

О ПРЕДЕЛАХ СУЩЕСТВОВАНИЯ ДВУМЕРНОЙ СТАЦИОНАРНОЙ СТРУКТУРЫ ПЛЕНКИ ЖИДКОСТИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ

О. В. Шарыпов, К. А. Медведко*, А. В. Фомин*

Институт теплофизики СО РАН, 630090 Новосибирск, model@itp.nsc.ru

*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

В гидродинамической постановке рассмотрена двумерная стационарная структура течения в пленке горючей жидкости на теплопроводной подложке при распространении волны горения. Проанализирован физический механизм формирования данной структуры. Показано, что важная роль в этом принадлежит термокапиллярному эффекту. Обоснован вывод о том, что существование двумерного режима возможно лишь при достаточно низких значениях градиента температуры на поверхности пленки. Получено критическое условие, определяющее переход к трехмерному режиму. Это условие предполагает равенство скорости потока и скорости, индуцируемой термокапиллярной силой. Если градиент температуры превышает определенное критическое значение, то согласно двумерной модели должна возникнуть зона с возвратным течением. Высказано предположение, что подобный режим не может существовать в силу неустойчивости по отношению к трехмерным возмущениям. Эксперименты с гравитационно стекающей пленкой жидкости при наличии неподвижного источника тепла (без волны горения) подтверждают вывод о переходе к трехмерной регулярной структуре течения при достаточно большом градиенте температуры. Первая часть статьи посвящена моделированию структуры пленки при выполнении критического условия. Вторая часть связана с обобщением задачи на случай подвижного источника тепла, перемещающегося с постоянной скоростью. Эта постановка задачи включает ситуацию с распространением волны горения. Математическая формулировка этой задачи позволяет предположить, что существование двумерного стационарного режима в этом случае ограничено тем же самым критическим условием. Если значение градиента температуры на поверхности пленки больше критического значения, то двумерного стационарного решения не существует. Эта концепция, обосновываемая в настоящей работе, объясняет с общих позиций экспериментально наблюдаемые явления в пленках жидкости при наличии локального источника тепла различной природы.

1. Экспериментальные исследования [1, 2] показали, что термокапиллярный эффект при определенных условиях может оказывать существенное влияние на характер пленочного течения. В области высокого градиента температуры вблизи поверхности пленки наблюдается формирование горизонтального вала жидкости. На нагревателе толщина пленки заметно уменьшается, и основное количество жидкости собирается в струи, формирующие периодическую структуру (с периодом $\lambda \approx 5 \div 8$ мм). Это спонтанное возникновение трехмерной периодической структуры течения является новым интересным физическим явлением.

Проанализируем (см. рис. 1) пленочное течение вязкой теплопроводной несжимаемой

жидкости (с толщиной пленки h) по плоской подложке с углом наклона к горизонтальной плоскости θ в гравитационном поле (ускорение свободного падения $\mathbf{g} = \mathbf{x}|g|\sin\theta + \mathbf{y}|g|\cos\theta$). Координатные оси ориентированы следующим образом: ось x лежит в плоскости подложки и направлена по потоку жидкости, ось z лежит перпендикулярно потоку, ось y — нормально к подложке в сторону жидкости. Мы будем пренебрегать эффектами, связанными с обменом теплом, массой и импульсом между жидкой и газообразной фазами. Атмосферное давление p^g постоянно. Пленочное течение позволяет определить характерное число Рейнольдса $Re = Q/\rho\nu$, где Q — расход жидкости, ρ — плотность, ν — кинематическая вязкость. Профиль скорости не зависит от z и x , если поле температуры (T) на поверхности пленки однородно и поверхностное натяжение (σ)

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программы «Государственная поддержка интеграции высшего образования и фундаментальной науки»

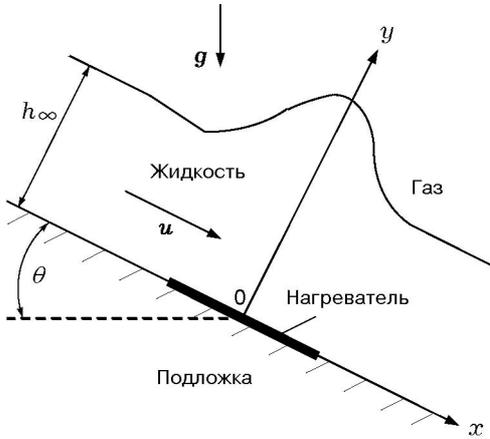


Рис. 1. Схема задачи

постоянно. При наличии локального источника тепла постоянной мощности, расположенного в плоскости подложки (источник имеет конечную протяженность по оси x и бесконечный размер по z), в жидкости формируется тепловой пограничный слой и появляется неоднородность (по оси x) температурного поля поверхности пленки (сечение $x = 0$ соответствует экстремуму функции $T(x)$). Благодаря зависимости $\sigma(T)$ это приводит к существованию градиента поверхностного натяжения. В области существенного значения градиента поверхностного натяжения капиллярная сила (направленная по касательной к свободной поверхности) противодействует течению жидкости под действием гравитации. Локальное торможение потока жидкости вызывает утолщение пленки. Толщина зависит от градиента поверхностного натяжения (и тем самым является функцией координаты x : $h = h(x)$). Трансформация плоской свободной поверхности приводит к установлению нового (двумерного) стационарного режима, при котором термокапиллярная сила находится в равновесии с гравитацией. Чтобы найти распределение термокапиллярной силы, необходимо решить тепловую задачу. Но в случае неоднородного тепловыделения при пленочном течении не представляется возможным найти аналитическое решение сопряженной задачи. Поэтому мы рассматриваем зависимости $T(x)$ и $\sigma(x)$ как известные из эксперимента функции (в [1, 2] измерялось поле температуры на поверхности пленки). Заметим, что в упомянутых экспериментах мощность источника тепла достаточно низка, так

что жидкость находится далеко от режима кипения.

Чтобы найти зависимость $h(x)$, необходимо решить уравнения Навье — Стокса и неразрывности с граничными условиями на свободной поверхности ($y = h$) и на подложке ($y = 0$), а также с условием постоянства расхода жидкости $Q \equiv \rho \int_{y=0}^{y=h} u(x, y) dy = \text{const}$. Если толщина слоя жидкости мала по сравнению с характерным пространственным масштабом неоднородности свободной поверхности вдоль оси x , то уравнения стационарного двумерного течения можно представить в виде

$$\begin{aligned} u_x + v_y &= 0; & p_x &= \rho \nu u_{yy} + \rho |g| \sin \theta; \\ p_y &= -\rho |g| \cos \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

где $p(x, y)$ — давление, $\mathbf{u}(x, y) = xu(x, y) + yv(x, y)$ — скорость, индексы x и y обозначают производные, $\nu = \text{const}$.

Запишем граничные условия на свободной поверхности в общей форме [3]:

$$\left[p - p^g - \frac{\sigma}{r^x} \right] n_i = (\sigma'_{ik} - \sigma'^g_{ik}) n_k + \frac{\partial \sigma}{\partial x_i}, \quad (2)$$

где σ'_{ik} — компоненты тензора вязких напряжений, $r^x \approx (-h_{xx})^{-1}$ — главный радиус кривизны свободной поверхности, n_i — компоненты вектора нормали к свободной поверхности: $\mathbf{n}(x, y) = \mathbf{x}n_1(x, y) + \mathbf{y}n_2(x, y)$, $n_1(x, y) \approx h_x$, $n_2(x, y) \approx -1$, индекс g соответствует газовой фазе. С учетом $\sigma'^g_{ik} = 0$ условие (2) в длинноволновом приближении стационарного двумерного решения имеет вид

$$\begin{aligned} [p - p^g + \sigma h_{xx}] n_1 &= 2\rho \nu u_x n_1 + \rho \nu (u_y + v_x) n_2 + \\ &+ \sigma_x \rightarrow \rho \nu u_y \approx \sigma_x, \quad y = h; \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} [p - p^g + \sigma h_{xx}] n_2 &= 2\rho \nu v_y n_2 + \\ &+ \rho \nu (v_x + u_y) n_1 \rightarrow p = p^g - \sigma h_{xx}, \quad y = h; \end{aligned}$$

$$u(x, 0) = v(x, 0) = 0. \quad (4)$$

Из (1), (3), (4) следует

$$p = p^g + (h - y)\rho |g| \cos \theta - \sigma h_{xx},$$

$$u = \frac{y(y - 2h)}{2\nu} \{ \dots \} + \frac{y\sigma_x}{\rho \nu},$$

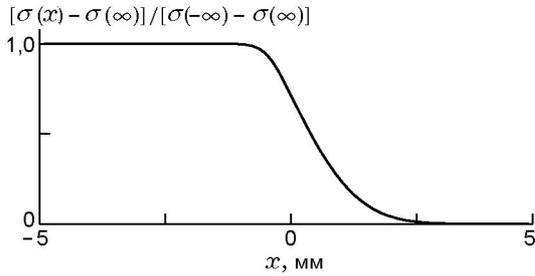


Рис. 2. Распределение поверхностного натяжения

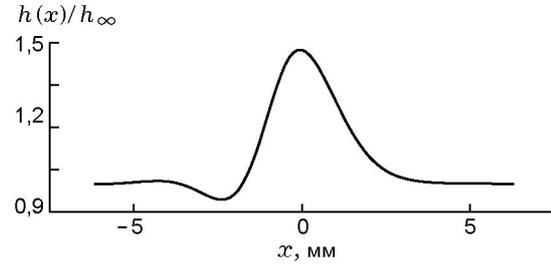


Рис. 3. Относительная координата свободной поверхности

$$v = \frac{y^2 h_x}{2\nu} \{ \dots \} + \frac{y^2 (h - y/3)}{2\nu} \{ \dots \}_x - \frac{y^2 \sigma_{xx}}{2\rho\nu},$$

где $\{ \dots \} \equiv \{ h_x |g| \cos \theta - |g| \sin \theta - \rho^{-1} (\sigma h_{xx})_x \}$. Условие $Q = \text{const}$ позволяет найти связь между h и σ , а тем самым — зависимость $h(x)$ в параметрической форме:

$$h^3 \{ -h_x |g| \cos \theta + |g| \sin \theta + \rho^{-1} \sigma h_{xxx} \} + 3h^2 \sigma_x (2\rho)^{-1} = h_\infty^3 |g| \sin \theta. \quad (5)$$

Здесь используется условие $|hh_{xx}| \ll 1$, индекс ∞ соответствует условию $x \rightarrow -\infty$, при котором $h_x = 0$ и $\sigma_x = 0$.

В случае малого относительного отклонения $h(x)$ от h_∞ , пренебрегая зависимостью давления от поверхностного натяжения, из (5) можно получить

$$h^+ \sin \theta - 3^{-1} h_\xi^+ \cos \theta + 2^{-1} \bar{\sigma}_\xi \approx 0$$

(здесь $h^+ \equiv (h - h_\infty)/h_\infty$, $|h^+| \ll 1$, $\xi \equiv x/h_\infty$, $\bar{\sigma}_\xi = \sigma_x/\rho|g|h_\infty$). Его решения

$$h^+ \approx 3(\sigma - \sigma_\infty)/2\rho|g|h_\infty^2 \text{ при } \theta \rightarrow 0,$$

$$h^+ \approx -\sigma_x/2\rho|g|h_\infty \text{ при } \theta \rightarrow \pi/2.$$

Видно, что в случае $\theta \rightarrow 0$ форма поверхности $h(x)$ должна выглядеть наподобие «ступеньки», а при $\theta \rightarrow \pi/2$ поверхность имеет колоколообразный вид с максимумом амплитуды в точке наибольшего (по модулю) значения градиента поверхностного натяжения.

Если в уравнении (5) пренебречь зависимостью давления от поверхностного натяжения в случае $|(\sigma h_{xx})_x (\rho|g|)^{-1}| \ll 1$, то для вертикальной подложки ($\theta = \pi/2$) можно аналитически показать, что критическое условие $|u(x, h)|_{\min} = 0$ эквивалентно следующему:

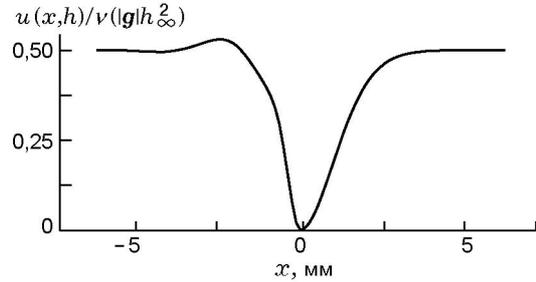


Рис. 4. Относительное значение компоненты x скорости жидкости на свободной поверхности ($y = h$)

$|\bar{\sigma}_\xi|_{\max} = 2^{-1/3}$ и $h_{\max} = 2^{2/3} h_\infty$. Как будет показано ниже (см. рис. 3), полное уравнение (5) для критического режима дает решение $h(x)$ с меньшей амплитудой ($h_{\max} < 2^{2/3} h_\infty$).

Уравнение (5) с условиями $h|_{x \rightarrow \pm\infty} = h_\infty$ решалось численно с помощью итераций по неявной конечно-разностной схеме методом прогонки. Значения физических величин задавались в соответствии с экспериментами [1, 2]: 25 %-й раствор C_2H_5OH в воде, $Re = 2$, $T_\infty = 303$ К, $\theta = \pi/2$. В этом случае $\sigma_\infty = 0,034$ кг/с², $d\sigma/dT \approx -1,1 \cdot 10^{-4}$ кг/(с² · К), $\rho = 956$ кг/м³, $\nu = 1,8 \cdot 10^{-6}$ м²/с, $h_\infty = 1,26 \cdot 10^{-4}$ м. Распределение поверхностного натяжения аппроксимировалось формулой $\sigma_x = -|\sigma_x|_{\max} \exp(-(x/L)^2)$, где $L = 4h_\infty$ при $x < 0$ и $L = 12h_\infty$ при $x > 0$ (см. рис. 2). Критическое условие $|u(x, h)|_{\min} = 0$ означает, что $|\bar{\sigma}_\xi|_{\max} = 0,92$ и $(T_x)_{\max} \approx 10^4$ К/м. Результаты численных расчетов, изображенные на рис. 3–5, были получены для критического режима, когда $|u(x, h)|_{\min} = |u(0, h)| = 0$. Если задать $|\bar{\sigma}_\xi|_{\max} > 0,92$, то расчеты дадут двумерное стационарное решение с $(u|_{y=h})_{\min} < 0$,

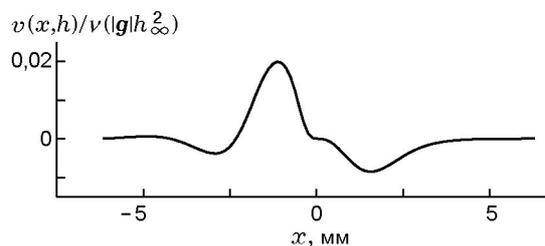


Рис. 5. Относительное значение компоненты y скорости жидкости на свободной поверхности ($y = h$)

т. е. двумерная модель формально не содержит ограничений на существование стационарного решения. Это противоречит экспериментальным данным. Поэтому мы вынуждены предположить, что критический режим означает предел устойчивости двумерного стационарного решения. Слабые трехмерные возмущения становятся нарастающими и приводят к формированию периодической струйной структуры течения. Неустойчивость должна носить локальный характер благодаря локальности тепловыделения. Можно ожидать проявления неустойчивости вблизи сечения $x = 0$, где наиболее существенно термокапиллярное воздействие. В области, где $\sigma_x \rightarrow 0$, трехмерные возмущения должны быть затухающими благодаря диссипации энергии за счет вязкости и теплопроводности. Неустойчивость может проявиться только при достижении критического режима течения, когда компонента x скорости жидкости на свободной поверхности локально стремится к нулю. В другой ситуации, если $(u(x, h))_{\min} > 0$, бесконечно малые возмущения не располагают достаточным временем для нарастания, так как течение несет их вниз по потоку, в область, где $\sigma_x \rightarrow 0$, и амплитуда возмущений уменьшается.

Результаты численного решения находятся в хорошем количественном соответствии с измерениями [1, 2, 4]. К примеру, относительное различие между данными рис. 3 и измерениями шпирен-методом [4] не превышает 10%. Лучшего соответствия можно достичь при учете температурной зависимости вязкости [4]. Однако в этом случае необходимо решать сопряженную гидродинамическую и тепловую задачу и, как следствие, приходится использовать только численные методы.

2. Режим пленочного течения, подобный рассмотренному в п. 1, имеет место в случае движущегося источника тепла. Если его ско-

рость не зависит от толщины пленки, то имеется возможность аналитически вывести критическое условие существования двумерного стационарного режима.

В работе [5] сообщалось о наблюдении нового явления: спонтанное формирование регулярной трехмерной структуры течения пленки жидкости при горении. Тонкая ($h \leq 10^{-5}$ м) пленка горючей жидкости наносилась на наклонную (под различными углами θ к горизонту) металлическую подложку, обладающую высокой теплопроводностью. После иницирования реакции формировалась волна горения, распространявшаяся в направлении оси x от верхнего края подложки в стационарном режиме (со скоростью $c \geq 10^{-2}$ м/с, которая практически не зависит от θ). В экспериментах отмечалось утолщение пленки перед фронтом волны горения, т. е. формировался горизонтальный вал жидкости. На его фронте возникала зона (протяженностью $x \approx 5 \cdot 10^{-2}$ м) с периодическими по координате z утолщениями пленки (период $\lambda \approx (5 \div 7) \cdot 10^{-3}$ м) [5, 6]. Это свидетельствует о том, что двумерная структура пленочного течения была локально неустойчивой. В связи с этими наблюдениями возникает проблема изучения физических механизмов, определяющих характерные особенности существования двумерного режима и условия его устойчивости.

Обозначим лабораторную систему координат через (x, y, z, t) , а сопровождающую систему координат, в которой волна горения покоится и режим носит стационарный характер, — через (χ, ψ, η, τ) , т. е. $\chi = x - ct$, $\psi = y$, $\eta = z$, $\tau = t$, где c — скорость движения источника тепла. Тогда $\partial/\partial y = \partial/\partial \psi$, $\partial/\partial z = \partial/\partial \eta$, $\partial/\partial x = \partial/\partial \chi$, $\partial/\partial t = \partial/\partial \tau - c\partial/\partial \chi$. Пусть значение $\chi \approx 0$ соответствует положению фронта волны горения. Зона горения располагается в области $\chi < 0$, а горизонтальный вал жидкости — в области $\chi > 0$. Тепло, выделяющееся в ходе реакции вблизи поверхности пленки (при $\chi < 0$), быстро переносится через тонкий слой жидкости в подложку, которая за счет высокой теплопроводности быстро передает тепло в область холодной жидкости ($\chi > 0$), нагревая ее и вызывая интенсивное испарение. После достижения в среде над поверхностью пленки необходимой концентрации и температуры смесь горючих паров и окислителя воспламеняется. Таким, по-видимому, механизмом распространения самоподдерживающейся волны горения [5–7].

Поскольку здесь анализируется физическая ситуация в очень тонких пленках, следует заметить, что характерная скорость гравитационного стекания жидкости несущественна по сравнению со скоростью распространения волны: $c \gg u_g \sim h^2|\mathbf{g}|\sin\theta/\nu$. В этом случае в сопровождающей системе координат мы будем наблюдать, как одномерный при $\chi \rightarrow +\infty$ поток холодной жидкости натекает со скоростью $u = -c$ на прогретый участок подложки, в результате чего температура на поверхности пленки увеличивается при $\chi \rightarrow +0$, а поверхностное натяжение уменьшается. Возникающая при этом термокапиллярная сила, направленная противоположно набегающему потоку, вызывает торможение потока. Сохранение расхода несжимаемой жидкости обуславливает утолщение пленки в области $\sigma_\chi > 0$. Таким образом, действие термокапиллярной силы приводит к формированию горизонтального вала жидкости. Выясним, с чем связаны пределы существования данной двумерной структуры. Рассмотрим эту проблему в рамках гидродинамического подхода без описания таких деталей процесса, как межфазный тепло- и массообмен и химическая кинетика. Тем самым мы будем учитывать в математической модели только наличие потока жидкости и неоднородности температуры поверхности пленки, что является следствием перечисленных выше эффектов.

Уравнения, описывающие двумерное стационарное однородное по координате η течение в длинноволновом приближении ($|h_\chi| \ll 1$), имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} p_\chi &= \rho\nu u_{\psi\psi} + \rho|\mathbf{g}|\sin\theta - \rho cv_\psi, \\ p_\psi &= -\rho|\mathbf{g}|\cos\theta + \rho cv_\chi, \quad u_\chi + v_\psi = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнения (6) дополняются граничными условиями:

$$\begin{aligned} u &= -c, \quad v = 0 \quad \text{при} \quad \psi = 0; \\ v &= uh_\chi, \quad \rho\nu u_\psi = \sigma_\chi, \quad p = p^g - \sigma h_{\chi\chi} \quad \text{при} \quad \psi = h. \end{aligned} \quad (7)$$

Если $|\mathbf{g}|\cos\theta \gg |cv_\chi| \approx \Delta hc^2(\Delta\chi)^{-2}$ (где $\Delta h \approx h_\infty$ — характерное изменение толщины пленки на расстоянии $\Delta\chi$), то $p \approx p^g + \rho(h - \psi)|\mathbf{g}|\cos\theta - \sigma h_{\chi\chi}$. В результате интегрирования первого уравнения системы (6) получим

$$\begin{aligned} \nu u_\psi &\approx cv + A(\chi) + \psi\{h_\chi|\mathbf{g}|\cos\theta - \\ &\quad - |\mathbf{g}|\sin\theta - \rho^{-1}(h_{\chi\chi}\sigma)_\chi\}. \end{aligned}$$

Здесь можно пренебречь слагаемым cv по сравнению с νu_ψ , так как $|\nu u_\psi| \approx \nu c/h \gg |cv| \approx c^2|h_\chi|$. После повторного интегрирования, используя граничные условия, запишем

$$\begin{aligned} \nu u &\approx -\nu c + \psi\sigma_\chi/\rho + (\psi^2/2 - h\psi)\{h_\chi|\mathbf{g}|\cos\theta - \\ &\quad - |\mathbf{g}|\sin\theta - \rho^{-1}(h_{\chi\chi}\sigma)_\chi\}. \end{aligned}$$

Уравнение неразрывности и граничное условие $v = uh_x$, $\psi = h$ эквивалентны сохранению расхода $Q = \rho \int_0^h u d\psi = -\rho ch_\infty$. В результате получим уравнение для координаты свободной поверхности:

$$\begin{aligned} h^3\{-h_\chi|\mathbf{g}|\cos\theta + \rho^{-1}\sigma h_{\chi\chi\chi}\} + 3h^2\sigma_\chi(2\rho)^{-1} - \\ - 3\nu c(h - h_\infty) = 0. \end{aligned}$$

Здесь использованы соотношения, принятые и обоснованные выше: $c \gg u_g$, $|hh_{\chi\chi}| \ll 1$. Полученное уравнение совпадает с (5) при $c \ll u_g$.

Благодаря предположению о длинноволновости решения, можно использовать неравенства $cv \gg h^2 h_\chi |\mathbf{g}|\cos\theta$ и $|\sigma_\chi| \gg |\sigma h h_{\chi\chi\chi}|$. Тогда последнее уравнение может быть упрощено:

$$2\rho\nu c(h - h_\infty) = h^2\sigma_\chi, \quad (8)$$

а для p , u и v можно выписать решения: $p \approx p^g$, $u \approx -c + \psi\sigma_\chi/\rho\nu$, $v \approx \psi^2\sigma_{\chi\chi}/2\rho\nu$. Чтобы проверить используемые предположения, возьмем следующие характерные значения физических величин: $h = 10^{-5}$ м, $c = 10^{-2}$ м/с, $|\mathbf{g}| = 10$ м/с², $\sigma = 10^{-2}$ кг/с², $\Delta\sigma = 10^{-3}$ кг/с², $\nu = 10^{-6}$ м²/с, $|d\sigma/dT| = 10^{-4}$ кг/(с²·К), $\rho = 10^3$ кг/м³.

Нетрудно убедиться, что уравнение (8) имеет действительные решения только при условии

$$\begin{aligned} 0 \geq 2h_\infty\sigma_\chi(\rho\nu)^{-1} - c = \\ = 2(u|_{\psi=h} + c)h_\infty/h - c. \end{aligned} \quad (9)$$

Это условие выражает предел существования двумерного стационарного режима. Из (8) следует, что критическое условие (9) соответствует значениям $h = 2h_\infty$ и $u|_{\psi=h} = 0$. Тем самым можно ожидать, что двумерный режим становится локально неустойчивым, когда скорость жидкости на поверхности пленки равна нулю, т. е. скорость, индуцируемая термокапиллярной силой, достигает значения скорости потока.

Оценка локального градиента температуры, необходимого для локального останова жидкости на свободной поверхности,

$$|T_\chi| \approx |dT/d\sigma| \rho \nu c / 2h_\infty \approx 10^4 \text{ К/м}$$

находится в хорошем количественном согласии с данными экспериментов [1, 2, 5, 6]. Можно предположить, что дальнейшее увеличение плотности теплового потока и градиента температуры приведет к качественно новой структуре течения, связанной с переходом к трехмерному режиму.

Приведенные аналитические и численные результаты подтверждают вывод о том, что критический режим пленочного течения с неоднородным полем температуры поверхности действительно ограничивает существование двумерного стационарного решения. Если жидкость локально тормозится и останавливается за счет термокапиллярного эффекта, то малые трехмерные возмущения получают возможность усиления, что ведет к возникновению периодической струйной структуры течения. Эта концепция дает объяснение новым явлениям, наблюдаемым в экспериментах [1, 2, 5, 6]. Важно, что выводы основываются на двумерной математической модели, находящейся в хорошем соответствии с экспериментальными измерениями. Это придает уверенности в том, что данная концепция соответствует действительности.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кабов О. А., Marchuk I. V., Chupin V. M.** Thermal imaging study of the liquid film flowing on vertical surface with local heat source // Russian J. Eng. Thermophys. 1996. V. 6, N 2. P. 105–138.
2. **Кабов О. А.** Формирование регулярных структур в стекающей пленке жидкости при локальном нагреве // Теплофизика и аэромеханика. 1998. Т. 5, № 4. С. 597–602.
3. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
4. **Марчук И. В.** Термографическое исследование пленки жидкости, стекающей по поверхности с локальным источником тепла: Дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.14 / Ин-т теплофизики СО РАН. Новосибирск, 2000.
5. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Гордиенко Д. М., Бабкин В. С.** Поведение пламен, распространяющихся по пленкам жидкости на металлических подложках // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 3. С. 15–18.
6. **Коржавин А. А., Бунев В. А., Намятов И. Г., Бабкин В. С.** Распространение пламени над пленкой жидкого топлива на металлических подложках // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 3. С. 25–30.
7. **Намятов И. Г., Минаев С. С., Бабкин В. С. и др.** Диффузионное горение пленки жидкого топлива на металлической подложке // Физика горения и взрыва. 2000. Т. 36, № 5. С. 12–21.

*Поступила в редакцию 1/II 2001 г.,
в окончательном варианте — 18/IV 2001 г.*