

3. Rosenhead L. Laminar Boundary layers. Oxford, Clarendon Press, 1963.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.
5. Сидоров А. Ф. О нестационарных потенциальных движениях политропного газа с вырожденным годографом.— ПММ, 1959, т. 23, вып. 5.
6. Сидоров А. Ф. О точных решениях уравнений газовой динамики типа тройной волны.— ДАН СССР, 1970, т. 194, № 4.
7. Сидоров А. Ф., Яненко Н. Н. К вопросу о нестационарных плоских течениях политропного газа с прямолинейными характеристиками.— ДАН СССР, 1958, т. 123, № 5.
8. Зубов Е. Н. О пространственных установившихся течениях идеального газа с вырожденным годографом при наличии интеграла Бернулли.— Труды Ин-та математики и механики УНЦ АН СССР. Методы решения краевых задач механики сплошной среды, 1978, вып. 25.

УДК 536.24

АНАЛИЗ ПОДОБИЯ И МОДЕЛИ В ТЕРМОГИДРОДИНАМИКЕ ГАЗОЖИДКОСТНЫХ СИСТЕМ

С. С. Кутателадзе

(Новосибирск)

Рассматриваются фундаментальные числа подобия теплообмена и динамики газожидкостных систем, включая эффекты изменения агрегатного состояния среды и потери устойчивости структуры.

Введение. Михаил Алексеевич Лаврентьев — великий мастер придумывать отчетливые и эффективные физико-математические модели гидродинамики.

В термогидродинамике многофазных систем вследствие большого числа действующих факторов и множественности структур потока такие модели имеют особенно большое значение. Поэтому я надеюсь, что компактное изложение некоторых результатов такого рода будет ему импонировать.

Динамика газожидкостных систем и перенос в них энергии, особенно при фазовых переходах, являются, пожалуй, наиболее сложными проблемами термодинамики и механики текучих сред.

Наиболее существенны здесь следующие обстоятельства:

1. Многообразие динамических структур и переменность спонтанно возникающих образований (пузырей, капель, пленок, струй) в пространстве и времени.

2. Волновые эффекты на границах раздела фаз и в собственно смеси, связанные с проявлением поверхностного натяжения и существенной зависимостью скорости прохождения сигнала и его деформаций от концентрации компонент и структуры их элементов.

3. Влияние термогидродинамики первичных актов зарождения новой фазы и распределения центров ее конденсации на границах и внутри потока.

4. Возможность возникновения состояний, существенно метастабильных в термодинамическом смысле.

5. Усложнение турбулентных переносов, связанное с особенностями течения в элементах каждой из фаз и тем, что часто называют межфазовой турбулентностью.

6. Возможность квазитурбулентных состояний ламинарного несущего потока вследствие осцилляций дисперсных элементов другой фазы.

Внутренние линейные масштабы, возникающие при наличии границы раздела фаз. В теории однофазного пограничного слоя играют большую роль внутренние динамические линейные размеры, построенные по импульсу и плотности потока энергии (толщина потери импульса, толщина потери энергии, толщина вытеснения). В системах с границами раздела фаз возникают внутренние характерные размеры, связанные с взаимодействием внешних полей и поверхностных эффектов.

При этом вследствие различия плотности фаз имеют место локальные проявления архимедовой силы и ее взаимодействия с силами вязкости, поверхностного натяжения, динамическим напором и др.

Так, для свободно стекающих пленок вязкой жидкости гравитационно-вязкому взаимодействию можно приписать линейный масштаб

$$\delta_v = \left[\frac{v'^2}{g \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)} \right]^{1/3}.$$

Другой важной характеристикой такого рода является линейный масштаб капиллярно-гравитационного взаимодействия

$$\delta_\sigma = \left[\frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')} \right]^{1/2}.$$

Этой величине соответствует масштаб скорости распространения капиллярно-гравитационных волн

$$u_\sigma = \left(\frac{g\sigma}{\rho' - \rho''} \right)^{1/4}.$$

Кинематическая характеристика массообменного процесса при фазовом переходе может быть образована из плотности потока новой фазы. Например, осредненную скорость парообразования можно записать как

$$U'' = \frac{q}{r\rho''},$$

а импульс, вносимый в жидкость паром, генерируемым на поверхности нагрева, как

$$j_{ст}'' = \frac{q}{r}.$$

При барботаже жидкости газом через микропористую поверхность величина U'' есть объемная скорость барботажа

$$j_{ст}'' = \rho'' U''.$$

Линейным масштабом, характеризующим возможность возникновения новой фазы, является минимальный радиус зародыша, при котором возможно термодинамическое равновесие. Так, для зародыша парового пузырька

$$(1) \quad R_{\min} = \frac{2\sigma T''}{r\rho''\Delta T},$$

где ΔT — начальный перегрев жидкости.

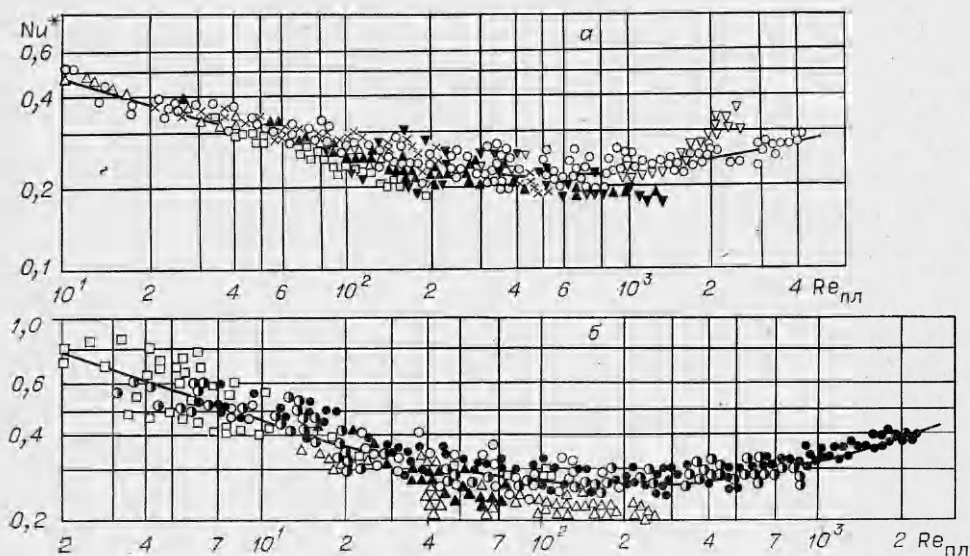
Внутренние числа подобия газожидкостных потоков. Вводя в классические числа подобия внутренние линейные масштабы, можно образовать числа подобия, независимые от внешних геометрических характеристик потока. Существенно, что такая операция не является тривиальной и приводит к качественно новым безразмерным параметрам.

Так, для гравитационно-вязкого течения жидкой пленки число Нуссельта можно записать в форме ($\rho' \gg \rho''$)

$$(2) \quad Nu^* = \frac{\alpha}{\lambda'} \left(\frac{v'^2}{g} \right)^{1/3},$$

а число Рейнольдса, построенное по средней скорости течения и средней толщине пленки:

$$Re_{пл} = G'/\mu'.$$



На фиг. 1 в этих координатах показаны экспериментальные данные о теплоотдаче при пленочной конденсации чистых насыщенных (a — вертикальная труба, b — вертикальный ряд горизонтальных труб; эксперименты с парами воды и фреонов) паров неметаллических жидкостей. Как видно, эта зависимость для данного процесса описывает весь диапазон возможных режимов стекания пленки конденсата: ламинарный с гладкой внешней границей, ламинарно-волновой, развитый турбулентный. При этом влияние геометрии поверхности охлаждения и других параметров невелико, т. е. функция $Nu^*(Re_{пл})$ отражает основной закон пленочной конденсации неметаллических паров.

Вводя линейный масштаб капиллярно-гравитационного взаимодействия в стандартное число подобия Архимеда, получим комплекс

$$(3) \quad Ar_* = \frac{\rho'^{1/2} \sigma^{3/2}}{\mu'^2 \left[g \left(1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \right]^{1/2}},$$

характеризующий взаимодействие капиллярных, вязких и гравитационных сил внутри структуры газожидкостных смесей. В частности, он влияет на возникновение и развитие гравитационно-капиллярных волн в вязкой жидкости.

Комплекс (3) можно также трактовать как меру соотношения свободно возникающих образований порядка δ_σ с масштабом локального вязкого влияния, оцененного по масштабу скорости распространения капиллярно-гравитационных возмущений u_σ :

$$Ar_*^{1/2} = \frac{\delta_\sigma u_\sigma}{\nu'}.$$

Последнее выражение можно рассматривать и как некоторое локальное число Рейнольдса для капиллярно-гравитационно-вязкого взаимодействия.

Для характеристики теплоотдачи от поверхности нагрева при пузырьковом барботаже или кипении можно построить числа Нуссельта и Пекле вида

$$\text{Nu}_* = \frac{\alpha}{\lambda'} \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2}, \quad \text{Pe}_* = \frac{c' j_{\text{ст}}''}{\lambda'} \left[\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{1/2}.$$

Эти числа характеризуют молекулярный и конвективный теплопереносы в жидкой фазе под динамическим воздействием генерируемого на поверхности нагрева газа (пара).

Критерий гидродинамической устойчивости пристенной газожидкостной структуры при свободной конвекции можно образовать в виде отношения динамического напора генерируемой на стенке газовой (паровой) фазы к масштабу архимедовой силы

$$(4) \quad k = \frac{U_{\text{кр}}'' \rho''^{1/2}}{[\sigma g(\rho' - \rho'')]^{1/4}}.$$

Принципиально новым является число подобия, образованное как отношение масштаба скорости распространения капиллярно-гравитационных волн к изотермической скорости звука в газовой фазе

$$\text{M}_* = \left(\frac{\rho''}{p} \right)^{1/2} \left(\frac{g\sigma}{\rho' - \rho''} \right)^{1/4}.$$

Замечательно, что этот своеобразный аналог числа Маха оказывает сильное воздействие на некоторые процессы в газожидкостных потоках при весьма малых скоростях течения.

На фиг. 2 показаны экспериментальные данные о коэффициенте теплоотдачи в условиях свободной конвекции от микропористой пластины к воде при барботаже: 1 — водородом, 1 атм; 2 — гелием, 1 атм; 3 — аргон, 1 атм; 4—6 — азотом, 1; 6 и 16 атм соответственно. Отчетливо видна область развитого пузырькового барботажа, в которой приблизительно

$$\alpha \sim U^{2/3},$$

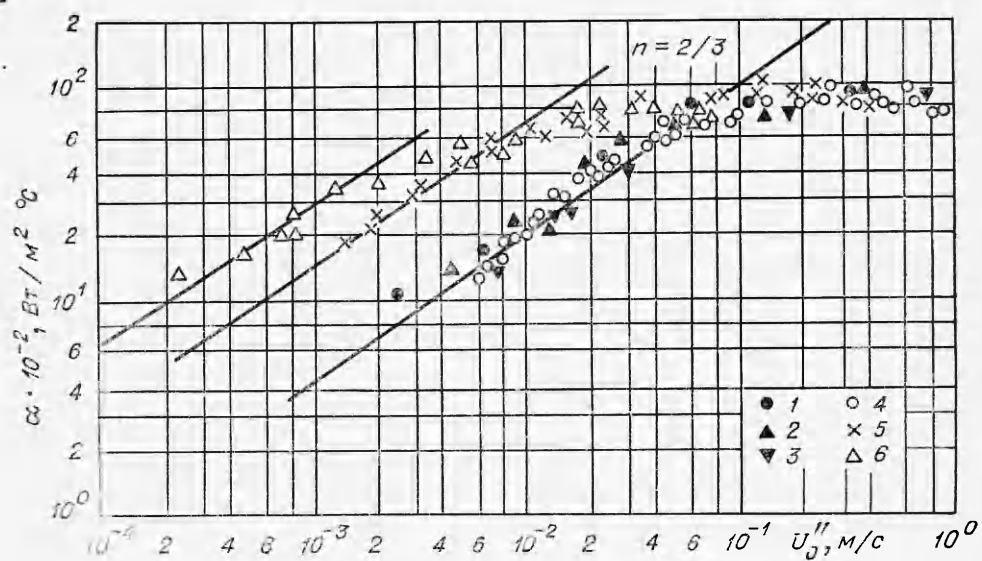
причем абсолютный уровень сильно зависит от давления в сосуде (т. е. при прочих равных условиях от плотности газа), но практически нечувствителен к сорту газа (т. е. в данном случае к его молекулярному весу).

Таким образом, в данном процессе изменения плотности газа вариациями давления и молекулярного веса оказываются неравноправными, что связано с влиянием числа M_* .

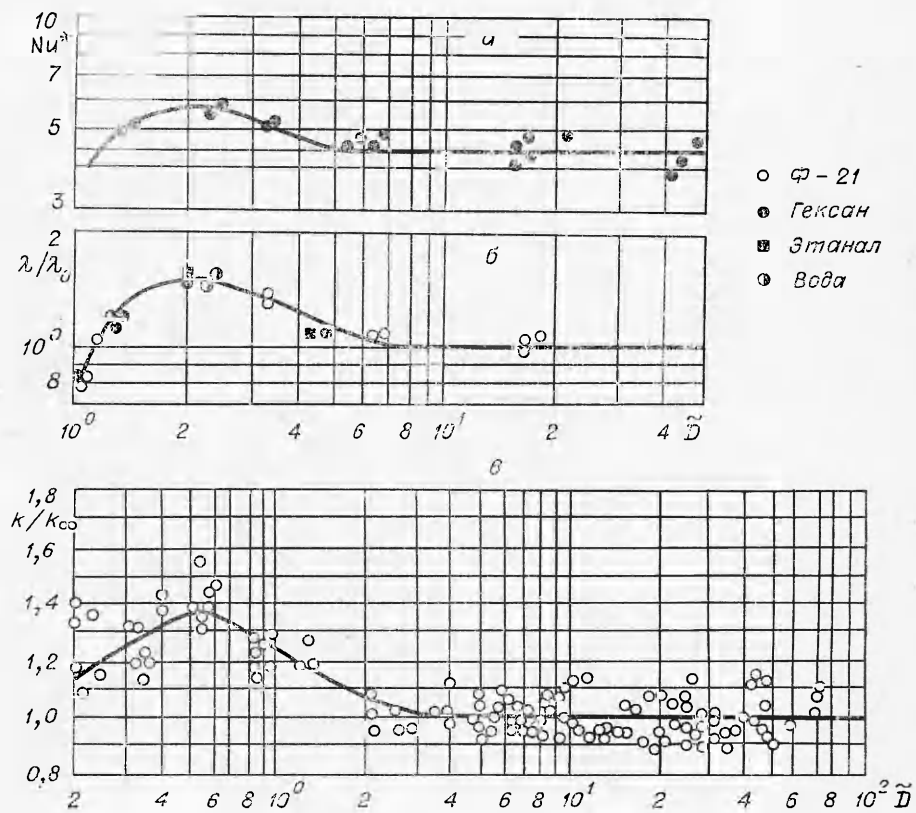
Влияние внешней геометрии системы на процессы, решающим образом определяемые локальными межфазовыми взаимодействиями, характеризуется отношением внутренних линейных масштабов к внешним. Например, автомодельность относительно внешних геометрических размеров фундаментальной связи между внутренними числами подобия в газожидкостной смеси имеет место тогда, когда

$$D \gg \delta_\sigma.$$

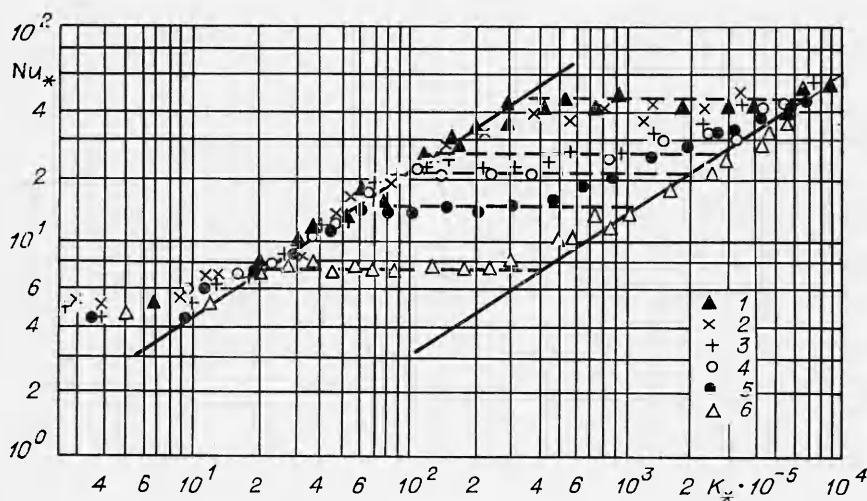
На фиг. 3 показано влияние этого фактора на теплообмен при ламинарной пленочной конденсации на горизонтальной трубе (а), на критерий перехода от пузырькового режима кипения к пленочному в большом объеме насыщенной жидкости (б) и на длину волн на поверхности свободно стекающей жидкой пленки (в). Во всех процессах это влияние в области максимума имеет место при одинаковом порядке $\tilde{D} = D/\delta_\sigma$ и отчетливо связано с изменением длины капиллярно-гравитационных волн.



Ф и г. 2



Ф и г. 3

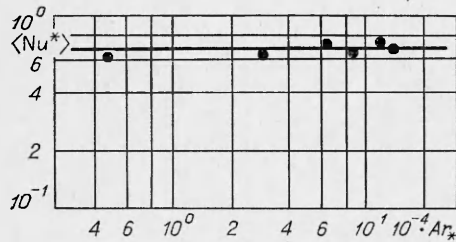


Ф и г. 4

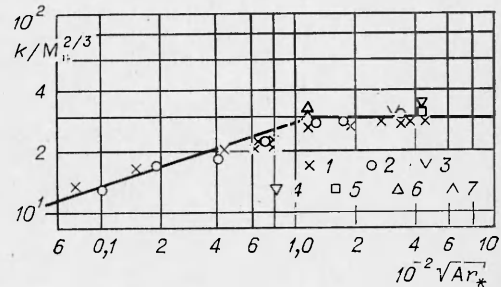
Автомодельность относительно вязкости жидкой фазы. Вследствие турбулизирующего действия дискретных элементов одной фазы на другую существуют обширные области чисел Рейнольдса, в которых те или иные интегральные характеристики энергомассообмена в газожидкостных смесях не зависят от вязкости. Это наблюдается при распыле жидкости пневматическими форсунками, при движении газовых «снарядов» в круглых трубах и особенно в пристенных слоях, барботируемых газом или паром. В последних случаях возмущающее действие генерируемой легкой фазы проявляется непосредственно в области пристенного вязкого подслоя жидкости, ответственного за проявление молекулярного трения и теплопроводности. Однако молекулярная теплопроводность и в этом случае не выключается полностью, так как всегда существует термическое сопротивление практически неподвижного тонкого слоя непосредственно у поверхности нагрева. В таких течениях исключаются все динамические числа подобия, содержащие вязкость, и число Прандтля, характеризующее соотношение диффузии импульса и тепла. Это означает, что теплообмен в таких процессах описывается одними и теми же зависимостями как для металлических, так и для неметаллических жидкостей. Приведенные на фиг. 4 экспериментальные данные о теплоотдаче от пористой поверхности к воде и водоглицериновым растворам, барботируемым азотом и гелием при развитом пузырьковом барботаже, отчетливо показывают существование основной зависимости (левая кривая) $Nu_*(K_*)$, автомодельной относительно числа Ag_* , области, практически автомодельной относительно динамических параметров, и правой замыкающей ветви, снова практически автомодельной относительно вязкости. На фиг. 4 различным значениям числа Ag_* соответствуют кривые: 1— $1,26 \cdot 10^3$, 2— $1,21 \cdot 10^3$, 3— $0,865 \cdot 10^3$, 4— $0,621 \cdot 10^3$, 5— $0,296 \cdot 10^3$, 6— $0,046 \cdot 10^3$.

На фиг. 5 приведена зависимость $\langle Nu^* \rangle$ от Ag_* по осредненным данным при барботаже воды и водоглицериновых растворов для области, квазиавтомодельной относительно K_* . Замечательно, что в первом приближении и здесь выполняется постоянство числа Nu^* в форме (2) так же, как и в квазиавтомодельной области закона пленочной конденсации чистого пара.

На фиг. 6 приведена зависимость критерия устойчивости (4) от числа подобия (3) для эффекта оттеснения водоглицеринового раствора (1 — ге-



Ф и г. 5



Ф и г. 6

лием, 2 — азотом), воды (3 — водородом, 4 — азотом, 5 — гелием), этанола (6 — аргонном, 7 — азотом) от микропористой поверхности барботирующим газом в условиях свободной конвекции. Отчетливо видно существование автомодельности относительно вязкости жидкости при числах Ar_* , больших некоторого критического значения.

Влияние капиллярно-акустического взаимодействия. Представленные на фиг. 4 данные о теплообмене при развитом пузырьковом барботаже в первой автомодельной по вязкости области удовлетворительно описываются зависимостью

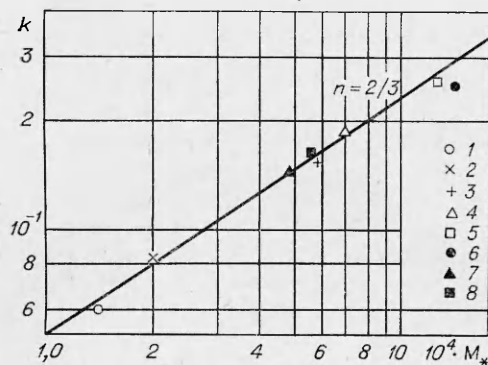
$$(5) \quad Nu_* \sim \left(\frac{Pe_*}{M_*^2} \right)^{2/3},$$

здесь в качестве определяющего критерия подобия выступает величина

$$(6) \quad K_* = \frac{c' U'' p}{g \lambda'},$$

в которой сохранились только тепловые (c' , λ'), кинематические (U'') и акустические (p) параметры процесса. Воздействие поверхностного натяжения проявляется в (5) только через число Nu_* .

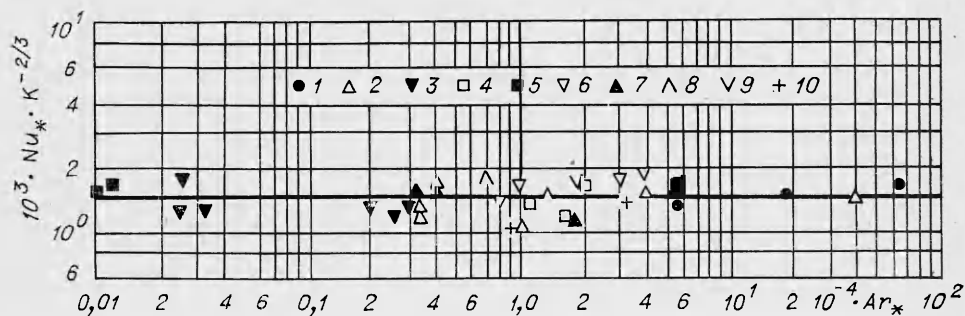
На фиг. 7 представлена зависимость критерия устойчивости (4) от числа M_* для эффекта оттеснения жидкости от микропористой поверхности барботирующим газом в области, автомодельной относительно Ar_* (вода: 1 — водородом, 2 — гелием, 3 — азотом, 4 — аргонном, 5 — ксеноном, 6 — элегазом; этанол: 7 — азотом, 8 — аргонном). Видно весьма сильное воздействие на устойчивость газожидкостного пристенного слоя капиллярно-акустических взаимодействий.



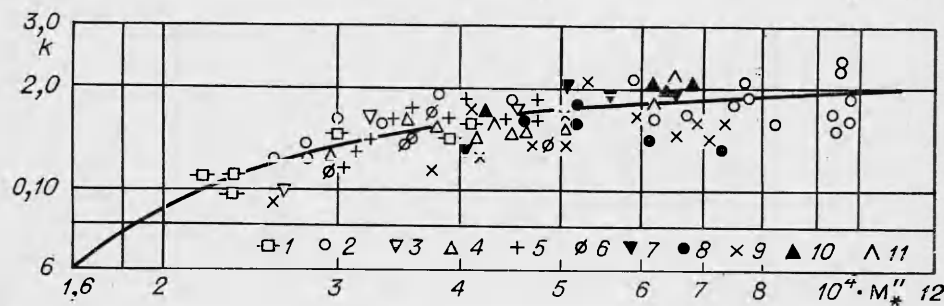
Ф и г. 7

Влияние фазового перехода. Здесь следует обратить внимание на тот важный факт, что фазовый переход может менять области автомодельности и в некоторой мере характер влияния капиллярно-акустических взаимодействий на устойчивость газожидкостного пристенного слоя.

На фиг. 8 показаны данные о теплоотдаче при развитом пузырьковом кипении в виде зависимости отношения чисел подобия по (5) от числа Ar_* (1 — вода, 2 — этанол, 3 — калий, 4 — натрий, 5 — цезий, 6 — фреон-21, 7 — фре-



Ф и г. 8



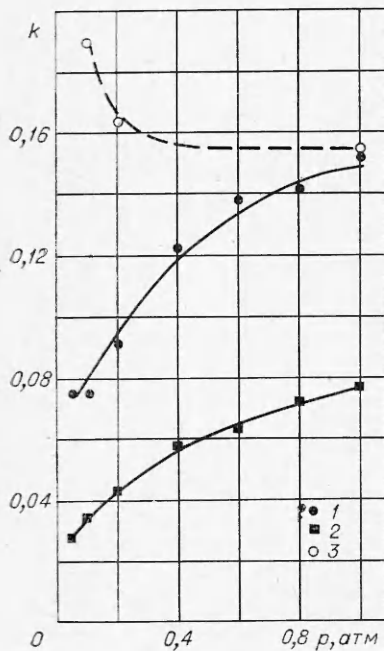
Ф и г. 9

он-12, 8 — азот, 9 — гелий, 10 — бензол). Как видно, процесс испарения не изменил закона (5), характерного для первой автомодельной области, но исключил в исследуемом диапазоне числа (6) влияние вязкости.

На фиг. 9 показана зависимость k от M_* по данным для первого кризиса (переход от пузырькового кипения к пленочному) кипения в большом объеме насыщенной жидкости при свободной конвекции (1 — вода ($p = 1,0 - 190$ атм), 2 — гелий (0,06 — 2,07 атм), 3 — пропан (21,5 — 34,6 атм), 4 — этанол (0,06 — 42,2 атм), 5 — водород (0,96 — 12,1 атм), 6 — метанол (1,0 — 63,5 атм), 7 — бензол (0,16 — 47,0), 8 — кислород (0,225 — 40,8 атм), 9 — азот (0,413 — 29,8 атм), 10 — гептан (1,0 — 22,1 атм), 11 — пентан (2,0 — 31,5 атм)). Можно заметить, что в широком диапазоне чисел M_* критерий устойчивости остается практически постоянным в пределах разброса опытных точек. Для второго кризиса кипения, т. е. перехода от режима пленочного кипения к режиму пузырькового кипения (например, по мере понижения температуры закаливаемого в жидкости металлического изделия) фундаментальные числа подобия те же, что и для первого кризиса. Однако численное значение критерия устойчивости k значительно меньше.

Существенно меняет фазовый переход и влияние на критерий устойчивости изменения условий генерации газовых и паровых пузырей при низких (субатмосферных) давлениях, что видно из данных, показанных на фиг. 10 (барботажа воды: 1 — азотом, 2 — гелием, 3 — кипение воды).

Конвекция метастабильной жидкости. Для возникновения стабильного процесса кипения на данной поверхности нагрева необходимо, чтобы значительное число имеющихся на ней микровпадин, обусловленных технологией изготовления, имело размеры, большие критического радиуса



Ф и г. 10

зародыша, определяемого по формуле (1). Иначе говоря, начальный перегрев пристенного слоя жидкости против равновесной термодинамической температуры насыщения над плоскостью должен быть порядка

$$\Delta T_{\min} \approx \frac{2\sigma T''}{r_c'' \delta_{i,m}},$$

где $\delta_{i,m}$ — характерный наибольший размер активных микровпадин,

Как видно, для данного вещества основным физическим свойством, влияющим на этот перегрев, является плотность пара. Поэтому эффекты, связанные с возникновением некипящих метастабильных пристенных слоев жидкости, обычно наблюдаются при субатмосферных давлениях. При сильном обеднении поверхности нагрева виртуальными центрами генерации пара перегрев пристенного слоя жидкости, а в ограниченных пространствах и всей жидкости может достигать 100 К и более. В такой метастабильной жидкости сохраняется однофазная конвекция, ко-

торая при достижении некоторого критического перегрева $\Delta T_{кр,з}$ взрывообразно переходит в режим пленочного кипения. Это явление названо нами третьим кризисом кипения в большом объеме жидкости.

Промежуточной стадией является генерация облака микропузырей в пристенной области жидкости, инициированного возникновением на стенке одного или нескольких пузырьков радиуса $R_{\min}$. В качестве характеристики такого процесса можно попытаться взять отношение работы возникновения первичного пузырька к импульсу, сообщаемому им пристенному слою метастабильной жидкости

$$\frac{\sigma R_{\min}^2}{\rho' U_*^2 V_*}.$$

Наилучшее согласие с опытами получается, если принять $V_* \sim \delta_*$, а характерную скорость U_* определить по скорости роста парового пузыря на твердой стенке

$$\frac{dR}{dt} \sim \frac{\lambda' c' \rho'}{R} \left(\frac{\Delta T}{r \rho''} \right)^2.$$

Эксперименты с этанолом, бензолом, цезием и калием подтверждают эту модель.

* В заключение следует отметить, что эта работа, опирающаяся на многолетние исследования теплообмена при конденсации паров и кипении жидкостей, проводившиеся мною совместно с Б. П. Авксентюком, Г. И. Бобровицем, И. И. Гогониным, И. Г. Маленковым и др., систематизирует их основные результаты в терминах внутренних масштабов газожидкостных систем. Такой подход в термогидродинамике полифазных систем особенно эффективен, так как очень многие интегральные эффекты их термогидродинамики весьма слабо зависят от внешних параметров.

Так, например, при развитом пузырьковом кипении интенсивность теплоотдачи практически не зависит ни от диаметра нагревателя, ни от скорости обтекающей его жидкости. Исходные данные взяты из работ [1—4].

Поступила 28 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Маленков И. Г. Гидрогазодинамические аспекты теплообмена при кипении жидкостей.— ТВТ, 1976, № 14 (4).
2. Авксентюк Б. П., Кутателадзе С. С. Неустойчивость режима теплообмена на поверхностях, объединенных центрами парообразования.— ТВТ, 1977, т. 15, № 1.
3. Кутателадзе С. С. Теплообмен при кипении и барботаже при свободной конвекции жидкости.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1979, vol. 22, p. 281.
4. Кутателадзе С. С., Гогонин И. И. Теплоотдача при пленочной конденсации медленно движущегося пара.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1979, vol. 22, p. 1593.

УДК 534.222

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЛИННОВОЛНОВЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗОВЗВЕСЯХ

А. А. Борисов, А. Ф. Вахгельт, В. Е. Накоряков

(Новосибирск)

Процесс распространения и структура возмущения давления (плотности, скорости либо температуры) в объеме, где находятся твердые частицы, имеют важное теоретическое и прикладное значение. Особый интерес представляет структура нестационарного возмущения, так как часто размеры технических устройств, где используются гетерогенные среды, таковы, что стационарная структура не успевает сформироваться. К таким устройствам относятся ракетные двигатели на твердом топливе (РДТТ) и атомные реакторы с дисперсным теплоносителем.

В работе [1] приводится уравнение для описания эволюции волн конечной амплитуды в среде с аэрозолем. Это уравнение имеет вид уравнения Бюргерса, дополненного интегральными членами, которые учитывают процессы механической и тепловой релаксации. Причем теплообмен между фазами учитывается по закону Ньютона, хотя при существенно нестационарном режиме использование этого закона является грубым приближением.

В данной работе основное внимание уделяется получению и анализу уравнений для эволюции возмущений конечной амплитуды, когда в системе протекает один релаксационный процесс, обусловленный нестационарным теплообменом между частицами и газом.

Объемная доля твердых частиц предполагается настолько малой, что взаимодействием между отдельными частицами пренебрегается. Это ограничение позволяет рассматривать задачу о детальных процессах теплообмена независимо от общей динамической задачи.

Будем считать, что на длине волны содержится достаточное количество частиц, так что выполняется условие сплошности смеси. Возмущения рассматриваются плоские, длинноволновые. При сформулированных предположениях распространение возмущений можно изучать в рамках гомогенной модели [2].

Рассматривается эволюция возмущений по газовзвеси, содержащей твердые частицы одинакового радиуса δ , с плотностью ρ_p и температурой Θ в приближении односкоростной модели. Число частиц m считается постоянным в единице объема, а их объем таким малым, что им в уравнениях сохранения можно пренебречь по сравнению с объемом, занятым газом [2].