ремещается поступательно со скоростью $|\vec{\omega}|h_0$ в направлении движения ветра [4]. Как видно из рис. 2, согласие расчётной кривой (10) с экспериментом отличается не более 10-15%, тогда как максимальное отклонение пунктирной кривой значительно больше.

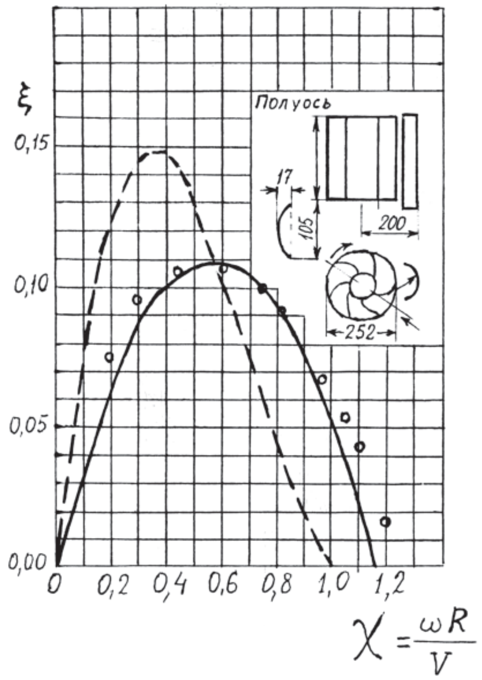

Рис. 2. Изменение коэффициента использования энергии ветродвигателя парусного типа

Светлые точки – опыты П.П. Осипова. Сплошная линия – расчет по формуле (10). Пунктирная линия – результаты расчета в предположении, что лопасть не вращается, а перемещается поступательно

Список литературы

1. Чжен П. Отрывные течения. – М.: Мир, 1972.– Т.1, –299 с.

2. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1987. –904 с.

3. Полторацкий В.Т. О работе ветродвигателя с осью вращения, расположенной перпендикулярно потоку // Отчет ЭНИИН АН СССР. – 1953.

4. Фатеев Е.М. Ветродвигатели и ветроустановки. – М., 1957. –536 с.

О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ РАСПАДА ТРАПЕЦИЕВИДНЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН

Крупенин В.Л.

ИМАШ РАН, Москва, e-mail: krupenin@online.ru

Численный анализ показал, что при больших величинах зазоров трапециевидные волны 1:*n* в системах с распределенными ударными элементами, вызываемые вибрацией прямой стенки, разрушаются и могут устанавливаться режимы весьма сложной структуры.

Такое явление вызывается рассогласованием между моментами ударов и геометрическими параметрами конфигураций трапециевидной волны и может быть объяснено возникновением стохастического ускорения.

Положим для простоты $R = 1$, и пусть возбуждение $h(t) = -\Delta - \varepsilon - \varepsilon \cos \omega t$, $\upsilon_k >> \varepsilon\omega$. Это преобразование описывает поведение любой точки из отрезка удара. Введем переменную $\tau_k = \{1/2\ \pi^{-1}\ \omega\ t_k\}$, где скобки обозначают дробную часть числа: $0 < \tau < 1$. После вычислений имеем из

$$\upsilon_{k+1} = \upsilon_k + 2\varepsilon\omega \sin 2\pi\tau_k;$$

$$\tau_{k+1} \approx \left\{\tau_k + \Delta\pi^{-1}\omega\upsilon_{k+1}^{-1} + 0{,}5\pi^{-1}\omega\right\}, \qquad (1)$$

причем во втором равенстве отброшен малый член, времени нахождения струны в «зоне вибрации». Внося первое уравнение во второе, с точностью до членов $\varepsilon^2\omega^2$ получаем

$$\tau_{k+1} \approx \left\{\tau_k + 0{,}5\pi^{-1}\omega + \frac{\Delta\omega}{\pi\upsilon_k}\left(1 - \frac{\varepsilon\omega}{\upsilon_k}\sin 2\pi\tau_k\right)\right\}. \qquad (2)$$

Преобразование (2) определяет отображение интервала (0,1) на себя. Оно будет растягивающим, если $K = \left|\frac{\delta\tau_{k+1}}{\delta\tau_k}\right| > 1$. Получаем условие возникновения стохастической неустойчивости:

$$K = \frac{\varepsilon\Delta\omega^2}{\pi\upsilon_k^2}\cos 2\pi\tau_k \geq 1. \qquad (3)$$

Неравенство (3) не имеет места, если $\Delta = 0$ (трапециевидные волны изохронны: $\omega = 2\pi$) или если $|\cos \pi\tau_k| \approx 0$ (удары всех точек приходятся на координаты $u = -\Delta - \varepsilon$). При $K < 1$ преобразование (12) определяет периодические или почти периодические режимы. При $K > 1$ ввиду случайности последовательности $\{t_k\}$отрезки удара (и вместе с ними трапециевидные профили стоячих волн) распадаются. Исследование характеристик профилей распавшихся волн представляет собой самостоятельную проблему. Однако, как указывалось, в ряде случаев стоячие волны способны сохранить «изломанные профили».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 10-08-00500-а).