) dy \right] (y - y^2) + Gr \varphi(z, y) .$$

Гидравлическое сопротивление канала находим из выражения (5):

$$F_c = \int_0^z \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_0 - \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)_1 \right] dz = -p(z) + Gr \int_0^z dz \int_0^1 T dy .$$

Далее складывая уравнение (3) с уравнением (4), получим:

$$\frac{\partial(Tu)}{\partial z} + \frac{\partial(Tv)}{\partial y} = \frac{1}{Pr} \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} .$$

Интегрируя это уравнение поперек канала с учетом граничных условий, получим уравнение для среднemasсовой температуры:

$$\begin{aligned} \langle T \rangle &= \frac{\int_0^1 UT du}{\langle Re \rangle} \\ \frac{d\langle T \rangle}{dz} &= \frac{j(z)}{Pr \langle Re \rangle} . \end{aligned}$$

Задавая в качестве примера распределение плотности теплового потока в виде, характерном для тепловыделяющей сборки ядерного реактора:

$$\begin{aligned} j(z) &= j_0 \sin\left(\frac{\pi z}{H}\right), \text{ имеем:} \\ \langle T \rangle &= \frac{j_0 H}{\pi Pr \langle Re \rangle} \left( 1 - \cos \frac{\pi z}{H} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь  $H$  – высота тепловыделяющей поверхности канала.

В изложенном здесь методе все гидродинамические величины выражены через температуру. Если бы поле температур было известно точно, то на основе интегральных соотношений можно было бы найти точные выражения и для гидродинамических величин. Отсюда ясно, что точность применяемого здесь метода определяется точностью задания температурного поля. Поскольку температура всегда изменяется монотонно, то очень сильно “промазать” в задании температурного профиля маловероятно, тогда как профиль скоростей может изменяться весьма замысловатым образом. Понятно, что все гидродинамические величины следует выражать через температуру, а не наоборот.

Далее рассмотрим участок тепловой стабилизации. Для его расчета введем характерный размер  $\delta(z)$  – толщину теплового нагретого слоя, которая должна удовлетворять следующим условиям:

$$\text{при } z=0 \quad \delta(0)=0; \quad \text{при } y=\delta \quad T(z, \delta)=0, \quad \frac{\partial T}{\partial y} = 0.$$

На адиабатической стенке  $\delta(z_k)=1$ . Здесь  $z_k$  – высота, на которой тепловой нагретый слой достигает адиабатической стенки. С учетом граничных условий зададим температурный профиль в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{при } 0 \leq y \leq \delta \quad T(z, y) &= \frac{1}{2} \delta(z) \left(1 - \frac{y}{\delta(z)}\right)^2 j(z); \\ \text{при } \delta < y \leq 1 \quad T(z, y) &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Опуская промежуточные вычисления, приведем выражение для профиля скорости и градиента давления при  $z=z_k$  и  $\delta=1$ , когда тепловой нагретый слой достигнет адиабатической стенки:

$$\begin{aligned} u &= 6 \langle \text{Re} \rangle \left(1 - \frac{K \cdot j(z_k)}{80}\right) (y - y^2) + \frac{1}{24} K \cdot j(z_k) [(1-y) - (1-y)^4], \\ -\frac{dp}{dz} &= 12 \langle \text{Re} \rangle \left(1 - \frac{K \cdot j(z_k)}{80}\right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь  $K = \frac{Gr}{\langle \text{Re} \rangle}$  – конвективный параметр.

Из уравнения (8) с учетом (9) и (10), после элементарных вычислений, получим уравнение для определения  $z_k$ :

$$\frac{H}{\pi \text{Pr}} \left[1 - \cos\left(\frac{\pi z_k}{H}\right)\right] = \frac{3}{20} \sin\left(\frac{\pi z_k}{H}\right) + \frac{K \cdot j_0}{2800} \sin^2\left(\frac{\pi z_k}{H}\right).$$

Как уже говорилось, переход от ламинарного течения к турбулентному связан с появлением спутного течения, условием появления которого (рис. 2) является  $\frac{du}{dy} > 0$  при  $y=1$ . После соответствующих вычислений, находим:

$$K > \frac{360}{j(z_k)}. \quad (11)$$

Симметричный нагрев среды с постоянной плотностью теплового потока рассмотрен в работе [15]. Для симметричного нагрева условие (11) принимает вид

$K > \frac{180}{j(z_k)}$ . Из полученных решений видно, что при вынужденной конвекции ( $Gr=0$ ) движущей силой является градиент давления, а профиль скорости является параболическим  $U = 6(Re)(y - y^2)$ . При  $K > \frac{80}{j(z_k)}$  градиент давления поменяет знак, т.е. сила давления из движущей станет тормозящей, как и следует из анализа, приведенного в начале статьи.

Таким образом, проведенный анализ позволяет обосновать предлагаемую гипотезу, найти гидродинамические характеристики ламинарного течения и количественно определить условия перехода к турбулентному режиму течения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Остроумов Г.А.* Свободная конвекция в условиях внутренней задачи. -М.: Гостехиздат, 1952.
2. *Лыков А. В. и др.* Сопряженные задачи конвективного теплообмена / А.В. Лыков, А. А. Алексашенко, В. А. Алексашенко. Минск: Наука и техника, 1971.
3. *Геххарт Б. и др.* Свободно конвективные течения, тепло- и массообмен. М.: Мир, 1991.
4. *Гусев С.Е., Шкловер Г.Г.* Свободноконвективный теплообмен при внешнем обтекании тел / Б. Геххарт, Й. Джалурия, Р.Л. Махаджан – М.: Энергоатомиздат, 1992
5. *Кутателадзе С. С. и др.* Турбулентная естественная конвекция вертикальной изотермической пластины / С. С. Кутателадзе, А. Г. Кирдяшкин, В. П. Ивакин — «Докл. АН СССР», 1974, т. 21, №6, с. 1270.
6. *Дропкин Д., Сомерскейлз Е.* Теплоотдача путем естественной конвекции в жидкостях, ограниченных двумя параллельными плоскими поверхностями, которые располагаются под различными углами наклона к горизонтали.— «Тр. амер. об-ва инж.-мех., сер. С. Теплопередача», 1965, № 1, с. 94.
7. *Петухов Б. С.* Турбулентное течение и теплообмен в трубах при существенном влиянии термогравитационных сил. — В кн.: Труды Международного семинара по турбулентной свободной конвекции. Дубровник, СФРЮ, 1976, с. 701
8. *Mertikh A. A., Lage J. L.* Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2005 V. 48, N 7 P. 1361–1372.
9. *Кириллов, П.Л. и др.* Тепломассобмен в ядерных энергетических установках [Текст] / П.Л. Кириллов, Г.П. Богословская. – М.: ИздАТ, 2008.
10. *Кириллов, П.Л. и др.* Справочник по теплогидравлическим расчетам в ядерной энергетике. Т.1. [Текст]/ П.Л. Кириллов, В.П. Бобков, А.В. Жуков, В.С. Юрьев. – М.: ИздАТ, 2010.
11. *Петухов, Б.С. и др.* Теплообмен в ядерных энергетических установках [Текст] / Б.С. Петухов, Л.Г. Генин, С.А. Ковалев, С.Л. Соловьев. – М.: Изд. МЭИ, 2003.
12. *Семенов, В.К. и др.* Конвективное охлаждение обмоток мощных электрических трансформаторов [Текст] / В.К. Семенов, А.Ф. Горбунцов, Д.А. Горбунцов // Сб. "Исследования в области теоретических основ электротехники и инженерной электрофизики". Иваново: Изд. Ивановского энергоинститута, 1982. С. 113.
13. *Гершуни, Г.З. и др.* Устойчивость конвективных течений [Текст] / Г.З. Гершуни, Е.М. Жуховицкий, А.А. Непомнящий. – М.: Наука, 1989.
14. *Шлихтинг, Г.* Теория пограничного слоя [Текст] / Г. Шлихтинг. – М.: Наука, 1974.
15. *Семенов, В.К.* К вопросу теплообмена в вертикальных каналах газоразрядных аппаратов [Текст] / В.К. Семенов // Теплофизика высоких температур. – 1998. – Т. 36. – №3. – С. 503–507.

#### REFERENCES

- [1] Ostroumov G.A. Svobodnaya konvekciya v usloviyah vnutrennei' zadachi. M. Pub. Gostehizdat, 1952. (In Russian)
- [2] Lykov A. V., Aleksashenko A. A., Aleksashenko V. A.. Sopryazhennye zadachi konvektivnogo teploobmena. Minsk. Pub. Nauka i tehnika, 1971. (In Russian)
- [3] Gebhart B. Svobodno konvektivnye techeniya, teplo- i massoobmen. M. Pub. Mir, 1991. (In Russian)
- [4] Gusev S.E., SHklover G.G. Svobodnokonvektivnyi' teploobmen pri vneshnem obtekaniy tel. M. Pub. JEnergoatomizdat, 1992. (In Russian)



- [5] Kutateladze S. S., A. G. Kirdyashkin, V. P. Ivakin. Turbulentnaya estestvennaya konvekciya vertikal'noi' izotermicheskoi' plastiny – «Dokl. AN SSSR», 1974, t. 21, №6, p. 1270. (In Russian)
- [6] Dropkin D., Somerskei'lz E. Teplotdacha putem estestvennoi' konvekcii v zhidkostyah, ogranichennyh dvumya parallel'nymi ploskimi poverhnostyami, kotorye raspolagayutsya pod razlichnymi uglami naklona k gorizontali. – «Tr. amer. ob-va inzh.-meh., ser. S. Teploperedacha», 1965, № 1, p. 94. (In Russian)
- [7] Dropkin D., Somerskei'lz E. Teplotdacha putem estestvennoi' konvekcii v zhidkostyah, ogranichennyh dvumya parallel'nymi ploskimi poverhnostyami, kotorye raspolagayutsya pod razlichnymi uglami naklona k gorizontali.– «Tr. amer. ob-va inzh.-meh., ser. S. Teploperedacha», 1965, № 1, p. 94. (In Russian)
- [8] Merrikkh A. A., Lage J. L. Natural convection in an enclosure with disconnected and conducting solid blocks // Intern. J. Heat Mass Transfer. 2005 V. 48, N 7 P. 1361–1372.
- [9] Kirillov P.L., Bogoslovskaja G.P. Tepломассобмен в ядерных энергетических установках [Heat-Energy in Nuclear Power Plants]. M. Pub. IzdAT, 2008. (in Russian)
- [10] Kirillov P.L., Bobkov V.P., Zhukov A.V., Jurjev V.S. Spravochnik po teplogidravlicheskim raschetam v jadernojj ehnergetike [Handbook on Thermal Hydraulic Calculations in Nuclear Power Engineering]. Vol. 1. M. IzdAT, 2010. (in Russian)
- [11] Petukhov B.S., Genin L.G., Kovalev S.A., Solovjev S.L. Teploobmen v jadernykh ehnergeticheskikh ustanovkakh [Heat Transfer in Nuclear Power Plants]. M. Pub. MEI, 2003. (in Russian)
- [12] Semenov V.K., Gorbuncov A.F., Gorbuncov D.A. Konvektivnoe okhlazhdenie obmotok moshhnykh ehlektricheskikh transformatorov [Convective Cooling of Windings of Powerful Electrical Transformers]. Sbornik Issledovaniya v oblasti teoreticheskikh osnov ehlektrotehniki i inzhenernoj ehlektrofiziki [Collection of works "Research in the Field of Theoretical Fundamentals of Electrical Engineering and Engineering Electrophysics"]. Ivanovo. Pub. Ivanovskogo ehnergoinstituta, 1982. p. 113. (in Russian)
- [13] Gershuni G.Z., Zhukhovickijj E.M., Nepomnjashhijj A.A. Ustojichivost konvektivnykh techenijj [Stability of Convective Currents]. M. Pub. Nauka [Science], 1989. (in Russian)
- [14] Shlikhting G. Teorija pogranchnogo sloja [Boundary Layer Theory]. M. Pub. Nauka [Science], 1974. (in Russian)
- [15] Semenov V.K. K voprosu teploobmena v vertikalnykh kanalakh gazorazrjadnykh apparatov [Heat Exchange in Vertical Channels of Gas-Discharge Apparatus]. Teplofizika vysokikh temperature [Thermal Physics of High Temperatures], 1998, Vol. 36, №3, pp. 503–507. (in Russian)

## Hypothesis Substantiation of Laminar Current Transition to Turbulent during Mixed Liquid Convection in Vertical Channels

V.K. Semenov, A.A. Beliaikov

*Ivanovo State Power University,  
34 Rabfakovskaya st., Ivanovo, Ivanovskaya region, Russia, 153003  
E-mail: oh\_behave@mail.ru*

**Abstract** – The paper offers and justifies the hypothesis of the transition of a slow steady-state laminar liquid flow into a turbulent one during its ascending motion along a vertical unequally heated surface under conditions of mixed convection. It analyzes the nature of the driving forces and the role of the pressure force at different stages of liquid heating. It is shown that this transition is due to the origin of the wakeful flow and the disruption of the stationarity conditions. The critical value of the convective parameter and the place of turbulence generation are determined by the method of integral relations.

*Keywords:* ascending movement of the liquid, mixed convection, laminar current, criteria of transition of the laminar to turbulent current.