

6. Гринберг Г. А. О решении обобщенной задачи Стефана о промерзании жидкости, а также родственных задач теории теплопроводности, диффузии и других. Ж. техн. физ., 1967, т. 37, вып. 9.
7. Косс В. А. Приближенное решение задачи Стефана. Ж. техн. физ., 1970, т. 40, вып. 7.
8. Savino I. M., Siegel R. An analytical solution for solidification of a moving warm liquid onto an isothermal cold wall. Internat. J. Heat. and Mass Trans., 1969, vol. 12, No. 7.
9. Лейбензон Л. С. Руководство по нефтепромысловой механике. М.—Л., Гос. научн.-техн. изд-во, 1931.
10. Лыков А. В. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1968.

УДК 536.247 536.423.1+04

### О ВЛИЯНИИ СКОРОСТИ ПАРА НА ТЕПЛОБМЕН ПРИ КОНДЕНСАЦИИ

Л. Д. Берман

(Москва)

Анализ опубликованных недавно результатов экспериментального исследования теплоотдачи при пленочной конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе [1] подтверждает, как это показано ниже, отмечавшееся раньше [2,3] расхождение между опытными и теоретическими данными для этого случая конденсации. Приближенные теоретические формулы, учитывающие зависимость касательного напряжения на поверхности раздела жидкой и паровой фаз, а соответственно, и коэффициента теплоотдачи от плотности поперечного потока массы, могут, однако, использоваться в качестве первого приближения в тех случаях, когда отсутствуют прямые опытные данные.

Асимптотические решения уравнений движения для ламинарного и турбулентного пограничных слоев с отсосом [4-7] приводят к следующей зависимости для касательного напряжения трения на продольно обтекаемой проницаемой пластине:

$$\tau = jU \quad (1)$$

где  $j$  — плотность поперечного потока массы и  $U$  — скорость среды за пределами пограничного слоя.

Если принять, что при пленочной конденсации движущегося насыщенного пара касательное напряжение на поверхности раздела фаз определяется уравнением (1), то можно получить [2,3,8]

$$\frac{\alpha}{\alpha_H} = f\left(\frac{F}{PK}\right) \quad (2)$$

Здесь  $\alpha$ ,  $\alpha_H$  — коэффициент теплоотдачи при конденсации движущегося и неподвижного пара;  $F = U^2/(gl)$  — число Фруда для парового потока;  $P = \nu r c_p / \lambda$  — число Прандтля для конденсата;  $K = r/(c_p \phi)$  — число фазового перехода;  $g$  — ускорение свободного падения;  $l$  — характерный размер (для вертикальной поверхности — высота, для горизонтальной трубы — наружный диаметр);  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $c_p$ ,  $\rho$  — кинематический коэффициент вязкости, коэффициент теплопроводности, удельная теплоемкость и плотность конденсата;  $r$  — теплота конденсации;  $\phi$  — температурный напор пар — стенка.

Уравнение (1) не удовлетворяет предельному условию  $\tau \rightarrow \tau_0$  при  $j \rightarrow 0$  (где  $\tau_0$  — касательное напряжение «сухого» трения при отсутствии поперечного потока массы). Но при конденсации движущегося чистого пара величина  $j$ , как правило, относительно велика и остается достаточно большой также и при  $U \rightarrow 0$ .

Численное решение задачи о теплоотдаче при пленочной конденсации движущегося пара на вертикальной поверхности (плоской пластине или поверхности малой кривизны), предложенное Нуссельтом [9], основывалось на предположении, что  $\tau = \tau_0$ , т. е. не учитывало влияния поперечного потока массы на касательное напряжение. Однако и при определении  $\tau$  с помощью уравнения (1) можно воспользоваться резуль-

татами этого численного решения, если в комплексе

$$\Pi_N = \tau \frac{\alpha_H}{\lambda \rho g} = c_f \frac{U^2 \rho''}{2} \frac{\alpha_H}{\lambda \rho g} \quad (3)$$

где  $c_f$  — коэффициент сопротивления трения и  $\rho$  — плотность пара, соответственно заменить  $\tau$ , т. е. использовать вместо  $\Pi_N$  модифицированный комплекс

$$\Pi_N^* = jU \frac{\alpha_H}{\lambda \rho g} = \frac{\alpha \vartheta}{r} \frac{U \alpha_H}{\lambda \rho g} \quad (4)$$

Полученная таким путем зависимость для коэффициента теплоотдачи в случае нисходящего потока пара хорошо описывается уравнением [3]

$$\frac{\alpha}{\alpha_H} = 0.125 (\sqrt{\Pi + 16} + 2 \sqrt{\Pi}) (\sqrt{\Pi + 16} - \sqrt{\Pi})^{0.5} \quad (5)$$

где

$$\Pi = F/(PK)$$

Для конденсации на поперечно обтекаемой горизонтальной трубе путем приближенного решения было получено уравнение [2]

$$\left(\frac{\alpha}{\alpha_H}\right)^{-4} + 0.79 \Pi^{0.5} \left(\frac{\alpha}{\alpha_H}\right)^{-5/3} - 1 = 0 \quad (6)$$

Зависимости, описываемые уравнениями (5) и (6), могут быть для области значений  $\alpha/\alpha_H \leq 1.6$  с достаточной точностью аппроксимированы простым уравнением [8]

$$\alpha/\alpha_H = 1 + a\Pi^{0.5} \quad (7)$$

где для вертикальной поверхности  $a = 0.345$  (кривая 1, на фиг. 1) и для горизонтальной трубы  $a = 0.24$  (кривая 2 на фиг. 1).

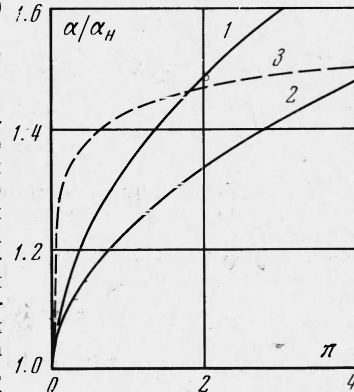
Поскольку имеющиеся экспериментальные данные для рассматриваемых условий конденсации еще немногочисленны и охватывают лишь узкие области изменения основных параметров процесса, было предложено использовать уравнения (5) — (7) для приближенной оценки влияния скорости пара на коэффициент теплоотдачи в тех случаях, когда отсутствуют экспериментальные данные [8]. При этом имелось в виду, что не учитываемые этими уравнениями дополнительные эффекты, главным образом возможность нарушения чисто ламинарного режима течения жидкой пленки под действием возмущения, вызываемого паровым потоком, должны приводить к увеличению интенсивности переноса тепла поперек пленки, т. е. практическое использование указанных уравнений не может привести к недостаточной величине требуемой поверхности теплообмена. При этом оговаривалось, что вид зависимости (2) для различных условий требует корректировки по мере появления новых теоретических и опытных данных. В этой связи представляет интерес рассмотрение результатов экспериментального исследования конденсации движущегося пара фреона-21 на горизонтальной трубе, описанного в работе [1].

Исходя из определения касательного напряжения  $\tau$  с помощью уравнения (4), авторы работы [1] нанесли полученные ими опытные значения  $\alpha/\alpha_H$  в зависимости от произведения  $\pi_1 \pi_2$ , где

$$\pi_1 = \frac{v}{U}, \quad \pi_2 = \frac{U^2 \rho'' \alpha_H}{\lambda \rho g}$$

Здесь  $v$  — линейная скорость поперечного потока. Подставляя указанные значения параметров  $\pi_1$  и  $\pi_2$ , получаем, что

$$\pi_1 \pi_2 = \frac{v}{U} \frac{U^2 \rho'' \alpha_H}{\lambda \rho g} = \frac{\alpha \vartheta}{r} \frac{U \alpha_H}{\lambda \rho g} = \Pi_N^*$$

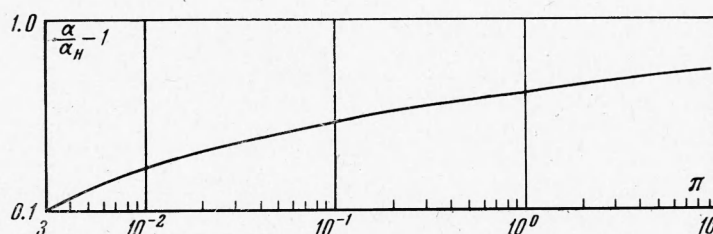


Фиг. 1

Авторы работы [1] представили результаты опытов только в графической форме, но нанесенную ими через опытные точки осредняющую кривую (прямую в полулогарифмических координатах) можно описать уравнением

$$\alpha / \alpha_H = 1.46 + 0.104 \ln \Pi_N^* \quad (8)$$

Зависимость вида  $\alpha / \alpha_H = f(\Pi_N^*)$  неудобна вследствие того, что аргумент  $\Pi_N^*$  включает в себя определяемый коэффициент теплоотдачи  $\alpha$ . Чтобы получить более отчетливую и удобную зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости пара, преобразуем уравнение (8).



Фиг. 2

Для конденсации на горизонтальной трубе параметр  $\Pi_N^*$  можно представить следующим образом:

$$\Pi_N^* = 0.526 \frac{\alpha}{\alpha_H} \Pi \quad (9)$$

где  $\Pi$  — комплекс, входящий в уравнение (5). Тогда из (8) и (9) получаем

$$\frac{\exp [9.62 (\alpha / \alpha_H - 1)]}{0.526 \alpha / \alpha_H} = \Pi^{0.5} \quad (10)$$

Уравнение (10) представлено в графической форме на фиг. 1 (кривая 3) и в двойных логарифмических координатах на фиг. 2. Если кривую на фиг. 2 заменить ломаной прямой с переломом при  $\Pi = 0.1$ , то с отклонениями от соответствующих ей значений  $\alpha / \alpha_H$  не более чем на  $\pm 1.5\%$  можно представить эту зависимость в виде

$$\alpha / \alpha_H = 1 + 0.62 \Pi^{0.3} \quad \text{при } 0.003 \leq \Pi \leq 0.1 \quad (11)$$

$$\alpha / \alpha_H = 1 + 0.42 \Pi^{0.13} \quad \text{при } 1.0 \leq \Pi \leq 9$$

Как следует из сопоставления кривых 2 и 3 на фиг. 1 и из уравнений (7) и (11), опытные данные работы [1] для конденсации пара фреона-21 находятся в хорошем согласии с опубликованными ранее аналогичными опытными данными ВТИ [10] для конденсации водяного пара. Они обнаруживают в области сравнительно небольших  $\Pi$  значительно больший рост коэффициента теплоотдачи с увеличением скорости пара, чем в теоретических расчетах, предполагающих чисто ламинарное течение конденсата и учитывающих влияние касательного напряжения  $\tau$  только на толщину ламинарной пленки конденсата.

Рассмотренные опытные данные подтверждают наличие дополнительных эффектов, интенсифицирующих перенос тепла поперек пленки конденсата. Дополнительное увеличение коэффициента теплоотдачи может вызываться смещением при наличии конденсации точки отрыва пограничного слоя от поверхности цилиндра в направлении большего полярного угла, отсчитываемого от передней критической точки, и нарушением чисто ламинарного режима течения пленки конденсата с переходом его в ламинарно-волновой режим. Эти опытные данные подтверждают также допустимость использования при расчетах для условий, не охваченных экспериментальными исследованиями, уравнений (5) — (7), которые позволяют оценить с некоторым уменьшением влияние скорости пара на коэффициент теплоотдачи.

Поступила 16 VI 1971

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г о г о н и н И. И., Д о р о х о в А. Р. Теплообмен при конденсации движущегося пара фреона-21 на горизонтальной трубе. ПМТФ, 1971, № 2, стр. 129—133.
2. Б е р м а н Л. Д. О теплоотдаче при пленочной конденсации движущегося пара. Теплоэнергетика, 1966, № 7, стр. 56—61.
3. Б е р м а н Л. Д. Расчетные и опытные данные для коэффициента теплоотдачи при конденсации движущегося пара. Тр. Центр. научн.-исслед. и проектно-конструкт. котлотурб. ин-та, 1970, вып. 101, стр. 262—272.
4. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969.
5. К у т а т е л а д з е С. С., Л е о н т ь е в А. И. Турбулентный пограничный слой сжимаемого газа. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1962.
6. К у т а т е л а д з е С. С. Основы теории теплообмена. Новосибирск, «Наука», 1970.
7. S i l v e r R. S. An approach to a general theory of surface condensers. Proc. Instn Mech. Engrs., 1964, vol. 178, No. 1, pp. 339—357.
8. Б е р м а н Л. Д. Теплоотдача при пленочной конденсации движущегося пара на вертикальной поверхности и горизонтальной трубе. Материалы IV Всесоюзной конференции по теплообмену и гидравлическим сопротивлениям при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов, ч. 1. Л., 1971, стр. 29—32.
9. N u s s e l t W. Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes. Zeitschr. d. Verein Deutscher Ingenieure, 1916, Bd 60, Nr 28, S. 569.
10. Б е р м а н Л. Д., Г у м а н о в Ю. А. Исследование теплоотдачи при конденсации движущегося пара на горизонтальной трубе. Теплоэнергетика, 1962, № 10, стр. 77—83.

УДК 550.839; 071.1

**ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ОТ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА  
В ПРИСКВАЖИННОЙ ЗОНЕ С УЧЕТОМ ДЕФОРМИРОВАННОГО  
СОСТОЯНИЯ ПЛАСТА**

**В. И. Тараканов**

(Томск)

Рассматривается электрическое поле от точечного источника в неограниченном пространстве, имеющем цилиндрический канал, с учетом неоднородного деформированного состояния среды. Аналогичная задача, но без учета деформированного состояния среды, рассматривалась в работах [1,2] применительно к вопросам электроразведки скважин. Необходимость учета деформированного состояния среды связана с тем, что экспериментальные работы [3-5] указывают на значительную зависимость электропроводности ряда материалов, представляющих практический интерес, от их деформированного состояния.

1. Так как деформированное состояние материала определяется тензором деформаций  $\epsilon_{ij}$ , то и электропроводность материала должна быть некоторой функцией от этого тензора. Эта зависимость должна быть инвариантной относительно выбора системы координат, т. е. электропроводность тоже должна быть некоторым тензором  $k_{ij}$  и связана функциональной связью с тензором деформаций  $\epsilon_{ij}$ .

Наиболее общая форма такой функциональной тензорной связи имеет вид [6]

$$k_{ij} = F(A_1, A_2, A_3) \delta_{ij} + \Phi(A_1, A_2, A_3) \epsilon_{ij} + W(A_1, A_2, A_3) \epsilon_{ij}^2 \quad (1.1)$$

где  $F, \Phi, W$  — произвольные функции;  $A_1, A_2, A_3$  — инварианты тензора  $\epsilon_{ij}$ ,  $\delta_{ij}$  — единичный тензор. Считая деформации  $\epsilon_{ij}$  малыми, можно функциональную связь (1.1) линеаризовать. После разложения (1.1) в ряд и ограничения членами первого порядка малости получается

$$k_{ij} = (\alpha + \delta\theta) \delta_{ij} + \gamma\epsilon_{ij} \quad (1.2)$$

где  $\alpha, \delta, \gamma$  — постоянные модули,  $\theta = \epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}$  — первый инвариант тензора  $\epsilon_{ij}$ ,  $\alpha$  — электропроводность в состоянии, принятом за недеформированное.