ЛИТЕРАТУРА

[1] Ферми Э. Научные труды. М., 1971. С. 146. [2] Гилл А. Динамика атмосферы и океана. М., 1986. С. 67. [3] Хундхаузен А. Расширение короны и солнечный ветер. М., 1976. С. 16. [4] Физика космоса/Ред. Р. А. Сюняев. М., 1986. С. 51.

Поступила в редакцию
12.03.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

УДК 550.348.432

ОБ ОЦЕНКЕ ВЛИЯНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ ПОДВИЖЕК ДНА НА СРЕДНИЙ УКЛОН ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

С. В. Макеев, В. И. Павлов

(кафедра физики моря и вод суши)

Известно, что средний квадрат уклона взволнованной океанической поверхности отличен от нуля даже при отсутствии ветра. Показано, что практически для всей акватории Мирового океана это явление можно объяснить влиянием на поверхность океана постоянно существующих нерегулярных сейсмических подвижек дна. Приведены численные оценки ожидаемого эффекта.

Из экспериментальных данных следует, что зависимость среднего квадрата уклона поверхности океана $\langle(\nabla\eta)^2\rangle$ от скорости потока V над взволнованной поверхностью описывается следующим выражением [1—3]:

$$\langle(\nabla\eta)^2\rangle = a + bV.$$

Значения параметров a и b определены в различных работах (см., напр., [1—3]).

Естественно предположить, что отличие от нуля параметра a не является случайным, а отражает факт реакции поверхности на не зависящие от погодных условий внутренние движения в океане, в частности на сейсмические подвижки дна.

Цель настоящей работы — оценить указанный эффект.

Примем следующую геометрию задачи. Слой несжимаемой жидкости толщиной H расположен на подстилающей поверхности. Ось $0Z$ декартовой системы координат направлена вертикально вверх, плоскость $X0Y$ расположена в плоскости невозмущенной поверхности океана. Смещение свободной поверхности океана $\eta(\mathbf{x}, t)$ таково, что параметр $\varepsilon = |\nabla\eta(\mathbf{x}, t)|_{max}$ предполагается малым: $\varepsilon \ll 1$. Смещение дна от положения равновесия описывается заданной функцией $h(\mathbf{x}, t)$.

Ограничимся линейным приближением, считая течение жидкости потенциальным. Выбрав в качестве исходного условие несжимаемости среды $\Delta\varphi = 0$ (φ—потенциал скоростей) и задавая следующие граничные условия на свободной поверхности и на дне:

$$\dot{\eta} = (\partial\varphi/\partial z)|_{z=0}, \quad \dot{\eta} = (\partial\varphi/\partial z)|_{z=-H},$$

решение указанной краевой задачи представим в следующем виде:

$$\eta(\mathbf{x}, t) = \int\limits_C \frac{d\omega}{2\pi} \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{i}{k} \frac{a_{\omega,\mathbf{k}}}{D(\omega, k)} \exp\{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{x}\}. \tag{1}$$

Здесь функция

$$D(\omega, \mathbf{k}) \equiv \omega^2 \operatorname{ch} kH - gk \operatorname{sh} kH, \tag{2}$$

величина $a_{\omega,\mathbf{k}}$ — фурье-компонента разложения по горизонтальным координатам и одновременно трансформанта Лапласа по времени функции $a(\mathbf{x}, t)|_{z=-H}$, описывающей ускорения участков дна; $\mathbf{k}$ — двумерный волновой вектор в плоскости $X0Y$; ω — циклическая частота. Интегрирование по контуру C осуществляется таким образом, что все полюсы функции $D^{-1}(\omega, \mathbf{k})$ остаются сверху контура C.

Предположим теперь, что $a(\mathbf{x}, t)$ — случайная функция, такая, что

$$\langle a(\mathbf{x}, t)\rangle = 0, \quad \langle a(\mathbf{x}, t)\, a(\mathbf{x}_1, t_1)\rangle = \langle a^2\rangle R(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1, t-t_1). \tag{3}$$

Это означает, что в вычислениях можно считать

$$\langle a_{\omega,\mathbf{k}}\, {}^*_{\omega_1,\mathbf{k}_1}\rangle = (2\pi)^3 S(\omega,\ \mathbf{k})\,\delta(\omega-\omega_1)\,\delta(\mathbf{k}-\mathbf{k}_1). \tag{4}$$

Здесь $S(\omega,\ \mathbf{k})$ — спектральная плотность ускорений участков дна, удовлетворяющая условию

$$\langle a^2\rangle = \int d\omega d\mathbf{k} S(\omega,\ \mathbf{k}), \tag{5}$$

а угловые скобки означают операцию статистического усреднения.

Объединяя условия (1)—(5), получим

$$\langle \nabla\eta(\mathbf{x},\ t)\,\nabla\eta(\mathbf{x}_1,\ t_1)\rangle = \int\limits_C d\omega d\mathbf{k}\,\frac{k^2 S(\omega,\ \mathbf{k})}{|D(\omega,\ \mathbf{k})|^2}\exp\{-i\omega(t-t_1)+i\mathbf{k}(\mathbf{x}-\mathbf{x}_1)\}.$$

Полученные выражения учитывают принцип причинности. Допуская, что возмущения дна океана появляются лишь с момента $t=0$, мы обязаны интегрирование проводить по контуру C. Наконец, из (5) видно, что

$$\langle(\nabla\eta)^2\rangle = \int\limits_C d\omega d\mathbf{k}\,\frac{k^2 S(\omega,\ \mathbf{k})}{|D(\omega,\ \mathbf{k})|^2} \neq 0. \tag{6}$$

Формула (6) решает сформулированную задачу о влиянии нерегулярных подвижек дна на структуру поверхности океана.

Конкретизируем теперь вид спектральной плотности $S(\omega,\ \mathbf{k})$. Предположим, что возмущения дна обусловлены ансамблем рэлеевских волн, которые всегда присутствуют на дне в результате многих землетрясений. Примем однопараметрическую зависимость, отражающую этот факт:

$$S(\omega,\ k) = L^2 S_0 F(kL)\,\delta(\omega-ck). \tag{7}$$

Здесь параметр L определяет характерный пространственный масштаб спектра возмущений дна, функция F определена в нуле: $F(0)=1$, S_0 определяется из соотношения $\langle a^2\rangle = 2S_0\int\limits_0^\infty dz zF(z)$. Подставляя (7) в (6), получаем

$$\langle\nabla\eta^2\rangle = 2L^2S_0\int\limits_0^\infty dk k^3\,\frac{F(kL)}{(\omega^2\operatorname{ch}kH - gk\operatorname{sh}kH)^2}. \tag{8}$$

Учитывая, что, приняв (7), мы определили закон дисперсии $\omega=ck$, вместо (8) имеем:

$$\langle\nabla\eta^2\rangle = 2L^2S_0\int\limits_0^\infty \frac{dtF(tL/H)}{c^4 t\left[\operatorname{ch}t - \frac{gH}{c^2}\frac{1}{t}\operatorname{sh}t\right]^2}.$$

Если ограничиться условием $c^2 \gg gH$, которое выполняется для большей части акватории Мирового океана, то можно упростить это выражение:

$$\langle\nabla\eta^2\rangle = 2\,\frac{L^2S_0}{c^4}\int\limits_0^\infty \frac{F(tL/H)}{t\operatorname{ch}^2 t}\,dt \equiv \frac{L^2}{c^4}\langle a^2\rangle A(L/H).$$

Здесь обозначено

$$A(L/H) \equiv \int\limits_0^\infty \frac{F(tL/H)}{t\operatorname{ch}^2 t}\,dt\Big/\int\limits_0^\infty dt tF(t).$$

Численное значение функции $A(L/H)$ зависит как от вида функции $F(t)$, так и от соотношения между параметром корреляции L и глубиной H. Если положить $A(L/H) \sim \sim 1$, то справедлива оценка

$$\langle \nabla \eta^2 \rangle \sim H^2 \langle a^2 \rangle / c^2.$$

Положив $H \sim 10^3$ м, $c \sim 5 \cdot 10^3$ м/с, $\langle a \rangle \sim 10^{-4} g^2 \sim 10^{-2}$ м^2/с^4, получаем по порядку величины:

$$\langle \nabla \eta^2 \rangle \sim 4 \cdot 10^{-4}.$$

Полученный результат не противоречит данным наблюдений [1—3], свидетельствуя в пользу предложенной интерпретации существования отличного от нуля значения $\langle \nabla \eta^2 \rangle$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Cox C., Munk W.//J. Marine Res. 1954. **13**, N 2. P. 198. [2] Пелевин В. Н., Бурцев Ю. Г. Оптические исследования в океане и атмосфере над океаном. М., 1975. С. 202. [3] Калинин С. А., Лейкин И. А.//Изв. АН СССР, ФАО. 1988. **24**, № 11. С. 1210.

Поступила в редакцию
25.03.91

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1991. Т. 32, № 5

АСТРОНОМИЯ

УДК 521.135

ОПТИМАЛЬНЫЕ ДВУХИМПУЛЬСНЫЕ ПЕРЕЛЕТЫ В ТОЧКУ ЛИБРАЦИИ L_2 СИСТЕМЫ СОЛНЦЕ—ЗЕМЛЯ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АСИМПТОТИЧЕСКИХ ТРАЕКТОРИЙ

И. А. Субаев

(ГАИШ)

Показано, что возможно уменьшение энергетических затрат на перелет с околоземной круговой орбиты ИСЗ в точку либрации L_2 системы Солнце—Земля, если используются асимптотические траектории.

Современные исследования космического пространства характеризуются переходом от отдельных экспериментов к широким программам. Космос становится лабораторией, в которой ведется систематическое изучение физических процессов, — от физики элементарных частиц до гигантских источников энергии, какими являются квазары, радиогалактики, взрывы Сверхновых. Для проведения таких исследований весьма удобны коллинеарные точки либрации. К настоящему времени выдвинуто много предложений по размещению космических аппаратов (КА) в районах точек либрации систем Земля—Луна, Солнце—Земля [1—3] и некоторые из них уже осуществлены (в окрестность точки либрации L_1 системы Солнце—Земля в 1978 г. был выведен американский спутник *ISEE-3*). Изучение Солнца, астрономические наблюдения, астрофизические измерения, исследования межпланетной материи, поиск реликтовых излучений — вот некоторые научные задачи, которые предлагается решать с помощью станций-лабораторий, дислоцированных в окрестности либрационных точек. Выведение в точки либрации космических ретрансляторов может быть использовано при создании глобальной системы связи. Сказанное выше показывает перспективность коллинеарных точек либрации системы Солнце—Земля для дислокации КА научного и народнохозяйственного назначения. В данной работе рассматривается задача попадания КА в точку либрации L_2 системы Солнце—Земля с круговой околоземной орбиты ИСЗ высотой 185,2 км, используя подходящую асимптотическую траекторию. Через L_2 обозначена точка либрации, располагающаяся в противоположной стороне от направления с Земли на Солнце. Аналитический вид асимптотических решений в окрестности точки либрации получен методом Ляпунова в работах [4, 5]. Для получения асимптотической траектории на больших расстояниях от точки либрации использовалось численное интегрирование методом Рунге-Кутта—Мерсона.