

комплексно, то $C_1 = \bar{C}_2$. В изотермическом случае движение неустойчиво, и рост амплитуды зависит от длины волны.

Если выразить рост возмущений через величину относительного сжатия ρ/ρ_0 , то имеем

$$(\Delta\rho/\rho)/(\Delta\rho/\rho)_0 \leq (\rho/\rho_0)^{(1/\gamma)(2-\gamma)} < (\rho/\rho_0)^{1/\gamma},$$

так как для реальных газов $1 \leq \gamma \leq 2$.

Поступила 20 III 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Холли С. А. К исследованию устойчивости движения сжимаемого газа. — ПМТФ, 1965, № 6.

УДК 532.593 : 532.529

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ ДАВЛЕНИЯ КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ В ПУЗЫРЬКОВОЙ ПАРОЖИДКОСТНОЙ СРЕДЕ

*В. Е. Накоряков, Б. Г. Покусав, Н. А. Прибатурин,
И. Р. Шрейбер
(Новосибирск)*

Изучение проблемы распространения возмущений давления в жидкости, насыщенной паровыми пузырьками, приводит к двум различным моделям, описывающим этот процесс. В [1] эволюция волн рассматривается с точки зрения термодинамически равновесной модели, в которой характерная скорость звука рассчитывается в виде [2]

$$c_+ = \mu r p_0 / (B \rho_1 T_0 (c_{p1} T_0)^{1/2}),$$

где p , T — давление и температура среды; ρ — плотность; c_p — теплоемкость; r — скрытая теплота фазового перехода; B — газовая постоянная; μ — молекулярный вес. Здесь и далее индексы 1 и 2 относятся к жидкости и пару соответственно, а 0 — к невозмущенному состоянию. Однако из экспериментов [3—5] следует вывод о том, что газодинамика парожидкостной среды пузырьковой структуры должна строиться на основе неравновесного подхода. В [6] предложена модель распространения возмущений давления, учитывающая нестационарный характер теплообмена на межфазной границе пузырек — жидкость во время прохождения импульса давления. За характерную скорость в этой модели принята «замороженная» скорость звука c_0 , значение которой может быть найдено из выражения

$$\frac{1}{c_0^2} = \frac{(1 - \Phi_0)^2}{c_1^2} + \frac{\Phi_0 (1 - \Phi_0) \rho_1}{\gamma \rho_0},$$

где Φ_0 — начальное паросодержание; γ — показатель адиабаты для пара. Как показали эксперименты [5], используемая в [6] модель теплообмена парового пузырька с жидкостью хорошо описывает динамику пузырьков при произвольном изменении внешних условий (давления или температуры). Эти же эксперименты показывают также, что поведение пузырьков в волне давления существенно отражается на структуре и эволюции волн. Ранее [4] было обнаружено, что в определенных условиях, кроме межфазного теплообмена, на формирование возмущения давления в жидкости с пузырьками пара могут влиять нелинейные и дисперсионные эффекты, характерные для пузырьковой газожидкостной среды [7].

Для описания эволюции волны давления конечной амплитуды, распространяющейся в одном направлении в пузырьковой парожидкостной среде, в [6] получено уравнение, имеющее в большинстве практически важных случаях следующий вид:

$$(1) \quad \frac{\partial \Delta p}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + \frac{\gamma + 1}{2\varphi_0 \rho_0 c_0} \Delta p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} - \nu \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial x^2} + \\ + \beta c_0 \frac{\partial^3 \Delta p}{\partial x^3} = - \frac{m}{R_0} \int_0^t \frac{\partial \Delta p / \partial t'}{(t - t')^{1/2}} dt',$$

где Δp — текущее возмущение давления; a — температуропроводность; $m = 3\gamma p_0 c_{p1} \rho_1 T_0 / 2\pi^{1/2} \rho_2^2 r^2$; $\beta = \kappa R_0^2 / 6\varphi_0 (1 - \varphi_0)$; $\nu = 2\nu_1 \kappa / 3\varphi_0 (1 - \varphi_0) + \gamma R_0 c_0^2 \kappa / 2c_1$ — соответственно параметр дисперсии и эффективная вязкость среды, обусловленная вязкостью жидкости ν_1 и акустическим излучением пульсирующего пузырька радиуса R_0 , $\kappa = 1 / (1 + c_0^2 / c_1^2)$.

Интегральный член в (1) описывает релаксационные эффекты, связанные с нестационарным тепломассообменом парового пузырька и окружающей его жидкости. Уравнение, аналогичное (1), но с экспоненциальной подынтегральной функцией было получено в [8] для описания релаксационных явлений при распространении сигнала в жидкости с пузырьками газа.

Относительное влияние на эволюцию возмущения давления в парожидкостной среде нелинейности, дисперсии, вызванной динамическими эффектами при колебании паровых пузырьков, диссипации, связанной с эффективной вязкостью среды, и релаксационного процесса, можно оценить, если привести уравнение (1) к безразмерному виду. Выберем в качестве масштаба длины характерный размер начального возмущения l_0 , а в качестве масштаба времени — отношение l_0 / c_0 . Текущее возмущение давления отнесем к интенсивности начального возмущения Δp_0 . Тогда уравнение (1) после некоторых преобразований запишется в безразмерных переменных $\tau = c_0 t \sigma / l_0$, $\xi = x \sigma / l_0$, $p^* = \Delta p / \Delta p_0$ следующим образом:

$$(2) \quad \frac{\partial p^*}{\partial \tau} + \frac{\partial p^*}{\partial \xi} + M p^* \frac{\partial p^*}{\partial \xi} - \frac{M \sigma}{\text{Re}} \frac{\partial^2 p^*}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^3 p^*}{\partial \xi^3} = - W M^{1/2} \int_0^\tau \frac{\partial p^* / \partial \eta}{(\tau - \eta)^{1/2}} d\eta.$$

Параметры $\sigma = l_0 (u_0 / \beta c_0)^{1/2}$, $\text{Re} = u_0 l_0 / \nu$ определяют дисперсионные и диссипативные эффекты, характерные для жидкости с пузырьками газа [7]. Амплитуда начального возмущения скорости u_0 связана с возмущением давления Δp_0 как $u_0 = (\gamma + 1) c_0 \Delta p_0 / 2\gamma p_0$. Параметр при интегральном члене $W = [(\gamma + 1) / 2] \text{Ja} (3\sigma / 8\lambda \varphi_0 \text{Re} M^3)^{1/2}$ учитывает интенсивность тепломассообмена между пузырьками пара и жидкостью [5, 6] ($\text{Ja} = \rho_1 c_{p1} \Delta T_0 / \rho_2 r$ — число Якоба, $\text{Re} = u_0 l_0 / a_1$, $M = u_0 / c_0$, ΔT_0 и Δp_0 связаны между собой через уравнение Клапейрона — Клаузиуса). Основной вклад в комплекс W вносит число Ja , представляющее собой модифицированный критерий фазового превращения $K = r / c_{p1} \Delta T_0$ [9].

Анализ уравнения (2) показывает, что в асимптотическом случае ($W \rightarrow 0$) (2) переходит в уравнение Бюргера — Кортевега — де Вриза, описывающее, например, эволюцию волны давления в пузырьковой газожидкостной среде [7]. Согласно выводам этой работы, форма образующегося возмущения зависит от соотношения между параметрами σ и Re . В малодиссипативном случае ($\sigma / \text{Re} < 0,1$) при $\sigma > \sigma_*$ начальное возмущение распадается на солитоны, а при $\sigma < \sigma_*$ оно трансформируется в волновой пакет (σ_* — критическое значение критерия подобия, вычисляемое согласно [10]). В случае заметной диссипации, обусловленной здесь акустическими потерями, эволюция волн будет зависеть также от величины

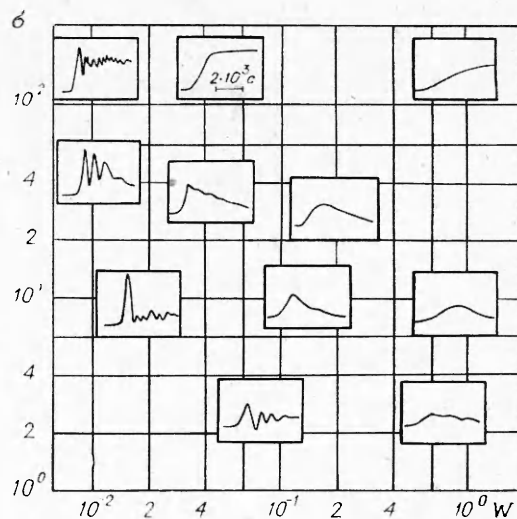
параметра Re [7]. Как показывают оценки, для большинства парожидкостных сред акустические потери не превосходят потерь, обусловленных теплообменом на внешней границе парового пузырька. Таким образом, в парожидкостной среде с очень медленными процессами межфазного теплообмена (пароводяная смесь при высоких начальных давлениях, криогенные системы) могут существовать волновые режимы, характерные для газожидкостных систем [7]. При больших значениях W (пароводяная смесь при малых давлениях, жидкие металлы) в уравнении (2) можно пренебречь диссипацией за счет эффективной вязкости среды и динамическими эффектами, оставив в (2) только интегральный член. Линейный вариант этого уравнения допускает аналитическое решение [6]. В этом случае сильное действие релаксационного процесса теплообмена будет приводить к быстрому затуханию начального возмущения. Таким образом, в отличие от газожидкостной среды поведение волн давления в жидкости с пузырьками пара должно в основном определяться параметрами подобия σ и W .

Экспериментальное исследование эволюции волновых режимов в парожидкостной среде, находящейся в состоянии насыщения, проводилось в широком диапазоне изменения значений комплексов σ и W с целью определения границ влияния релаксационного процесса теплообмена, инерционных эффектов и нелинейности на динамику волн. Эксперименты выполнялись на ударной трубе [5], первоначальный импульс создавался при разрыве диафрагмы, разделяющей рабочий участок и камеру высокого давления. Изменение σ обеспечивалось варьированием амплитуды и длительности начального импульса давления, а параметра W — изменением теплофизических свойств жидкости. Последнее достигалось повышением статического давления для пароводяной смеси и переходом к жидкостям с большим термическим сопротивлением — фреону-21 и фреону-12, что позволило изменять величину W в экспериментах от 10^{-2} до 1. При одинаковых значениях π_* ($\pi_* = p_0/p_*$, p_* — давление в критической точке вещества) и σ значение W было одним и тем же для пароводяной и парифреоновой сред. Это указывает на возможность моделирования процесса эволюции возмущения в пароводяной среде с высоким начальным давлением парифреоновой средой, находящейся при более доступных для экспериментов давлениях.

Основное внимание при проведении экспериментов уделялось поддержанию рабочей среды в состоянии насыщения и получению однородной пузырьковой смеси. Для этих целей рабочий участок ударной трубы помещался в двойной термостат с электрическими нагревателями. Температура стенки участка поддерживалась равной температуре рабочей среды при данном давлении с точностью $0,5^\circ\text{C}$. Рабочая часть длиной 1,8 м набиралась из блоков нержавеющей стальной трубы внутренним диаметром 0,052 м и толщиной стенки 0,008 м. Паровые пузырьки создавались на искусственных центрах парообразования, расположенных внизу рабочего участка. Средний радиус пузырьков в опытах изменялся в зависимости от рабочих условий от $1,1 \cdot 10^{-3}$ до $1,6 \cdot 10^{-3}$ м. Среднее объемное паросодержание поддерживалось постоянным во всех экспериментах и составляло величину порядка 1%. Изменение R и φ по высоте рабочего участка из-за наличия гидростатического давления составляло малую величину, так как все эксперименты проводились при начальных давлениях больше атмосферного. Для быстрой смены диафрагм разработан специальный узел разрыва диафрагмы, позволяющий работать без разгерметизации установки [5]. Длина камеры высокого давления менялась, достигая максимальной величины 2 м.

Текущее давление в импульсах, проходящих по парожидкостной среде, измерялось пьезоэлектрическими датчиками ЛХ 610. Аналоговый сигнал, поступающий с датчиков, записывался на магнитофон МР 5521/2 «Schlumberger» и затем обрабатывался на ЭВМ М-6000. Методика измерения параметров среды и обработки данных подробно описана в [5].

Используя параметры подобия W и σ , все результаты экспериментов удалось представить в виде карты различных волновых структур, показанной на фиг. 1, где приведены наиболее характерные профили волн, соответствующие временам порядка $5 \cdot 10^{-3}$ с от начала входа сигнала в среду. Область $\sigma > 10^2$ соответствует начальным возмущениям типа «ступенька». Все данные о состоянии парожидкостной среды и начальном возмущении давления сведены в таблицу, где L — расстояние от входа в среду, Δp_m — максимальное давление в волне. Значение σ_* вычислялось для каждого эксперимента и составляло в среднем величину порядка 10.

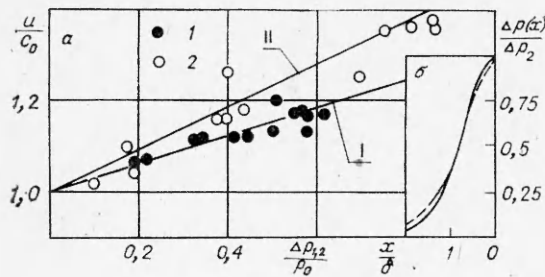


Ф и г. 1

На карте отчетливо можно выделить области, в которых эффекты теплообмена, инерции и нелинейности проявляются в различной степени. В соответствии с этим имеем различные виды образующихся возмущений.

Так, при больших W ($W \sim 1$, опыты 1,9 в таблице) преобладающее влияние релаксационного процесса межфазного теплообмена приводит к сильному уширению фронта для ударной волны и образованию быстрозатухающего колоколообразного возмущения в случае волны конечной длительности. Увеличение нелинейности в такой среде, что соответствует возрастанию σ и уменьшению W (опыт 2), лишь незначительно увеличивает крутизну переднего фронта волны. При дальнейшем уменьшении параметра W , связанного, например, с увеличением статического давления пароводяной среды (опыты 3—5), начинают проявляться нелинейные и дисперсионные эффекты, характерные для «холодной» жидкости

Номер опыта	Рабочая среда	$p_0 \cdot 10^{-5}$, Па	T_0 , К	$R_0 \cdot 10^3$, м	$\Delta p_0 \cdot 10^{-5}$, Па	l_0 , м	M	W	σ	L, м	$\Delta p_m \cdot 10^{-5}$, Па
1	Вода	1,3	380,4	1,5	0,26	0,112	0,18	0,47	9,5	0,34	0,052
2	»	1,8	390,1	1,5	1,35	0,162	0,67	0,13	26,5	0,34	0,51
3	»	5,25	426,2	1,4	0,13	0,098	0,02	0,65	2,5	0,4	0,026
4	»	5,1	425,2	1,4	1,47	0,107	0,26	0,097	10,5	0,425	0,34
5	»	5	424,6	1,4	4	0,188	0,72	0,04	31,6	0,415	0,68
6	Фреон-12	13,2	326,6	1	0,2	0,081	0,014	0,12	2,9	0,7	0,08
7	»	13	325,7	1	1,9	0,105	0,13	0,021	11,9	0,445	1,51
8	Фреон-21	2,1	302	1,2	3,66	0,212	1,63	0,013	55,2	0,415	2,27
9	Вода	1,9	391,2	1,5	0,15	—	0,071	0,72	—	0,485	0,085
10	»	4,9	424	1,4	0,49	—	0,09	0,24	—	0,765	0,35
11	Фреон-12	6,85	300	1,3	0,72	—	0,096	0,034	—	0,915	0,68
12	Фреон-21	1,85	298,4	1,2	0,68	—	0,34	0,059	—	0,46	0,6
13	Фреон-12	13,6	327,5	1	5,06	—	0,35	0,0094	—	0,485	5,5
14	»	7,05	301	1,3	5,05	—	0,67	0,0062	—	0,915	6,4
15	Фреон-21	1,7	296	1,2	2,76	—	1,5	—	—	0,17	9,8
16	Фреон-12	1	243	2	6	—	5,64	—	—	0,62	~30
17	Азот	1	78	3	1,5	—	1,28	—	—	0,16	~20
18	Вода	1	373	2	1	—	0,9	—	—	0,43	4

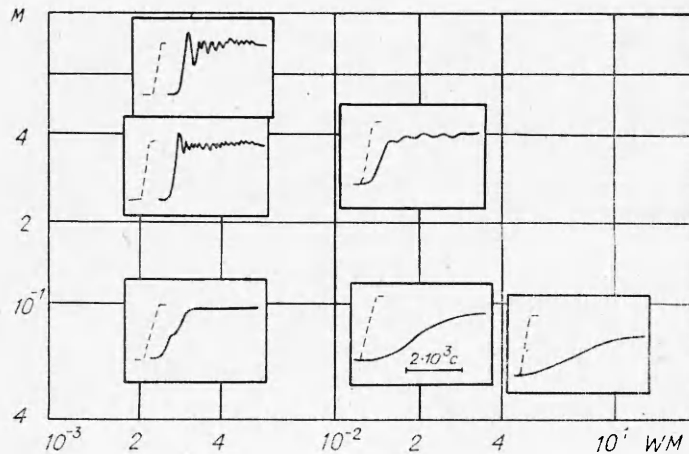


Ф и г. 2

обмена ($W < 10^{-1}$) формируются волновые структуры (опыты 6—8, 11, 14), аналогичные структурам в газожидкостной среде [7]. Начальное возмущение треугольной формы трансформируется в зависимости от параметра σ либо в уединенные волны (опыты 7, 8), либо в осциллирующее возмущение, близкое по форме к волновому пакету (опыт 6). В случае начального возмущения типа «ступенька» на всей длине рабочего участка устанавливается ударная волна монотонного (опыт 11) или осциллирующего (опыт 14) профиля, в зависимости от параметра нелинейности M .

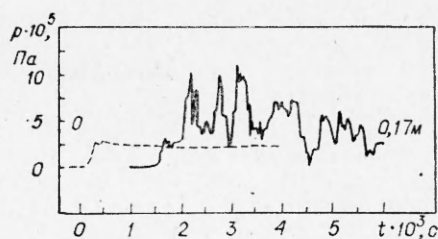
Поведение волн давления в парожидкостной малодиссипативной среде, их скорость и форма отвечают основным выводам, следующим из анализа уравнения Бюргерса — Кортевега — де Вриза. Так, на фиг. 2, а показано сопоставление экспериментов и расчетов по зависимости скорости распространения солитонов (точки 1) и ударных волн (точки 2) от их интенсивности. Как видно, опытные данные хорошо обобщаются известными [7] формулами для скорости солитонов $u = c_0 [1 + (\gamma + 1) \Delta p_2 / 6 \gamma p_0]$ (линия I) и ударных волн $u = c_0 [1 + (\gamma + 1) \Delta p_1 / 4 \gamma p_0]$ (линия II), где Δp_2 — амплитуда уединенной волны, Δp_1 — давление за фронтом ударной волны. Приведенные здесь экспериментальные результаты получены в насыщенном паровыми пузырьками фреоне-12 при $p_0 = 6,6 \cdot 10^5$ Па. На фиг. 2, б приведено сравнение формы образующегося возмущения (опыт 7, сплошная линия) с формой солитона, рассчитанной по зависимости [7, 10] (штриховая линия): $\Delta p(x) = \Delta p_2 \operatorname{sech}^2(x/\delta)$, где полуширина δ солитона определялась в виде

$$\delta = \left(\frac{4\gamma}{\gamma + 1} \right)^{1/2} \frac{R_0}{\Phi_0^{1/2}} \left(\frac{p_0}{\Delta p_2} \right)^{1/2}.$$



Ф и г. 3

Влияние интенсивности межфазного теплообмена на структуру и эволюцию ударных волн можно проследить по фиг. 3, где так же, как и на фиг. 1, профили волн приведены для характерных времен порядка $5 \cdot 10^{-3}$ с. Штриховыми линиями на фиг. 3 показан масштаб для начального возмущения давления и его форма.



Ф и г. 4

Интенсивный процесс фазового перехода, характеризующийся значением параметра $W \sim 1$, приводит к довольно быстрому уширению переднего фронта ударной волны. Волна в таком случае является существенно нестационарной (опыт 9), ее форма определяется в основном процессом теплообмена парового пузырька с окружающей жидкостью. С уменьшением параметра W при сохранении интенсивности начального возмущения (опыт 10) эффект размытия переднего фронта несколько замедляется. Профиль волны на тех же расстояниях становится все круче и при увеличении интенсивности волны (опыт 12) начинают проявляться дисперсионные эффекты, связанные с инерцией присоединенной массы паровых пузырьков. Однако все еще существенное влияние межфазного теплообмена приводит к сглаживанию первоначально осциллирующей волны (опыт 12).

Дальнейшее уменьшение интенсивности обменного процесса на границе паровой пузырек — жидкость приводит к формированию квазистационарной ударной волны на всей длине рабочего участка. Ее профиль определяется в основном нелинейными и инерционными эффектами, характерными для газожидкостных сред [7], и может быть как монотонным (опыт 14), так и осциллирующим (опыты 13, 14). Значение комплекса $MW \leq 6 \cdot 10^{-3}$ может рассматриваться в данном случае как величина, при которой устанавливается квазистационарная структура волны, а величина $M \sim 0,3$ — как параметр перехода от монотонной к осциллирующей форме волны.

В заключение отметим, что при больших интенсивностях начального возмущения ($M > 1$) в экспериментах наблюдалось усиление первоначальной ударной волны в несколько раз. Характерная форма образующейся волны приведена на фиг. 4, а характеристики среды и начального возмущения — в таблице (опыт 15). Аналогичные эффекты усиления наблюдались и ранее — в криогенных жидкостях [11] (опыт 16, 17) и при отражении волны от преграды в пароводяной среде [4] (опыт 18). Усиление первоначального возмущения может быть связано с дроблением пузырьков в волне [11] либо с уменьшением сжимаемости парожидкостной среды на последней стадии схлопывания паровых пузырьков и не может быть описано в рамках рассмотренной модели.

Таким образом, результаты исследований по динамике волн давления в пузырьковой парожидкостной среде указывают на сильное влияние межфазного теплообмена на форму и эволюцию возмущения. Полученные результаты позволяют прогнозировать поведение волн в средах с различными теплофизическими свойствами в широком диапазоне статических давлений.

Поступила 6 IV 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Накоряков В. Е., Соболев В. В., Шрейбер И. Р. Волны конечной амплитуды в двухфазных системах. — В кн.: Волновые процессы в двухфазных системах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1975.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1954.
3. Семенов Н. И., Костерин С. И. Результаты исследования скоростей звука в движущихся газожидкостных смесях. — Теплоэнергетика, 1964, № 6.

4. Kutateladze S. S., Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G. Experimental investigation of wave processes in gas-and-vapour-liquid media.— In: Two-Phase Momentum and Heat-Mass Transfer. Vol. 1. Washington, N. Y., Hemisphere publishing corporation, 1979.
5. Покусаев Б. Г., Корабельников А. В., Прибатурин И. А. Волны давления в жидкости с пузырьками пара.— В кн.: Волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1980.
6. Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Модель распространения возмущений в парожидкостной смеси.— ТВТ, 1979, т. 17, № 4.
7. Кузнецов В. В., Накоряков В. Е. и др. Распространение возмущений в газожидкостной смеси.— Акуст. журн., 1977, т. 23, № 2.
8. Гасенко В. Г., Накоряков В. Е., Шрейбер И. Р. Приближение Бюргерса—Кортевега—де Вриза в волновой динамике газожидкостных систем.— В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.
9. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М.: Атомиздат, 1980.
10. Березин Ю. А., Карпман В. И. О нелинейной эволюции возмущений в плазме и других диспергирующих средах.— ЖЭТФ, 1966, т. 51, № 5.
11. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. Усиление ударных волн в жидкости с пузырьками пара.— В кн.: Нелинейные волновые процессы в двухфазных средах. Новосибирск: изд. ИТФ СО АН СССР, 1977.

УДК 532.525.6.011.5

СИЛОВОЕ ВОЗДЕЙСТВИЕ СИЛЬНО НЕДОРАСШИРЕННОЙ СТРУИ НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ПЛОСКУЮ ПРЕГРАДУ

Э. Н. Вознесенский, В. И. Немченко

(Москва)

Одной из основных характеристик силового воздействия свободно расширяющейся или сильно недорасширенной струи газа на преграду является распределение давления на ее поверхности. Для феноменологического описания взаимодействия и разработки инженерных методов расчета полезно также знать форму возникающей при этом ударной волны. В качестве отдельной задачи следует выделить исследование взаимодействия сильно недорасширенной струи газа с плоской преградой, параллельной оси струи. Все опубликованные в литературе [1—5] результаты рассмотрения этой задачи получены, по сути дела, на плотных струях. В [1—3] приведены примеры конкретных распределений давления на преграде и наряду с этим даны способы приближенного расчета величины индуцированного давления. Как правило, рекомендуются различные варианты метода Ньютона или метод касательных клиньев. Точность подобных расчетов по оценкам [2, 4] не более чем удовлетворительна и быстро падает вниз по потоку. Представляет интерес поиск других путей решения задачи, в особенности моделирование явления в аэродинамических трубах с последующим представлением результатов в критериальном виде. Такой подход использован в [4, 5], где на основе теории подобия и критериальных характеристик сильно недорасширенной струи, выведенных в [6], построены критерии подобия для безразмерного представления формы ударной волны и обобщения распределений давления на пластине, параллельной оси струи, и предложены соответствующие эмпирические зависимости для плотных струй.

Ниже приводятся данные экспериментального исследования аналогичной задачи, выполненного на струях низкой плотности.

Условия, характеризующие истечение струи (рабочий газ — воздух), следующие: давление торможения $p_0 = 4,13 \cdot 10^4 - 6,67 \cdot 10^4$ Па, температура торможения $T_0 = 395 - 780$ К, давление в рабочей камере $p_\infty = 1,33 - 13,3$ Па, степень расширения потока $N = p_0/p_\infty = 0,5 \cdot 10^4 - 4 \cdot 10^4$ при числах Маха сопла, определенных без учета пограничного слоя, $M_a = 1,0 - 3,92$. Расстояние $h = H/r_a$ от поверхности модели до оси струи, выраженное в радиусах r_a выходного сечения сопла, изменялось в диапазоне 4—20. В условиях эксперимента число $Re_L = Re_* / \sqrt{N}$, где Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по критическим параметрам газа и диаметру критического сечения сопла, менялось от 14 до 160, т. е. было существенно меньше значений $Re_L \sim 10^3 - 10^4$, характерных для работ [1—5]. Следовательно, согласно классификации структуры течения в струе по числам Re_L [7, 8], представленное исследование занимает область между областью взаимодействия с поверхностью диффузной струи, с одной стороны, и струи с турбулентным слоем смешения, с другой, и соответствует