

В. И. Букреев, Н. В. Гаврилов, А. В. Гусев

## ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ В ПИКНОКЛИНЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ КРЫЛА НАД БАРЬЕРОМ

Выполнены опыты, связанные с фундаментальной физической задачей о взаимодействии волн с препятствием, при следующих принципиальных особенностях в ее постановке. Среда, в которой распространялись волны (жидкость, непрерывно стратифицированная по плотности, несжимаемая, покоящаяся в невозмущенном состоянии), была диспергирующей; причем дисперсионная зависимость, описывающая в линейном приближении связь между волновым числом  $k$  и круговой частотой  $\omega$  при распространении плоских гармонических волн в этой среде, имела безграничное счетное множество ветвей  $\omega_m(k)$  ( $m = 0, 1, 2, \dots$ ).

В такой среде существуют предпосылки для интересного и малоизвестного в физике эффекта — перераспределения энергии между всеми возможными собственными модами колебаний системы при непосредственном возбуждении только одной из них. Это перераспределение предсказывается в рамках линейного приближения, т. е. при неограниченно малой энергии вносимого возмущения. Данный эффект реализуется, в частности, при взаимодействии внутренних волн в непрерывно стратифицированной жидкости с любым расположенным в ней препятствием. Соответствующее теоретическое обоснование применительно к задаче о взаимодействии волн с барьером в жидкости с экспоненциальным распределением плотности по глубине, по-видимому, впервые дано в [1, 2]. Обзор других работ можно найти в [3]. Далее приводится способ теоретического обоснования этого эффекта, не связанный с конкретным распределением плотности, и иллюстрируются его проявления в опытах с внутренними волнами от крыла, движущегося над барьером с острой кромкой или широким порогом.

Непрерывное перемещение крыла относительно препятствия приводило в опытах к нестационарности задачи и являлось еще одной существенной особенностью ее постановки. Нестационарность усиливалась тем, что крыло за короткое время разогналось из состояния покоя и после продолжительного равномерного движения быстро останавливалось. Наконец, отметим, что в стратифицированной жидкости из-за нелинейности далеко впереди крыла могут распространяться возмущения, имеющие немонгармонический характер [4].

1. Опыты проводились в схематически изображенном на рис. 1 бассейне длиной  $L = 5$  м и шириной  $B = 0,2$  м. В бассейн сначала заливался раствор глицерина в воде с плотностью  $\rho_1$ , затем через поролоновые растекатели, плавающие на поверхности, заливалась дистиллированная вода с плотностью  $\rho_2 < \rho_1$ . В результате перемешивания при заливке и молекулярной диффузии формировались распределения плотности  $\rho(y)$ :

$$(1.1) \quad \rho(y) = \rho_0 \left( 1 - \frac{\varepsilon}{2 + \varepsilon} \operatorname{th} \frac{2y}{\delta} \right), \quad \varepsilon = \frac{\rho_1}{\rho_2} - 1, \quad \rho_0 = \frac{\rho_1 + \rho_2}{2}.$$

Здесь  $\delta$  — ширина размытой зоны;  $y$  — вертикальная координата, отсчитываемая вверх от плоскости, на которой в невозмущенном состоянии  $\rho = \rho_0$ . Далее эта плоскость условно называется границей раздела.

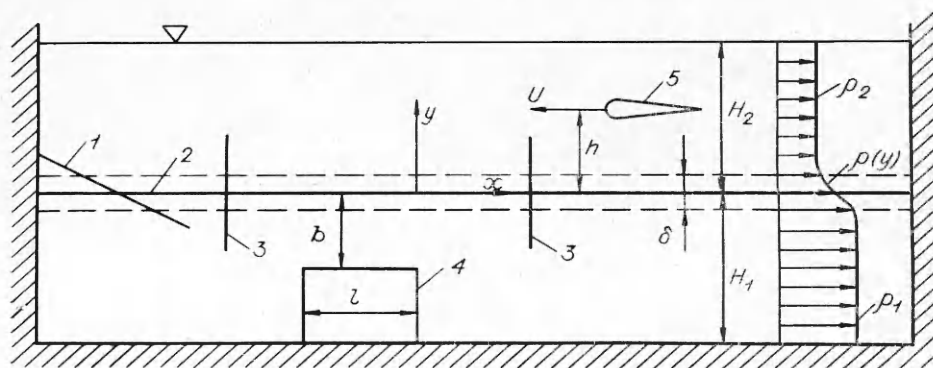


Рис. 1

Справедливость формулы (1.1) для разных моментов времени установлена экспериментально с помощью лазера, при этом использовалось то обстоятельство, что для любых двух точек 1 и 2 на луче света, распространяющегося в прозрачной среде с показателем преломления  $n(y)$ , имеет место  $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$  ( $\theta$  — угол между касательной к траектории луча и осью  $y$ ). Это соотношение дает рекуррентный алгоритм, позволяющий по известным  $n_1$  и  $\theta_1$  и измеренному  $\theta_2$  вычислить  $n_2$ . Пересчет  $n(y)$  в  $\rho(y)$  осуществлялся с учетом того, что при малых вариациях  $\rho$  в данных опытах зависимость  $\rho(n)$  близка к линейной.

Величина  $\delta$  возрастала со временем достаточно медленно. Так, в результате измерений найдено, что через 0,5 ч после заливки  $\delta = 0,9$  см, через 3 ч — 1,5 см, а через 19 ч — 2,8 см. При необходимости  $\delta$  можно уменьшить путем медленного отсоса жидкости из размытой области. Минимальное значение  $\delta$ , которое удавалось достичь в опытах, составляло 0,45 см.

На дне канала располагался барьер 4 (рис. 1), верхняя грань которого устанавливалась на глубину  $b$  под границу раздела 2. Выполнены три серии опытов. В одной из них у барьера протяженность вдоль оси  $x$   $l = 48,1$  см, в другой — 24,2 см, в третьей серии он имел острую кромку ( $l \rightarrow 0$ ). В первых двух случаях барьер называется широким порогом,  $l$  сопоставима с длиной набегающей на него волны  $\lambda$ . Возмущения внеслись крылом 5, двигавшимся горизонтально под нулевым углом атаки на расстоянии  $h = \text{const}$  от границы раздела со скоростью

$$(1.2) \quad -U = \begin{cases} U_0 [1 - \exp(-t/\tau_1)] & \text{при } 0 \leq t < T, \\ U_0 \exp(-t/\tau_2) & \text{при } t \geq T \end{cases}$$

( $t$  — время,  $U_0$ ,  $T$ ,  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  — параметры). При этом  $\tau_1$  и  $\tau_2$  имели порядок 0,1 с, а  $T = 1$  мин, в результате практически весь свой путь крыло проходило с постоянной скоростью  $U_0$ .

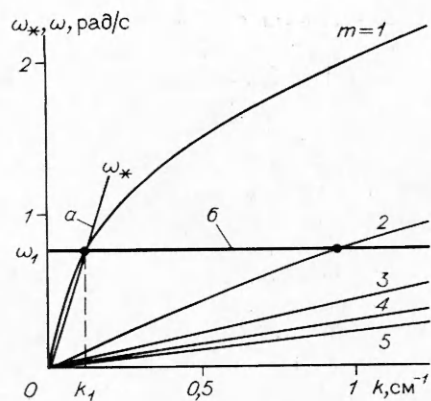
Крыло имело такое симметричное поперечное сечение [5], что в рамках модели однородной безграничной идеальной жидкости картина его обтекания эквивалентна таковой для точечного источника обильности  $q/\pi U_0 D = 0,5$  и стока той же суммарной обильности, равномерно распределенного между точками 1 и 2, которые смещены от источника в направлении  $U_0$  на расстояния  $a_1/D = 0,25$  и  $a_2/D = 5,4$  ( $D$  — толщина крыла, указанные значения параметров соответствуют его удлинению  $l_1/D = 6$ ).

Основные варьируемые параметры в опытах:  $\delta/b$  и  $\text{Fr} = 2\pi(2 + \epsilon)U_0^2/\epsilon g \delta$ , они менялись в диапазонах  $0,34 \leq \delta/b \leq 5,5$  и  $0,5 \leq \text{Fr} \leq 100$ . Другие выбирались так, чтобы в отсутствие барьера картина волн была по возможности более простой. Например,  $h/\delta$  задавался в опытах достаточно большим, чтобы минимизировать влияние на волны гидродинамического следа за крылом, а  $\tau_1/T$ ,  $\tau_2/T$  — малыми, чтобы закон движения крыла (1.2) можно было аппроксимировать ступенчатой функцией.

Волновые процессы регистрировались киносъемкой, а также двумя неподвижными волномерами 3. Визуализация при киносъемке осуществлялась раствором чернил заданной плотности. Волномеры измеряли электрическую проводимость среды между двумя вертикальными электродами. Их выходной сигнал  $e(t)$  связан с плотностью жидкости  $\rho(y, t)$  зависимостью

$$e = e_0 + C \int_{y_1}^{y_2} \rho dy$$

( $e_0$  и  $C$  — константы,  $y_1$  и  $y_2$  — ординаты нижнего и верхнего концов электродов). В опытах точка  $y_1$  располагалась в нижнем слое с плотностью  $\rho_1$ , а  $y_2$  — в верхнем слое с  $\rho_2$ , причем соблюдались условия  $\delta/(y_2 - y_1) \ll 1$ ,  $\Delta\eta/(y_2 - y_1) \ll 1$  ( $\Delta\eta$  — наибольший размах колебаний



Р и с. 2

жайшему волномеру отраженные от наклонной пластины волны приходили ослабленными более чем на порядок.

На рис. 2 приведены дисперсионные кривые  $\omega_m(k)$  для  $m \leq 5$ , полученные расчетом на ЭВМ при  $\epsilon = 0,013$ ,  $H_1/\delta = 17,8$ ,  $H_2/\delta = 18$ ,  $\delta = 0,9$  см ( $H_1$  и  $H_2$  поясняются на рис. 1). Ветвь с  $m = 0$ , отвечающая волнам на свободной поверхности, в приведенной на рис. 2 области ( $k$ ,  $\omega$ ) практически сливается с осью  $\omega$ .

Дисперсионные кривые позволяют, в частности, определить длину, частоту, фазовую и групповую скорости линейных стационарных гармонических волн, возбуждаемых тем или иным способом. Для этого нужно в плоскости ( $k$ ,  $\omega$ ) нанести характеристику соответствующего возмущения  $\omega_*(k)$  и проанализировать точки пересечения  $\omega_m(k)$  и  $\omega_*(k)$ . Для стационарно движущегося точечного источника характеристикой возмущения служат лучи  $\omega_* = \pm U_0 k$ . На рис. 2 буквой *a* указан такой луч типичного в опытах значения  $U_0 = 6,3$  см/с. Он пересекает ветвь  $\omega_1(k)$  в точке  $(k_1, \omega_1)$  и не пересекает никаких других ветвей  $\omega_m(k)$ , в том числе с  $m = 0$ . Последнее связано с влиянием поверхностного натяжения, из-за которого линейные волны на воде при  $U_0 < 24$  см/с не существуют [5]. Таким образом, в данном примере стационарно движущимся крылом непосредственно возбуждается только первая внутренняя мода.

Барьер служит источником вторичных волн, причем, как и для любого другого неподвижного препятствия, характеристикой этого источника в плоскости ( $k$ ,  $\omega$ ) выступает прямая  $\omega_* = \omega_1$ , отмеченная на рис. 2 буквой *b*. Она пересекает все ветви  $\omega_m(k)$ , так что при взаимодействии с моногармонической волной барьер излучает безграничное множество вторичных волн одинаковой частоты  $\omega_1$  и разной длины  $\lambda_m = 2\pi/k_m$ . Интересно отметить, что передача энергии из основной волны может осуществляться как в более высокие, так и в более низкие моды.

Для распределения плотности вида (1.1) между  $k_m$  есть связь, которую в асимптотическом случае ( $H_1/\delta, H_2/\delta \rightarrow \infty$ ) можно представить в виде

$$(1.3) \quad k_{m+1} = k_1 + 2\sqrt{\pi m \omega_1 / \sqrt{\epsilon g \delta}}$$

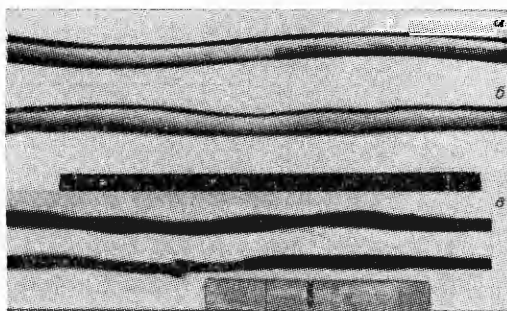
( $g$  — ускорение силы тяжести). Важные параметры рассматриваемой системы — критические скорости для различных мод, определяемые соотношением  $c_m^* = \lim_{k \rightarrow 0} \omega_m/k = \lim_{k \rightarrow 0} d\omega_m/dk$ . В частности, в рамках линейной теории можно анализировать лишь возмущения со скоростями, не превышающими  $c_m^*$ . Одним из интересных нелинейных эффектов, наблюдаемых при движении крыла с  $U_0$  в окрестности  $c_m^*$ , является существование возмущений далеко впереди крыла [4].

2. На рис. 3 иллюстрируются некоторые эффекты, возникающие при взаимодействии внутренних волн с широким порогом, где снимок *a* полу-

пикноклина). При этих условиях  $e \simeq e_0 + C_1 \eta$  ( $\eta$  — отклонение границы раздела от положения равновесия,  $C_1 = \text{const}$ ).

Гашение волн у торцевых стенок бассейна осуществлялось пластиной  $I$ , наклоненной на  $4^\circ$  к горизонту. В результате нелинейных процессов, а также упомянутого ранее линейного процесса перераспределения энергии между модами при отражении от такой пластины происходило резкое уменьшение длины волн и как следствие этого их быстрое вязкое затухание с интенсивностью, пропорциональной  $k^2$ . К бли-

чен в отсутствие порога при  $H_1^0 = 8$ ,  $H_2^0 = 8,1$ ,  $h^0 = 4,8$ ,  $\delta^0 = 1,7$ ,  $\varepsilon = 0,011$ ,  $U_0 = 6,4$  см/с,  $i_* = 16$  с (нуль сверху означает, что соответствующая величина нормирована на  $D = 2$  см,  $i_*$  — время от начала движения крыла). Снимок сделан в той области значений  $x$ , где в дальнейшем устанавливался барьер. Окрашены две тонкие прослойки, расположенные симметрично относительно границы раздела и отстоящие друг от друга на  $0,75\delta$ . Синхронность колебаний этих прослоек служит подтверждением тому, что в отсутствие барьера крылом возбуждалась только первая внутренняя мода.



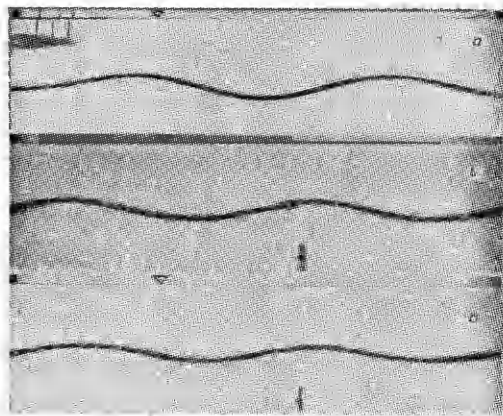
Р и с. 3

Рис. 3, б выполнен с барьером длиной  $l^0 = 24$ , заглубленным на  $b^0 = 2,9$ , при  $U_0 = 6,6$  см/с,  $i_* = 34$  с. Значения других параметров те же, что для рис. 3, а, время после прохода передней кромки крыла над правой (см. рис. 1) вертикальной гранью порога  $t_1 = 26$  с. На этом снимке синхронизм колебаний меченых прослоек нарушен и четко прослеживаются высшие моды, причем по оценкам с использованием (1.3) барьер наиболее интенсивно возбуждает моду с  $m = 2$ .

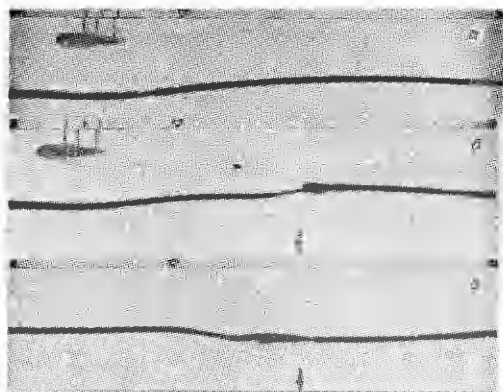
Рис. 3, в получен в опытах с более коротким барьером при  $l^0 = 12$ ,  $H_1^0 = 7$ ,  $H_2^0 = 11$ ,  $b^0 = 2,1$ ,  $h^0 = 6,5$ ,  $\delta^0 = 3,4$ ,  $\varepsilon = 0,012$ ,  $U_0 = 5,5$  см/с,  $t_* = 65$  с ( $t_1 = 33$  с). Здесь барьер интенсивно возбуждает несколько мод и его влияние столь значительно, что возникает локальная неустойчивость внутренних волн.

Влияние барьера с острой кромкой иллюстрируется рис. 4 и 5. Для рис. 4  $H_1^0 = 9$ ,  $H_2^0 = 5$ ,  $h^0 = 3,5$ ,  $\delta^0 = 1,4$ ,  $\varepsilon = 0,012$ ,  $U_0 = 5,1$  см/с. Окрашена прослойка толщиной порядка  $0,5\delta$  в окрестности границы раздела. Снимок а сделан в отсутствие барьера при  $i_* = 40$  с, когда первые два гребня волн за крылом практически достигли стационарного состояния. В этом примере нет явных ограничений на возможность использования для описания волн линейной теории, поскольку указанная  $U_0$  значительно меньше  $c_1^* = 7,5$  см/с, а крутизна волн  $a/\lambda \simeq 0,05$  достаточно мала ( $a$  — амплитуда,  $\lambda$  — длина волны). В частности, найденная по снимку а длина волны  $\lambda_2^0 = 17,2$  неплохо согласуется с предсказываемой линейной теорией длиной волны первой моды  $\lambda_1^0 = 19,1$ . Рис. 4, б выполнен с барьером при  $b^0 = 2$ ,  $i_* = 49$  с ( $t_1 = 6,6$  с). В окрестности барьера имеет место локальное утолщение окрашенной прослойки, которое с течением времени вырождается в пуч волн, гораздо более коротких, чем основная волна. Эти вторичные волны быстро вырождаются из-за вязкости. В слабо выраженной форме они прослеживаются на снимке в, полученном в рассматриваемом примере при  $i_* = 56$  с.

Когда  $U_0$  находится в окрестности одной из критических скоростей  $c_m^*$ , существенную роль начинают играть нелинейные эффекты и влияние барьера усиливается. Это иллюстрируется снимками на рис. 5, выполненными в условиях, аналогичных таковым для рис. 4, кроме значения  $U_0 = 8,0$  см/с, которое немного больше  $c_1^* = 7,5$  см/с. Снимок а получен без барьера при  $i_* = 23$  с. Генерируемые крылом волны устойчивы, но явно несинусоидальны. Впереди крыла имеются интенсивные возмущения. скорости распространения переднего фронта которых превышает  $U_0$ . Снимки б, в сделаны с барьером при  $i_* = 23,2$  и  $29,2$  с соответственно. После прохода крыла наблюдается переменное по интенсивности и направлению перетекание жидкости с одной стороны барьера на другую, сопровождающееся локальной потерей устойчивости и сильным измене-



Р и с. 4



Р и с. 5

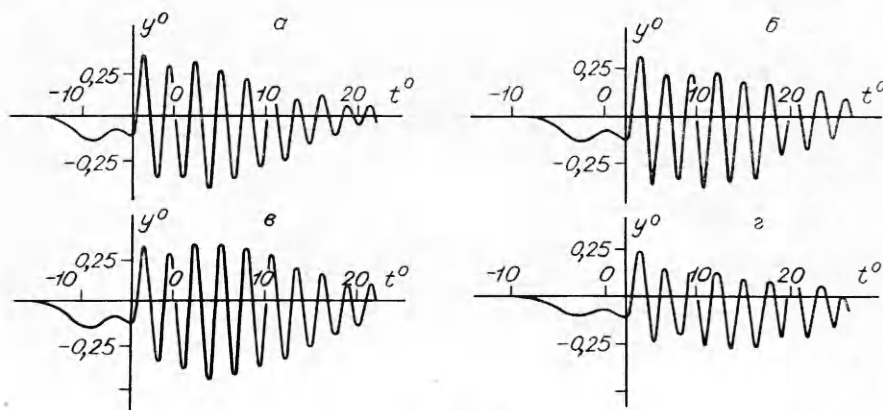
барьером при  $x^0 = -6$ . Из-за разной чувствительности волномеров масштаб записей по оси  $y^0$  при  $x^0 = 12$  немного крупнее, чем при  $x^0 = -6$ .

По записям без барьера видно, что, как установлено в [6], генерируемые крылом возмущения представляют собой распространяющийся со скоростью  $U_0$  цуг волн с характерной длиной  $\lambda_1$ , модулированных более длинной волной, которая линейной теорией не описывается даже при  $U_0 < c_1^*$ . Передний фронт длинной волны непрерывно обгоняет крыло,

нием формы волны. Заметная часть энергии волнового движения в этом примере затрачивается на перемешивание жидкости.

Аналогично тому, что имеет место и в однородной по плотности жидкости, на барьере происходит отражение внутренних волн без изменения их длины. Такой процесс хорошо регистрируется волномерами. Для иллюстрации на рис. 6 приводятся записи сигналов волномеров, полученные в опытах без барьера и с барьером с острой кромкой при  $H_1^0 = 8$ ,  $H_2^0 = 8,1$ ,  $b^0 = 1$ ,  $h^0 = 4$ ,  $\delta^0 = 0,45$ ,  $\varepsilon = 0,013$ ,  $U_0 = 5,3$  см/с,  $U_0/c_1^* = 0,59$ ,  $t_* - t_1 = 45$  с. По оси абсцисс отложено безразмерное время  $t^0 = \varepsilon g t_1 / U_0$ , отсчитываемое от момента прохода передней кромки крыла над барьером, по оси ординат — нормированное на  $D$  отклонение границы раздела от положения равновесия  $y^0$ . Положение оси  $y^0$  на каждой записи совмещено с моментом прохода передней кромки крыла над волномером.

Рис. 6, а, б выполнены в отсутствие барьера, в, г — при его наличии, а, в сделаны волномером, расположенным до барьера при  $x^0 = 12$ , б, г — за



Р и с. 6

распространяясь в рассматриваемом примере со скоростью  $c_1^*$ . По форме передний фронт возмущений впереди крыла имеет вид прерывной волны с ондуляциями или так называемого ондуляционного бора. Со временем число гребней и впадин в ондуляционном боре перед крылом растет. В приведенном на рис. 6 примере впереди крыла сформировались две впадины. В серии опытов с  $U_0 = 3,5$  см/с,  $H_2^0 = 4$  и при указанных ранее значениях других параметров впереди крыла в момент времени  $egt_*/U_0 = 260$  наблюдался ондуляционный бор с четырьмя впадинами.

Цуг волн с  $\lambda_1$  существует только за крылом. С течением времени все большее число гребней и впадин выходит на стационарный режим, а на заднем фронте возникают все новые волны. Затухающий характер колебаний в этом цуге обусловлен совместным влиянием нестационарности и вязкости [6].

При наличии барьера волны перед ним усиливаются, а за ним ослабевают. В рассматриваемом примере наибольшая амплитуда отраженных волн составляет около 25 % от наибольшей амплитуды падающих волн. При суперпозиции отраженной и падающей волн зарегистрированная датчиком при  $x^0 = 12$  седьмая волна усилилась в 1,7 раза, а девятая — в 2,1 раза. За барьером максимальная амплитуда проходящей волны при  $x^0 = -6$  меньше на 28 %. Примерно на столько же уменьшилась интенсивность возмущений впереди крыла. На больших временах за барьером изменились форма и длина волн в основном цуге за крылом.

Выполнена также серия опытов, в которой крыло двигалось между барьером с острой кромкой и границей раздела. В этом случае из-за ранее упомянутого влияния гидродинамического следа за крылом искажение барьером картины внутренних волн усилилось. Полученные данные показывают, что из-за возбуждения высших мод в стратифицированной жидкости наблюдается более интенсивная диссипация волновой энергии на препятствии по сравнению со случаем однородной среды. В частности, на препятствии могут возбудиться и такие моды, которые неустойчивы на сдвиговом течении, порожденном более длинными волнами. Потеря устойчивости сопровождается дополнительными затратами волновой энергии на перемешивание жидкости. Из опытов видно, что на барьере такой процесс имеет место в достаточно широком диапазоне параметров задачи. Существенно также то, что даже устойчивые колебания высших мод быстрее затухают из-за вязкости.

Отметим еще одну особенность трансформации волновой энергии в стратифицированной среде. Не вся энергия, затраченная на перемешивание жидкости, в конечном счете переходит в тепло. Часть ее идет на увеличение потенциальной механической энергии системы в целом, поскольку при выравнивании устойчивого расслоения по плотности центр массы жидкости смещается вертикально вверх.

Интересная особенность процесса взаимодействия волн с препятствием в неоднородной среде — то, что при определенных условиях влияние препятствия сказывается при весьма значительных его удалениях по вертикали от источника возмущений. В обсуждаемых опытах зарегистрирован процесс обрушения внутренних волн на широком пороге даже при  $b^0 + h^0 = 15$ , и это далеко не предел.

Относительно роли различных параметров задачи можно отметить, что влияние порога тем сильнее, чем больше значения  $Fr\delta/h$  и  $\delta/b$ . Для барьера с широким порогом важен также параметр  $l$ . Так, в [7] численными расчетами процесса распространения поверхностных волн в однородной жидкости над траншеей в дне канала протяженностью  $l$  установлено, что при  $l/\lambda$ , кратных 0,5, имеются минимумы в коэффициенте прохождение волн.

Авторы благодарят И. В. Стурову, по программе которой выполнялись расчеты дисперсионных кривых на ЭВМ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Larsen L. H. Internal waves incident upon a knife edge barrier // Deep-Sea Res.— 1969.— V. 16, N 5.
2. Robinson R. M. The effect of a vertical barrier on internal waves // Deep-Sea Res.— 1969.— V. 16, N 5.
3. Коробкин А. А., Стурова И. В. Генерация поверхностных и внутренних волн в жидкости переменной глубины // Методы гидрофизических исследований: Матер. III Всесоюз. шк.-семина., Светлогорск, май 1989 г.— Горький: Ин-т прикл. физики АН СССР, 1990.
4. Букреев В. И., Гаврилов Н. В. Экспериментальное изучение возмущений впереди крыла, движущегося в стратифицированной жидкости // ПМТФ.— 1990.— № 2.
5. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика.— М.: Физматгиз, 1963.— Т. 1.
6. Букреев В. И., Гусев А. В., Стурова И. В. Неустановившееся движение кругового цилиндра в двухслойной жидкости // ПМТФ.— 1983.— № 6.
7. Lee J. J., Ayer R. M. Wave propagation over rectangular trench // J. Fluid Mech.— 1981.— V. 110.

г. Новосибирск

Поступила 25/XII 1989 г.,  
в окончательном варианте — 2/IV 1990 г.

УДК 532.529

Т. Р. Аманбаев, А. И. Ивандаев

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В ТРЕХФАЗНЫХ СМЕСЯХ ГАЗА С ЧАСТИЦАМИ И КАПЛЯМИ

Исследуются особенности распространения слабых возмущений и структура ударных волн (УВ) в смесях газа с крупными каплями жидкости и мелкими твердыми частицами при наличии осаждения частиц на каплях. Получены зависимости волнового числа от частоты возмущений. Проанализировано влияние определяющих параметров на коэффициент затухания и фазовую скорость звука, а также на течение в релаксационной зоне УВ.

Некоторые теоретические и экспериментальные исследования распространения волн в двухфазных средах имеются в [1—11]. Структура УВ в смесях газа с твердыми частицами изучалась в [1]. В [2] исследовано влияние фазовых превращений (испарения, конденсации) на течение в релаксационной зоне волн уплотнения в газозвеси капель жидкости. При наличии дробления капель структура УВ изучалась в [3]. В [4] рассмотрено течение в зоне релаксации сильных УВ с учетом эффекта плавления частиц. Подробный обзор исследований распространения УВ в газозвесах имеется в [5].

В [6] изучены особенности распространения слабых возмущений в смесях газа с твердыми инертными частицами, а в [7, 8] — в смесях газа и пара с каплями жидкости при наличии фазовых превращений. Влияние нестационарных составляющих межфазового взаимодействия на высокочастотные возмущения рассмотрено в [9].

**1. Основные допущения и уравнения состояния фаз.** Примем обычные допущения механики многофазных сред [12]. Дополнительно будем полагать, что капли несжимаемы, одного размера, не сталкиваются и не дробятся, эффекты вязкости и теплопроводности существенны лишь в процессах взаимодействия газовой фазы с твердой и жидкой фазами, имеет место взаимодействие крупных капель с мелкими частицами, при этом частицы сталкиваются с каплями и захватываются ими.

Размеры твердых частиц настолько малы, что их смесь с газом можно рассматривать как односкоростную и однотемпературную сплошную среду со своими особыми теплофизическими свойствами. Такую среду далее будем называть эффективным газом.

В рамках принятых допущений запись уравнений движения рассматриваемой газозвеси не составляет особой трудности (их можно получить, например, из уравнений в [3, 12]). Здесь приведем лишь уравнения состояния и законы взаимодействия фаз, которые показывают некоторые особенности течения газозвеси при наличии осаждения частиц на каплях. Газ будем считать калорически совершенным, твердую и жидкую фазы — несжимаемыми средами с постоянными теплоемкостями. Тогда