

При $t \geq 32$ амплитуда колебаний резко возрастает и достигает $w_{\max} \approx 4,155$ и $w_{\min} \approx -1,486$. Фазовый портрет приобретает вид ломаных хаотических линий (рис. 1е), отображение Пуанкаре имеет вид беспорядочно расходящихся точек (рис. 1ф), периодограмма представляет собой сплошной пьедестал (рис. 1г). Анализ рассмотренной конструкции (рис. 1а,е,ф,г) говорит о том, что при $t \geq 32$ оболочечная система находится в состоянии хаоса, которое можно рассматривать как динамическую потерю устойчивости, когда оболочка на коротком интервале времени совершает колебания в виде "хлопок-выхлоп".

ОБТЕКАНИЕ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОЙ ПЛАСТИНЫ СО ЩИТКОМ В КАНАЛЕ

Кузнецов А.В., Сенина Н.В.

*НИИ математики и механики им. Н.Г.Чеботарева
Казанского государственного университета*

Рассматривается задача о взаимодействии двух потоков невязкой невесомой жидкости в канале с твердыми неподвижными стенками. Вдоль отрицательной полуоси $x \leq 0$ на расстояниях h_1, h_2 от стенок канала расположена полубесконечная пластина. Щиток пластины отклонен от оси x на угол $\pi\beta$ ($0 < \beta < 1$). Схема течения изображена на рис. 1. Здесь V_1, V_2 – поступательные скорости набегающих потоков.

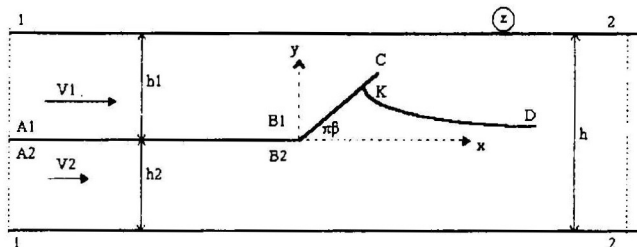


Рис. 1

Решение сформулированной задачи отыскивается в параметрическом виде. В качестве канонической области выбрана верхняя полуплоскость (рис. 2).

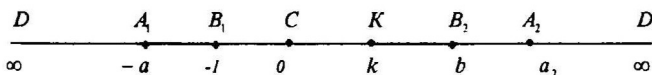


Рис. 2

С помощью формулы Кристоффеля-Шварца, были найдены следующие аналитические зависимости

$$\frac{dz}{du} = C \frac{u}{(u+a)(u-a_2)} \left(\frac{u-b}{u+1} \right)^\beta, \quad \frac{dw}{du} = N \frac{u-k}{(u+a)(u-a_2)}.$$

С использованием найденных выражений и заданных значений для длины щитка, отношения поступательных скоростей и относительных ширин полуканалов, построена система уравнений для определения неизвестных параметров a, a_2, b, k . Вещественные параметры C и N определяются длиной пластины и величиной скорости потока V_∞ в точке D .

Результирующую силу $\bar{R} = X + iY$ можно вычислить путем суммирования давления p по щитку с учетом подсосывающей силы, действующей в точке C :

$$\bar{R} = \bar{R}_p + \bar{R}_n, \text{ где } \bar{R}_p = -i \int_{B_1CKB_2} p dz, \quad \bar{R}_n = \frac{i\rho}{2} \int_L \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 dz,$$

а L – бесконечно малая окружность с центром в точке C . Относя X, Y к скоростному напору $\rho V_\infty^2 / 2$ и к длине щитка $l=l$, получим выражения для коэффициентов силы сопротивления и подъемной силы.

Уравнение линии тока KD в физической плоскости z определяется соотношением $z_{KD} = \int_k^u \frac{dz}{du} du + z_K$, где точка $u = \xi + i\eta$ находится из уравнения $\text{Im} w(u)_{u \in KD} = \psi = 0$.

Поставленная задача решалась полуобратным методом, когда задавались допустимые значения параметров a, a_2, b, k и определялись соответствующие им физические величины $\beta, V_1/V_\infty, V_2/V_\infty, h_1/l, h_2/l$. На рис. 3 сопоставлены три картины те-

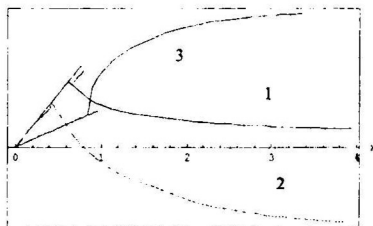


Рис. 3

чения с различными значениями $K_i = V_i^2 h_i$, $\lambda = K_1/K_2$ и V_1/V_2 ($1 - \lambda = 4.0180$, $V_1/V_2 = 0.9272$, $C_X = 0.0082$, $C_Y = 1.6118$, $h_1 = 7.8508$, $h_2 = 1.6799$; $2 - \lambda = 3.9524$, $V_1/V_2 = 1.9762$, $C_X = 0.4194$, $C_Y = 4.8185$, $h_1 = 1.9688$, $h_2 = 1.9454$, $3 - \lambda = 0.0725$, $V_1/V_2 = 0.1837$, $C_X = 1.9732$, $C_Y = -4.6521$, $h_1 = 1.8301$, $h_2 = 0.8520$). Здесь же можно увидеть, как смещается вдоль щитка точка схода потока при изменении соотношения импульсов натекающих потоков (величины λ). Сравнение полученных картин течения дает возможность сделать вывод, что если $V_1/V_2 < 1$, то при $\beta < 0.5$ линия тока KD на бесконечности будет стремиться к оси x , но не пересекать ее. Когда $V_1/V_2 > 1$, линия KD пересечет ось x . Положение точки схода потока зависит от значений количества движения жидкости K_i и определяется величиной λ . Если $\lambda > 1$, то точка схода будет находиться на задней части щитка. Когда же $\lambda < 1$, точка схода лежит на участке B_1C .

ОТРАЖЕНИЕ И ПРЕЛОМЛЕНИЕ СДВИГОВЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ДВУХ СРЕД

Мухсичачоян А.Р.

Институт механики НАН Армении, г. Ереван

Рассмотрено распространение антиплоской гармонической волны сдвига $U = \{0; 0; U_3(x, y, t)\}$ в двух упругих полупространствах, одно из которых является однородным, другое – слабо-неоднородным по глубине с общей границей, совпадающей с плоскостью $y = 0$. Слабая неоднородность среды заключается в том, что считаются медленно изменяющимися упругие характеристики рассматриваемой среды и амплитуда искомой волны (вследствие чего пренебрегают и второй производной амплитуды, и произведениями производных от амплитуд и упругих характеристик). Полупространства характеризуются соответственно модулями сдвига $G_1, G_2(y)$ и плотностями $\rho_1, \rho_2(y)$.

На границе раздела двух жестко скрепленных полупространств имеем следующие условия