

Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15. № 1. С. 39–48
Thermal processes in engineering, 2023, vol. 15, no. 1, pp. 39–48

Научная статья
УДК 532.529
DOI: 10.34759/tpt-2023-15-1-39-48

О применимости приближения идеальной невесомости для описания пленочной конденсации в условиях микрогравитации

С.Г. Черкасов¹, А.А. Куроедов^{1✉}, И.В. Лаптев¹, Л.А. Моисеева¹

¹ Государственный научный центр Российской Федерации «Исследовательский центр имени М.В. Келдыша», Москва, Россия
kuroedov@kerc.msk.ru✉

Аннотация. В работе рассматриваются границы применимости приближения идеальной невесомости в условиях малой перегрузки на примере пленочной конденсации. Задача решается в одномерной нестационарной постановке в безразмерном виде. Исследуются скорость роста пленки конденсата и величина интегрального теплового потока на вертикальной пластине конечной длины. Выделены пространственные границы зон различных режимов конденсации вдоль пластины и скорости их перемещения. Определено характерное время перехода к стационарному режиму пленочной конденсации в зависимости от параметров задачи.

Ключевые слова: пленочная конденсация, микрогравитация, идеальная невесомость

Для цитирования. Черкасов С.Г., Куроедов А.А., Лаптев И.В., Моисеева Л.А. О применимости приближения идеальной невесомости для описания пленочной конденсации в условиях микрогравитации // Тепловые процессы в технике. 2023. Т. 15. № 1. С. 39–48. DOI: 10.34759/tpt-2023-15-1-39-48

Original article

On zero-gravity approximation application for film condensation description under microgravity conditions

S.G. Cherkasov¹, A.A. Kuroedov^{1✉}, I.V. Laptev¹, L.A. Moiseeva¹

¹ SSC “Keldysh Research Center”, Moscow, Russia
kuroedov@kerc.msk.ru✉

Abstract. The article studies the applicability boundaries ideal approximation of zero gravity under conditions of small overloading on the example of film condensation. The problem is being solved in one-dimension non-stationary setting in dimensionless form. The film growth velocity and a value of the integral thermal flow on the vertical plate of finite length are under study. Spatial boundaries of zones of various condensation modes along the plate as well as their displacement rate were determined. Characteristic time of transition to the normal mode of film condensation dependence on the task parameters was determined.

© Черкасов С.Г., Куроедов А.А., Лаптев И.В., Моисеева Л.А., 2023

Keywords: film condensation, microgravity, ideal zero-gravity

For citation. Cherkasov S.G., Kuroedov A.A., Laptev I.V., Moiseeva L.A. On zero-gravity approximation application for film condensation description under microgravity conditions. *Teplovye protsessy v tekhnike = Thermal processes in engineering*, 2023, vol. 15, no. 1, pp. 39–48. (In Russ.). DOI: 10.34759/tpt-2023-15-1-39-48

Введение

Исследование процесса теплообмена при конденсации является важным этапом при проектировании различных энергетических установок атомной, космической и нефтяной промышленности. Внешняя конденсация на поверхностях может протекать в виде возникновения непрерывной пленки, покрывающей подстилающую поверхность, либо в виде образования и развития агломератов капель жидкости. Характерной особенностью процессов конденсации является наличие подвижной границы раздела фаз, толщина которой составляет несколько молекулярных диаметров [1] (за исключением критической точки вещества).

В настоящее время пленочная и капельная конденсации достаточно широко исследуются экспериментально и с привлечением различных численных методов. При изучении течения пленки, длина которой существенно превосходит ее толщину, получило широкое распространение приближение пограничного слоя [2, 3] (или приближение тонкой пленки – подробно границы применимости приближения рассмотрены в работе [4]). Данное приближение обобщалось на различные случаи: зависимость температуры подстилающей поверхности от времени [5], учет движения пара, увлекаемого течением пленки на вертикальной пластине [6], обтекание горизонтальной пластины паром [7, 8], образование и течение пленки на произвольной криволинейной поверхности, пленочная конденсация парогазовой смеси при наличии неконденсирующегося компонента [9] и др. Результаты и закономерности, полученные с использованием приближения тонкой пленки, в той или иной степени нашли реализацию в рамках коммерческих пакетов вычислительной гидродинамики [10].

Еще одним подходом численного исследования процесса конденсации является метод решеточных уравнений Больцмана [11]. В данном подходе для описания эволюции системы «жидкость – пар/газ» проводится дискретизация кинетического уравнения Больцмана в про-

странстве скоростей, в результате которого образуется дискретный набор функций распределения. По полученным значениям дискретных функций распределения на столкновительном этапе и этапе переноса в каждом узле расчетной сетки определяются макропараметры исходной задачи.

Рассмотренные подходы могут быть использованы при моделировании конденсации при различных условиях. В наземных условиях при наличии силы тяжести стационарный режим конденсации устанавливается достаточно быстро, делая переходный процесс не столь важным для практики. Однако на борту космических аппаратов, где величина массовой силы может быть на несколько порядков меньше земной силы тяжести, на первый план выходит нестационарный процесс конденсации. Даже если классические стационарные решения остаются справедливыми в условиях микрогравитации, они могут утратить практическое значение, поскольку возможна ситуация, при которой время установления стационарного режима становится сопоставимым или даже намного превосходящим характерное время других физических процессов. В итоге это может привести к некорректному прогнозу работы узлов и агрегатов конкретных технических изделий, расположенных на борту космического аппарата.

С другой стороны, вопрос о характере протекания конденсации в нестационарном режиме тесно связан с другим важным для практики вопросом, касающимся условий, при которых можно полностью пренебречь влиянием массовой силы, то есть принять приближение идеальной невесомости. Хотя такое приближение используется довольно часто [12–14], вопрос об условиях применимости приближения идеальной невесомости для процесса пленочной конденсации в настоящее время остается открытым. Предпринимаются удачные попытки экспериментального исследования конденсации в условиях микрогравитации в интересах космической промышленности. Особый интерес в данной области представляет протекание кон-

денсации не на плоской пластине, а в трубках малого диаметра (менее 5 мм). Так, в работе [15] экспериментально исследуется конденсация движущегося пара в трубке диаметром 3.4 мм при различной массовой скорости пара и перегрузке. В качестве рабочего вещества используется метоксигептафторпропан. Массовая скорость варьируется в диапазоне от 70 до 170 кг/(м²·с). Достижение условий микрогравитации осуществляется за счет размещения экспериментальной установки на борту самолета Airbus A-310, движущегося по параболической траектории. Дополнительно проводится видеофиксация течения пленки. В результате экспериментов устанавливается зависимость коэффициента теплопередачи от массовой скорости и величины перегрузки.

Исходя из этого, представляется целесообразным рассмотреть в данной работе граничные условия приближения идеальной невесомости, а также исследование установления стационарного режима конденсации в поле массовой силы на примере нестационарной пленочной конденсации на вертикальной пластине.

Постановка задачи

Прежде чем переходить к исследованию нестационарной пленочной конденсации в поле массовых сил, рассмотрим конденсацию насыщенного пара с температурой T_s на бесконечной плоскости с температурой T_w в условиях идеальной невесомости. В такой постановке конденсация будет происходить, очевидно, однородно по поверхности плоскости. Учитываем, что температура внешней поверхности пленки конденсата постоянна и равна температуре насыщенного пара T_s , при этом конвективный перенос тепла в пленке, а также теплопроводность вдоль нее малы по сравнению с теплопроводностью поперек пленки. Отсюда следует, что профиль температуры поперек пленки близок к линейному. Тогда выражение для теплового потока в подстилающую поверхность q за счет конденсации насыщенного пара имеет следующий вид:

$$q = \frac{\lambda\theta}{\delta}, \quad (1)$$

где δ – толщина пленки конденсата; λ – коэффициент теплопроводности конденсата; $\theta = T_s - T_w$ – перепад температуры на пленке.

Если предположить, что все тепло, выделяющееся при конденсации пара, расходуется на прогрев подстилающей поверхности, то тепловой поток q из (1) может быть записан через прирост пленки (с учетом однородности пленки):

$$q = \rho r \frac{d\delta}{dt}, \quad (2)$$

где ρ – плотность конденсата; r – теплота фазового перехода; t – время.

Приравняв (1) и (2), проинтегрируем итоговое выражение, полагая, что в начальный момент времени пленка конденсата на подстилающей поверхности отсутствует:

$$\delta = \left(\frac{2\lambda\theta}{\rho r} t \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3)$$

Таким образом, в условиях идеальной невесомости происходит равномерный рост пленки конденсата пропорционально \sqrt{t} .

Предположим теперь, что имеется некоторая массовая сила с ускорением g , параллельная поверхности конденсации (рис. 1, а). Под действием этой силы возникнет течение конденсата вдоль поверхности. Для некоторого произвольного объема пленки конденсата, ограниченного сечениями $z = z_1$ и $z = z_1 + \Delta z$, изменение толщины пленки обусловлено конденсацией на поверхности пленки, вытеканием конденсата через сечение $z = z_1 + \Delta z$ и втеканием через сечение

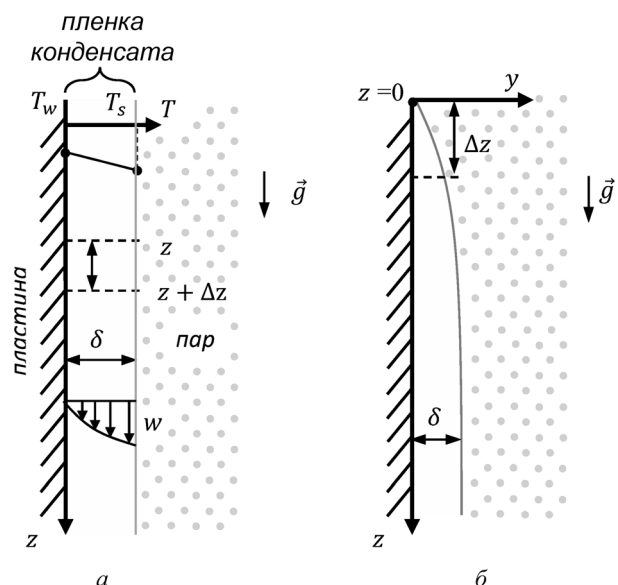


Рис. 1. Конденсация насыщенного пара на вертикальной пластине в поле силы тяжести: а – бесконечная пластина; б – полубесконечная пластина

ние z_1 . Однако поскольку расходы втекающего и вытекающего конденсата в рассматриваемой постановке одинаковы, то течение не влияет на скорость роста пленки, и формула (3) остается справедливой для любой точки поверхности.

Ситуация меняется, если пластина имеет верхнюю кромку (рис. 1, б), которую примем за начало координаты. Рассмотрим теперь объем между сечениями $z_1 = 0$ и $z_2 = z_1 + \Delta z$. Очевидно, что в этом случае нет никакого втекания конденсата в рассматриваемый объем через сечение z_1 , тогда как вытекание через сечение z_2 будет иметь место. Таким образом, непосредственно вблизи верхней кромки пластины наличие силы тяжести будет влиять на рост толщины пленки с самого начала процесса, и формула (3) в этой зоне выполняться не будет. Тем не менее при удалении от носика пластины на некотором временном интервале будут существовать участки пластины, до которых влияние режима конденсации в сечении $z = 0$ еще не успело распространиться, и, как следствие, будет наблюдаться равномерная конденсация согласно формуле (3).

Для определения смены режима конденсации вдоль пластины и скорости перемещения границы зоны однородной конденсации рассмотрим конденсацию на вертикальной пластине конечной длины L при наличии ускорения массовой силы g (рис. 2).

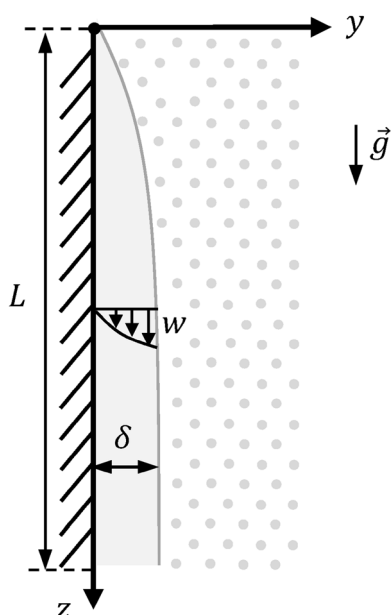


Рис. 2. Конденсация насыщенного пара на вертикальной пластине конечной длины

Будем считать, что температура насыщенного пара постоянна по всему занимаемому объему, конденсация пара осуществляется в ламинарном режиме, касательные напряжения на границе раздела фаз равны нулю. В рамках данных допущений уравнение движения и граничные условия к нему для стационарного случая будут иметь следующий вид:

$$g + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0, \tag{4}$$

$$w = 0 \text{ при } y = 0, \tag{5}$$

$$\frac{\partial w}{\partial y} = 0 \text{ при } y = \delta. \tag{6}$$

Здесь w – скорость, ν – кинематический коэффициент вязкости конденсата. Интегрирование (4) с учетом граничных условий (5) и (6) позволяет получить выражения для профиля скорости w в пленке и объемного расхода конденсата Q через пленку:

$$w = \frac{g}{\nu} \left(y\delta - \frac{1}{2} y^2 \right), \tag{7}$$

$$Q = \int_0^\delta w dy = \frac{g\delta^3}{3\nu}. \tag{8}$$

В силу того что толщина пленки δ является функцией координаты и времени, скорость w и объемный расход Q также являются функциями координаты и времени.

Обозначим через j удельный поток массы конденсата в пленку:

$$q = rj. \tag{9}$$

Изменение массы конденсата между сечениями z и $z + dz$ осуществляется вследствие массоприхода за счет конденсации, а также разности объемных расходов $Q(z)$ и $Q(z + dz)$. Исходя из этого баланс массы для пленки конденсата будет записан в виде:

$$\rho \frac{\partial \delta}{\partial t} = j - \rho \frac{\partial Q}{\partial z}. \tag{10}$$

Учитывая, что профиль температуры поперек пленки линейный, поток массы j можно выразить через толщину пленки с помощью (1):

$$j = \frac{\lambda \theta}{r\delta}. \tag{11}$$

Выражения (8) и (11) позволяют записать уравнение (10) относительно толщины пленки δ :

$$\frac{g}{v} \delta^2 \frac{\partial \delta}{\partial z} + \frac{\partial \delta}{\partial t} = \frac{\lambda \theta}{\rho r \delta}. \quad (12)$$

Введем обозначение $\varphi = \delta^2$ и преобразуем (12) к виду:

$$\frac{\rho g r}{2v\lambda\theta} \varphi \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{\rho r}{2\lambda\theta} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 1. \quad (13)$$

Перейдем теперь к безразмерным переменным по формулам:

$$\tilde{z} = \frac{z}{M_z}, \quad \tau = \frac{t}{M_t}, \quad \psi = \frac{\varphi}{M_\varphi}, \quad (14)$$

$$M_z = L, \quad M_\varphi = \left(\frac{2\lambda\theta v L}{\rho r g} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (15)$$

$$M_t = \frac{\rho r M_\varphi}{2\lambda\theta} = \left(\frac{\rho r v L}{2g\lambda\theta} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Указанные соотношения позволяют преобразовать (13) к уравнению относительно безразмерной величины ψ (в дальнейшем в качестве безразмерной координаты для простоты будет использоваться обозначение z вместо \tilde{z}):

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} + \psi \frac{\partial \psi}{\partial z} = 1. \quad (16)$$

Данное уравнение представляет собой уравнение Хопфа (частный случай уравнения Бюргера) с ненулевой правой частью. С учетом принятых обозначений начальным условием для формулы (16) является отсутствие пленки, а в качестве граничного – равенство нулю толщины пленки в начале пластины при $z = 0$ для любого момента времени:

$$\psi(\tau, 0) = 0, \quad (17)$$

$$\psi(0, z) = 0. \quad (18)$$

Заметим, что если пренебречь вторым слагаемым в левой части уравнения (16), то есть рассматривать однородную по пространству пленочную конденсацию, то решением этого уравнения будет:

$$\psi = \tau. \quad (19)$$

Как легко убедиться, решение уравнения (19) является безразмерной формой решения (3). Если же рассматривать стационарную пленочную конденсацию, пренебрегая первым слагаемым в левой части уравнения (16), то решением будет:

$$\psi = \sqrt{2z}. \quad (20)$$

Формула (20) является безразмерной формой классического решения Нуссельта для случая стационарной конденсации на плоской вертикальной пластине.

Для определения изменения толщины пленки конденсата вдоль пластины в различные моменты времени задача (16)–(18) решается численно методом конечных разностей. Используется неявная схема с постоянными шагами дискретизации времени и пространственной координаты:

$$\frac{\psi_i^{n+1} - \psi_i^n}{\Delta \tau} + \frac{(\psi_i^{n+1})^2 - (\psi_{i-1}^{n+1})^2}{\Delta z} = 1, \quad (21)$$

где $\Delta \tau$ – шаг по времени; Δz – шаг по пространству; i – номер узла расчетной сетки; n – номер шага по времени.

Результаты расчетов

Для оценки сходимости численного решения (16)–(18) рассматривается величина безразмерного квадрата толщины пленки ψ в точке $z = 0.5$ в момент времени $\tau = 0.5$. Зависимость ψ от шага дискретизации времени и пространства приведена в табл. 1. Для проведения дальнейших расчетов шаг по времени выбирается $\Delta \tau = 10^{-3}$, шаг по пространству $\Delta z = 10^{-3}$.

Таблица 1. Исследование сеточной сходимости

$\Delta \tau$	Δz	$\psi(z = 0.5, \tau = 0.5)$
10^{-1}	10^{-1}	0.488
	10^{-2}	0.500
	10^{-3}	0.500
10^{-2}	10^{-1}	0.495
	10^{-2}	0.500
	10^{-3}	0.500
10^{-3}	10^{-1}	0.497
	10^{-2}	0.500
	10^{-3}	0.500

В качестве результата расчетов на рис. 3 представлены значения $\psi(z)$ в различные моменты времени. Как видно из рис. 3, в нестационарном режиме одновременно реализуется и решение (19), и решение (20), но на разных участках пластины. К верхней кромке пластины примыкает зона, в которой толщина пленки уже достигла стационарного значения в соответствии с формулой (20). На достаточном же удалении от верхней кромки толщина пленки

изменяется в соответствии с формулой (19), то есть сила тяжести здесь еще не влияет на процесс. В дальнейшем будем называть эти зоны зонами стационарной и нестационарной конденсации соответственно. Между ними располагается сравнительно узкая переходная область. Результаты, приведенные на рис. 4, показывают, что чем дальше находится точка пластины от верхней кромки, тем позже здесь начинает сказываться наличие силы тяжести.

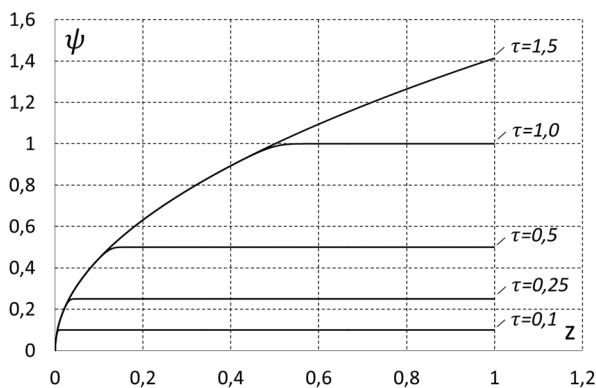


Рис. 3. Эволюция толщины пленки конденсата вдоль пластины в различные моменты времени

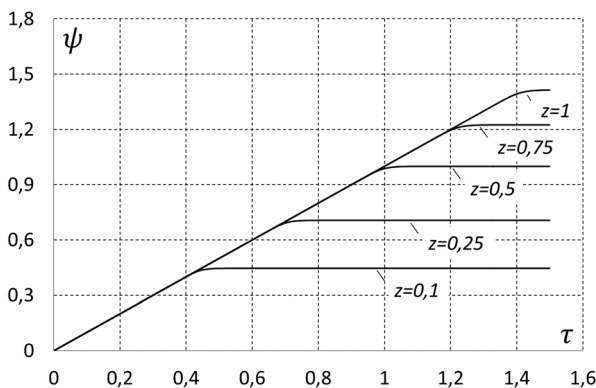


Рис. 4. Эволюция толщины пленки конденсата в различных точках пластины

Обозначим через z_b (*bottom*) и z_t (*top*) нижнюю и верхнюю (по течению) границы переходной зоны соответственно. Тогда для каждого момента времени областью, где реализуется стационарное решение Нуссельта (20), будет диапазон координат $[0, z_b]$, а областью, где сила тяжести не сказывается и выполняется нестационарное решение (19), будет диапазон координат $[z_t, 1]$. Рассмотрим теперь вопрос о смещении этих границ во времени, определив, что границей зоны стационарной конденсации является точка, где относительное отклонение

функции ψ от решения Нуссельта (20) составляет 10^{-4} (то есть относительное отклонение безразмерной толщины пленки не превосходит 1%), а границей нестационарной конденсации – точка, где относительное отклонение функции ψ от решения (19) составляет 10^{-4} . На рис. 5 показаны результаты, полученные из численного решения задачи (16)–(18). Как следует из рис. 6, при данных условиях определения границ переходной зоны ее размер увеличивается линейно со временем. Точка максимума кривой $f(\tau) = z_t - z_b$ при $\tau \approx 1.36$ соответствует моменту времени, когда на пластине реализуются только зона стационарной конденсации и переходная зона. В данном случае в качестве верхней по течению границы переходной зоны используется конец пластины $z_t = 1$. Размер переходной зоны максимален и соответствует приблизительно четверти всей длины пластины.

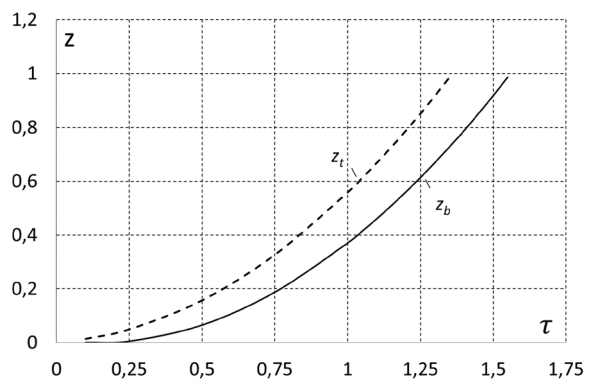


Рис. 5. Изменение положения границ переходной зоны

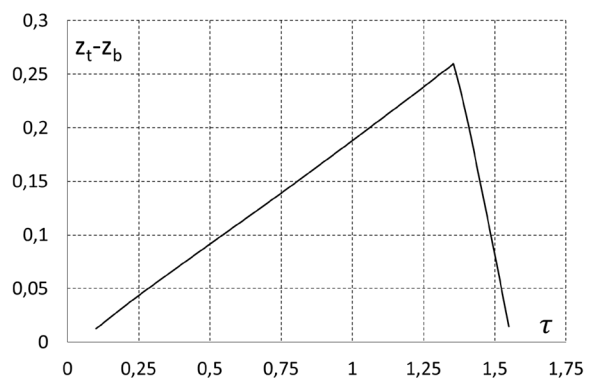


Рис. 6. Изменение размера переходной зоны

Стоит отметить, что результат с формированием переходной зоны, получившей название *kinematic wave location*, при нестационарной конденсации был получен в работе [16]. В данной работе рассматривается конденсация движущегося пара вдоль горизонтальной пластины.

Зная изменение толщины пленки конденсата $\delta = \sqrt{M_\phi \psi}$ вдоль пластины, можно рассчитать тепловой поток в пластину с использованием соотношения (1) в безразмерной форме:

$$\tilde{q} = \frac{1}{\sqrt{\psi}}, \quad (22)$$

$$\tilde{q} = \frac{q}{M_q}, \quad M_q = \frac{\lambda \theta}{\sqrt{M_\phi}}. \quad (23)$$

Распределение безразмерного теплового потока \tilde{q} вдоль пластины в различные моменты времени представлено на рис. 7.

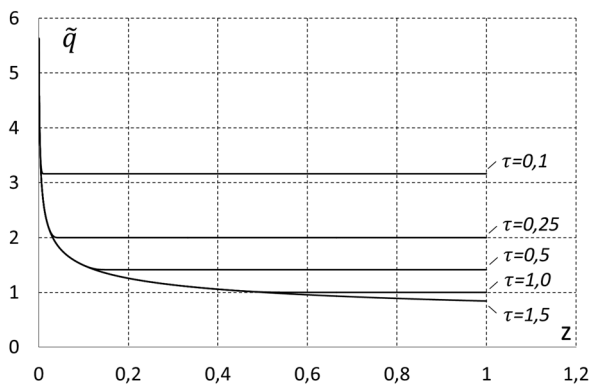


Рис. 7. Распределение теплового потока вдоль пластины

Особый интерес представляет сравнения интегральных тепловых потоков \tilde{q}_Σ на плоской вертикальной пластине для случаев стационарной пленочной конденсации, пленочной конденсации в условиях идеальной невесомости и нестационарной конденсации в поле силы тяжести. Для одномерной задачи справедливо соотношение

$$\tilde{q}_\Sigma = \int_0^1 \tilde{q} dz. \quad (24)$$

При стационарной конденсации интегральный тепловой поток постоянен и равен $\tilde{q}_\Sigma = 2^{7/4}/3$. При нестационарной конденсации в условиях идеальной невесомости безразмерная толщина пленки одинакова по всей длине пластины и $\tilde{q}_\Sigma = 1/\sqrt{\tau}$, согласно уравнениям (19) и (22). Для определения интегрального теплового потока при нестационарной конденсации в поле силы тяжести выполняется численное интегрирование формулы (24), используя решение системы уравнений (16)–(18) и выражение (22) (рис. 8). Результаты, представ-

ленные на рис. 8, могут быть использованы для выявления временных интервалов, в пределах которых реализуется тот или иной режим пленочной конденсации, а также границы применимости приближения идеальной невесомости.

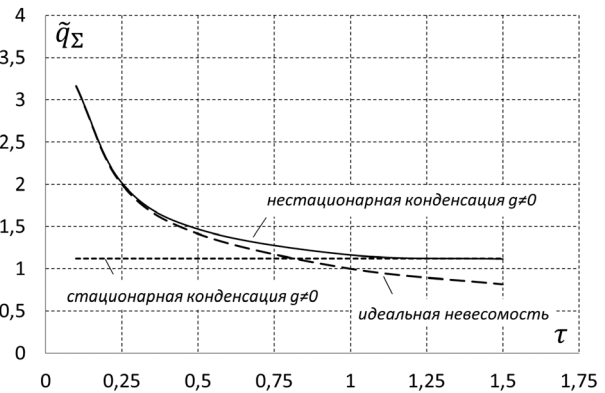


Рис. 8. Изменение суммарного теплового потока в пластину при различных режимах конденсации

Для начала определим значения безразмерного времени τ , при которых допустимо использование приближения идеальной невесомости. В качестве критерия может быть выбрана величина относительного отклонения интегрального теплового потока (относительное отклонение значения \tilde{q}_Σ , рассчитанное в рамках допущения идеальной невесомости, не должно отличаться от численного решения задачи (16)–(18) более чем на 5%). Согласно введенному критерию в интервале $\tau \leq 0.5$ при рассмотрении процесса пленочной конденсации можно пренебречь наличием массовой силы.

Если применить аналогичный критерий по относительному отклонению интегрального теплового потока для оценки перехода к стационарному режиму конденсации, то, как следует из рис. 8, моменту времени $\tau = 1$ соответствует установление стационарного режима конденсации по всей длине подстилающей поверхности. С другой стороны, для данной задачи в качестве критерия можно использовать момент установления толщины пленки конденсата вдоль всей поверхности. Ему будет соответствовать значение безразмерного времени τ , когда нижняя по течению граница переходной зоны конденсации достигнет края подстилающей поверхности, то есть z_b будет равно единице. Как следует из рис. 5, $z_b = 1$ при $\tau \approx 1.55$, что

превышает значение, полученное при использовании в качестве критерия интегрального теплового потока, в полтора раза. При $\tau = 1.55$ относительное отклонение интегрального теплового потока, рассчитанного при стационарной конденсации, от интегрального теплового потока, полученного из численного решения задачи (16)–(18), не превосходит 0.5 %. В силу того, что при проектировании и эксплуатации технических изделий тепловое состояние конструкции представляет большой интерес, целесообразно за момент установления режима конденсации принять $\tau = 1$.

С учетом введенных замечаний полученные результаты могут быть использованы для оценки времени установления течения пленки для различных веществ с использованием соотношения (15) для M_1 . Данные для воды, аммиака и пропана при температуре подстилающей поверхности 293 К и длине пластины $L = 0.1$ м для различных значений перегрузки представлены в табл. 2. При расчетах моменту установления соответствует $\tau = 1$.

Как следует из таблицы, время перехода к стационарному режиму конденсации в наземных условиях для указанных веществ составляет менее 1 с. Однако в условиях микрогравитации, реализуемых, например, на борту космического аппарата, указанный временной интервал может превышать 100 с.

Заключение

В рамках модели нестационарной пленочной конденсации в поле массовых сил исследовался процесс формирования стационарного профиля пленки конденсата на вертикальной пластине. При проведении численного эксперимента бы-

ло показано наличие области стационарной конденсации, переходной зоны и зоны нестационарной конденсации, а также изменение режимов конденсации вдоль пластины. На основании введенных критериев для определения границ переходной зоны установлена линейная зависимость роста ширины переходной зоны от времени. Также была получена зависимость времени установления стационарного режима конденсации по всей длине пластины от параметров задачи. На примере ряда веществ с использованием данной модели продемонстрировано, что в условиях микрогравитации время установления стационарного режима конденсации может превышать аналогичное время в наземных условиях на несколько порядков.

Рассматривались условия применимости приближения идеальной невесомости для нестационарной пленочной конденсации. Установлено, что время, в течение которого правомерно использование данного приближения, равно половине времени установления стационарного профиля пленки конденсата. Условием некорректности применения приближения идеальной невесомости считалось превышение относительного отклонения величины интегрального теплового потока, рассчитанного с учетом действия массовой силы, от величины, рассчитанной в рамках приближения, более чем на 5 %.

Полученные результаты могут быть использованы при моделировании процесса тепломассообмена в двигательных установках космических аппаратов. В качестве дальнейшего направления исследований целесообразно обобщить данную модель на случай нестационарной конденсации на поверхностях произвольной формы с учетом влияния сил поверхностного натяжения.

Таблица 2. Продолжительность формирования стационарного профиля пленки для различных веществ [17–19]

Вещество	T_s, K	$\rho, \text{кг/м}^3$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$r, \text{кДж/кг}$	$\nu, \text{м}^2/\text{с}$	$g, \text{м/с}^2$	$t, \text{с}$
H ₂ O	323	988	0.643	2382.5	$5.50 \cdot 10^{-7}$	9.8	0.6
						10^{-2}	18.3
						10^{-4}	183.3
NH ₃	303	600	0.470	1158.7	$0.19 \cdot 10^{-7}$	9.8	0.5
						10^{-2}	15.5
						10^{-4}	154.8
C ₃ H ₈	303	490	0.028	3325.0	$2.30 \cdot 10^{-7}$	9.8	0.3
						10^{-2}	9.0
						10^{-4}	90.2

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. Miller C.A., Neogi P. Interfacial phenomena: equilibrium and dynamic effects. CRC Press, 2007, 550 p.
2. Теория тепломассообмена: учебник для вузов / под ред. А.И. Леонтьева. 3-е изд., испр. и доп. Москва, 2018. 462 с.
3. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача: учебник для вузов. 3-е изд., пер. и доп. Москва, 1975. 488 с.
4. Arnass A.O. et al. On the teaching of the condensation heat transfer. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Explosion*, 2004. vol. 47233, pp. 3–9.
5. Chung P.M. Unsteady laminar film condensation on vertical plate. *ASME-AICHE Heat Transfer Conference and Exhibit*. Houston, 1963, pp. 1–8.
6. Chen M.M. An analytical study of laminar film condensation: Part 1– flat plates. *Journal Heat Transfer*, 1963, vol. 83, no. 1, pp. 48–54.
7. Koh J.C.Y. Film condensation in a forced-convection boundary-layer flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1962, vol. 5, no. 10, pp. 941–954.
8. Cess R.D. Laminar-film condensation on a flat plate in the absence of a body force. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 1960, vol. 11, no. 5, pp. 426–433.
9. Huang O., Zhang J., Wang L. Review of vapor condensation heat and mass transfer in the presence of non-condensable gas. *Applied Thermal Engineering*, 2015, vol. 89, pp. 469–484.
10. Martin-Valdepenas J.M., Jimenez M.A. Comparison of film condensation models in presence of non-condensable gases implemented in a CFD Code. *Heat Mass Transfer*, 2005, vol. 41, no. 11, pp. 961–976.
11. Zhang C., Cheng P., Minkowycz W.J. Lattice Boltzmann simulation of forced condensation flow on a horizontal cold surface in the presence of a non-condensable gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 115, pp. 500–512.
12. Ажаев В.С., Черкасов С.Г. Развитие гидродинамической неустойчивости при пленочной конденсации на цилиндрической трубке в невесомости // Известия РАН. Механика жидкости и газа. 1995. № 6. С. 106–110.
13. Ажаев В.С., Черкасов С.Г. Стационарный режим конденсации насыщенного пара на конической поверхности в условиях невесомости // *Теплофизика высоких температур*. 1996. Т. 34. № 5. С. 816–819.
14. Куроедов А.А., Черкасов С.Г., Лаптев И.В., Моисеева Л.А. Конденсация газа наддува в топливном баке с разделительной диафрагмой в условиях невесомости // *Тепловые процессы в технике*. 2021. Т. 13. № 4. С. 155–163.
15. Azzolin M. et al. Experimental investigation of in-tube condensation in microgravity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 96, pp. 69–79.
16. Balasubramaniam R., Mohammad M.H. Transient condensation of flowing vapor on a flat-plate: A scaling analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, no. 91, pp. 793–799.
17. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. Москва, 1972. 720 с.
18. Leng D.E., Comings E.W. Thermal conductivity of propane. *Industrial & Engineering Chemistry*, 1957, vol. 49, no. 12, pp. 2042–2045.
19. Diller D.E. Measurements of the viscosity of saturated and compressed liquid propane. *The Journal of Chemical Physics*, 1965, vol. 42, no. 6, pp. 2089–2100.

References

1. Miller C.A., Neogi P. Interfacial phenomena: equilibrium and dynamic effects. CRC Press, 2007, 550 p.
2. Teoria teplomassoobmemna: uchebnik dlya vuzov. Pod red. A.I. Leont'eva. 3-e izd., ispr. i dop. [Theory of heat and mass transfer: textbook for universities]. Moscow, 2018, 462 p. (In Russ.)
3. Isachenko V.P., Osipova V.A., Sukomel A.S. Teploperedacha: uchebnik dlya vuzov. 3-e izd [Heat transfer. textbook for universities]. Moscow, 1975, 488 p. (In Russ.)
4. Arnass A.O. et al. On the teaching of the condensation heat transfer. *ASME International Mechanical Engineering Congress and Explosion*, 2004. vol. 47233. pp. 3–9. URL: <https://doi.org/10.1115/IMECE2004-59277>
5. Chung P.M. Unsteady laminar film condensation on vertical plate. *ASME-AICHE Heat Transfer Conference and Exhibit*, Houston, 1963, pp. 1–8. URL: <https://doi.org/10.1115/1.3686011>
6. Chen M.M. An analytical study of laminar film condensation: Part 1– flat plates. *Journal Heat Transfer*, 1961, vol. 83, no. 1, pp. 48–54. URL: <https://doi.org/10.1115/1.3680468>
7. Koh J.C.Y. Film condensation in a forced-convection boundary-layer flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 1962, vol. 5, no. 10, pp. 941–954. URL: [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(62\)90074-1](https://doi.org/10.1016/0017-9310(62)90074-1)
8. Cess R.D. Laminar-film condensation on a flat plate in the absence of a body force. *Journal of Applied Mathematics and Physics*, 1960, vol. 11, no. 5, pp. 426–433. URL: <https://doi.org/10.1007/BF01604500>
9. Huang O., Zhang J., Wang L. Review of vapor condensation heat and mass transfer in the presence of non-condensable gas. *Applied Thermal Engineering*, 2015, vol. 89, pp. 469–484. URL: <https://doi.org/10.1016/j.applthermaleng.2015.06.040>
10. Martin-Valdepenas J.M., Jimenez M.A. Comparison of film condensation models in presence of non-condensable gases implemented in a CFD Code. *Heat Mass Transfer*, 2005, vol. 41, no. 11, pp. 961–976. URL: <https://doi.org/10.1007/s00231-004-0606-5>
11. Zhang C., Cheng P., Minkowycz W.J. Lattice Boltzmann simulation of forced condensation flow on a horizontal cold surface in the presence of a non-condensable gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2017, vol. 115, pp. 500–512. URL: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.08.005>
12. Ajaev V.S., Cherkasov S.G. Razvitie gidrodinamicheskoy neustojchivosti pri plenochnoj kondensacii na cilindricheskoy trubke v nevesomosti [Development of hydrodynamic instability during film condensation on a cylindrical tube in zero-gravity]. *Proceedings of the Russian Academy of Sciences. Fluid Dynamics*, 1995, no. 6. pp. 106–110. (In Russ.)
13. Ajaev V.S., Cherkasov S.G. Stacionarnyj rezhim kondensacii насыщенный пара на конической поверхности в условиях невесомости [Steady condensation of the saturated vapor on a conical surface in zero-gravity]. *High Temperature*. 1996, vol. 34. no. 5. pp. 816–819. (In Russ.)
14. Kuroedov A.A., Cherkasov S.G. Laptev I.V. Moiseeva L.A. Kondensaciya gaza nadduva v toplivnom bake s razdelitel'noj diafragмой v usloviyah nevesomosti [Pressurizing gas condensation in propellant tank with diaphragm in zero-gravity]. *Thermal Processes in Engineering*, 2021, vol. 13, no. 4. pp. 155–163. (In Russ.). DOI: 10.34759/tpt-2021-13-4-155-163

15. **Azzolin M.** et al. Experimental investigation of in-tube condensation in microgravity. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 2018, vol. 96, pp. 69–79. URL: <https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2018.05.013>
16. **Balasubramaniam R., Mohammad M.H.** Transient condensation of flowing vapor on a flat-plate: A scaling analysis. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2015, no. 91, pp. 793–799. URL: <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.08.011>
17. **Vargaftik N.B.** Spravochnik po teplofizicheskim svojstvam gazov i zhidkostej [Handbook on thermophysical properties of gases and liquids]. Moscow, 1972, 720 p. (In Russ.)
18. **Leng D.E., Comings E.W.** Thermal conductivity of propane. *Industrial & Engineering Chemistry*, 1957, vol. 49, no. 12, pp. 2042–2045. URL: <https://doi.org/10.1021/ie50576a045>
19. **Diller D.E.** Measurements of the viscosity of saturated and compressed liquid propane. *The Journal of Chemical Physics*, 1965, vol. 42, no. 6, pp. 2089–2100. URL: <https://doi.org/10.1021/jc00029a003>

Статья поступила в редакцию 17.11.2022; одобрена после рецензирования 07.12.2022; принята к публикации 09.01.2023

The article was submitted on 17.11.2022; approved after reviewing on 07.12.2022; accepted for publication on 09.01.2023

Учредитель и издатель журнала:

Московский авиационный институт (национальный исследовательский университет), МАИ

Журнал зарегистрирован в Федеральной службе по надзору в сфере связи, информационных технологий и массовых коммуникаций (Роскомнадзор)

Свидетельство о регистрации ПИ № ФС 77-72651 от 16.04.2018

Ответственный секретарь *И.Г. Тюленина*

Редактор *В.Ф. Медведева*, e-mail: tpt@mai.ru

Оригинал-макет и электронная версия изготовлены в МАИ.

Сдано в набор 15.01.2023. Подписано в печать 25.01.2023.

Формат 60×90 1/8. Печать цифровая. Усл. печ. л. 5.82. Уч.-изд. л. 6.35. Тираж 55 экз. «Свободная цена». Заказ № 285

Отпечатано с готового оригинал-макета

Типография Издательства МАИ

(МАИ), Волоколамское шоссе, д. 4, Москва, А-80, ГСП-3 125993