

## РОТАЦИОННАЯ ПОНДЕРОМОТОРНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ

*В.Б.Бразинский, А.Б.Манухин*

В этой работе рассматривается эффект ротационной пондеромоторной неустойчивости, суть которого состоит в следующем. Предположим, что сферически симметричное тело находится в однородном световом потоке. Предположим также, что коэффициент поглощения поверхности тела  $\eta$  зависит от температуры поверхности  $T$  так, что  $\partial\eta/\partial T > 0$ . Нетрудно видеть, что это тело будет ротационно неустойчивым относительно любой оси, перпендикулярной потоку. Действительно, если сообщить этому телу начальный момент количества движения относительно оси, перпендикулярной световому потоку (см. рис. 1), то

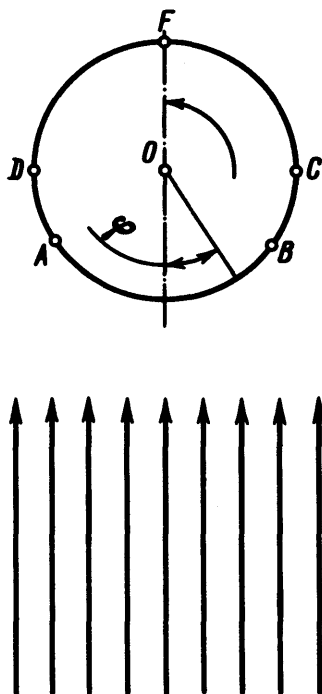


Рис. 1. Цилиндр в однородном световом потоке (к пояснению принципа ротационной неустойчивости)

симметрично расположенные относительно потока части поверхности будут иметь разную температуру (при выбранном направлении вращения  $T_B > T_A$ ) из-за конечного времени прогревания поверхности (части тела в "тени" — CFD — остывают). Так как по предположению  $\partial\eta/\partial T > 0$ , то в окрестности B коэффи-

циент поглощения больше, чем в окрестности  $A$  и, следовательно, относительно  $O$  телу сообщается дополнительный механический момент, совпадающий по направлению с начальным. Таким образом, угловая скорость тела  $\omega$  будет расти. Для большинства металлов и многих диэлектриков  $\partial\eta/\partial T > 0$  в широком диапазоне температур и длин волн. Отметим, что в рассматриваемом эффекте "выбор" начальной оси вращения аналогичен "выбору" начальной фазы колебаний для томсоновского генератора: начальная ось вращения и фаза определяются первичным толчком. Ясно, что и любое тело с  $\partial\eta/\partial T > 0$ , обладающее осевой симметрией, будет ротационно неустойчивым относительно оси симметрии в однородном световом потоке.

Точное решение задачи о ротационной пондеромоторной неустойчивости достаточно сложно. Для оценки величины эффекта ограничимся упрощенной моделью: цилиндр, ось которого перпендикулярна направлению светового потока. Предположим, что величина  $\omega$  задана. Тогда коэффициент поглощения  $\eta$  есть функция только  $\phi$  и  $\omega$ :  $\eta = \eta(\phi, \omega)$ . Очевидно, что  $\eta(\phi, 0)$  — четная функция относительно  $\phi$ ,  $\eta(\phi, \infty) = \text{const}$  и  $\eta(\phi, \infty) < \eta(\phi, 0)$  для всех точек освещенной части поверхности ( $-\pi/2 < \phi < \pi/2$ ), так как при  $\omega \rightarrow \infty$  вся поверхность имеет в среднем меньшую температуру, чем освещенная часть неподвижного цилиндра. При  $0 < \omega < \infty$ ,  $\eta(\phi, \omega)$  — несимметричная функция относительно  $\phi$ , так что  $\eta(+\phi, \omega) - \eta(-\phi, \omega) > 0$ . Учитывая эти обстоятельства, для грубой оценки эффекта положим

$$\eta(\phi, \omega) = a(\omega) + b(\omega)\phi. \quad (1)$$

Функция  $a(\omega)$  и  $b(\omega)$  должны обладать следующими свойствами:  $a(\omega)$  — положительна и монотонно убывает при  $\omega$ , возрастающей от 0 до  $\infty$ ;  $b(\omega)$  — также положительна (так как  $\partial\eta/\partial T > 0$ ,  $b(0) = b(\infty) = 0$  и  $b(\omega)$  имеет максимум при некоторой величине  $\omega_0$  такой, что время тепловой релаксации поверхности порядка  $\omega_0^{-1}$ ).

Если на цилиндр с радиусом и высотой  $R$  падает световой поток плотности  $W$ , то момент сил светового давления относительно его оси равен:

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{W}{c} \eta R^3 \sin \phi \cos \phi d\phi = \frac{W}{c} \frac{\pi}{2} R^3 b(\omega). \quad (2)$$

Предполагая, что  $b(\omega)$  — медленно меняющаяся функция (аналогично тому, как это делается при решении нелинейных задач теории колебаний), изменение скорости вращения цилиндра  $\Delta\omega$  за время  $\Delta t$  равно:

$$\Delta\omega = \frac{\pi}{2} \frac{W}{c} R^3 \frac{1}{I} b(\omega) \Delta t, \quad (3)$$

где  $I$  — момент инерции цилиндра. В качестве иллюстрации приведем оценку для искусственного спутника Земли. Полагая его радиус  $R = 3$  м, массу  $\sim 300$  кг, получим  $\Delta\omega \approx 0,1$  рад/сек за  $\Delta t = 1$  год, если  $b(\omega) = 1 \cdot 10^{-2}$ .

Рассматриваемый эффект относительно легко можно наблюдать в лабораторных условиях. Ниже приведено краткое описание установки, на которой этот эффект был обнаружен. Цилиндр высотой 1,5 см и радиусом 1 см из оловяно-

ной фольги толщиной 15 мк был установлен на диамагнитном подвесе [1] в откачанном объеме (давление  $P = (2 + 4) \cdot 10^{-6}$  мм. рт. ст.). На этом подвесе цилиндр мог свободно вращаться относительно вертикальной оси с временем затухания порядка суток. На его боковую поверхность падал поток с плотностью мощности  $W = 5 \cdot 10^6$  эрг/см<sup>2</sup>·сек.

Начальный период вращения, который был сообщен цилиндру составлял  $3 + 3,5$  сек. (Время тепловой релаксации цилиндра  $1 + 2$  сек). Измерения сводились к наблюдению изменения периода вращения цилиндра со временем при включенном источнике освещения и без него. Чтобы исключить влияние несимметрии светового потока относительно цилиндра, измерения проводились при вращении цилиндра по и против часовой стрелки. (Более интенсивное освещение одной стороны цилиндра также приводит к появлению механического момента относительно его оси).

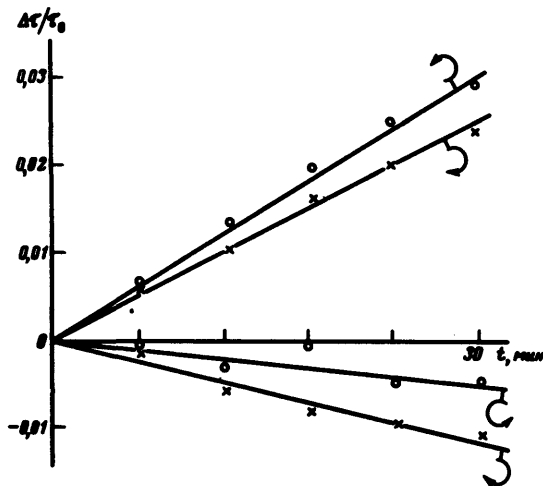


Рис. 2. Результаты одной серии измерений. При включенном источнике освещения (нижняя полуплоскость) период вращения цилиндра уменьшается

Результаты одной серии измерений приведены на рис. 2. По оси ординат отложено относительное изменение периода вращения цилиндра  $\Delta\tau/\tau_0$ , по оси абсцисс — время. Стрелками показано направление вращения. Угловая скорость вращения цилиндра при включенном источнике освещения растет (нижняя полуплоскость) вне зависимости от направления вращения. Некоторое расхождение для случаев, когда цилиндр вращается по или против часовой стрелки объясняется изменением давления  $P$  в объеме и несимметрией светового потока относительно цилиндра. Наблюдаемое изменение угловой скорости за счет рассматриваемого эффекта составляет  $\Delta\omega_{\text{измер}} = 2,5 \cdot 10^{-2}$  рад/сек; за  $\Delta t = 1800$  сек. Значение  $\Delta\omega$  того же порядка дает оценочная формула (3). Приближенное значение  $b(\omega)$ , которое можно получить, зная средний перепад температур при данной скорости вращения и зависимость  $\eta$  от температуры [2], равно  $(2 + 3) \cdot 10^{-2}$ .

При проведении тонких физических экспериментов с пробными телами, необходимо учитывать эффект пондеромоторной ротационной неустойчивости. Если тело не свободно и представляет собой крутильный маятник, освещаемый электромагнитным потоком, то наличие зависимости коэффициента поглощения от температуры приведет к тому, что в систему будут добавляться дополнительная жесткость и трение, знак и величина которых зависят от тепловых инерционных свойств тела.

В заключение отметим, одно интересное обстоятельство. Тело, размеров и массы Земли, за 5 млрд. лет, вследствие рассмотренного эффекта, измени-

ло бы свою угловую скорость на величину  $\Delta\omega = 2 \cdot 10^{-5}$  рад/сек (если положить  $b(\omega) = 10^{-1}$ ), при условии, что средняя за 5 млрд. лет плотность потока Солнечной радиации приблизительно на один порядок выше той, которая наблюдается сейчас. (В настоящее время  $\omega$  Земли составляет  $7,3 \cdot 10^{-5}$  рад/сек).

Физический факультет  
Московского  
государственного университета  
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию  
30 января 1970 г.

#### Литература

- [1] В.Б.Брагинский, В.И.Осика. ПТЭ, №4, 196, 1969.
  - [2] Теплотехнический справочник М., Гостехиздат, 1963.
-