АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 6

УДК 551.596.9

ОБ АКУСТИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЙ С КРУГОВЫМИ ЛИНИЯМИ ТОКА ©

Данилов С. Д.

В первой части работы на примере вихря Кельвина показано, что малое возмущение профиля угловой скорости, делающее профили завихренности и угловой скорости монотонно убывающими, приводит к затухающим решениям для волновых возмущений. Сколь угодно слабая сжимаемость не может сделать такой возмущенный вихрь акустически неустойчивым. Во второй части рассматривается модельное вихревое течение, допускающее как режим акустической устойчивости, так и режим акустической неустойчивости.

В настоящей работе рассматриваются две задачи, связанные с акустической неустойчивостью (устойчивостью) плоских течений с круговыми линиями тока. Первая часть работы посвящена уточнению сформулированного в [1] положения об акустической неустойчивости течений с круговыми линиями тока, профили завихренности которых являются невозрастающими. Доказательство этого положения в [1] основано на рассмотрении сохраняющего площадь преобразования координат и вычислении связанной с этим преобразованием вариации энергии. Вторая вариация энергии имеет отрицательный знак; из этого делается заключение об акустической неустойчивости при учете слабой сжимаемости. Однако поле скорости, осуществляющее преобразование координат, должно являться решением уравнений гидродинамики. Если это поле затухает в приближении несжимаемой жидкости, то при малых числах Маха сжимаемость лишь мало изменит законы затухания.

В работе на примере вихря Кельвина показано, что малое возмущение профиля завихренности течения, такое, что результирующие профили завихренности и угловой скорости монотонно убывают, приводит к убывающим по времени решениям начальной задачи о возбуждении возмущенного течения. Для такого возмущенного течения при учете слабой сжимаемости устойчивость сохраняется. По-видимому, малое возмущение завихренности указанного типа всегда существует хотя бы вследствие диффузии завихренности.

Можно обобщить результаты, полученные для вихря Кельвина с возмущенным профилем и показать, что слабая сжимаемость может приводить к акустической неустойчивости только тех гидродинамически устойчивых течений с невозрастающими профилями завихренности, которые имеют нейтральные моды колебаний или имеют профили с участками постоянной угловой скорости. Такие течения допускают существование незатухающих волновых возмущений в несжимаемом случае. Малые возмущения профиля завихренности, приводящие к монотонно убывающим распределениям завихренности и угловой скорости, выводят течения из этого класса течений, при этом слабая сжимаемость не приводит к акустической неустойчивости при достаточно малых числах Маха.

Во второй части работы проведено рассмотрение модельной задачи об акустической неустойчивости аксиального равнозавихренного вихря, охватывающего цилиндр. Указанный вихрь является системой с кусочно-постоянной завихренностью и имеет нейтральные моды колебаний. Рассмотрение такой модели представляет непосредственный физический интерес, ибо при учете слабой сжимаемости она допускает как режим акустической неустойчивости, так и режим акустической устойчивости.

Модельное течение — вихрь, охватывающий цилиндр — предложено в работе [2] как аналог для случая систем с распределенной завихренностью вихря, помещенного вблизи цилиндра. Решение задачи о динамике вихря вблизи неоднородной границы — цилиндра — при учете слабой сжимаемости [2] описывает как режим акустической стабилизации (падение на цилиндр), так и режим неустойчивости (уход на бесконечность) в зависимости от соотношения между циркуляцией течения вокруг цилиндра и циркуляцией вокруг вихря.

В данной работе показано, что неустойчивость (устойчивость) вихря, охватывающего цилиндр, связана с величиной и знаком циркуляции вокруг цилиндра. В этом смысле существует аналогия с задачей для точечного вихря. В остальном необходимы отдельные расчеты.

Перейдем к первой из сформулированных задач.

Рассматривается течение, скорость которого в полярных координатах (r, φ) дается соотношением $\mathbf{U}=(0, r\Omega)$, где $\Omega=\Omega_1+\Omega_2$, $\Omega_1=\Omega_0$ при $0\leqslant r\leqslant a$ и $\Omega_1=\Omega_0(a/r)^2$ при $r>a$, a — радиус невозмущенного вихря, Ω_0 — угловая скорость в ядре невозмущенного вихря, Ω_2 — возмущение угловой скорости, которое считается малым. Критерий малости будет конкретизирован далее. По профилю угловой скорости может быть рассчитан профиль завихренности по формуле $\alpha=2\Omega+\Omega' r=\alpha_1+\alpha_2$. Здесь α_1 — завихренность невозмущенного течения, α_2 — малое возмущение завихренности течения.

Линеаризованная начальная задача для возбуждения течения силой $\mathbf{f}(r, \varphi, t)=(f_r, f_\varphi)\exp(in\varphi)\delta(t)$, где t — время, угловой множитель далее опущен, при переходе к преобразованию Лапласа по времени приводится к следующему уравнению:

$$\Psi''+\frac{1}{r}\Psi'+\left(\frac{n\alpha'}{\varkappa r}-\frac{n^2}{r^2}\right)\Psi=\frac{n}{\varkappa r\rho}f_r+i\frac{(rf\varphi)'}{r\varkappa\rho}. \tag{1}$$

Здесь Ψ — функция тока течения, возбуждаемого силой. Вектор скорости этого течения дается соотношением $\mathbf{v}=(v_r, v_\varphi)=(-in\Psi/r, \Psi')$, а давление связано с функцией тока выражением $p=\rho(\alpha\Psi+\varkappa r\Psi'/n)$, ρ — плотность жидкости, $\varkappa=\omega-n\Omega$. Функция тока должна быть ограничена при $r=0$ и при $r=\infty$. Преобразование Лапласа дается соотношением

$$\Psi, p, f_r, f_\varphi(r, \omega)=\int_0^\infty e^{i\omega t}(\Psi, p, f_r, f_\varphi(r, t))\,dt,$$

а обратное преобразование Лапласа — соотношением

$$\Psi, p, f_r, f_\varphi(r, t)=\frac{1}{2\pi}\int_L e^{-i\omega t}(\Psi, p, f_r, f_\varphi(r, \omega))\,d\omega.$$

Контур L на комплексной плоскости ω выбирается выше всех особенностей подынтегрального выражения.

Построим линейно независимые решения однородного уравнения (1). Для этого воспользуемся методом последовательных приближений по α_2'. Взяв в качестве первого приближения $\Psi_1=(r/a)^n$, получим

$$\Psi_\alpha=\Psi_1+\Psi_2=\left(\frac{r}{a}\right)^n\left(1-\int_0^r\frac{\alpha_2'\,dr}{2\varkappa}\right)+\left(\frac{a}{r}\right)^n\int_0^r\frac{\alpha_2' r^{2n}}{2\varkappa a^{2n}}\,dr. \tag{2}$$

Взяв в качестве первого приближения $\Psi_1=(a/r)^n$, получим

$$\Psi_\beta=\Psi_1+\Psi_2=-\left(\frac{r}{a}\right)^n\int_\infty^r\frac{\alpha_2' a^{2n}}{2\varkappa r^{2n}}\,dr+\left(\frac{a}{r}\right)^n\left(1+\int_\infty^r\frac{\alpha_2'\,dr}{2\varkappa}\right). \tag{3}$$

Отметим, что особенность однородного уравнения (1) в окрестности слоя совпадения $\varkappa=0$ правильно учитывается в рамках метода последовательных приближений. В этом можно убедиться, выполнив анализ точных решений уравнения в окрестности слоя совпадения.

По решениям $\Psi_\alpha(2)$, $\Psi_\beta(3)$ найдем решения однородного уравнения (1) Ψ_i и Ψ_e, ограниченные соответственно при $r=0$ и на бесконечности. В качестве решения Ψ_i при $r<a$ берем решение Ψ_α; при $r\geqslant a$ ему соответствует линейная комбинация Ψ_α и Ψ_β с коэффициентами A и B соответственно, которые определяются из условий сшивания при $r=a$ [3]. В качестве решения Ψ_e при $r\geqslant a$ берем решение Ψ_β. При $r<a$ ему отвечает линейная комбинация Ψ_α и Ψ_β, коэффициенты которой определяются из условий сшивания. Вронскиан решений Ψ_i, Ψ_e оказывается равным

$$W=\Psi_i\Psi_e'-\Psi_i'\Psi_e=-\frac{2n}{r}A\left(1-\int\limits_0^\infty\frac{\alpha_2'}{2\varkappa}dr\right).$$

Записывая решение уравнения (1) для случая $f_r=f\delta(r-r_0)$ через функции Ψ_i, Ψ_e и выполняя обратное преобразование Лапласа, получим

$$\Psi=\frac{1}{2\pi}\int\limits_L d\omega e^{-i\omega t}\frac{nf}{\rho r_0}\frac{1}{\varkappa(r_0)W}\begin{cases}\Psi_i(r,\omega)\Psi_e(r_0,\omega), & r<r_0\\ \Psi_i(r_0,\omega)\Psi_e(r,\omega), & r\geqslant r_0\end{cases}. \qquad (4)$$

Рассмотрим особенности подынтегрального выражения. К ним относятся точки ветвления функций Ψ_i, Ψ_e и вронскиана, а также нуль вронскиана. Функции $\Psi_i(r,\omega)$, $\Psi_e(r,\omega)$ имеют точки ветвления при $\omega=0$, $\omega=n\Omega_{\max}$ и $\omega=n\Omega(r)$. Вронскиан имеет точки ветвления при $\omega=0$, $\omega=n\Omega_{\max}$ и $\omega=n\Omega(a)$. Разрезы, соединяющие точки ветвления, не должны уходить в $+i\infty$, а в остальном могут быть проведены произвольно. (При $\omega\to+i\infty$ контур L не может быть взят выше всех особенностей подынтегрального выражения.) Проведем разрезы из точек на действительной оси вертикально вниз. В этом случае на комплексной плоскости частоты появляется нуль у вронскиана, соответствующий условию $A=0$. На вычислении нуля вронскиана остановимся несколько дальше.

Опустим контур L вниз; исходный интеграл при этом разобьется на сумму интегралов по берегам разрезов и вычет в полюсе при $A=0$. В интегралы по берегам разреза основной вклад при $t\to\infty$ дает окрестность точки $\omega=n\Omega(r_0)$. Контур интегрирования в окрестности указанной точки обозначим через L_1. Оценим временную асимптотику интеграла по этому контуру.

Разрешая уравнение $\omega=n\Omega(r)$ относительно r при комплексном значении частоты, получим комплекснозначную функцию $r(\omega)$. Особенность функций $\Psi_\alpha(r,\omega)$, $\Psi_\beta(r,\omega)$ при стремлении r к $r(\omega)$ аналогична особенности решений уравнения Рэлея (аналог уравнения (1) для плоской задачи) и определяется слагаемым, пропорциональным $(r-r(\omega))\ln(r-r(\omega))$ (см., например, [4]). Этот же результат следует и из выражений (4), (5). Действительно, взяв, например, Ψ_α и записывая $\int\limits_0^r=\int\limits_0^b+\int\limits_b^r$, где b — близкое к r значение координаты, найдем

$$\Psi_\alpha(r,\omega)=[\Psi_\alpha(r,\omega)]+\frac{\alpha_2'(r(\omega))}{\Omega'(r(\omega))}\left(\frac{r}{a}\right)^n(r-r(\omega))\ln(r-r(\omega)).$$

Квадратные скобки означают регулярную при стремлении r к $r(\omega)$ часть решения $\Psi_\alpha(r,\omega)$. С учетом этого при $t\to\infty$ получим, что интеграл по контуру L_1 дается выражением

$$\Psi_{L_1}\sim\frac{-inf}{\rho r_0W(n\Omega(r_0))}e^{-in\Omega(r_0)t}\begin{cases}\Psi_i(r,n\Omega(r_0))[\Psi_e(r_0,n\Omega(r_0))], & r<r_0,\\ [\Psi_i(r_0,n\Omega(r_0))]\Psi_e(r,n\Omega(r_0)], & r\geqslant r_0.\end{cases}$$

Здесь отброшены слагаемые, имеющие порядок $\ln t/t$ при $t\to\infty$. Вычисленный интеграл есть вклад от волн Кейза [4], этот вклад получается осциллирующим с постоянной во времени амплитудой. Независимость амплитуды от времени связана с тем, что источник был выбран в виде δ-функции.

При переходе к реализуемым распределенным источникам асимптотика при $t\to\infty$ функции тока Ψ_{L_1} меняется. Действительно, в этом случае в последнее выражение вместо f следует подставить плотность силы $f(r_0)$ и проинтегрировать полученный результат по r_0:

$$\Psi_{L_1}\sim\frac{-in}{\rho}\int\limits_0^\infty dr_0\frac{f(r_0)e^{-in\Omega(r_0)t}}{r_0W(n\Omega(r_0))}\times$$
$$\times\begin{cases}\Psi_i(r,n\Omega(r_0))\,[\Psi_e(r_0,n\Omega(r_0))], & r<r_0,\\ [\Psi_i(r_0,n\Omega(r_0))]\,\Psi_e(r,n\Omega(r_0)), & r\geqslant r_0.\end{cases}$$

Асимптотическая оценка этого интеграла при $t\to\infty$ зависит от наличия стационарных точек у $\Omega(r_0)$, где $\Omega'(r_0)=0$. Если таких точек нет, то из-за быстроосциллирующего экспоненциального сомножителя интеграл определяется концевыми точками и точками, где подынтегральное выражение имеет особенность $(r_0=r,\ r_0=a)$. Можно убедиться, что при $t\to\infty$ получается следующая асимптотическая оценка: $\Psi_{L_1}\sim1/t^2$. Если существуют стационарные точки, то вклады от их окрестностей убывают во времени более медленно. Однако малая деформация профиля $\Omega(r)$ устраняет такие точки. Для монотонных профилей $\Omega(r)$ оценки интеграла исчерпываются этими случаями. Укажем здесь, что для немонотонных профилей, имеющих участки $\Omega(r)=\text{const}$ (например, для невозмущенного вихря Кельвина), Ψ_{L_1} при $t\to\infty$ не убывает.

Поскольку преобразование Лапласа давления связано с преобразованием функции тока соотношением $p=\rho(\alpha\Psi+\varkappa\Psi'/n)$, то временные асимптотики давления p_{L_1} совпадают с временными асимптотиками Ψ_{L_1}.

Перейдем к вычислению нуля вронскиана. Обозначим собственное значение частоты, соответствующее этому нулю, через ω_c, а собственное значение частоты для невозмущенного вихря Кельвина — через ω_{c1}. Будем интересоваться лишь мнимой частью разности $\Delta\omega_c=\omega_c-\omega_{c1}$. Оставляя только те линейные по α_2 члены, которые могут определять мнимую часть $\Delta\omega_c$, из условия $W=0$ можно получить

$$1+\frac{\Omega_0}{\varkappa_1(a)}+\int\limits_\infty^a\frac{\alpha_2'a^{2n}}{2\varkappa r^{2n}}\,dr-\int\limits_0^a\frac{\alpha_2'\,dr}{2\varkappa}=0.$$

В силу выбранного расположения разрезов входящие сюда интегралы аналитически продолжаются при переходе от частот с положительными мнимыми частями к частотам с отрицательными мнимыми частями.

Полагая сначала $\alpha_2=0$, находим собственное значение частоты для невозмущенного вихря Кельвина: $\omega_{c1}=\Omega_0(n-1)$. Учитывая затем члены с α_2, при помощи метода последовательных приближений получим

$$\operatorname{Im}\Delta\omega_c=(n-1)^{-1/2}\frac{\alpha_2'(r_{c1})\pi a}{2n^{1/2}}\left(\frac{a}{r_{c1}}\right)^{2n-2},\quad n\Omega_1(r_{c1})=\omega_{c1}. \qquad (5)$$

Если $\alpha_2'(r_{c1})<0$, мнимая часть $\Delta\omega_c$ отрицательна. (Если $\alpha_2'(r_{c1})>0$, то $\alpha'(r)=-2\Omega_0\delta(r-a)+\alpha_2'$ меняет знак при переходе от $r=0$ к $r=r_{c1}$. Этот случай допускает гидродинамическую неустойчивость, что и получается из формулы (5). Учет слабой сжимаемости для таких случаев не представляет интереса.) Заметим, что существование волны с $\operatorname{Im}\omega_c<0$, когда знак α' не меняется, на первый взгляд противоречит аналогу теоремы Рэлея для течений с круговыми линиями тока (см., например, [3]). В действительности же противоречия нет, поскольку волна, соответствующая найденному нулю вронскиана, не является собственной в строгом смысле. Действительно, решения Ψ_i, Ψ_e, входящие в (4), имеют точку ветвления при $\omega=n\Omega(r)$. При изменении радиуса наблюдения r положение на комплексной плоскости частоты разреза, исходящего из этой точки вниз, также меняется. При некотором значении r разрез пересекает полюс. Функция $\Psi(r,\omega)$ при этом значении r испытывает скачок, в силу которого она не удовлетворяет однородному уравнению (1). Теорема Рэлея справедлива только для решений однородного уравнения. Во временном представлении найденная волна является решением только в сумме с малой добавкой ($\sim\alpha_2'a/\Omega_0$), принадлежащей непрерывному спектру и представляющей вклад от интеграла по берегам подвижного разреза.

Для применимости метода последовательных приближений возмущение профиля завихренности должно быть малым; в качестве критерия малости можно выбрать условие $|\Delta\omega_c|\ll\omega_{c1}$, которое удовлетворяется при $|\alpha_2'a/\Omega_0|\ll 1$.

Таким образом, решение начальной задачи для вихря с возмущенным профилем убывает во времени. Хотя выше расчеты проводились только для случая возбуждения радиальной силой, их результаты переносятся и на случай касательной силы, поскольку соответствующее слагаемое в уравнении (1) имеет такую же зависимость от частоты.

При учете слабой сжимаемости несжимаемое поле давления, возбуждаемое силой, должно быть «сшито» с полем звукового давления вдали от вихря. Убывание во времени несжимаемого поля давления означает, что будет также убывать амплитуда звукового давления. Для полученных временных асимптотик излученная акустическая энергия оказывается конечной. Поэтому при малых числах Маха учет сжимаемости не может сделать возмущенный вихрь Кельвина акустически неустойчивым.

Проведенное рассмотрение допускает следующее обобщение. Сколь угодно слабая сжимаемость может приводить к акустической неустойчивости только тех гидродинамически устойчивых течений с невозрастающими профилями завихренности, которые имеют неубывающие решения начальной задачи. Неубывающие решения возможны либо в случае, когда течение имеет нейтральные волновые моды, либо в случае, когда профиль $\Omega(r)$ имеет участки с $\Omega(r)=\mathrm{const}$. При малом возмущении профилей, делающим их монотонно убывающими, нейтральные моды должны стать, как можно показать, убывающими. Вклад от волн Кейза также становится убывающим, поскольку участки с $\Omega(r)=\mathrm{const}$ исчезают. Укажем, что теория, приведенная [1], для волн Кейза неприменима, поскольку они обусловлены дополнительной завихренностью, вносимой в течение силой. Поэтому, вообще говоря, необходимо отдельное рассмотрение связи незатухающих волн Кейза с акустической неустойчивостью при учете слабой сжимаемости. Такое рассмотрение выходит за рамки настоящей работы.

Перейдем ко второй части работы. Пусть имеется вихрь с внешним радиусом a и внутренним радиусом b, расположенный вокруг цилиндра с радиусом b. Поле скорости вихря берем в виде $\mathbf{U}=(0,\ r\Omega(r))$, где $\Omega(r)=\Omega_0(1+kb^2r^{-2})$ при $b<r<a$ и $\Omega(r)=\Omega_0(1+kb^2a^{-2})a^2r^{-2}$ при $r\geqslant a$. Считая жидкость несжимаемой, рассмотрим малые колебания вихря на собственной моде. Временной и угловой множители берем в виде $\exp\{-i\omega t+in\varphi\}$ и далее не пишем. Поле скорости, соответствующее малым колебаниям, описывается функцией тока Ψ, удовлетворяющей однородному уравнению (1). Взяв решение в пределах завихренной области $b<r<a$ в виде $\Psi=c[(r/b)^n-(b/r)^n]$ и вне завихренности области $r\geqslant a$ в виде $\Psi=c(\gamma^n-\gamma^{-n})a^n/r^n$, $\gamma=a/b$, из условий непрерывности функций тока и давления получим следующее соотношение для частоты волны: $\omega_c-n\Omega(a)=\Omega_0(1-\gamma^{-2n})$. Здесь c — амплитудный множитель. Чтобы исследовать характер эволюции малых колебаний вихря при учете слабой сжимаемости, вычислим, следуя [1], энергию вихря, связанную с наличием колебаний, считая, что площадь области, занятой завихренностью, сохраняется.

Площадь не является интегралом движения при учете сжимаемости, но приближенное сохранение площади с точностью, достаточной для наших целей, получается из следующих соображений. Площадь завихренной области может измениться только за счет поджатия среды при учете слабой сжимаемости. Среднее давление можно оценить величиной $p\sim\rho v^2$. Поэтому сжатие s, которое оценивается произведением давления на сжимаемость, составляет величину порядка M^2 [1], где M — число Маха для возмущенного движения. Вследствие этого изменение площади всегда мало, независимо от соотношения между амплитудой возмущения (например, смещения при $r=a$) и величиной, характеризующей невозмущенный вихрь (смещению границы соответствует радиус a).

Вообще в рассматриваемой задаче есть четыре параметра, которые могут эволюционировать во времени при учете слабой сжимаемости. Это характерный радиус завихренной области, амплитуда смещения границы завихренной области, завихренность Ω_0 и коэффициент k, определяющий циркуляцию вокруг цилиндра. Два параметра исключаются вследствие сохранения циркуляции по контуру при $r=b$ и по контуру, охватывающему завихренную область. Для независимого определения эволюции двух других недостаточно одного закона сохранения энергии. В качестве еще одного закона физически корректным в данной ситуации является использование закона сохранения момента количества движения: момент импульса может меняться только за счет потока момента импульса, уносимого звуковыми волнами.

Однако условие сохранения площади позволяет значительно упростить расчеты. Действительно, определяя характерный радиус $a(t)$ как $a(t)=(S/\pi)^{1/2}$, где S — площадь завихренной области, получим $a(t)=a=\mathrm{const}$. Отсюда следует, что $\Omega_0=\mathrm{const}$, $k=\mathrm{const}$ и что единственный параметр, который медленно меняется во времени — это амплитуда смещения границы завихренной области. Отметим также, что определенный таким образом радиус $a(t)$ не совпадает со средним расстоянием частицы жидкости на границе завихренной области от центра цилиндра (отличие — в квадратичных по возмущению слагаемых).

Вычисление энергии может быть проведено по аналогии с выкладками в [1]. Результат имеет вид $T=\pi\rho\Omega_0^2a^2\varepsilon^2(t)(-1-k\gamma^{-2}+1/n-\gamma^{-2n}/n)$. Здесь $\varepsilon(t)$ — амплитуда смещения границы завихренной области в линейном приближении. Чтобы определить характер эволюции $\varepsilon(t)$ при слабой сжимаемости, нет необходимости вычислять поток акустической энергии, связанный с уходящими звуковыми волнами. Важен знак энергии. При $T>0$ возмущение затухает во времени за счет излучения звуковых волн. Этот случай реализуется при $k<\gamma^2(-1+1/n-\gamma^{-2n}/n)$, для таких k циркуляция по контуру $r=b$ $\Gamma_0=2\pi b^2\Omega_0(1+k)<0$. Таким образом, когда реализуется акустическая устойчивость, знаки Ω_0 и Γ_0 различны (в [2] при разных знаках циркуляции вокруг цилиндра и интенсивности вихря происходит падение на цилиндр). При $T<0$ реализуется акустическая неустойчивость (уход на бесконечность для точечного вихря). Если знаки Ω_0, Γ_0 одинаковы, то случай $T<0$ заведомо реализуется (для точечного вихря при одинаковых знаках существует возможность ухода на бесконечность). Однако прямое соответствие между полученными результатами и результатами для точечного вихря отсутствует.

С точки зрения общей концепции отрицательной энергии [5], полученные в этой части работы результаты особенно просты. Согласно [5], смена знака энергии происходит при смене знака частоты или производной по частоте от усредненного лагранжиана. Выражение для энергии с учетом выражения для частоты переписывается в виде

$$T=-\frac{\pi}{n}\Omega_0a^2\varepsilon^2(t)\,\omega_{c1}\rho.$$

Знак энергии в действительности связан со знаком частоты.

Из проведенного в настоящей работе рассмотрения следует, что акустическая неустойчивость плоских вихревых течений с круговыми линиями тока при слабой сжимаемости является довольно тонким эффектом. Малые возмущения профилей вихревых течений переводят их либо в гидродинамически неустойчивые, либо в устойчивые с затухающими решениями начальной задачи; в этих случаях эффекты от сколь угодно слабой сжимаемости не могут изменить эволюцию течений.

Неоднородные границы также могут приводить к стабилизации течений при учете слабой сжимаемости.

Автор благодарен Грянику В. М. за постановку рассмотренной во второй части работы задачи и ее обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Копьев В. Ф., Леонтьев Е. А.* Акустическая неустойчивость плоских вихревых течений с круговыми линиями тока // Акуст. журн. 1988. Т. 34. № 3. С. 475–480.
2. *Гряник В. М.* Излучение звука вихрями, акустическая неустойчивость и акустический коллапс // Изв. АН СССР. ФАО. 1988. Т. 24. № 5. С. 515–519.
3. *Големшток Г. М., Фабрикант А. Л.* Рассеяние и усиление волн цилиндрическим вихрем // Акуст. журн. 1980. Т. 26. № 3. С. 383–390.
4. *Case K. M.* Stability of Inviscid Plane Couette Flow // Phys. Fluids, 1960. V. 3. № 2. P. 143–148.
5. *Островский Л. А., Рыбак С. А., Цимринг Л. Ш.* Волны отрицательной энергии в гидродинамике // Успехи физ. наук. 1986. Т. 150. № 3. С. 415–437.

Институт физики атмосферы
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21.XII.1988