

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Дремин, П. Ф. Похил, М. Н. Арифов. Докл. АН СССР, 1960, 131, 5, 1140.
2. Г. А. Ададуров, А. Н. Дремин, С. В. Першин и др. ПМТФ, 1962, 4, 81.
3. J. Wackerly. J. Appl. Phys., 1962, 33, 2, 922.
4. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. Изв. АН СССР. ОХН, 1960, 6, 1130.
5. M. J. Kamlet, H. Hurvitz. J. Chem. Phys., 1968, 48, 8, 3865.
6. М. В. Жерноклетов, В. Н. Зубарев, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1969, 4, 127.
7. М. Н. Борзых, В. П. Кондриков. ФГВ, 1978, 14, 1, 117.
8. Н. Джонсон, Ф. Люн. Статистика и планирование эксперимента в технике и науке (методы обработки данных). Т. 1. М.: Мир, 1980.
9. А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. Н. Канель и др. ПМТФ, 1978, 3, 112.
10. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.
11. К. К. Шведов, А. Н. Анискин, А. Н. Ильин и др. ФГВ, 1982, 18, 1, 72.
12. Н. Н. Сирота, Н. А. Кофман. Докл. АН СССР, 1975, 225, 6, 1316.
13. Н. Н. Сирота, Н. А. Кофман. Докл. АН СССР, 1976, 230, 1, 82.
14. D. L. Burk. Phys. Rev., 1958, 111, 5, 1275.
15. Г. А. Ададуров, А. В. Ананьин, Т. В. Бавина и др. Тр. II Совещания по обработке материалов взрывом. Новосибирск, 1982.

Поступила в редакцию 26/IV 1985,
после доработки — 5/VII 1985

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩЕГО ПРИ СИММЕТРИЧНОМ СОУДАРЕНИИ СТРУЙ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

А. В. Уткин, А. Н. Дремин
(Черноголовка)

Высокоскоростное косоое соударение металлических пластин сопровождается рядом физических явлений, наиболее интересны из которых — волнообразование на границе соударения металлов и формирование обратной струи. Основные параметры обратной струи хорошо согласуются с расчетом в рамках идеальной несжимаемой жидкости [1]. В этом случае процесс соударения сводится к задаче о столкновении плоских струй. Возникающая конфигурация течения в системе координат, связанной с точкой контакта, показана на рис. 1: OA и OB — струи, соударяющиеся под углом 2β ; OC и OD — основной поток и обратная струя; O — точка контакта. Интерес к гидродинамическому описанию процесса соударения пластин возник вновь в связи с открытием волнообразования на границе соединения пластин [2]. Подробно это явление рассмотрено в [3, 4]. Там же приведен критический обзор многих концепций, предложенных для описания волнообразования. В настоящей работе рассматривается гидродинамический подход.

В [5, 6] высказано мнение, что возникновение волн есть следствие неустойчивости течения за точкой контакта. В последовавших затем работах (например, [7—9]) на основании не только качественных, но и количественных оценок показано, что в рамках этого подхода находят объяснение основные закономерности процесса волнообразования. Несколько принципиальных вопросов, однако, остались не решенными. Во-первых, при исследовании на устойчивость течения за точкой контакта аппроксимируется более простым течением, которое и исследуется на устойчивость. Исходный же поток до сих пор на устойчивость не анализировался. Во-первых, известно, что волны на границе соединения пластин имеют отчетливо выраженную вихревую структуру

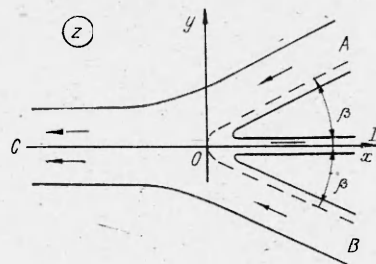


Рис. 1. Симметричное соударение пластин.



Рис. 2. Фотография волн на границе соединения металлов; $\times 70$.

ру (рис. 2), за исключением тех случаев, когда они образованы вблизи критических режимов соударения [3, 4]. В связи с этим возникает вопрос: можно ли считать волновое движение потенциальным, а возникновение вихрей связывать с определенной стадией развития волн? И, наконец, задача о соударении плоских струй идеальной несжимаемой жидкости является неопределенной [10], так как законы сохранения не позволяют найти направление движения обратной струи. Поэтому исследование на устойчивость необходимо для определения устойчивых струйных конфигураций, если такие вообще существуют.

В данной работе проведено исследование на устойчивость задачи о симметричном соударении струй, что позволило ответить на поставленные вопросы.

Постановка задачи. Считаем, что течение, возникающее при соударении плоских струй идеальной несжимаемой жидкости, потенциально. Тогда решение, описывающее симметричное столкновение двух струй с равными скоростями, имеет вид [10]

$$\pi w = \ln(v + a) + \ln(v + a^*) - k_1 \ln(v + 1) - k_2 \ln(1 - v), \quad (1)$$

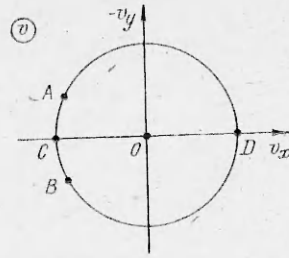
где $v = v_x - iv_y$ и $w = \varphi + i\psi$ — комплексные скорость и потенциал течения; $k_1 = 1 + \cos \beta$ и $k_2 = 1 - \cos \beta$ — толщины основного потока и обратной струи; $a = e^{i\beta}$; звездочкой обозначена операция комплексного сопряжения. Все величины безразмерны. В качестве единиц скорости и длины выбраны соответственно скорость и толщина сталкивающихся струй на бесконечности. Плотности струй равны.

Проанализируем на устойчивость струйную конфигурацию методом предложенным в [11, 12]. Считаем, что возмущенное течение, как и основное, потенциально. Комплексный потенциал малых возмущений обозначим через w_1 , тогда полный потенциал равен сумме $w + w_1$. На свободной поверхности должны выполняться два условия: 1) давление равно нулю (динамическое условие), 2) частицы, первоначально находившиеся на свободной поверхности, остаются на ней и в последующие моменты времени (кинематическое условие). Дальнейшее исследование удобно вести в плоскости комплексной скорости v . Течение, изображенное на рис. 1, отобразится на внутренность круга с радиусом, равным единице (рис. 3) [10]. Условия на свободной поверхности, которой соответствует окружность $vv^* = 1$, приводят к следующему уравнению для w_1 [12]:

$$\text{Im} \left\{ D \left[w_1 - v \frac{dw_1}{dv} D(w_1) \right] - \frac{\partial w_1}{\partial t} \right\} = 0, \quad (2)$$

где D — дифференциальный оператор $\partial/\partial w + \partial/\partial t$; t — безразмерное время. Обозначая выражение в фигурных скобках через $H(v)$ и считая v не-

Рис. 3. Область течения в плоскости комплексной скорости.



зависимой переменной, получим:

$$H(v) = [H(v)]^* \text{ при } vv^* = 1. \quad (3)$$

Раскрытие равенства (2) дает граничное условие для потенциала ϕ_1 , которое для ряда задач подробно исследуется в [13]. В данной работе анализируется непосредственно соотношение (3).

Выделение зависимости от времени. Зависимость решения от времени ищем в виде [12]

$$w_1 = G_1(v) e^{\omega t} + G_2(v) e^{\omega^* t}. \quad (4)$$

Допустимые значения ω и соответствующие им функции G_1 и G_2 находятся из соотношения (3). Общее решение может быть представлено как сумма функций вида (4). Возмущения, для которых $\text{Re}\{\omega\} > 0$, будут неустойчивы. После подстановки (4) в (3) условия на свободной поверхности приводятся к уравнению

$$L_\omega [G_1(v)] = (L_{\omega^*} [G_2(v)])^*, \quad (5)$$

где

$$L_\omega [G] = \frac{1}{x_0} (1 - v^2)(v + a)(v + a^*) \frac{d^2 G}{dv^2} + 2\omega v \frac{dG}{dv} + 2\omega G \frac{1 + v \cos \beta + \frac{\omega x_0^2}{2} v^3 + v^3 \cos \beta + v^4}{(1 - v^2)(v + a)(v + a^*)}, \quad (6)$$

$$x_0 = \frac{4}{\pi} \sin^2 \beta.$$

Для установления связи между функциями G_1 и G_2 используем то обстоятельство, что исходный поток симметричен относительно оси x (см. рис. 1). Поэтому любое возмущение может быть представлено как сумма симметричного w_1^s и антисимметричного w_1^a возмущения, каждое из которых удовлетворяет всем граничным условиям. Так как по определению $w_1^{sa}(v) = \pm [w_1^{sa}(v^*)]^*$, то отсюда следует

$$G_2^{sa}(v) = \pm [G_1^{sa}(v^*)]^*, \quad (7)$$

где первому верхнему индексу соответствует знак плюс, а второму — минус. С помощью соотношения (7) функция G_2 исключается из условия (5) на свободной поверхности, которое принимает вид [12]

$$L_\omega [G_2^{sa}(v)] = \pm L_\omega \left[G_1^{sa} \left(\frac{1}{v} \right) \right]. \quad (8)$$

Равенство (8) должно выполняться при $vv^* = 1$. Однако, используя свойство аналитического продолжения, считаем, что оно справедливо во всей плоскости v .

В работе [12] предлагается разложить оператор L в обобщенный ряд по особым точкам в плоскости v , которыми в данном случае являются $-1, 1, -a, -a^*$. Требуется также, чтобы каждый член ряда не изменился при замене v на $1/v$. В частности, это разложение можно представить в виде

$$L_\omega [G_1^s(v)] = \sum_{r=0}^{\infty} c_r \left[\frac{(v+a)^2 (v+a^*)^2}{(v+1)^{2k_1} (v-1)^{2k_2}} \right]^{R+r}, \quad (9)$$

$$L_\omega [G_1^a(v)] = \frac{v}{v^2 - 1} \sum_{r=0}^{\infty} d_r \left[\frac{(v+a)^2 (v+a^*)^2}{(v+1)^{2k_1} (v-1)^{2k_2}} \right]^{R+r}, \quad (10)$$

где R — целое число, выбранное так, чтобы c_0 и d_0 были отличны от нуля. Считается, кроме того, что $(v-1)^{2k_2} = [(v-1)^2]^{k_2}$. Задача свелась к нахождению функций G_1^s и G_1^a , удовлетворяющих неоднородным дифференциальным уравнениям второго порядка (9), (10). Константы c_r , d_r и R неизвестны и определяются из начальных условий и условий на свободной границе в особых точках. Во всех последующих соотношениях ω встречается в виде комбинации ω/π , которая для сокращения записи обозначается просто через ω .

Уравнения (9), (10) — неоднородные линейные дифференциальные уравнения второго порядка типа Фукса [14] с регулярными особыми точками $0, -1, 1, -\bar{a}, -\bar{a}^*$ и ∞ . Если $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$ — два линейно-независимых решения соответствующего однородного уравнения, то общее решение имеет вид [14]

$$G_1^{sa}(v) = A^{sa}K^{(1)} + B^{sa}K^{(2)} + K^{(2)} \int_0^v \frac{K^{(1)}P^{sa}}{W} dv - K^{(1)} \int_0^v \frac{K^{(2)}P^{sa}}{W} dv, \quad (11)$$

где $P^{sa} = x_0 F^{sa} / (1-v^2)(v+a)(v+a^*)$; F^{sa} — правые части (9), (10); $W(v)$ — вронскиан, который может быть найден из дифференциального уравнения и равен $W(0)(1+v)^{2\omega k_1}(1-v)^{3\omega k_2}(v+a)^{-2\omega}(v+a^*)^{-2\omega}$. Решение (11) удовлетворяет необходимым условиям на свободной поверхности везде, за исключением особых точек. В окрестности особых точек поведение функций G_1^{sa} должно соответствовать определенным физическим требованиям.

Рассмотрим поведение решения при $v \rightarrow -1$. В плоскости z это соответствует движению по течению в основном потоке, где струя асимптотически становится прямой, а скорость постоянной. Известно [15], что такое течение нейтрально устойчиво, и любое возмущение распространяется без изменения вниз по потоку со скоростью струи. Этот факт можно выразить математически, приравняв нулю полную производную по времени от скорости возмущений, что приводит к требованию существования пределов: $\lim_{v \rightarrow -1} (v+1)^{-\omega k_1} G_1^{su}$. Два линейно независимых решения однородного уравнения в окрестности точки -1 ведут себя как $(v+1)^{\omega k_1+1}$

и $(v+1)^{\omega k_1} - \omega k_1 (v+1)^{\omega k_1+1} \ln(v+1)$, т. е. требуемые условия выполняются автоматически. Исследуя частные решения неоднородных уравнений, находим, что граничные условия удовлетворяются, если

$$2R + \operatorname{Re} \{\omega\} \leq 1/k_1 - 2r_{\max} \quad (12)$$

для симметричных возмущений и

$$2R + \operatorname{Re} \{\omega\} \leq -2r_{\max} \quad (13)$$

для антисимметричных. Поскольку представляют интерес решения с положительными действительными значениями ω , то естественно положить $r_{\max} = 0$, т. е. суммы в правых частях (9) и (10) сводятся к одному члену. Окончательно получаем для G_1^s

$$2R + \operatorname{Re} \{\omega\} \leq 1/k_1, \quad (14)$$

для G_1^a

$$2R - \operatorname{Re} \{\omega\} \leq 0. \quad (15)$$

Ограничения на решения в окрестности особой точки $v = -1$ получаются аналогичным образом с заменой k_1 на k_2 . Но $k_2 \leq k_1$, поэтому дополнительных ограничений на ω это не дает.

При $v \rightarrow -a$ и $v \rightarrow -a^*$ функции G_1^{sa} должны обращаться в нуль, поскольку считается, что сталкивающиеся струи на бесконечности не возмущены. Решения однородного уравнения $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$ имеют следую-

щую асимптотику при $v \rightarrow -a$:

$$K^{(1)} \sim \alpha_1 (v+a)^{-\omega+1} + \beta_1 [(v+a)^{-\omega} + \omega a^* (v+a)^{-\omega+1} \ln(v+a)], \quad (16)$$

$$K^{(2)} \sim \alpha_2 (v+a)^{-\omega+1} + \beta_2 [(v+a)^{-\omega} + \omega a^* (v+a)^{-\omega+1} \ln(v+a)], \quad (17)$$

где α_1, β_1 и α_2, β_2 — известные константы, зависящие от a и ω .

Поведение частного решения зависит от величины R . Если $R < 0$, то интегралы в (11) расходятся при $\text{Re}\{\omega\} > 0$ (именно эти значения ω представляют интерес), и частное решение ведет себя как $\text{const}(v+a)^{2R+1} + \text{const}(v+a)^{-\omega}$, т. е. стремится к бесконечности при $v \rightarrow -a$. Поэтому минимальное значение R , удовлетворяющее граничным условиям, равно нулю. Но тогда из неравенства (15) следует вывод об устойчивости антисимметричных возмущений.

Продолжим исследование симметричных возмущений, учитывая, что $R = 0$. Если $\text{Re}\{\omega\} > 0$, интегралы в (11) сходятся при $v \rightarrow -a$, и их значения обозначим соответственно через $c_0 I_1$ и $c_0 I_2$ (c_0 — первый коэффициент ряда (9)). В этом случае характер поведения частного решения аналогичен, очевидно, характеру поведения $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$. Следовательно, чтобы функция G_1^s обращалась в нуль при $v \rightarrow -a$ и $\text{Re}\{\omega\} > 0$, необходимо приравнять нулю коэффициент при $(v+a)^{-\omega}$ в соотношении (11). Это приводит к равенству

$$\beta_1 A^s + \beta_2 B^s + (\beta_2 I_1 - \beta_1 I_2) c_0 = 0, \quad (18)$$

которое связывает константы A^s, B^s и c_0 . Аналогичным образом исследуется особая точка $-a^*$. Функция $G_1^s \rightarrow 0$ при $v \rightarrow -a^*$ и $\text{Re}\{\omega\} > 0$, если выполняется равенство

$$\beta_3 A^s + \beta_4 B^s + (\beta_4 I_3 - \beta_3 I_4) c_0 = 0, \quad (19)$$

где β_3 и β_4 — константы разложения $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$ в окрестности $-a^*$, аналогичные β_1 и β_2 (это разложение отличается от (16), (17) заменой a на a^*); I_3 и I_4 — значения интегралов в (11) при $v \rightarrow -a^*$.

Таким образом, получена система уравнений (18) и (19) для определения A^s и B^s через c_0 . Константа c_0 остается произвольной и находится из начальных условий. Эта система имеет единственное решение, когда ее определитель отличен от нуля. Если же определитель равен нулю, то, полагая $c_0 = 0$, будем иметь одно уравнение, связывающее A^s и B^s , т. е. всем граничным условиям удастся удовлетворить, выбирая в качестве G_1^s общее решение однородного уравнения (9): В любом случае оказывается возможным приравнять нулю коэффициенты при расходящихся членах $(v+a)^{-\omega}$ и $(v+a^*)^{-\omega}$, когда $\text{Re}\{\omega\} > 0$. Учитывая (14), окончательно получаем: симметричные возмущения неустойчивы; граничные условия удовлетворяются при положительных значениях действительной части ω , которые лежат в интервале

$$0 < \text{Re}\{\omega\} \leq 1/k_1. \quad (20)$$

Такой же вывод для случая соударения струй одинаковой толщины, движущихся навстречу друг другу, получен в работе [12]. Этот частный результат следует из проведенного выше анализа при $\beta = \pi/2$. Нетрудно найти, в частности, константы A^s и B^s в уравнении (11) для этой задачи. Действительно, в качестве решений $K^{(1)}$ и $K^{(2)}$ могут быть выбраны соответственно четная и нечетная функции v . Учитывая это обстоятельство, можно показать, что $\beta_3 = \beta_1, \beta_4 = -\beta_2, I_3 = -I_1$ и $I_4 = I_2$. Из системы (18), (19) получаем: $B^s = 0, A^s = (I_2 - \beta_2/\beta_1 \cdot I_1) c_0$, т. е. G_1^s — четная функция v при $\beta = \pi/2$.

При $\omega = 0$ уравнения (9), (10) разрешимы в конечном виде. Полагая $R = r_{\max} - 0$, получим

$$G_1^s = A^s + B^s v + c_0 [k_2 (1-v) \ln(1-v) + k_1 (1+v) \ln(1+v) - (1+a^*v) \ln(v+a) - (1+av) \ln(v+a^*)],$$

$$A^s = c_0 \left[\frac{\pi}{2} \sin \beta + \ln(2 \sin \beta) - \cos \beta \ln \left(\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right) \right], \quad (21)$$

$$B^s = c_0 \left[-\ln \left(\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right) + \cos \beta \ln(2 \sin \beta) + \sin \beta \left(\beta + \frac{\pi}{2} \right) \right];$$

$$G_1^a = A^a + B^a v + d_0 \left\{ -\frac{v}{2} \left[\ln(1 - v^2) + \cos \beta \ln \frac{1+v}{1-v} \right] + \right. \\ \left. + \frac{i}{2 \sin \beta} [(1 + a^*v) \ln(v + a) - (1 + av) \ln(v + a^*)] \right\},$$

$$A^a = d_0 \frac{\beta + \pi \sin^2 \frac{\beta}{2}}{2 \sin \beta}, \quad (22)$$

$$B^a = \frac{d_0}{2} \left[\frac{\beta + \pi \sin^2 \frac{\beta}{2}}{\operatorname{tg} \beta} + \cos \beta \ln \left(\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right) - \ln(2 \sin \beta) \right].$$

Функция G_1^s , даваемая соотношением (21), удовлетворяет всем граничным условиям, следовательно, $\omega = 0$ является собственным значением задачи (9). G_1^a расходится при $v \rightarrow \pm 1$, тем не менее и она является тривиальным решением, так как при $\omega = 0$ $w_1 = G_1^a(v) - [G_1^a(v^*)]^* = 0$.

* * *

В проведенном исследовании устойчивости струйной конфигурации предполагалось, что возмущенное течение, как и исходное, является потенциальным. Класс допустимых возмущений, очевидно, сильно ограничен. Поэтому если течение оказывается устойчивым, то отсюда не следует вывод об устойчивости по отношению к вихревым возмущениям. С учетом этого замечания можно сделать следующие выводы.

1. Исследование устойчивости течения за точкой контакта, связанное с заменой исходного течения приближенным (как это сделано, например, в работах [7—9]), корректно в том смысле, что исходный поток, как и приближенный, неустойчив.

2. Волны, наблюдаемые на границе соединения металлических пластин при высокоскоростном косом соударении (рис. 2), как правило, антисимметричны [3, 4]. В работе получено, однако, что струйная конфигурация устойчива по отношению к такого рода потенциальным возмущениям. Следовательно, вихри, наблюдаемые при волнообразовании (см. рис. 2), возникают не на определенной стадии развития волнового следа, а отражают вихревую природу волн. Напомним, что зависимость решения от времени искалась в виде (4). Не исключено, что антисимметричные возмущения могут приводить к неустойчивости степенного характера. Но поскольку симметричные возмущения растут со временем экспоненциально, т. е. значительно быстрее, то сделанный вывод остается в силе.

3. Задача о соударении струй в общем случае является неопределенной. При симметричном соударении (см. рис. 1) однозначность есть следствие требования симметрии течения относительно оси x . Но даже в этой ситуации возникающая конфигурация неустойчива по отношению к малым возмущениям. Не приходится поэтому ожидать, что исследование на устойчивость может устранить неопределенность задачи о соударении струй. Для окончательного решения этого вопроса необходимо проанализировать устойчивость различных конфигураций, возникающих при соударении струй произвольной толщины. Основная трудность при этом состоит в том, что в общем случае течение не обладает симметрией и не удается получить граничные условия типа (8) для одной функции.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Лаврентьев. УМН, 1957, XII, 4, 41.
2. W. A. Allen, J. M. Mapes, W. G. Wilson. J. Appl. Phys., 1954, 25, 5, 675.
3. А. А. Дерибае. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск: Наука, 1980.
4. В. М. Кудшов, А. Я. Коротеев. Сварка взрывом в металлургии. М.: Металлургия, 1978.
5. G. Cowan, A. Holtzman. J. Appl. Phys., 1963, 34, 4, 928.
6. E. Schmittmann, W. Koch, H. Scheer. Arch. Eisenhüttenwesen, 1965, 36, 9, 78.
7. S. R. Reid, N. H. S. Sherif. J. Mech. Eng. Science, 1976, 18, 2, 87.
8. J. L. Robinson. Phil. Mag., 1975, 31, 3, 587.
9. А. В. Уткин, А. Н. Дремни, А. Н. Михайлов и др. ФГВ, 1980, 16, 4, 126.
10. М. И. Гуревич. Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979.
11. М. И. Гуревич, М. Д. Хаскинд. ПММ, 1953, 17, 5, 599.
12. J. L. Fox, G. W. Morgan. Quarterly Appl. Math., 1954, 11, 4, 439.
13. А. В. Кузнецов. Нестационарные возмущения течений жидкости со свободными границами. Казань: Изд-во КГУ, 1975.
14. Э. Камке. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971.
15. Г. Ламб. Гидродинамика. М.-Л.: Гостехиздат, 1947.

Поступила в редакцию 5/VI 1984,
после доработки — 23/VII 1985

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА ДЕТОНАЦИИ В СИСТЕМАХ ЖИДКОСТЬ — ПУЗЫРЬКИ ГАЗА

А. В. Пинаев, А. И. Сычев

(Новосибирск)

Химически инертная система жидкость — пузырьки газа — пример среды, существование многообразных волновых процессов в которой есть результат совместного проявления нелинейных и дисперсионных эффектов. В химически активных пузырьковых системах возможны своеобразные явления, обусловленные энерговыделением в среде. В [1, 2] показано, что ударная волна (УВ) с амплитудой выше некоторой критической инициирует воспламенение среды за ударным фронтом (исследованы два типа систем с равномерно распределенными в жидкости пузырьками газа: химически реагирующая жидкость — пузырьки взрывчатой газовой смеси (система I) и жидкое горючее — пузырьки газообразного окислителя (система II)). В [2—4] обнаружено существование самоподдерживающегося сверхзвукового автоволнового процесса — волны детонации в системах I (определены также условия инициирования и параметры детонационной волны).

В [4] установлено, что воспламенение химически активных систем происходит при сжатии пузырьков в УВ: вследствие сжатия температура газа в пузырьке повышается и при некоторой амплитуде УВ оказывается достаточной для воспламенения реагирующих веществ. Качественное различие систем I и II заключается в наличии в последней процессов смешения, задерживающих и затрудняющих воспламенение пузырьков.

Цель работы — выяснить возможность и условия существования волны детонации в системах II; изучить структуру и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа.

Экспериментальные исследования выполнены на установке, описанной в [3, 4]. Параметры волновых процессов, распространяющихся в гидродинамической ударной трубе (диаметр 35 мм, длина 4—5 м), заполненной пузырьковой смесью (диаметр пузырьков $d_0 = 2 \div 4$ мм), регистрировали пьезоэлектрическими датчиками давления (собственная частота ~ 300 кГц) на двух участках ударной трубы одновременно. Самосвещение волновых возмущений фиксировали фотоэлектронным умножителем ФЭУ-31. Оптическую съемку вели через окна (8 × 240 мм) оптической секции, расположенной на расстоянии 3 м от поверхности газожидкостной