

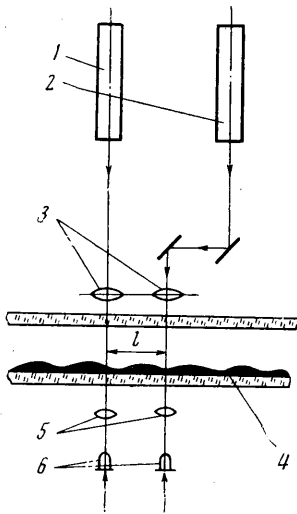
ВОЛНОВОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЛЕНОК ЖИДКОСТИ, ТЕКУЩИХ СОВМЕСТНО С ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

В. В. ГУГУЧКИН, Е. А. ДЕМЕХИН, Г. Н. КАЛУГИН,
Э. Э. МАРКОВИЧ, В. Г. ПИКИН

(Краснодар)

Экспериментально изучалось волновое движение водяной пленки, текущей совместно с воздушным турбулентным потоком. Измерение параметров волн проводилось оптическим методом по поглощению света в окрашенной пленке. Источниками монохроматического излучения служили гелий-неоновые лазеры. Вблизи кривой нейтральной устойчивости данные эксперимента сравнивались с результатами расчета по линейной теории. Плоскопараллельное течение пленки теряет устойчивость несколько раньше, чем предсказывает линейная теория; расхождение уменьшается при увеличении толщины пленки. Вдали от кривой нейтральной устойчивости было обнаружено одновременное существование двух групп волн.

1. Опыты проводились на плоском горизонтальном канале высотой 20 мм, шириной 203 мм и длиной 800 мм со стеклянными стенками. Расход жидкости не зависел от расхода газа. Для создания воздушного потока использовался высоконапорный вентилятор. Измерялось распределение во времени местных мгновенных толщин пленки в двух фиксированных точках, отстоящих одна от другой на расстоянии $l=10$ мм вдоль продольной оси канала. Толщины определялись по оптической плотности специально подкрепленной пленки (фиг. 1). Два узких пучка света от гелий-неоновых лазеров ЛГ-55 проходили через линзы 3 и попадали на пленку пятнами диаметром ~ 0.1 мм. Пройдя сквозь пленку 4 и преломившись на ее волнах, они проходили сквозь линзы 5, которые направляли их на фотоэлементы 6. С фотоэлементов сигналы после усиления попадали на шлейфовый осциллограф и фиксировались на осциллограмме. Скорости волн определялись по сдвигу во времени двух распределений толщин на осциллограмме и известному сдвигу l в пространстве точек измерения. Длины волн определялись по их периоду и скорости.



Фиг. 1

Опыты проводились в диапазоне среднерасходного числа Рейнольдса по газу $R_g=0.5 \cdot 10^4 - 7.5 \cdot 10^4$ и числа Рейнольдса по жидкости, основанного на средней толщине пленки и скорости основного потока на поверхности раздела, $R_l=30-500$. (Толщина пленки менялась в пределах 0.1–1 мм.) При более низких значениях числа Рейнольдса по жидкости, чем 30, в пленке начинали появляться сухие пятна. При числах Рейнольдса, больших 500, течение пленки становилось

турбулентным. При числах Рейнольдса по газу, меньших $0.2 \cdot 10^4$, волн не наблюдалось, а при больших $7.5 \cdot 10^4$ начинался срыв капель жидкости с пленки. Таким образом, в работе были рассмотрены практически все режимы пленочного волнового течения воздух – вода.

2. При некоторых критических значениях параметров течения плоскопараллельное движение пленки теряло устойчивость и наблюдалось появление волн. На фиг. 2 показано фото одного из волновых режимов. Задача о линейной устойчивости движения пленки с учетом возмущений давлений и касательных напряжений газового потока сформулирована в работах [1, 2]. Амплитуда возмущения вертикальной составляющей скорости f удовлетворяет уравнению Орра – Зоммерфельда с граничными условиями на жесткой стенке и на границе раздела

$$(2.1) \quad f^{IV} - 2\alpha^2 f'' + \alpha^4 f - i\alpha R_l (u - c) (f' - \alpha^2 f) = 0$$

$$(2.2) \quad f(-1) = f'(-1) = 0, \quad f(0) = c - 1, \quad f''(0) + \alpha^2 f(0) = TR_l \\ (c - 1) f'(0) + f(0) + (i\alpha R_l)^{-1} (f'''(0) - 3\alpha^2 f(0)) = P + \alpha^2 We + 1/Fr$$

Здесь α – волновое число, c – скорость волны, u – скорость основного потока, P и T – амплитуды возмущений давления и касательного напряжения со стороны газа, We и Fr – числа Вебера и Фруда. Все величины безразмерны и отнесены к ско-



Фиг. 2

рости на поверхности раздела, толщине пленки, плотности жидкости и ее кинематической вязкости.

Величины P и T оценивались в соответствии с гипотезой Майлса — Бенджамина [3] о возможности пренебрежения влиянием турбулентных пульсаций в газе. Использование гипотезы кажется правомерным, так как характерный масштаб турбулентности намного меньше длины волны в пленке. (Экспериментальные результаты, подтверждающие правильность даваемых моделью Майлса — Бенджамина величин напряжений, даны в [4, 5].) Таким образом, считается, что возмущение напряжений порождается возмущением поверхности.

При нахождении P и T все величины приводились к скорости газа в центре потока, половине высоты канала, плотности и кинематической вязкости газа. За начало отсчета принималась поверхность раздела. Амплитуда возмущения функции тока F удовлетворяла уравнению Орра — Зоммерфельда. Это уравнение численно интегрировалось для логарифмического среднего профиля скоростей при граничных условиях [3]

$$(2.3) \quad F''(0) + U'(0) \operatorname{th} 2\alpha_g = 0, \quad F(0) - C \operatorname{th} 2\alpha_g = 0, \quad F'(2) = 0, \quad F(2) = 0$$

Здесь α_g , $U'(0)$, C — волновое число, градиент средней скорости газа у поверхности раздела (принимался как около жесткой поверхности раздела), скорость возмущения в базисе переменных газа. Окончательно выражения для P и T имеют вид

$$(2.4) \quad P = \kappa \left(\alpha_g^2 \int_0^2 (U-C)F dy \right), \quad T = \kappa (F''(0) + \alpha_y^2 F(0))$$

где κ — безразмерный коэффициент, определяющий переход от переменных в базисе газа к переменным в базисе жидкости.

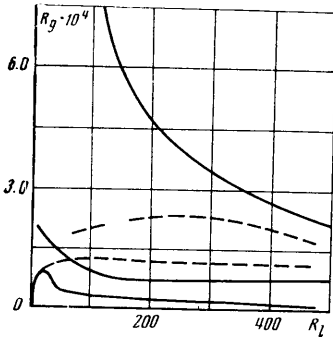
Если мнимая часть собственного значения s задачи (2.1), (2.2) больше (меньше) нуля, плоскопараллельное течение неустойчиво (устойчиво) к бесконечно малым возмущениям.

Краевая задача (2.1), (2.2) решалась численно для условий эксперимента; кривая нейтральной устойчивости обозначена на фиг. 3 цифрой 1.

Хотя специальных экспериментов для нахождения условий потери устойчивости не проводилось, часть экспериментальных данных лежала вблизи теоретической нейтральной кривой. Было установлено, что качественно расчетная картина появления волн совпадала с экспериментальной, но при малых числах R_l (до 40–50) пленка теряла устойчивость намного раньше, чем предсказывала теория. Аналогичный результат был получен в [1, 2] в сходных условиях эксперимента. Объяснением этого факта могут служить две причины — наличие докритической неустойчивости и занижение возмущений касательных напряжений, предсказываемых теорией Майлса — Бенджамина. (В пользу второго предположения говорит тот факт, что при увеличении толщины пленки касательные напряжения играют меньшую роль в неустойчивости и расхождение между теорией и экспериментом также уменьшается. Для проверки первого предположения необходим нелинейный анализ этой зоны.)

3. Примерное разделение карты режимов на зоны по типам течений представлено на фиг. 3.

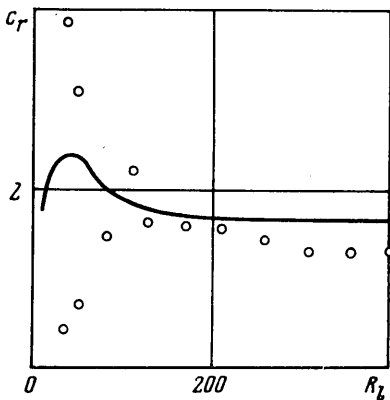
Так, при числах Рейнольдса по жидкости от 0 до 40 при увеличении расхода газа пленка теряла устойчивость относительно длинноволновых (по отношению к толщине пленки) возмущений. Появлявшиеся волны были чисто двумерными, их волновое число колебалось в пределах $150-300 \text{ м}^{-1}$, безмерные волновые числа при $R_l < 15$ были порядка 0,01; при увеличении числа Рейнольдса жидкости их порядок возрастал до 0,1. (Роль касательных напряжений при этом уменьшалась.) Скорости волн были почти всегда близки к скорости на поверхности раздела. Так как для этих волн силы аэродинамического подсоса превышали возвращающие силы, то было похоже, что причина появления этих волн — неустойчивость Кельвина — Гельмгольца. Этот тип волн наблюдался в [1, 2]. Аналитический критерий неустойчивости, предложенный в этих работах, $\alpha R_l < 6$



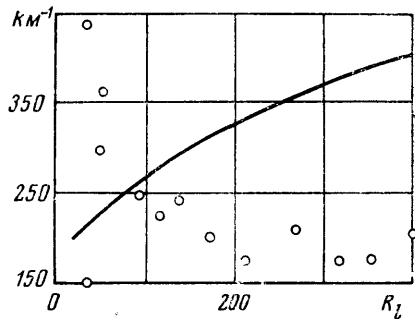
Фиг. 3

Если двигаться по кривой устойчивости в сторону увеличения чисел Рейнольдса по жидкости, то критерий неустойчивости Кельвина — Гельмгольца перестает действовать. Так как при числах Рейнольдса по жидкости, больших 40—50, величина $(\alpha R_l)^{-1/2}$ была сравнительно мала, а безразмерная скорость волн превышала единицу, то представляется вероятным, что пленка теряла устойчивость за счет необратимого переноса энергии от газового потока [6].

В области R_l от 40 до 500 волны имели размерные волновые числа в пределах $170-250 \text{ м}^{-1}$, скорость волн была порядка 1,2—2 скорости на поверхности раздела. Этот тип волн наблюдался в работах [6, 8].



Фиг. 4



Фиг. 5

При дальнейшем увеличении толщины пленки c_r уменьшается, т. е. влияние газового потока ослабевает и неустойчивость по своему типу начинает приближаться к неустойчивости Толлмина — Шлихтинга [7]. Медленные волны с неустойчивостью Толлмина — Шлихтинга наблюдались в работе [8], где этот тип неустойчивости также наступал при сравнительно толстых пленках. В работе [8] область эксперимента захватывала все три типа неустойчивости; качественно картина происходящих процессов соответствовала наблюдаемой в данной работе.

На фиг. 4 и 5 представлены зависимости c_r и размерного волнового числа k от числа Рейнольдса жидкости вблизи нейтральной кривой. Кривые на фигурах были рассчитаны по линейной теории; c_r и k брались при максимальном коэффициенте роста.

Интересным результатом эксперимента является одновременное существование двух групп волн. Кривая 2 на фиг. 3 соответствует появлению второй группы волн — более коротких, быстрых и крутых. Вблизи кривой 2 эти волны двумерны, но при

дальнейшем небольшом увеличении расхода газа короткие волны становятся трехмерными и поверхность пленки приобретает так называемую «галечную» структуру.

Причина одновременного существования двух групп волн не объясняется в рамках линейной теории и заключается, по-видимому, в нелинейном перераспределении энергии между гармониками.

При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса по газу для длинных волн независимо от расхода жидкости начинает выполняться критерий неустойчивости Кельвина — Гельмгольца (пунктирная кривая 3 на фиг. 3). Кривая 4 соответствует выполнению условия неустойчивости для коротких волн.

При увеличении числа Рейнольдса по газу безразмерные скорости как длинных, так и коротких волн уменьшаются, но длинные волны всегда движутся медленнее коротких. При этом наблюдается больший разброс экспериментальных значений скоростей и длин волн, чем вблизи нейтральной кривой, что вызвано расширением зоны волновых чисел, при которых наступает неустойчивость.

При дальнейшем увеличении расхода газа происходило только увеличение крутизны волн, усиливалась их нерегулярность, новых же качественных изменений не наблюдалось. Визуально в этой области (начиная с чисел Рейнольдса $3 \cdot 10^4$ — $5 \cdot 10^4$) структура жидкого потока имела так называемый «шквальный» характер. Кривая 5 соответствовала началу срыва капель жидкости газом.

Авторы благодарят В. Я. Шкадова и А. А. Зайцева за ряд полезных замечаний и внимание к работе.

Поступила 25 VII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Craik A. D. D. Wind-generated waves in thin liquid films. *J. Fluid Mech.*, 1966, vol. 26, pt 2.
2. Craik A. D. D. Wind-generated waves in contaminated liquid films. *J. Fluid Mech.*, 1968, vol. 31, pt 1.
3. Benjamin T. B. Shearing flow over a wavy boundary. *J. Fluid Mech.*, 1959, vol. 6, pt. 2.
4. Конобеев В. И., Жаворонков Н. М. Гидравлические сопротивления в трубах с волнистой шероховатостью. *Хим. машиностроение*, 1962, № 1.
5. Smith T. N., Tait R. W. F. Interfacial shear stress and momentum transfer in horizontal gas-liquid flow. *Chem. Engng Sci.*, 1966, vol. 21, No. 1.
6. Cohen L. S., Hanratty T. J. Generation of waves in the concurrent flow of air and a liquid. *A.I.Gh.E. Journal*, 1965, vol. 31, No. 1.
7. Milis I. W. The hydrodynamic stability of a thin film of liquid in uniform shearing motion. *J. Fluid Mech.*, 1960, vol. 8, pt 4.
8. Saric W. S., Marshall B. W. An experimental investigation of the stability of a thin liquid layer adjacent to a supersonic stream. *AIAA Journal*, 1971, vol. 9, No. 8.

УДК 533.6.011.55

ТЕПЛООБМЕН В КРИТИЧЕСКОЙ ТОЧКЕ И ЕЕ ОКРЕСТНОСТИ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ ТУРБУЛЕНТНЫМ ПОТОКОМ

В. А. КАРПОВ

(Москва)

Приведены результаты экспериментальных исследований теплообмена в окрестности критической точки при обтекании тел турбулентным струйным потоком. Предполагается, что внешний поток способен турбулизовать пограничный слой на всей поверхности тела, т. е. выдвигается гипотеза о существовании «турбулентной» критической точки. С применением метода интегральных соотношений [1] и закона теплообмена на пластине, трансформированного таким образом, чтобы удовлетворить условиям теплопередачи в критической точке, получены простые формулы для расчета тепловых потоков.