

УДК 532.5.013.2

© 2003 г. С. В. СТЕБНОВСКИЙ

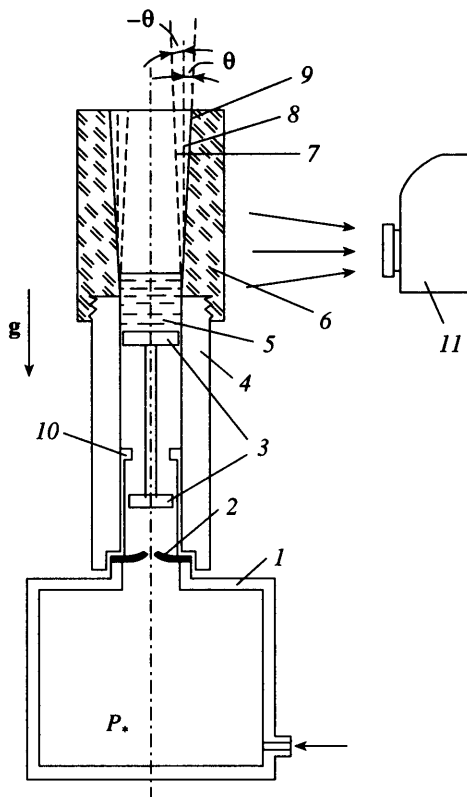
УСТОЙЧИВОСТЬ СТРУКТУРЫ ЖИДКИХ ПОРШНЕЙ ПРИ ИХ НЕСТАЦИОНАРНОМ УСКОРЕНИИ

Экспериментально установлена возможность разрушения на фрагменты движущегося с переменным ускорением жидкого поршня вследствие формирования на его свободной поверхности воздушных струй, проникающих в жидкий объем. Приведен теоретический анализ режимов ускорения жидкого поршня, при которых происходит формирование из начальных возмущений его свободной поверхности воздушных струй, проникающих в жидкость.

Ключевые слова: устойчивость, ускорение, несжимаемая жидкость, поверхностное натяжение, разрушение жидкого объема.

Согласно [1, 2] как гомогенные маловязкие жидкости, так и все жидкодисперсные среды (эмульсии, суспензии, пасты, гели), имеющие маловязкую жидкую матрицу, при определенном режиме ударно-волнового нагружения разрушаются вследствие развития процесса неограниченной кавитации. В связи с этим возникает вопрос: возможны ли другие способы динамического разрушения жидкого образца кроме ударно-волнового нагружения. Дело в том, что существуют технологические процессы (быстрое вытеснение жидкости из резервуаров [3], транспортировка жидких поршневых структур в каналах и др.), в которых имеют место различные режимы ускорения движущихся жидких объемов, т.е. воздействие на них быстро нарастающих интенсивных перегрузок и при отсутствии ударно-волнового нагружения. А поскольку на свободных поверхностях жидких объемов всегда присутствует широкий спектр начальных возмущений, то при соответствующих режимах основного движения жидкого объема они могут терять устойчивость и таким образом влиять на его структуру.

1. Постановка эксперимента и анализ полученных результатов. Для исследования возможности потери устойчивости структуры жидкого поршня вследствие воздействия на него различных режимов ускорения проводилась серия опытов на установке, принцип работы которой заключается в следующем. В камеру высокого давления 1, фиг. 1, подается сжатый воздух и при достижении в камере давления $P_* = 5.5 \cdot 10^5$ Па происходит разрыв диафрагмы 2. Вследствие этого сдвоенный алюминиевый поршень 3, перемещаясь внутри дюралевого канала 4 под действием перепада давления $P_* - P_1$, начинает разгонять исследуемый жидкий поршень (далее – образец) 5, вытесняя его в прозрачную секцию б из оргстекла. Здесь P_1 – атмосферное давление над верхней (свободной) торцевой поверхностью образца. В опытах использовались три варианта секции б: 7 – конфузор с углом конусности $\theta = -2^\circ$; 8 – цилиндрический канал с $\theta = 0^\circ$; 9 – диффузор с углом раскрытия $\theta = 2^\circ$. Радиус канала 4, а следовательно, и начальный радиус нижней торцевой поверхности образца $R_1 = 1.5$ см. Начальная высота образца 7.4 см. В момент выхода нижней границы образца на поверхность сопряжения торца канала 4 с секцией б нижняя часть сдвоенного поршня достигает стопора 10 и поршень мгновенно останавливается. При этом образец отрывается от поршня и продолжает перемещаться вверх по секции б, затормаживаясь под действием атмосферного противодавления и силы тяжести.



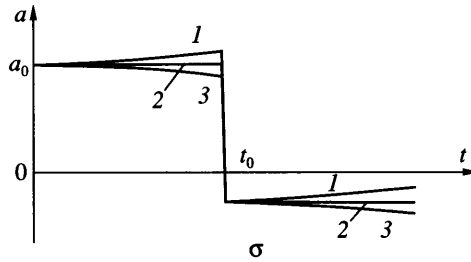
Фиг. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ресивер со сжатым воздухом, 2 – диафрагма, 3 – двойной алюминиевый поршень, 4 – дюралевая труба, 5 – ускоряемый жидкий поршень, 6 – прозрачная секция в трех вариантах: 7 – конфузор ($\theta = -2^\circ$), – цилиндр ($\theta = 0^\circ$), 9 – диффузор ($\theta = 2^\circ$), 10 – стопор для мгновенной остановки алюминиевого поршня 3, 11 – скоростная кинокамера

Следовательно, процесс движения образца можно разделить на два этапа. Первый – от момента времени $t = 0$, соответствующего раскрытию диафрагмы, до момента времени t_0 , соответствующего остановке алюминиевого поршня на стопоре. На этом этапе к верхней торцевой поверхности образца приложена сила $F_1 = S_1 P_1$, где $S_1 = \pi R_u^2$ – площадь верхней торцевой поверхности образца, R_u – ее радиус; к нижней торцевой поверхности образца приложена сила $F_2 = S_2 P_2$, где $S_2 = \pi R_1^2$, $P_2 = P_*$. Второй этап начинается с момента времени t_0 , соответствующего остановке алюминиевого поршня и “отключению” воздействия на образец силы F_2 . Последнее обусловлено тем, что после отрыва нижней границы образца от поршня давление на ней P_2 мгновенно падает до уровня давления паров насыщения жидкости, т.е. $P_2 \approx 0$ и, следовательно, $F_2 \approx 0$.

Таким образом, ускорение образца с учетом влияния ускорения поля тяжести g можно в общем случае определить в виде

$$a = [P_2 S_2 - P_1 S_1] M^{-1} - g \quad (1.1)$$

где S_2 и M – площадь нижней торцевой поверхности образца и его масса соответственно. Если h_0 – высота части образца, выступающей в начальный момент времени над



Фиг. 2. Режимы ускорения $a(t)$ жидкого поршня: 1 – в конфузоре, 2 – в цилиндре, 3 – в диффузоре

поверхностью сопряжения канала 4 и секции б, а $l(t)$ – высота, на которую перемещается верхняя торцевая поверхность образца за время t , то ее площадь определяется выражением

$$S_1(t) = \pi \{ R_l + [h_0 + l(t)] \operatorname{tg} \theta \}^2 \quad (1.2)$$

Подставляя (1.2) в (1.1), с учетом того, что $P_2 = P_*$ при $0 \leq t < t_0$ получим окончательный вид соотношения, определяющего зависимость ускорения образца от профиля секции б и времени

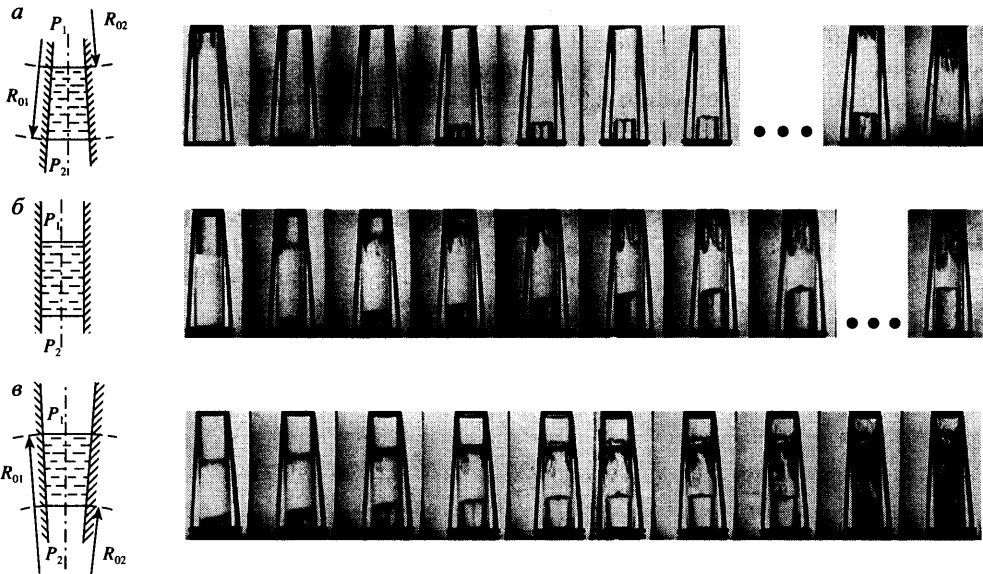
$$\alpha(t, \theta) = \pi M^{-1} \{ R_l^2 P_* - [R_l + (h_0 + l(t)) \operatorname{tg} \theta]^2 P_1 \} - g, \quad 0 \leq t < t_0 \quad (1.3)$$

$$\alpha(t, \theta) = -\pi M^{-1} \{ R_l + [h_0 + l(t)] |\operatorname{tg} \theta| \}^2 P_1 - g, \quad t > t_0$$

Из соотношения (1.3) следует, что выбранная экспериментальная методика позволяет осуществлять режимы ускорения образца, приведенные на фиг. 2. Здесь 1 – ускорение образца в конфузоре, ($\theta < 0$); 2 – ускорение в цилиндрической секции ($\theta = 0$); 3 – ускорение в диффузоре ($\theta > 0$). Скорость изменения направления и амплитуды вектора ускорения в момент времени t_0 определяется сжимаемостью материалов стопора 10 и алюминиевого поршня 3, фиг. 1.

На фиг. 3, а, б, в приведены кинограммы движения водяного образца в трех режимах ускорения, определяемых тремя профилями секций б с углами конусности $\theta = -2^\circ, 0, 2^\circ$ соответственно. Анализ экспериментального исследования устойчивости структуры образца на втором этапе его ускорения (при $t > t_0$) показал следующее. Движение образца в конфузоре не оказывает влияния на его структуру: на всем пути перемещения образца жидкая среда остается практически гомогенной (фиг. 3, а) и лишь после остановки образца (“зависания”) на стадии его возвратного ускоренного движения в направлении расширения канала на верхней границе наблюдается рост возмущений, трансформирующихся в жидкие струи. Однако такого типа разрушение жидкого объема уже исследовалось [4] и в рамках данной работы интереса не представляет.

Вытесняемый из цилиндрического канала образец разрушается вследствие развития по центру его верхней свободной поверхности интенсивного струйного течения (фиг. 3, б), которое “уносит” жидкую массу, распадаясь на фрагменты под действием капиллярных сил. И в этом случае образец разрушается вследствие формирования на его поверхности жидких струй. В случае движения образца в диффузоре происходит его быстрое разрушение за время Δt_* на порядок меньше Δt_i – времени инерционного движения образца от момента остановки поршня (t_0) до момента времени, соответствующего началу разрушения образца. Для сравнения отметим, что в случае нагружения такого же образца ударной волной время его кавитационного разрушения Δt_c бо-



Фиг. 3. Структура жидкого поршня, ускоряемого в: *a* – конфузоре, *б* – цилиндре, *в* – диффузоре. Интервал времени между кадрами 1.33 мс; при $\theta = -2^\circ$ предпоследний кадр соответствует моменту времени 25.27 мс от начала процесса ускорения, последний – 30.59 мс; при $\theta = 0^\circ$ последний кадр соответствует 18.62 мс от начала процесса ускорения жидкого поршня

лее чем на порядок превышает время ударноволнового нагружения [2]. При этом Δt_* и Δt_c величины одного порядка. Согласно кинограмме, фиг. 3, *в*, разрушение образца в диффузоре начинается с верхней свободной поверхности на стадии его остановки (“зависания”) и начала возвратного движения вниз; причем в процессе разрушения общий объем разрушающегося образца (в отличие от случая кавитационного разрушения) практически не увеличивается.

2. Математическая модель неустойчивости свободных поверхностей жидкого поршня. Для объяснения наблюдаемой в опытах эволюции структуры перемещаемого в диффузоре образца рассмотрим следующую краевую задачу со свободными и твердыми границами. В сферической системе координат (r, θ, φ) с началом в вершине конуса с углом раскрытия θ_k представим жидкий образец как часть сферического жидкого слоя $R_{02} \leq r \leq R_{01}$, ограниченную стенками конуса, фиг. 3, *a–в*. При этом уравнения плоских в начальный момент времени свободных торцевых поверхностей образца имеют вид

$$R_1(0, \theta) = R_{01} \frac{\cos \theta_k}{\cos \theta}, \quad R_2(0, \theta) = R_{02} \frac{\cos \theta_k}{\cos \theta}, \quad 0 \leq \theta \leq \theta_k$$

С другой стороны, их можно представить в виде возмущенных сферических поверхностей

$$R_1(0, \theta) = R_{01}(0) + \zeta_1(0, \theta) = R_{01}(0) + \sum_v a_v(0) P_v(\cos \theta)$$

$$R_2(0, \theta) = R_{02}(0) + \zeta_2(0, \theta) = R_{02}(0) + \sum_v b_v(0) P_v(\cos \theta), \quad 0 \leq \theta \leq \theta_k$$

Здесь $R_{01}(0)$ и $R_{02}(0)$ – начальные значения радиусов невозмущенных сферических поверхностей; $\zeta_1(0, \theta)$ и $\zeta_2(0, \theta)$ – начальные возмущения, формирующие плоские поверхности образца, представленные в виде сумм сферических гармоник $\{a_\nu(0)P_\nu(\cos\theta)\}$ и $\{b_\nu(0)P_\nu(\cos\theta)\}$ соответственно; $a_\nu(0)$ и $b_\nu(0)$ амплитуды гармоник, $P_\nu(\cos\theta)$ – функции Лежандра первого рода индекса ν .

Исследование характера изменения во времени возмущений $\zeta_1(t, \theta)$, $\zeta_2(t, \theta)$ можно свести к качественному решению потенциальной краевой задачи с подвижными возмущенными границами. В предположении идеальной несжимаемой жидкости с учетом поверхностного натяжения γ , малости угла θ_k и амплитуд возмущений ($|\zeta_1(0, \theta)/[R_{01}(0) - R_{02}(0)] \ll 1$, $|\zeta_2(0, \theta)/[R_{01}(0) - R_{02}(0)] \ll 1$) задача имеет вид

$$\Delta\Phi(t, r, \theta) = 0 \quad \Phi(t, r, \theta) = A_0(t)r^{-1} + (\delta\Phi)_1 + (\delta\Phi)_2 \quad (2.1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial\Phi(t, r, \theta)}{\partial\theta} \Big|_{\theta=\theta_k} = 0 \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial\Phi}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = \dot{R}_1, \quad \frac{\partial\Phi}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = \dot{R}_2, \quad \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{r=R_2} - \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t}\right)_{r=R_1} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{r=R_2}^2 - \left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{r=R_1}^2 \right] + [P_2 - P_1 - \gamma(\Delta R_2 - \Delta R_1)]\rho^{-1} + g(R_1 - R_2) = 0 \quad (2.3)$$

$$R_1(t, \theta) = R_{01}(t) + \sum_{\nu} a_{\nu}(t)P_{\nu}(\cos\theta), \quad R_2(t, \theta) = R_{02}(t) + \sum_{\nu} b_{\nu}(t)P_{\nu}(\cos\theta) \quad (2.4)$$

$$\dot{R}_1(0, \theta) = \dot{R}_2(0, \theta) = 0$$

Здесь (2.1) – уравнение Лапласа для потенциала скорости, (2.2) – условие непротекания на твердой стенке, (2.3) – условия на возмущенных свободных поверхностях (2.4). Из (2.1) и (2.3) имеем

$$A_0 = -R_{01}^2 \dot{R}_{01} = R_{02}^2 \dot{R}_{02}, \quad (\delta\Phi)_1 \approx \frac{(2\dot{R}_{01}R_{01}a_{\nu} + \dot{b}_{\nu})r^{-1}}{\nu R_{01}^{\nu-1}} P_{\nu}(\cos\theta),$$

$$(\delta\Phi)_2 \approx \frac{(2\dot{R}_{02}R_{02}b_{\nu} + \dot{a}_{\nu})R_{02}^{\nu+2}}{(\nu+1)r^{\nu+1}} P_{\nu}(\cos\theta)$$

Подставляя $\Phi(t, r, \theta)$ в (2.2), находим $(\nu+1)P_{\nu}^{-1}(\cos\theta_k) = 0$, где $P_{\nu}^{-1}(\cos\theta_k)$ значение присоединенной функции Лежандра первого рода, порядка (-1) , индекса ν при $\theta = \theta_k$. Отсюда с учетом малости θ_k находим спектр индексов разложения

$$\nu_0 = 0, \quad \nu_i = x_{1i}\theta_k^{-1} + o(\sin\theta_k/2), \quad i = 1, 2, 3, \dots,$$

где $x_{1i} = 3.83, 7.01, 10.17, \dots$; – корни функции Бесселя первого рода, первого порядка.

Ограничиваясь начальной стадией роста возмущений $\zeta_1(t, \theta)$ и $\zeta_2(t, \theta)$ так, что их взаимодействием можно пренебречь, развитие возмущений верхней и нижней границ исследуется независимо друг от друга. Подставляя $\Phi_j(t, r, \theta) \approx (-1)^j R_{0j}^2 \dot{R}_{0j}/r + (\delta\Phi)_j$ ($j = 1, 2$) поочередно в интеграл Коши–Лагранжа (2.3) с учетом ортогональности функций $\{P_{\nu}(\cos\theta)\}$ на отрезке $[0, \theta_k]$, после преобразования получим систему уравнений

$$\ddot{\epsilon}_1 + (3 - d_1) \frac{\dot{\epsilon}_1^2}{2\epsilon_1} = \frac{\zeta}{(1 - \zeta)\epsilon_1^2 R_{01}(0)} [\epsilon_1 \zeta(0) G_p - (1 - \zeta) g \epsilon_1^2 - 2C_1] \quad (2.5)$$

$$\ddot{z}_v + I_1 z_v = 0 \tag{2.6}$$

$$\ddot{\epsilon}_2 + (3 - d_2) \frac{\dot{\epsilon}_2^2}{2\epsilon_2} = \frac{1}{R_{02}(0)} \left[\frac{G_p \epsilon_2 - C_2}{(1 - \zeta) \epsilon_2^2} - \frac{g}{\zeta} \right] \tag{2.7}$$

$$\ddot{u}_v + I_2 u_v = 0 \tag{2.8}$$

Здесь (2.5), (2.7) – уравнения движения невозмущенных верхней и нижней поверхностей образца соответственно; (2.6), (2.8) – уравнения, описывающие поведение во времени амплитуд гармоник, входящих в состав возмущений верхней и нижней границ образца соответственно. Инварианты уравнений (2.6) и (2.8) имеют вид

$$I_1 = -\frac{\nu G_p}{2\zeta \epsilon_2 R_{02}(0)} \left\{ \nu \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{3\zeta} - \frac{1}{\epsilon_2^3} \left(\frac{1}{4\epsilon_2} + \frac{1}{3\zeta} \right) \right] - \frac{g\epsilon_2}{3\zeta^2 G_p} \left[\left(1 - \frac{1}{\epsilon_2} \right) \zeta (1 + \zeta) + 3\zeta - \right. \right. \\ \left. \left. - \nu \left(\frac{1}{\epsilon_2^3} - 1 \right) \right] + \frac{G_\gamma}{G_p \epsilon_2} \left[\nu + 2\nu^3 \zeta^4 + \frac{\nu}{\zeta} \left(\frac{1}{\epsilon_2^2 - 1} \right) + \zeta (1 + \zeta) \left(\frac{1}{\epsilon_2^3} - 3 \right) \right] \right\} \tag{2.9}$$

$$I_2 = -\frac{\nu G_p}{\epsilon_2^5 R_{02}(0)} \left\{ \frac{\epsilon^3}{2\nu} + 1 - \left(1 + 6\zeta - \frac{1}{\epsilon_2^3} \right) \frac{\zeta \epsilon_2^3}{3} - \frac{g\epsilon_2}{G_p \zeta} \left[\epsilon_2^3 + 1 + (1 - 4\epsilon_2^3) \frac{\zeta}{3} \right] - \frac{G_\gamma}{G_p} \epsilon_2^2 \nu^3 \right\}$$

$$G_\gamma = \frac{\gamma}{\rho R_{02}^2(0)}$$

$$\epsilon_1 = \frac{R_{01}(t)}{R_{01}(0)}, \quad \epsilon_2 = \frac{R_{02}(t)}{R_{02}(0)}, \quad \zeta = \frac{R_{02}(t)}{R_{01}(0)}$$

$$d_1 = \zeta^{-1} + \zeta^{-2} + \zeta^{-3}, \quad d_2 = \zeta + \zeta^2 + \zeta^3$$

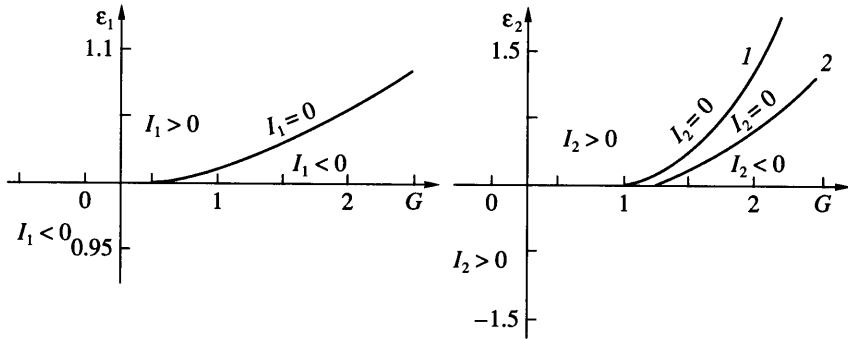
$$G_p = \frac{P_2 - P_1}{[\rho R_{02}(0)]}, \quad C_1 = \frac{\gamma}{\rho R_{01}^2}, \quad C_2 = \frac{\gamma}{\rho R_{02}^2} \tag{2.10}$$

$$z_v(t) = a_v(t) \exp\left(0.5 \int \frac{q_1}{f_1} dt\right), \quad u_v(t) = b_v(t) \exp\left(0.5 \int \frac{q_2}{f_2} dt\right)$$

$$f_1 = R_{01}(t), \quad f_2 = 1 + \zeta$$

$$q_1 = -\nu \dot{R}_{01} \zeta^{-4}, \quad q_2 = 3(1 + \zeta) \dot{R}_{02} R_{02}^{-1}$$

Уравнения для амплитуд сферических гармоник приведены к удобному для качественного анализа инвариантному виду (2.6), (2.8), так что по знакам инвариантов этих уравнений можно определить характер изменения во времени их решений: если $I_k < 0$, решение уравнения монотонно и неограниченно растет, если $I_k > 0$, решение имеет осциллирующий характер ($k = 1, 2$). На фиг. 4 приведены области осцилляции и неограниченного роста решений уравнений (2.6) и (2.8), построенные на основании зависимостей (2.9) и (2.10). Согласно этим данным при малых положительных и любых отрицательных значениях разности $P_2 - P_1$, что соответствует остановке и обратному движению (вниз) образца, амплитуды всех сферических гармоник на верхней границе образца ϵ_1 неограниченно растут. Амплитуды гармоник на нижней границе образца ϵ_2 при $P_2 - P_1 < \rho g R_{02}(0)$ для всех гармоник, а при $P_2 - P_1 > \rho g R_{02}(0)$ в зависимости от ν осциллируют, т.е. совершают колебания в окрестности начального значения. В описан-



Фиг. 4. Области устойчивости ($I_k > 0$) и неустойчивости ($I_k < 0$) возмущений на верхней ε_1 и нижней ε_2 свободных поверхностях жидкого поршня при различных режимах ускорения $G = G_p/g$ ($k = 1, 2$), кривые 1, 2 соответствуют v_1, v_2

ных выше экспериментах на первом этапе движения образца в диффузоре $G_p/g > 10$, что соответствует $I_1 < 0$, а на втором этапе движения образца $G_p/g < 0$ и, следовательно, также $I_1 < 0$, т.е. на всем пути движения образца возмущения его верхней границы неустойчивы.

Проведенные на основании численного решения системы уравнений (2.5)–(2.8) для водяного образца при $P_2 - P_1 = 6 \cdot 10^4$ Па расчеты с учетом параметров процесса, исследованного в эксперименте

$$R_{01}(0) = 300 \text{ см}, \quad R_{02}(0) = 30 \text{ см}, \quad \zeta(0) = 0.1, \quad \gamma = 72.75 \text{ г/с}^2, \quad \rho = 1 \text{ г/см}^3, \quad \theta_k = 2^\circ$$

$$v_1 = 109.8, \quad v_2 = 200.1, \quad v_3 = 290.6, \quad v_4 = 381, \quad v_5 = 471.1, \dots$$

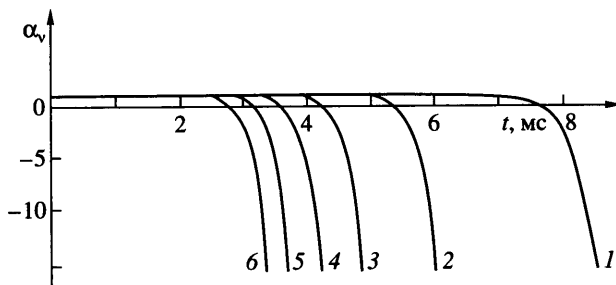
$$\varepsilon_1(0) = \alpha_v(0) = \varepsilon_2(0) = \beta_v(0) = 1, \quad \dot{\varepsilon}_1(0) = \dot{\alpha}_v(0) = \dot{\varepsilon}_2(0) = \dot{\beta}_v(0) = 0$$

$$\alpha_v(t) = \frac{a_v(t)}{a_v(0)}, \quad \beta_v(t) = \frac{b_v(t)}{b_v(0)}, \quad a_v(t) = z_v(t) \exp \left[- \left(0.5 \int \frac{q_1}{f_1} dt \right) \right],$$

$$b_v(t) = u_v(t) \exp \left[- \left(0.5 \int \frac{q_2}{f_2} dt \right) \right]$$

показали, что гармоники на нижней границе образца в диффузоре осциллируют со слабым инкрементом, а на верхней границе неограниченно растут отрицательные значения $\alpha_v(t)$, фиг. 5, т.е. гармоники развиваются внутри жидкого объема. Это означает, что из начальных возмущений верхней границы со временем формируются воздушные струи, проникающие в жидкий образец, и таким образом разрушают его, как это наблюдается на кинограмме фиг. 3, в. Используя систему уравнений (2.5)–(2.10), можно также показать характер развития возмущений на границах образца в конфузоре (формирование жидких струй на верхней границе при движении образца вниз, где в этом случае инвариант уравнения (2.6) $I_1 < 0$).

Вследствие того, что в цилиндрическом канале на образец действуют постоянные на каждом из этапов ($0 \leq t \leq t_0$ и $t > t_0$) значения ускорения (1.3), поведение амплитуд гармоник определяется критерием устойчивости Рэля–Тейлора [5]. Согласно этому критерию, если вектор ускорения, приложенного к границе раздела жидкость – газ, направлен в сторону газовой среды, возмущение границы устойчиво: амплитуды гармоник осциллируют с постоянными модулями; если вектор ускорения направлен в сторону жидкости, возмущение границы неустойчиво: амплитуды гармоник неограниченно растут по закону гиперболического косинуса.



Фиг. 5. Характер неустойчивости амплитуд возмущений $\alpha_v(t) = \alpha_v(t)/\alpha_v(0)$ верхней границы жидкого поршня при $P_2 - P_1 = 6 \cdot 10^4$ Па; кривые с номером i соответствуют V_i ($i = 1 - 6$)

Это согласуется с наблюдаемым на кинограмме фиг. 3, б поведением свободных границ образца. На втором этапе перемещения образца ($t > t_0$) на его нижней границе вектор ускорения направлен в сторону парогазовой среды (область между алюминиевым поршнем и образцом), и форма поверхности остается устойчивой. На его верхней границе вектор ускорения направлен в сторону жидкости и ее поверхность неустойчива: по оси симметрии образца на свободной поверхности формируется струйное образование, “уносящее” жидкую массу, которая затем распадается на капли.

По аналогичной экспериментальной методике проводились также опыты с глицериновым поршнем, которые показали, что структура высоковязкого жидкого поршня устойчива относительно данного режима нагружения: вязкие потери препятствуют неограниченному росту возмущений на свободной поверхности поршня, а следовательно, и формированию проникающих в жидкий объем воздушных струй. Очевидно, что должно существовать пороговое значение вязкости жидкости, ниже которого при заданном режиме ускорения жидкого поршня его структура сохраняется устойчивой. Определение этого порога – предмет специального исследования.

Заключение. Установлено, что кроме кавитационного механизма динамического разрушения жидкого образца, а также известного из экспериментальных наблюдений разрушения образца за счет образования и неограниченного роста на его поверхности жидких струй существует механизм интенсивного разрушения жидкого образца (без существенного изменения его объема) за счет формирования на его поверхности воздушных струй, проникающих в жидкую среду, разрушая ее на фрагменты.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стебновский С.В. О поведении дисперсных жидких сред при динамических нагрузках // ПМТФ. 1994. Т. 35. № 5. С. 68–77.
2. Стебновский С.В. Экспериментальное исследование импульсного растяжения кавитирующих сред // ПМТФ. 1998. Т. 39. № 5. С. 122–125.
3. Повицкий А.С., Любин Л.Я. Основы динамики и теплообмена жидкостей и газов при невесомости. М.: Машиностроение, 1972. 252 с.
4. Стебновский С.В. Эволюция структуры высоковязких жидких сред при импульсном объемном растяжении // ПМТФ. 2000. Т. 41. № 1. С. 105–111.
5. Taylor G.I. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1950. V. 201. № 1065. P. 192–196.