УДК 534.2 : 532,532.526

УПРАВЛЕНИЕ РАЗВИТИЕМ НЕУСТОЙЧИВОСТИ КАПИЛЛЯРНОЙ СТРУИ ДВУМЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫМИ ПУЧКАМИ

А. Б. Езерский, В. П. Реутов

(Горький)

В последние годы в гидромеханике повысился интерес к проблеме перехода от ламинарных течений к турбулентным [1—6]. В экспериментальных исследованиях процесса зарождения турбулентности и при решении практических задач по «управлению переходом» важную роль играет анализ механизмов возбуждения неустойчивых волн внесенными в поток возмущениями различной природы. Нарастая вниз по потоку, индуцированные волны могут существенно изменить эволюцию спектра пульсаций, задержать либо ускорить развитие турбулентности. Возбуждение волн Толлмина — Шлихтинга акустическим полем в пограничном слое на пластине и их влияние на переход к турбулентности исследовалось в [2—4, 6]. Большое различие фазовых скоростей акустических и гидродинамических возмущений в дозвуковом течении приводит к тому, что акустическое поле индуцирует волны пограничного слоя лишь в окрестности передней кромки пластины (сосредоточенное возбуждение). В работе [7] обсуждалась возможность генерации неустойчивых волн двумя ультразвуковыми пучками при резонансе между индуцируемой волной и комбинационным воздействием на среду. В данном случае возбуждение волны распределено в области пересечения пучков, а ее частота, равная разности частот акустических волн, может быть значительно меньше каждой из них.

Эксперименты с капиллярными струями, выполненные в работах [8, 9], можно, по-видимому, отнести к первым наблюдениям акустического воздействия на гидродинамические течения. В этих экспериментах обнаружена чрезвычайно высокая чувствительность капиллярных струй к звуковым колебаниям и отмечено, что воздействие акустического поля на струю определяется в основном вибрациями сопла [9]. Точка разбиения струи на капли легко фиксируется визуально по характерному утолщению струи и уменьшению прозрачности потока. Возбуждение неустойчивых волн при комбинационном воздействии акустического поля на начальный участок струи равносильно увеличению уровня начальных возмущений и должно приводить к ускорению процесса образования капель.

1. Рассмотрим комбинационный механизм возбуждения неустойчивых волн, описанный в [7], применительно к капиллярной струе. Две акустические волны с частотами ω_1 и ω_2, падающие па цилиндрическую жидкую струю, индуцируют в ней волны с разностной частотой $\Omega = \omega_2 - \omega_1$. Будем рассматривать возбуждение азимутально-симметричной моды, ответственной за неустойчивость струи. Эффективность возбуждения определяется расстройкой от резонанса волновых чисел нелинейно связанных волн, которая имеет вид

$$\Delta k = k_{2z} - k_{1z} - k_0 = k_0 \left(\frac{\omega_1 v_0}{\Omega c_a} \sin\theta_1 + \frac{\omega_2 v_0}{\Omega c_a} \sin\theta_2 - 1 \right), \tag{1.1}$$

где k_{1z} и k_{2z} — проекции волновых векторов падающих волн $\mathbf{k}_1$ и $\mathbf{k}_2$ на ось струи z; $k_0 = \Omega/v_0$ — действительная часть волнового числа азимутально-симметричной моды; v_0 — скорость течения; c_a — скорость звука в воздухе; $\theta_{1,2}$ — углы между осью x и $\mathbf{k}_{1,2}$ (векторы $\mathbf{k}_{1,2}$ лежат в одной плоскости с осями x, z прямоугольной системы координат). Как следует из (1.1), резонанс взаимодействующих волн возможен только при $\Omega < (\omega_1 + \omega_2)v_0/c_a$. Поскольку $v_0 \ll c_a$, частоты $\omega_{1,2}$ должны значительно превышать частоту Ω, находящуюся в полосе неустойчивости течения.

Для определения амплитуды индуцированной волны необходимо решать систему уравнений движения среды с граничными условиями на возмущенной поверхности раздела. Задача значительно упрощается благодаря малости отношения плотностей воздуха и воды $\rho_a/\rho_w \ll 1$. Анализ показывает, что не слишком тонкую (по сравнению с длиной волны звука) струю при определении акустического воздействия почти на всех частотах можно считать абсолютно жестким цилиндром. При этом волны в струе возбуждаются только благодаря комбинационному давлению на ее поверхность со стороны окружающего воздуха.

Для описания акустического поля в атмосфере воспользуемся системой уравнений адиабатического приближения [10]

$$(1.2а)\quad \Phi_t + \frac{1}{2}(\nabla\Phi)^2 + \int\frac{dp}{\rho(p)} = 0; \qquad (1.2б)\quad \rho_t + \operatorname{div}(\rho\nabla\Phi) = 0,$$

где Φ — потенциал поля скоростей; ρ — плотность среды. Граничные условия сводятся к обращению в нуль радиальной составляющей скорости на поверхности цилиндра и к условию рассеяния на бесконечности. В линейном приближении потенциал, возникающий при рассеянии каждой из волн $\omega_{1,2}$, в области изменения углов $-\pi/2 < \theta_{1,2} < \pi/2$ можно представить в виде

$$(1.3)\quad \Phi = \frac{ip}{2\omega\rho_a}\sum_{m=-\infty}^{\infty}(-1)^m\left[I_m(\eta r) - \frac{I'_m(\eta a)}{H_m^{(2)\prime}(\eta a)}H_m^2(\eta r)\right]e^{i\omega t - ik_z z - im\varphi} + \text{к. с.},$$

где p — комплексная амплитуда давления в плоской волне; r и φ — цилиндрические координаты ($x = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$); I_m, $H_m^{(2)}$ — функции Бесселя и Ханкеля соответственно; a — радиус струи; $\eta = k\cos\theta$ — x-компонента волнового вектора (индексы 1, 2 у p, ω, η и k опущены). Первая часть суммы (1.3) представляет собой потенциал плоской волны, разложенный по цилиндрическим функциям, вторая описывает рассеянное цилиндром акустическое поле.

Учитывая, что колебапия давления малы, разложим, как обычно, функцию $\rho(p)$ по степеням $\tilde p = p - p(\rho_a)$: $\rho = \rho_a + \frac{1}{c_a^2}\tilde p + \ldots$ Комбинационное давление будем искать, представляя решение (1.2) в виде ряда теории возмущений по амплитуде акустических волн:

$$(1.4)\qquad \Phi = \Phi^{(0)} + \Phi^{(1)} + \ldots,\quad \tilde p = p^{(0)} + p^{(1)} + \ldots,$$

где $\Phi^{(0)}$ — сумма потенциалов двух падающих волн, каждый из которых имеет вид (1.3); $p^{(0)} = -\rho_a\Phi_t^{(0)}$ — давление, соответствующее потенциалу $\Phi^{(0)}$. Определяя фурье-компоненту $p^{(1)}$ и $\Phi^{(1)}$ с частотой $\omega_2 - \omega_1 \ll \omega_{1,2}$ и с волновым числом $k_{2z} - k_{1z} \sim k_0$, в системе уравнений первого приближения можно пренебречь членом $\Phi_t^{(1)}$, который дает вклад порядка $v_0/c_a \ll \ll 1$*. При этом комбинационное давление, индуцирующее волны в струе, выражается в виде

$$(1.5)\qquad p_\Omega^{(1)} = \frac{1}{2c_a^2\rho_a}[\tilde p^2]_\Omega - \frac{1}{2}\rho_a\left[\left(\frac{\partial\Phi^{(0)}}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial\Phi^{(0)}}{\partial\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\partial\Phi^{(0)}}{\partial z}\right)^2\right]_\Omega.$$

Здесь индексом Ω отмечены амплитуды фурье-гармоник: $p_\Omega = \langle p\exp(-i\Omega t)\rangle$ и т. п. (скобки $\langle\rangle$ означают усреднение по времени). После подстановки (1.3) в (1.5) получим для азимутально-симметричной составляющей $p_\Omega^{(1)}$ при $r = a$ выражение вида

$$(1.6)\qquad \bar p_\Omega^{(1)} = \frac{K}{\pi^2 a^2\eta_1\eta_2}\,\frac{p_1^* p_2}{c_a^2\rho_a}\exp[-i(k_{2z} - k_{1z})z],$$

где коэффициент K определен соотношением

$$K = \sum_{m=-\infty}^{\infty}\frac{\left(1 - \frac{c_a^2 m^2}{\omega_1\omega_2 a^2} + \sin\theta_1\sin\theta_2\right)}{\left[H_m^{(2)\prime}(\eta_1 a)\right]^* H_m^{(2)\prime}(\eta_2 a)}.$$

Рассмотрим, как изменится формула (1.6) при падении на струю двух акустических пучков. Будем считать, что оси пучков ориентированы так

* Оценка получена при $k_z a$, $k_\perp a \sim 1$.

же, как векторы $\mathbf{k}_{1,2}$ в рассмотренной выше задаче, и пересекаются с осью струи в одной точке $z = z_0$ (начало координат выбираем в начале струи). Пренебрегая изменением давления вдоль пучков на расстояниях $\sim L_* \sin\theta$ от точки z_0 (L_* — характерная длина области возбуждения волны), представим амплитуду давления в каждом из них в виде $p_{1,2} = p_{1,20}\chi(r_\perp)\times$ $\times \exp\,[i\psi(r_\perp)]$, где $r_\perp$ — расстояние до оси пучка; $p_{1,20}$ — амплитуда на оси; χ — нормированный профиль амплитуды; $\psi(r_\perp)$ описывает фазовую неоднородность поперек пучка. В том случае, когда $\psi(r_\perp)$ и $\chi(r_\perp)$ мало меняются на интервалах $\Delta r_\perp \sim 2a \sin\theta$, можно заменить давление, созданное пучком вблизи поверхности струи, его значением на оси z (в отсутствие жидкости). Учет пространственной структуры падающих волн при этом сведется к замене в (1.6) $p_{1,2}$ на $p_{1,2}(r_\perp)$, где $r_\perp = |z - z_0|\times$ $\times \cos\theta_{1,2}$.

Ограничимся далее анализом комбинационного возбуждения длинноволновых возмущений струи, описание которых возможно в рамках одномерной модели [11]. Капиллярное давление, действующее на поверхность струи, в нашем случае следует сложить с найденным выше комбинационным. Полученная таким путем система уравнений справедлива, когда крупномасштабны как индуцированные волны ($k_0 a < 1$), так и воздействия на струю ($|k_{2z} - k_{1z}|a < 1$). Задача сводится к решению одного уравнения для амплитуды азимутально-симметричной компоненты радиального смещения поверхности цилиндра ζ:

$$\left(i\Omega + v_0\frac{d}{dz}\right)^2\bar\zeta_\Omega + \frac{1}{2}\,\frac{\sigma}{a\rho\omega}\,\frac{d^2}{dz^2}\left(\bar\zeta_\Omega + a^2\frac{d^2}{dz^2}\bar\zeta_\Omega\right) = \tag{1.7}$$

$$= \frac{a}{2\rho\omega}\,\frac{d^2}{dz^2}\left[\bar p_\Omega^{(1)} e^{-i(k_{2z}-k_{1z})z}\right],$$

где σ — коэффициент поверхностного натяжения воды. Будем рассматривать пучки с достаточно плавным профилем $(\chi'_z \ll k_0\chi,\ \chi''_{zz} \ll k_0^2\chi)$ и ограничимся случаем малых расстроек ($|\Delta k| \ll k_0$). Тогда, полагая в (1.7) $\bar\zeta_\Omega = (1/2)A(z)\exp(-ik_0 z)$, получим следующее уравнение для медленно меняющейся комплексной амплитуды волны A:

$$\frac{d^2 A}{dz^2} - \gamma^2 A = Q(z)\, e^{-i\Delta k z}, \tag{1.8}$$

где $Q = -\dfrac{(k_{2z} - k_{1z})^2 K p_1^* p_2}{\rho_a \rho_\omega c_a^2 v_0^2 \pi^2 a \eta_1 \eta_2}$; $\gamma = \dfrac{1}{v_0}\left[\dfrac{\sigma}{2\rho_\omega a} k_0^2 (1 - k_0^2 a^2)\right]^{1/2}$

— пространственный инкремент неустойчивости азимутально-симметричной моды струи.

Уравнение (1.8) следует решать совместно с граничными условиями в начале струи, которые имеют вид $A(0) = A'(0) = 0$. Решение асимптотически переходит в собственную волну, нарастающую с инкрементом γ: $A \to A_0 \exp(\gamma z)$, где A_0 — начальная амплитуда индуцированной волны. При небольших углах падения ($\cos\theta_{1,2} \approx 1$), когда можно пренебречь зависимостью Q от фазовой неоднородности пучков, A_0 принимает вид

$$A_0 = A_m \int\limits_0^\infty \gamma\chi^2(|z - z_0|)\, e^{-\gamma z - i\Delta k z} dz. \tag{1.9}$$

Здесь $|A_m| = \dfrac{1}{2\pi^2}\, a\, \dfrac{\rho_a}{\rho_\omega}\left(\dfrac{c_a k_0}{v_0\gamma}\right)^2\left(1 + \dfrac{\Delta k}{k_0}\right)^2 \dfrac{M_1 M_2 |K| c_a^2}{\omega_1\omega_2 \cos\theta_1 \cos\theta_2}$ совпадает с амплитудой индуцированной волны, когда $\Delta k = 0$ и пучки однородны; $M_{1,2} = p_{1,20}/c_a^2\rho_a$ — акустические числа Маха в точке пересечения осей излучателей с осью струи.

В качестве примера найдем A_0 в том случае, когда пучки создаются круглыми поршневыми излучателями, помещенными в жесткие экраны, а точка z_0 находится в зоне Френеля на одинаковом удалении R_0 от излучателей. Примем в соответствии с описанными ниже экспериментами параметр Френеля $s = \lambda R_0/r_0^2$ равным 0,74 (λ — длина волны звука, r_0 — радиус излучателя). Профиль давления при данном s, построенный в [12], на интервале $0 < r_\perp < r_0$ можно аппроксимировать удобной для вычисления интеграла в (1.9) функцией $\chi = \exp[-1{,}5\ r_\perp/r_0]$. Принимая, что $\chi \sim 1/r_\perp$ в области $r_\perp > r_0$, можно оценить ошибку при использовании данной аппроксимации на бесконечном интервале по z: $\delta A_0/A_m \approx 0{,}04 \times \times \gamma a E_2(\gamma a)$ (E_2 — показательная степенная функция второго порядка). Наконец, в целях выяснения деталей комбинационного воздействия акустического поля на струю сделаем в (1.9) замену

$$\chi \to \chi(|z - z_0|)N(z - z_0), \tag{1.10}$$

где $N(x)$ — «экранный» множитель ($N = 1$ при $0 < x < L$ и $N = 0$ при $x > L$, $x < 0$). Тогда при $z_0 = 0$ из (1.9) для амплитуды возбужденной волны получается соотношение

$$\left|\frac{A_0}{A_m}\right| = \frac{\left|1 - e^{-\beta\gamma L - i\Delta k L}\right|}{\sqrt{\beta^2 + \left(\frac{\Delta k}{\gamma}\right)^2}} \left(\beta = 1 + \frac{3}{\gamma r_0}\right). \tag{1.11}$$

Как следует из (1.10), амплитуда возбужденной волны практически не возрастает при длине области воздействия на струю $L > L_* \approx 2/\beta\gamma$. Зависимость от Δk в правой части (1.10) можно рассматривать как резонансную характеристику возбуждения, если ширина такого резонанса достаточно мала. Можно видеть, что при переходе к однородным пучкам ($r_0 \to \infty$) длина области возбуждения возрастает, оставаясь конечной ($L_* \to 2/\gamma$), а ширина резонанса уменьшается — $2\sqrt{3}\beta\gamma \to 2\sqrt{3}\gamma$.

2. В естественном состоянии струя распадается на капли благодаря случайным возмущениям, которые трансформируются в неустойчивую волну [9, 11]. Искусственное возбуждение интенсивной неустойчивой волны должно приводить к более быстрому распаду струи. Оценим сдвиг точки разбиения, возникающий при включении акустического воздействия, исходя из следующих предположений: 1) случайные воздействия приводят к формированию в струе случайной квазимонохроматической волны, амплитуда которой нарастает с максимальным инкрементом * γ_m; 2) взаимодействием индуцированной и случайной волн можно пренебречь; 3) обе волны нарастают в соответствии с линейной теорией вплоть до образования перетяжек. Сдвиг Δl точки разбиения на капли к началу струи определим из условия, что среднее квадратичное смещение поверхности струи равно ее радиусу a:

$$|A_0|^2 e^{2\gamma(l_0 - \Delta l)} + a^2 e^{-2\gamma_m \Delta l} = a^2. \tag{2.1}$$

Здесь l_0 — расстояние от точки разбиения до сопла при $A_0 = 0$. Когда выполнено условие $2(\gamma_m - \gamma)\Delta l \ll 1$, уравнение (2.1) решается относительно Δl в явном виде

$$\Delta l \approx \frac{1}{2\gamma_m} \ln\left(1 + \frac{|A_0|^2}{A_N^2}\right), \tag{2.2}$$

где величину $A_N = a \exp[-\gamma(\Omega)l_0]$ можно интерпретировать как эффективный начальный уровень шума.

3. Для экспериментального исследования комбинационного воздействия ультразвука на струю использовалась установка, схема которой показана на фиг. 1 ($И_2$ и $И_1$ — стойки с излучателями, *1* — пластины крепления основания стоек, *В* — винт крепления пластин, *2* — сопло,

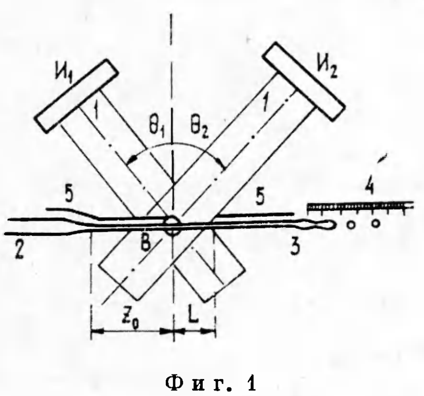
---

* Максимум инкремента достигается на частоте $\Omega_m \approx (0{,}7/a)v_0$.

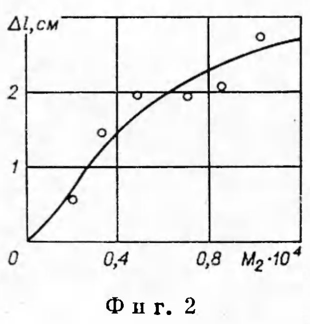
3 — струя, *4* — измерительная линейка, *5* — вводимый экран). Излучатели ультразвука в виде круглых пластинок из цирконата титаната свинца (ЦТС) с радиусом $r_0 = 1{,}5$ см были вмонтированы в стойки, которые свободно поворачивались вокруг винта B, находящегося на расстоянии $R_0 = 9$ см от излучателей. Рабочие частоты выбирались близкими к частоте главного резонанса пластинок ($f_{1,2} = \omega_{1,2}/2\pi \approx 160$ кГц). Излучатели можно было перемещать вдоль струи, изменяя положение точки пересечения их осей с осью струи (размер z_0). Пиковое акустическое давление на оси каждого из излучателей в воздухе над точкой B измерялось микрофоном и достигало 113 дБ ($\mathrm{M}_{1,2} \approx 10^{-4}$). Ширина амплитудно-частотной характеристики акустического поля излучателей на уровне 0,7 составляла 2 кГц. Струя водопроводной воды вытекала со скоростью $v_0 = 140$ см/с из сопла с радиусом $a = 0{,}075$ см. Естественный распад струи на капли происходил на расстоянии $l_0 = 15{,}3$ см от сопла. Положение точки распада определялось с помощью линейки, закрепленной вблизи струи. Поведение струи контролировалось визуально в обычном и в стробоскопическом освещении. Для создания стробоскопической подсветки использовалось напряжение с разностной частотой, полученное путем смешения напряжений на излучателях.

При указанных выше параметрах системы инкремент неустойчивости имеет максимальное значение $\gamma_m = 1{,}03$ см$^{-1}$ на частоте $F_m = \Omega_m/2\pi \approx$ ≈ 210 Гц. Благодаря низкому уровню эффективного шума сдвиг точки разбиения, определенный по формулам (1.9), (2.2), оказывается значительным даже при сравнительно небольшом акустическом давлении. Выбирая для оценки угол $\theta_1 \approx 12°$, получим резонансное значение угла $\theta_2 =$ $= 5{,}5°$. Для небольших углов $\theta_{1,2}$ вычисления дают $K \approx 8{,}2$. В результате, полагая $\mathrm{M}_{1,2} \approx 10^{-4}$, получим $\Delta l = 2{,}4$ см.

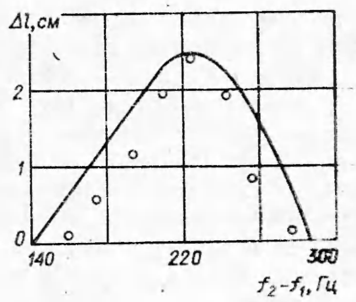
Заметное влияние акустического поля на распад струи было обнаружено в том случае, когда излучатели ориентировались на начальный участок струи и работали на близких частотах ($f_2 - f_1 \sim 200$ Гц). При падении на струю двух интенсивных волн ($\mathrm{M}_{1,2} \sim 10^{-4}$) происходил сдвиг точки разбиения на капли к соплу и наблюдалась стабилизация течения в целом (уменьшение разбрызгивания капель). В стробоскопическом освещении в области разрушения струи была получена неподвижная картина капель, что говорит об их «комбинационном происхождении». Сдвиг точки распада имел место только при ориентации излучателя с большей частотой (f_2) вниз по потоку ($\theta_2 > 0$). Иначе говоря, для получения эффективного воздействия на струю фазовая скорость комбинационного поля должна иметь составляющую, направленную в ту же сторону, что и течение жидкости. Сдвиг точки распада струи на капли измерялся при следующих значениях фиксированных параметров: $\mathrm{M}_{1,2} = 10^{-4}$, $\theta_{1,2} = 12°$, $f_2 - f_1 = 220$ Гц, $z_0 = 0$. Зависимость сдвига точки распада Δl от амплитуды одной из волн показана на фиг. 2. В отсутствие какой-либо одной из акустических волн не было обнаружено изменений в струе. На фиг. 3 показана зависимость



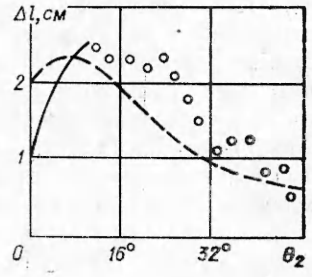
Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

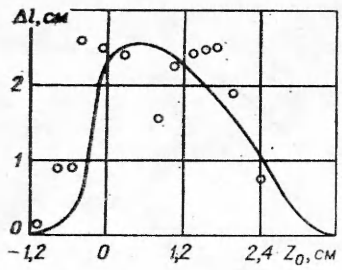


Фиг. 4

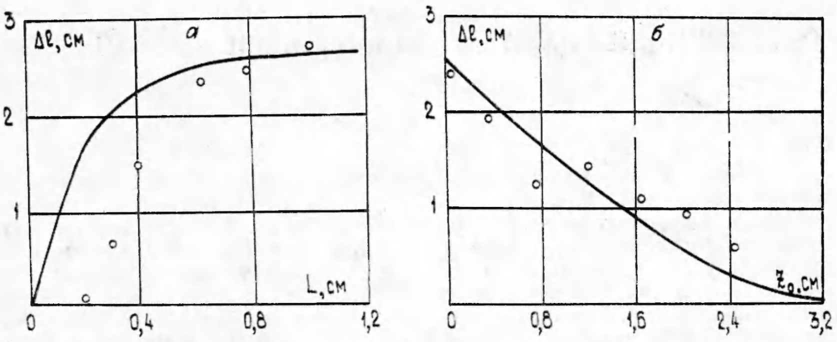
Δl от разности частот падающих волн. Видно, что воздействие наиболее эффективно, когда в струе возбуждаются волны с частотой, находящейся вблизи максимума частотной зависимости инкремента азимутально-симметричной моды. Воздействие акустического поля проявлялось в широком диапазоне углов $\theta_{1,2}$ (фиг. 4) и сохранялось при смене положения точки пересечения осей излучателей с осью струи (фиг. 5).

Чтобы исключить возможное воздействие комбинационного давления на сопло, использовался тонкий экран с вертикальной щелью, который вводился, как показано на фиг. 1. Раскрытие щели от точки B в сторону течения регулировалось в пределах от 0 до 20 мм. При наличии экрана взаимодействие акустического поля со струей локализовалось на размерах щели. Зависимость Δl от ширины щели показана на фиг. 6, *а*. Видно, что область возбуждения волны в струе имеет длину 6—7 мм (при L, превышающих эти значения, сдвиг практически не возрастает и равен значению в отсутствие экрана). На фиг. 6, *б* приведена зависимость Δl от z_0, полученная при ширине щели 10 мм. Наличие сдвига точки разбиения при больших (по сравнению с длиной акустической волны $\lambda = 2{,}1$ мм) удалениях точки B от сопла исключает колебания кончика пипетки под действием акустического поля как возможный источник неустойчивых волн.

Одновременно с результатами измерений на фиг. 2—6 приведены теоретические графики, рассчитанные по формулам (1.9), (1.11) и (2.2). Теоретическая зависимость от угла θ_2 на фиг. 4, построенная в пределах применимости теории ($|\Delta k| \ll k_0$, $|k_{2z} - k_{1z}|a < 1$), охватывает лишь небольшой интервал углов и может быть сопоставлена с экспериментальными точками только при $\theta_2 \sim 12°$ (ориентация излучателя $И_2$ под углами $\theta_2 < 12°$ невозможна из-за габаритов стоек). Штриховой линией на фиг. 4 показан график угловой зависимости, полученный в предположении об узости резонанса по Δk (считается, что зависимость A_0 от угла в (1.9) определяется множителем $\exp(-i\Delta kz)$, тогда как A_m постоянно и равно значению в резонансе). Вычисления показывают, что резонанс по углу в (1.9) не является узким, так как при уменьшении A_0 в 2 раза нельзя пренебречь изменением A_m. Ввиду логарифмического характера зависимости Δl от A_0 учет больших расстроек Δk необходим даже при узком резонансе. Для того чтобы получить теоретическую зависимость от угла при любых θ_2, следует отказаться от принятых при вычислении A_0 упрощений. Характерная ширина кривой на фиг. 3 определяется в основном частотной зависимостью инкремента γ, входящего в выражение для A_N. Теоретический расчет для экспериментов со щелью выполнялся с учетом экранного множителя в формуле (1.9). Систематическое смещение экспериментальных точек вправо на фиг. 6, *а* при малой ширине щели можно объяснить наличием конечного зазора между экраном и струей, а также конечной шириной самой струи, что приводит к умень-



Фиг. 5



Фиг. 6

шению длины области акустического воздействия на струю при ориентации излучателей под углом к нормали.

Таким образом, в описанных выше экспериментах с капиллярной струей реализован комбинационный механизм управления развитием неустойчивости двумя ультразвуковыми пучками. Регуляризация процесса образования капель и смещение точки распада к началу струи были вызваны воздействием акустического поля двух волн на начальный участок струи, которое локализовалось в окрестности точки пересечения осей излучателей с осью струи и приводило к возбуждению в потоке неустойчивых волн.

В заключение отметим ряд моментов, существенных с точки зрения применения комбинационного воздействия ультразвуковых волн для управления другими гидродинамическими течениями. Использование ультразвуковых пучков позволяет локализовать возбуждение волны в наперед заданной части потока, причем амплитуда индуцированной волны сравнительно просто может быть рассчитана в каждом конкретном случае. Применение ультразвука дает возможность избавиться от возмущений, возникающих из-за вибраций обтекаемых пластин и рабочих частей труб. Такой вибрационный фон неустраним при воздействии на поток звуковых волн с частотой, равной частоте гидродинамических колебаний.

Авторы выражают благодарность М. И. Рабиновичу за постоянный интерес к работе.

Поступила 10 II 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. **Власов Е. В., Гиневский А. С.** Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики турбулентной струи.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 4.
2. **Власов Е. В., Гиневский А. С.** Влияние акустических возмущений на переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный.— Учен. зап. ЦАГИ, 1971, т. 11, № 2.
3. **Качанов Ю. С., Козлов В. В., Левченко В. Я.** Генерация и развитие возмущений малой амплитуды в ламинарном пограничном слое при наличии акустического поля.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1975, № 13, вып. 3.
4. **Поляков Н. Ф.** Индуцирование гидродинамических волн в ламинарном пограничном слое продольным звуковым полем.— В сб.: Симпозиум по физике акустико-гидродинамич. явлений. М.: Наука, 1975.
5. **Sato H., Saito H.** Artificial control of the laminar-turbulent transition of a two-dimensional wake by external sound.— J. Fluid Mech., 1979, vol. 84, N 4.
6. **Левченко В. Я., Козлов В. В.** Возникновение и развитие возмущений в пограничном слое.— В сб.: Модели в механике сплошной среды. Новосибирск: изд. ИТПМ, 1979.
7. **Реутов В. П.** О возбуждении неустойчивых гидродинамических волн на тангенциальном разрыве с помощью интенсивных ультразвуковых пучков.— Акуст. журн., 1979, т. 25, № 5.
8. **Тиндаль.** Звук. СПб., 1901.
9. **Рэлей Дж. В.** Теория звука. Т. 2. М.: ГИТТЛ, 1955.
10. **Бетчелор.** Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
11. **Левич В. Г.** Физико-химическая гидродинамика. М.: ГИТТЛ, 1959.
12. **Лепендин Л. Ф.** Акустика. М.: Высшая школа, 1978.