

ЛИТЕРАТУРА

1. Воропай А. В. Нестационарные колебания прямоугольной пластины с амортизатором // Вестник НТУ "ХПИ". Динамика и прочность машин. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2011. №52 – С. 42–48.
2. Воропай А. В. Нестационарные колебания прямоугольной пластины с упругой подпоркой // Вестник НТУ "ХПИ". Динамика и прочность машин. – Харьков: НТУ "ХПИ", 2012. №55 – С. 30–37.
3. Григолюк Э. И., Селезов И. Т. Механика твердых деформируемых тел. Т.5. Неклассические теории колебаний стержней, пластин и оболочек. – М.: ВИНТИ, 1973 – 272 с.
4. Тихонов А. Н., Гончаровский А. В. и др. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. – М.: Наука. // Главная редакция физико-математической литературы, 1983. – 200 с.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ БЕСКОНЕЧНО ДЛИННОЙ ПРИЗМЫ В СРЕДЕ ПСЕВДОКОССЕРА

^{*1}Воропай Н. И., ²Янютин Е. Г.

¹Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет, Украина,

²Харьковский государственный университет питания и торговли, Украина

Несимметричная (моментная, микроструктурная) теория упругости используется в техслучаях, когда существенными являются градиенты напряжений, например, при наличии концентраций напряжений вокруг отверстий или выточек. В задачах о колебаниях при распространении коротких волн и при вынужденных высокочастотных (ультразвуковых) колебаниях в телах конечных и бесконечных размеров. Применяется для описания явлений, происходящих в зернистых средах, и при прохождении акустических волн через кристаллы, поликристаллические металлы и полимеры с высокой молекулярной массой.

Для описания вышеуказанных случаев классической теории упругости не достаточно, что подтверждается значительным различием результатов между теорией и экспериментом. В [1–3] указывается, что потеря точности в классической механике континуума происходит по причине не учета дискретного характера структуры вещества, состоящего из отдельных частиц, связанных сложными силами взаимодействия.

Истоки моментной теории восходят к трудам В. Фойгта [3], который впервые рассмотрел модель среды с вращательным взаимодействием ее частиц при изучении упругих свойств кристалла. Общая теория несимметричной упругости была разработана братьями Коссера [4].

Разработка алгоритмов идентификации неизвестных нагрузок, которые воздействуют на элементы конструкций, работающих в нестационарных режимах, является основой

методов оценки прочности и является актуальной научной задачей механики деформируемого твердого тела и в рамках классической теории упругости, и в рамках несимметричной теории упругости. Следует отметить, что в научной литературе решения обратных нестационарных задач для среды Коссера, относящихся к восстановлению силовых воздействий, не обнаружено.

В настоящем исследовании рассматривается прямая и обратная задачи для части трехмерного пространства, ограниченной координатными плоскостями $x = 0$, $x = 1$, $z = 0$, $z = m$, которая является бесконечной вдоль оси Oy , в рамках несимметричной теории упругости на основе уравнений среды псевдокоссера. При этом деформирование осуществляется в поле массовых нестационарных сил \vec{X} .

Прямая задача заключается в рассмотрении нестационарного деформирования бесконечной призмы, на которую действует только сила X_x , на основе уравнения(1) [2]

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\mu + \lambda) \text{grad div } \vec{u} + \frac{1}{4} (\gamma + \varepsilon) \text{rot rot } \nabla^2 \vec{u} + \vec{X} = \rho \ddot{\vec{u}} \quad (1)$$

где γ, ε – физические константы материала в рамках моментной теории упругости. Отметим, что при численном расчете в рассмотренном примере значения механических параметров соответствуют синтетическому полиуретану и были приняты из работы [1].

Решение задачи строится при нулевых начальных условиях и граничных условия, соответствующих равенству нулю перемещений на границе исследуемого объекта.

Неизвестные функции $u_x(x, z, t)$ и $u_z(x, z, t)$ находятся с помощью метода Бубнова–Галеркина, позволяющего разложить решение по базисным функциям, вид которых зависит от граничных условий.

Численные результаты, полученные согласно различным приближениям решения уравнения(1), сравнивались между собой и с результатами, полученными в рамках классической теории упругости. Исследовалось влияние различных значений механических параметров среды псевдокоссера на характер перемещений.

Обратная задача состоит в определении неизвестных временных составляющих сил, в предположении, что соответствующие перемещения как исходные данные в виде функции времени заданы в одной точке. Решение в этом случае сводится к анализу уравнений Вольтерра I рода. Эти уравнения исследуются с применением метода регуляризации А.Н. Тихонова [5], который позволяет построить устойчивый численный алгоритм для их решения.

Полученные результаты подтверждают, что использование регуляризирующего алгоритма А.Н. Тихонова позволяет получить достаточно устойчивые решения в такого рода задачах.

Применение используемого алгоритма эффективно даже при наложении «шума», который может отвечать погрешностям в реальном процессе измерения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кулеш М.А. Построение и анализ аналитических решений некоторых двумерных статических задач несимметричной теории упругости. – Пермь, 2001. – 100 с.
2. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 872 с.
3. Voigt W. Theoretische studien über die elasticitätsverhältnisse der kristalle // Abh. Gutt. Akad. Wiss. – 1887. – P. 48–55.
4. Cosserat E, Cosserat F. Theorie des corps deformables. – Paris: Librairie Scientifique A. Hermann et Fils, 1909. – 226 p.
5. Тихонов А.Н., В.Я. Арсенин Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. – 288 с.

АНАЛИЗ ЛАБОРАТОРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ЛЕГКОПРОНИЦАЕМОЙ ШЕРОХАТОСТЬЮ В КАНАЛЕ

Гаев Е.А.

Институт гидромеханики НАНУ, Киев, Украина
Национальный авиационный университет, Киев, Украина

В механике жидкости и газа все больше внимания уделяют исследованию взаимодействия с разнообразными структурами природного или искусственного происхождения. Когда же структура является протяженной, включает множество взаимодействующих с потоком элементов, при описании поведения потока исходим из представлений о шероховатости, точнее – проницаемой шероховатости, (ПШ). Рис. 1 представляет простейшую ПШ – бесконечную вдоль потока систему тонких жестких стержней. Высота ПШ h меньше высоты потока H , но соизмерима с нею, в то время как для „традиционной” шероховатости $h \ll H$. При малом отношении объема, занятого препятствиями, ко всему объему жидкости „слой препятствий” легко проникаем для продольного потока жидкости, отчего и используем термин легкопроницаемая шероховатость (ЛПШ).

Теория ЛПШ наиболее развита сегодня в агрометеорологии и гидрологии (используют англ. термин *сапору*), но известны и технические приложения. Активность публикаций в этой области особенно возросла в последние годы, что объясняется открытием необычных проявлений турбулентности ЛПШ-потоков. Имеющийся экспериментальный материал (автора в т.ч.) относится большей частью к пограничным слоям с ЛПШ. Цель работы – найти закономерности более простого канонического течения с ЛПШ. Имеются лишь три подходящих для этого эксперимента – Tsujimoto (1992), Garcia (1996) и Poggi (2004), течения в лотке. Последние просты уже из-за того, что „динамическая скорость” U_* для них известна.

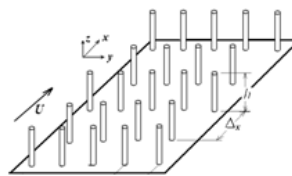


Рис.1. ЛПШ в виде стержней.

Плотность установки стержней от опыта к опыту меняется. Если измеренные профили скорости $U(z)$ и трения $\tau(z)/\rho = \langle U'V' \rangle$ изобразить непосредственно, никакой зависимости установить не удастся, в том числе, из-за различных h и H в опытах. Заметим, что характеристики поля течения „в точке” не однозначны, зависят от того, попадает ли точка в вихревую зону за препятствием или находится вне неё. Очевидно, следует говорить об осреднённых по пространству величинах. Рассмотрим порознь внутреннее $0 \leq z \leq h$ и внешнее, $z > h$, течения.

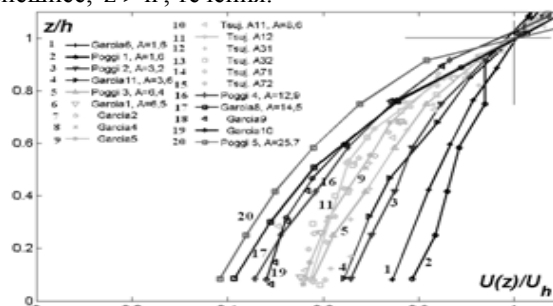


Рис.2. Профили (1) внутри ЛПШ.

1. Течение внутри и вдоль ЛПШ отнесем к значению „скорости скольжения” U_h на высоте ЛПШ $z = h$, т.е. введём безразмерные величины для осреднённых профилей

$$\hat{U} = \frac{U}{U_h}, \quad \hat{z} = \frac{z}{h} \quad (1)$$

В координатах (1) экспериментальные точки с близким значением безразмерной плотности ЛПШ $A = 0.5c_x s h n$ ложатся плотно друг к другу (s – средняя площадь стержня, $c_x \approx 1$ – коэффициент сопротивления, n – концентрация элементов, m^{-3}). Эта „универсальность” (1) должна стать критерием отбора последующих теорий. Важно отметить: турбулентность течения в целом, характеризуемая $Re = U_{cp} H / \nu$, может сочетаться с малыми значениями „локального” числа $Re' = U d / \nu$ внутри ЛПШ. Обращает на себя внимание, что профили скорости внутри ЛПШ имеют „заторможенную” форму; при значительной плотности ЛПШ на профилях (1) появляются точки перегиба или даже возникает застойная область. Возможны и иные явления, на которых здесь не останавливаемся.

2. Течение над ЛПШ аппроксимируем обобщенной логарифмикой в виде

$$U = U_h + \frac{U_*}{\kappa} \ln\left(\frac{z-h}{z_h} + 1\right)$$