

Н. И. МАРТЫНОВ, М. А. РАМАЗАНОВА, А. А. ЧУПРАСОВ

(Институт механики и машиноведения им. У. А. Джолдасбекова, г. Алматы)

(Представлена академиком НАН РК Г. Уалиевым)

СВОБОДНЫЕ ЗАТУХАЮЩИЕ НЕЛИНЕЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СЕЙСМИЧЕСКОГО КРУТИЛЬНОГО МАЯТНИКА, БЛИЗКИЕ К ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМ

Аннотация

С помощью метода усреднения получены аналитические выражения для угловых координат сейсмического крутильного маятника при свободных затухающих нелинейных колебаниях, близких к линейно поляризованным. Анализ этих выражений и проведенное компьютерное моделирование позволили установить закономерности и особенности этих колебаний.

Ключевые слова: Наука, прогноз, землетрясение, проблема, очаг, сейсмология, закон природы, колебания маятника, станция, полигон, приборы, теория.

Кілт сөздер: ғылым, болжам, зілзала, мәселе, отан, сейсмологиялық, табиғат заңы, маятниктың бұлғағының заңы, бекет, полигон, аспаптар, қағида.

Keywords: Science, prognosis, earthquake, problem, hearth, seismology, natural, swing of the pendulum law, station, ground, devices, theory.

Введение. Научная проблема прогноза землетрясений является одной из главных, трудных и пока неразрешенных проблем естествознания. Разрешение этой проблемы, помимо научного аспекта, является насущной потребностью человечества.

Если долгосрочный прогноз землетрясений, основанный на геолого-геофизических и сейсмологических наблюдениях, дает более или менее удовлетворительные результаты [1, 2], то надежность среднесрочного прогноза по комплексу предвестников существенно ниже 0.5 и в редких случаях приближается к 0.5. Несмотря на огромное количество предвестников, ни один из них не дает точных оценок. В разных сейсмоактивных районах различные предвестники работают по-разному, давая большой разброс прогнозируемых параметров будущего землетрясения. Это связано как со сложностью исследования очага землетрясения, условий его зарождения и развития, так и с существующим влиянием помехообразующих факторов [3]. Ситуация с краткосрочным и оперативным прогнозом еще хуже: практически отсутствуют оценки надежности прогнозных предвестников.

В начале XX века один из основателей сейсмологии, князь Б. Б. Голицын, высказал мысль о том, что сейсмология очень сложная и трудная наука. Однако бог дал человеку обыкновенный маятник, являющийся гносеологическим прибором, с помощью которого человек (при разумном его использовании) сможет познать многие законы природы и, в том числе, многие законы сейсмологии.

С целью краткосрочного и оперативного прогноза землетрясений был разработан сейсмический маятник крутильного типа [4]. Наиболее глубокое исследование в этой области дано в работах группы И. И. Калининкова [4-8]. На основе качественной физической модели с оценкой некоторых параметров колебаний маятника и сейсмических воздействий с привлечением статистических методов И. И. Калининковым и другими сотрудниками Института Физики Земли была разработана методика оперативного прогноза землетрясений [5-9].

После Спитакского землетрясения 1988 г., по предложению председателя Совета министров СССР Н. И. Рыжкова и первого президента Республики Казахстана Н. А. Назарбаева, в течение 1989–1993 гг. на территории Казахстана была создана сеть станций из 9 полигонов наблюдения за сейсмической ситуацией на юго-востоке республики. Каждый полигон оснащен прибором «Алем», состоящим из двух крутильных маятников и других приборов, работающих в режиме реального времени. Опыт эксплуатации сети позволил собрать уникальный материал о готовящихся землетрясениях и показал, что прогнозные признаки могут проявляться от нескольких часов до нескольких суток перед землетрясением. Прогнозные признаки с надежностью не менее 70% выражаются в регулярных, как правило, ежедневных отклонениях

показаний приборов от своего установившегося уровня, либо в пикообразном, либо в бухтообразном изменении углов закручивания маятника [10, 11].

Несмотря на определенные успехи в понимании связи поведения крутильного маятника с сейсмической обстановкой, установить какие-либо количественные соотношения не удалось и, в первую очередь, из-за отсутствия достаточно строгой теории. Следует отметить, что существенный прогресс в компьютерных технологиях и численных методах не позволяет "перебрать" все варианты численного решения, а значит полно оценить влияние всех параметров колебания маятника и глубоко изучить природу явления. На эти вопросы, в определенной мере, способна ответить количественная теория, базирующаяся на приближенном аналитическом решении.

Такая аналитическая теория начала разрабатываться в Казахстане с конца 2003 года. Она позволила заложить основы теории колебаний сейсмического маятника [12]. С использованием метода усреднения были получены аналитические выражения для расчета всех угловых характеристик сейсмического маятника. Собственные затухающие нелинейные колебания, а также вынужденные нелинейные колебания маятника описаны в квадратурах. Соответствующие теоремы методов усреднения гарантируют близость точных и приближенных аналитических решений на достаточно большом отрезке времени [13-15]. Полученные результаты качественно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Тем не менее основы аналитической теории [12, 16] нуждаются в существенной переработке и выполнении расчетной части.

Ниже кратко приводится вывод основных расчетных характеристик и параметров свободных затухающих нелинейных колебаний, близких к линейно поляризованным. Проведено соответствующее компьютерное моделирование. Установлены закономерности и особенности свободных затухающих колебаний сейсмического маятника.

Свободные затухающие колебания. Колебания сейсмического маятника описываются тремя степенями свободы (ψ , θ , φ) в модифицированной эйлеровой системе координат, где ψ - угол прецессии, θ - угол нутации, φ - угол собственного закручивания [12,16]. Там же выделен малый параметр μ , который представляет собой отношение частот линейных крутильных и нутационных колебаний. Для реального сейсмического маятника на станции "Медео" $\mu = 0.0076$. В целях упрощения исследования вводятся обобщенные угловые координаты (q_1 , q_2 , q_3) и соответствующие им обобщенные импульсы (P_1 , P_2 , P_3).

$$\psi = F_1(q_1, q_2, q_3) = \arcsin\left(\frac{q_1 \sqrt{1 - \frac{q_1^2}{4}}}{Z_0} \cos q_3\right), \quad \theta = F_2(q_1, q_2, q_3) = \arcsin\left(q_1 \sqrt{1 - \frac{q_1^2}{4}} \sin q_3\right),$$

(1)

$$\varphi = F_3(q_1, q_2, q_3) = q_2 + \arcsin\left(\frac{q_1^2 \sin(2q_3)}{4 Z_0}\right), \quad \cos \theta = \sqrt{\cos^2 q_3 + \left(1 - \frac{q_1^2}{2}\right)^2 \sin^2 q_3} = Z_0$$

Реальные системы неконсервативны. Процесс диссипации энергии в них оказывает существенное влияние на их движение. В связи с этим рассмотрим свободные затухающие колебания высокочастотного модельного сейсмического маятника с учетом сил трения. Такое движение маятника в безразмерных переменных описывается системой уравнений [12, 16]:

$$\dot{q}_1 = \left(1 - \frac{\mu^2 q_1^2}{4}\right) P_1, \quad \dot{q}_2 = \frac{P_2}{a} - \frac{\mu}{2} P_3, \quad \dot{q}_3 = \frac{\mu^2}{4} (P_3 - 2P_2) + \frac{P_3}{q_1^2}$$

(2)

$$\dot{P}_1 + 2\mu f_0 P_1 + q_1 - \frac{P_3^2}{q_1^3} = \frac{\mu^2}{4} q_1 P_1^2, \quad \dot{P}_2 + 2\mu f_0 P_2 + \mu^2 a q_2 = 0, \quad \dot{P}_3 + 2\mu f_0 P_3 = 0.$$

(3)

где f_0 - безразмерный коэффициент трения, a - расстояние от центра тяжести маятника до центра крепления галтели.

Из третьего уравнения (3) после интегрирования имеем:

$$P_3 = P_0 e^{-2\mu f_0 t}$$

(4)

Выражая \bar{P}_2 из второго уравнения (2) и подставляя во второе уравнение (3), получим:

$$\ddot{q}_2 + 2\mu f_0 \dot{q}_2 + \mu^2 q_2 = 0. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) при $f_0 < 1$ имеет вид:

$$q_2 = A_2 e^{-\mu f_0 t} \cos \psi_2,$$

(6)

где

$$\psi_2 = \mu \omega_2 t + e_2, \quad \omega_2 = \sqrt{1 - f_0^2}.$$

(7)

Тогда

$$P_2 = (\dot{q}_2 + \frac{\mu}{2} P_3) = \mu A_2 e^{-\mu f_0 t} \left[\frac{P_0}{2} e^{-\mu f_0 t} - A_2 \cos(\psi_2 - e_2) \right],$$

(8)

где

$$f_0 = \cos e_2', \quad \omega_2 = \sin e_2', \quad f_0^2 + \omega_2^2 = 1.$$

(9)

Выразим P_1 из первого уравнения (2) и подставим в первое уравнение (3):

$$\ddot{q}_1 + 2\mu f_0 \dot{q}_1 + q_1 - \frac{P_3^2}{q_1^3} = \frac{\mu^2}{4} \left(q_1^3 - q_1 \dot{q}_1^2 - \frac{P_3^2}{q_1} \right).$$

(10)

Сделаем замену переменной:

$$q_1 = u e^{-\mu f_0 t}.$$

(11)

Подставляя (11) в (10) и учитывая (4), уравнение (5) можно привести к виду:

$$\ddot{u} + (1 - \mu^2 f_0^2) u - \frac{P_0^2}{u^3} = \frac{\mu^2}{4} e^{-2\mu f_0 t} \left\{ u^3 - u \dot{u}^2 - \frac{P_0^2}{u} \right\}.$$

(12)

Под линейно поляризованными понимаются такие колебания маятника, когда его нить остается в фиксированной плоскости. В этом случае $P_0 = 0$ [12].

Уравнение (12) упрощается и имеет вид:

$$\ddot{u} + \omega_0^2 u = \frac{\mu^2}{4} e^{-2\mu f_0 t} u (u^2 - \dot{u}^2),$$

(13)

где

$$\omega_0 = \sqrt{1 - \mu^2 f_0^2} \approx 1 - \frac{\mu^2 f_0^2}{2}.$$

(14)

Выполняя замену переменных [12]

$$u = A \cos \psi, \quad \dot{u} = -\omega_0 A \sin \psi, \quad \psi = \omega_0 t + \chi(t),$$

(15)

уравнение (13) заменяем эквивалентной системой двух уравнений первого порядка, записанной в стандартной форме. Если проделать эту процедуру, получим:

$$\dot{A} = -\frac{\mu^2}{16} A^3 e^{-\mu f_0 t} \sin 4\psi, \quad \dot{\psi} = \omega_0 - \frac{\mu^2}{16} A^2 e^{-2\mu f_0 t} [1 + 2 \cos 2\psi + \cos 4\psi].$$

(16)

Замену переменных Крылова-Боголюбова ищем в виде [13-15]:

$$\begin{aligned}
A &= \bar{A} + \mu^2 u_1(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) + \mu^4 u_2(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) + \dots, \\
\psi &= \bar{\psi} + \mu^2 v_1(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) + \mu^4 v_2(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) + \dots, \\
\tau &= 2\mu f_0 t.
\end{aligned}$$

(17)

Такая замена (17) преобразовывает систему (16) к виду:

$$\begin{aligned}
\frac{d\bar{A}}{dt} &= \mu^2 S_1(\tau, \bar{A}) + \mu^4 S_2(\tau, \bar{A}) + \dots, \\
\frac{d\bar{\psi}}{dt} &= \omega_0 + \mu^2 G_1(\tau, \bar{A}) + \mu^4 G_2(\tau, \bar{A}) + \dots
\end{aligned}$$

(18)

Здесь \bar{A} , $\bar{\psi}$ – неизвестные средние значения A , ψ ; τ – медленное время; знак "–" означает среднее значение, функции u_1 , u_2 , ..., v_1 , v_2 ..., S_1 , S_2 , ..., G_1 , G_2 ... – неизвестные функции, подлежащие определению. Суть метода усреднения состоит в том, что уравнение (13) или эквивалентная ему система (15) с помощью определенной процедуры замены переменных представляется более простой системой уравнений, которая поддается решению или более глубокому анализу. При этом решения (15) и (18) должны отличаться между собой на сколь угодно малую величину на достаточно большом отрезке времени. Ограничимся первым приближением, которое в данном случае совпадает со вторым. В виду аналитичности правой части уравнения (13) и построенное решение (17) в абсолютной норме будут отличаться между собой на величину, не более чем $O(\mu^2)$ на отрезке времени L/μ^2 , где L может быть достаточно большим числом [14].

Выполнив необходимые преобразования метода усреднения [14], получим систему уравнений:

$$\omega_0 \frac{\partial u_1}{\partial \bar{\psi}} = - \left\{ \frac{\bar{A}^3}{16} e^{-\tau} \sin 4\bar{\psi} + S_1(\tau, \bar{A}) \right\}, \quad \omega_0 \frac{\partial v_1}{\partial \bar{\psi}} = - \left\{ \frac{\bar{A}^2 e^{-\tau}}{16} [1 + 2 \cos 2\bar{\psi} + \cos 4\bar{\psi}] + G_1(\tau, \bar{A}) \right\}.$$

(19)

Усредняя правые части (19) по $\bar{\psi}$ и полагая их равными нулю, определяем $S_1(\tau, \bar{A})$, $G_1(\tau, \bar{A})$:

$$S_1(\tau, \bar{A}) = 0, \quad G_1(\tau, \bar{A}) = - \frac{\bar{A}^2}{16} e^{-\tau}.$$

(20)

Заметим, что при интегрировании по $\bar{\psi}$, τ и \bar{A} считаются постоянными параметрами в соответствии с теорией методов усреднения [14].

Подставляя (20) в (19) и выполняя интегрирование, получим:

$$\begin{aligned}
u_1(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) &= \frac{\bar{A}^3}{64} e^{-\tau} \cos 4\bar{\psi}, \quad v_1(\tau, \bar{A}, \bar{\psi}) = - \frac{\bar{A}^2 e^{-\tau}}{64} [4 \sin 2\bar{\psi} + \sin 4\bar{\psi}], \quad A = \bar{A} + \frac{\mu^2}{64} \bar{A}^3 e^{-\tau} \cos 4\bar{\psi}, \\
\psi &= \bar{\psi} - \frac{\mu^2 \bar{A}^2}{64} e^{-\tau} [4 \sin 2\bar{\psi} + \sin 4\bar{\psi}], \quad \frac{d\bar{A}}{dt} = 0, \quad \frac{d\bar{\psi}}{dt} = \omega_0 - \frac{\mu^2}{16} \bar{A}^2 e^{-\tau}.
\end{aligned}$$

(21)

Здесь учтено, что постоянные интегрирования $\varphi_1(\tau, \bar{A}) = \psi_1(\tau, \bar{A}) = 0$ для того, чтобы преобразование Крылова-Боголюбова имело тригонометрическую форму [14]. Из последних двух соотношений (21) определяем:

$$\bar{A} = \bar{A}_0 = \text{const}, \quad \bar{\psi} = \omega_0 t + \frac{\mu}{32 f_0} \bar{A}_0^2 (e^{-\tau} - 1) + \bar{\psi}_0,$$

(22)

где \bar{A}_0 , $\bar{\psi}_0$ – усреднённые начальная амплитуда и фаза, соответственно. Представим \bar{A}_0 и $\bar{\psi}_0$ в виде:

$$\bar{A}_0 = \bar{A}_{01} + \mu^2 \bar{A}_{02}, \quad \bar{\psi}_0 = \bar{\psi}_{01} + \mu^2 \bar{\psi}_{02}.$$

(23)

Согласно (21), (22) имеем:

$$A_0 = \bar{A}_0 + \frac{\mu^2}{64} \bar{A}_0^3 \cos[4\bar{\psi}_0], \quad \psi_0 = \bar{\psi}_0 - \frac{\mu^2}{64} \bar{A}_0 [4 \sin 2\bar{\psi}_0 + \sin 4\bar{\psi}_0],$$

(24)

где начальные амплитуда A_0 и фаза ψ_0 определяются из начальных условий

$$u_0 = q_{10} = A_0 \cos \psi_0, \quad \dot{u}_0 = \dot{q}_0 + \mu f_0 q_0 = -A_0 \sin \psi_0.$$

(25)

Подставляя (23) в (24) и приравняв коэффициенты при одинаковых степенях μ , получим:

$$\bar{A}_{01} = A_0, \quad \bar{\psi}_{01} = \psi_0, \quad \bar{A}_{02} = -\frac{A_0^3}{64} \cos 4\psi_0, \quad \bar{\psi}_{02} = \frac{A_0^2}{64} [4 \sin 2\psi_0 + \sin 4\psi_0].$$

(26)

Для простоты вычисления положим $\psi_0 = 0$. Этого можно всегда добиться за счёт небольшого сдвига начала отсчёта времени [12]. Тогда:

$$\bar{A} = \bar{A}_0 = A_0 \left(1 - \frac{\mu^2}{64} \bar{A}_0^2 \right), \quad \bar{\psi}_0 = 0, \quad \bar{\psi} = \omega_0 t - \frac{\mu \bar{A}_0}{32 f_0} (1 - e^{-\tau}),$$

$$A = A_0 \left[1 - \frac{\mu^2 A_0^2}{64} \right] (1 - e^{-\tau} \cos 4\bar{\psi}), \quad \psi = \bar{\psi} - \frac{\mu^2 A_0^2}{64} e^{-\tau} [4 \sin 2\bar{\psi} + \sin 4\bar{\psi}].$$

(27)

$$q_1(t) = A_0 e^{-\mu f_0 t} \left\{ \left[1 + \frac{\mu^2 A_0^2}{64} (2e^{-2\mu f_0 t} - 1) \right] \cos \bar{\psi} - \frac{\mu^2 A_0^2}{64} e^{-2\mu f_0 t} \cos 3\bar{\psi} \right\}.$$

(28)

Из третьего уравнения (2), (4), (6)-(9) следует:

$$q_3(t) = q_3(0) - \frac{\mu^2 a}{2} A_2 (\cos e_2 - e^{-\mu f_0 t} \cos(\omega_2 t + e_2))$$

(29)

Из формул (1) при малых углах нутации и закручивания имеем [12]:

$$\theta = q_1 \left[1 + \frac{\mu^2 q_1^2}{24} (1 - 4 \cos^2 q_3) \right] \sin q_3, \quad \varphi = q_2 + \frac{\mu}{4} q_1^2 \sin 2q_3 + \frac{\mu^3 q_1^4}{8} \sin^2 q_3 \sin 2q_3$$

(30)

Из зависимостей (6), (28) следует, что обобщённые координаты q_1, q_2 экспоненциально затухают во времени. Из соотношения (28) следует, что экспоненциальное затухание на тройном обероне происходит в три раза быстрее, чем на одинарном обертоне. Предельным переходом при $f_0 \rightarrow 0$ формула (28) переходит в соответствующую формулу, описывающую изменение $q_1(t)$, без учёта сил трения [12].

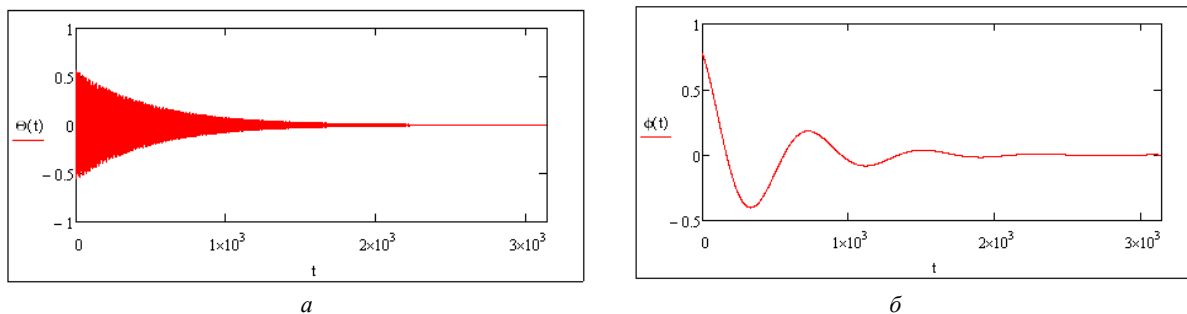
Из соотношений (6), (7), (27)-(30) видно, что на плавное, медленное изменение угла закручивания φ с частотой $\mu \omega_2$ накладываются малые по амплитуде быстрые нутационные колебания (28), выражающие дрожание. Соотношение (29) показывает, что колебания будут близкими к линейно поляризованным, а параметр $q_3(0)$ задаёт направление плоскости колебаний [12].

Результаты численных расчетов

На рисунках 1-4 приведены графики угловых координат θ, φ при свободных затухающих колебаниях, близких к линейно поляризованным.

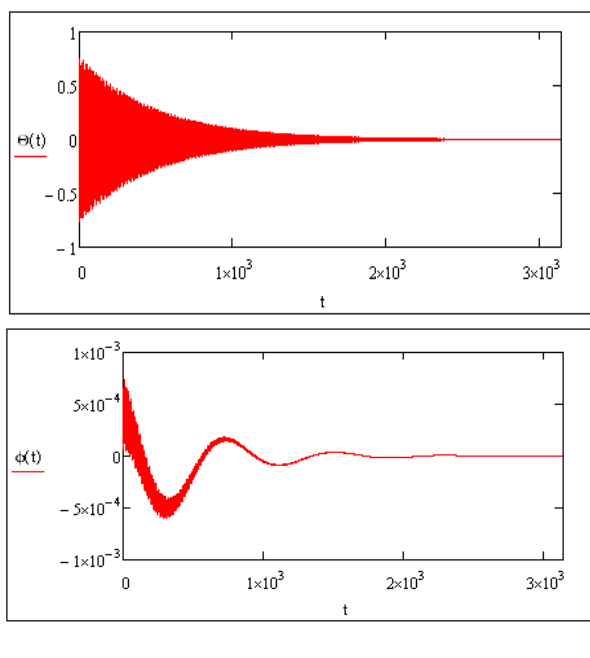
На рисунках отчетливо прослеживается влияние трения, которое приводит через определенное время к затуханию колебаний. Увеличение коэффициента трения уменьшает время затухания колебаний и нутационных дрожаний, которые накладываются на крутильные колебания. И наоборот, уменьшение коэффициента трения приводит к увеличению времени затухания и нутационных дрожаний. Кроме того, увеличение коэффициента трения незначительно уменьшает частоту колебаний угловой координаты q_1 и значительно-угловой координаты q_2 . Основное влияние трения сказывается на амплитудах соответствующих колебаний.

Так, из сопоставления графиков на рисунках 1(а,б) и 3(а,б) следует, что уменьшение коэффициента трения примерно в три раза увеличивает время затухания колебаний более, чем в три раза. Аналогичные качественные закономерности прослеживаются и на остальных рисунках.



$$\mu = 8 \cdot 10^{-3} ; A = 0.8 ; q_{30} = \frac{\pi}{4} ; e_2 = \frac{\pi}{12} ; a = 0.8 ; A_2 = 0.8 ; f_0 = 0.25$$

Рисунок 1 – Графики зависимостей угловых координат θ, φ от времени (а,б)

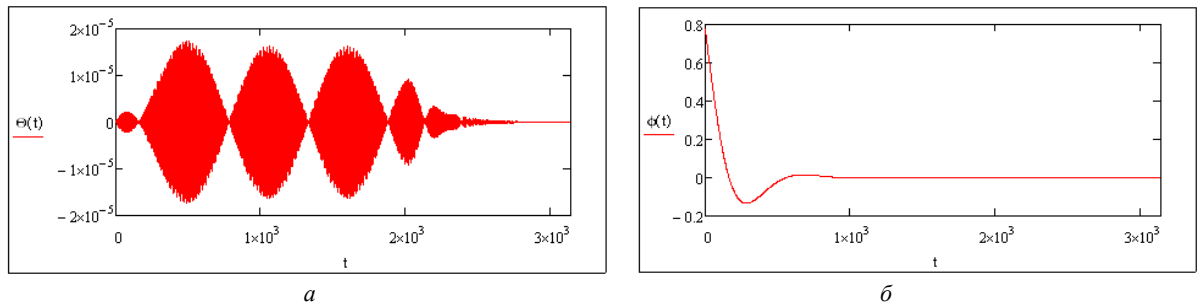


$$\mu = 8 \cdot 10^{-3} ; A = 0.8 ; q_{30} = 5 ; e_2 = \frac{\pi}{12} ; a = 0.8 ; A_2 = 0.0008 ; f_0 = 0.25$$

Рисунок 2 – Графики зависимостей угловых координат θ, φ от времени (а,б)

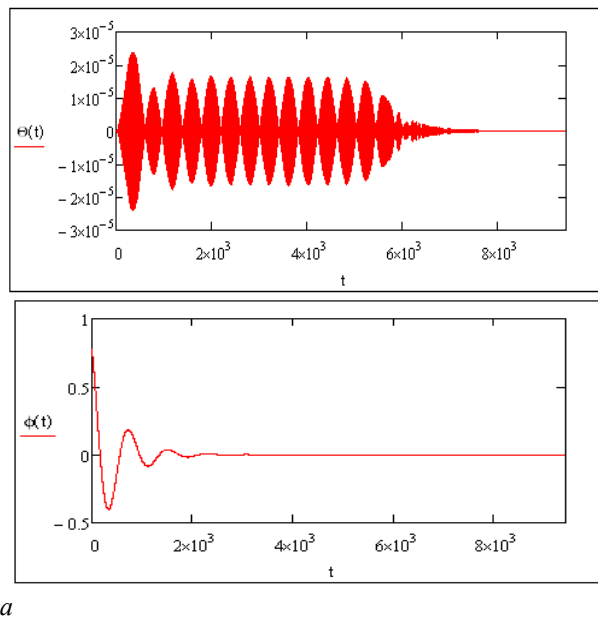
При $q_3(0)=0$ эффект модуляции нутационных колебаний становится более явным (Рисунки 3а, 4а), что и следует из соотношений (30). Изменение коэффициента трения почти в три раза приводит к резкому изменению модулированных нутационных колебаний, что видно из сопоставления графиков на рисунках 3а и 4а. На рисунке 3а начало колебаний характеризуется небольшим по амплитуде и времени полуциклом и дальнейшим значительным увеличением амплитуды и времени модуляции трех последующих полуциклов. Далее следует два затухающих полуцикла. Шестой полуцикл меняет свою форму (оггибающую), а затем происходит резкое затухание нутационных колебаний. На рисунке 4а начало процесса характеризуется большим по времени и амплитуде полуциклом. Затем следует меньший полуцикл, а далее следуют 11 примерно одинаковых полуциклов. Завершается процесс меньшим полуциклом, после чего происходит относительно резкое затухание. Это связано с тем, что нутационные колебания θ зависят от угловой координаты q_3 (1), изменение которой во времени определяется изменением амплитуды A_2 и частотой ω_2 (28). Но A_2 и ω_2 существенно зависят от коэффициента трения f_0 . Поэтому наложение различных параметров, каждый из которых имеет свою скорость затухания и

определяющие нутационные колебания, приводят к тому, что существует определенный интервал времени (на рисунке 3а примерно $2,5 \times 10^3 \div 1,8 \times 10^3$; на рисунке 4а примерно $10^3 \div 4,7 \times 10^3$), на котором полциклы модулированных колебаний примерно одинаковые.



$$\mu = 8 \cdot 10^{-3} ; A = 0.8 ; q_{30} = 0 ; e_2 = \frac{\pi}{12} ; a = 0.8 ; A_2 = 0.8 ; f_0 = 0.7$$

Рисунок 3 – Графики зависимостей угловых координат θ, φ от времени (а,б)



$$\mu = 8 \cdot 10^{-3} ; A = 0.8 ; q_{30} = 0 ; e_2 = \frac{\pi}{12} ; a = 0.8 ; A_2 = 0.8 ; f_0 = 0.25$$

Рисунок 4 – Графики зависимостей угловых координат θ, φ от времени (а,б)

Приведенные выше расчетные зависимости свободных затухающих колебаний количественно подтверждают гипотезу И. И. Калининкова [7] о влиянии нутационных колебаний сейсмического крутильного маятника на его крутильные колебания и устанавливают между ними аналитическую связь.

Работа выполнена в рамках грантового финансирования "Фундаментальные исследования в области естественных наук" № 0502/ГФ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Завьялов А.Д. Среднесрочный прогноз землетрясений. Основы, методика, реализация. – М.: Наука, 2006. – 254 с.
- 2 Зубков С.И. Предвестники землетрясений. – М.: ОИФЗ РАН, 2002. – 140 с.
- 3 Любушин А.А. Анализ данных геофизического и экологического мониторинга. – М.: Наука, 2007. – 278 с.
- 4 Калининков И.И. Консервативные системы для геофизических исследований. – М.: ИФЗ СССР, 1983. – 178 с.
- 5 Зенков В.С., Калининков И.И., Нюнин М.И., Нюнина Н.А., Синякова В.Ф. Эквивалентная шумовая температура в лаборатории и землетрясения // Доклады АН СССР. – 1978. – Т. 239, № 1. – С. 74-76.
- 6 Зенков В.С., Калининков И.И., Нюнин М.И. Оперативный прогноз сильных землетрясений // Доклады АН СССР. – 1980. – Т. 254, № 2. – С. 325-327.
- 7 Калининков И.И. Консервативные системы для геофизических исследований. – М.: ИФЗ СССР, 1983. – 178 с.

- 8 Калинин И.И. Горизонтальные крутильные весы – сейсмоприемник с многолепестковой диаграммой направленности // Доклады АН СССР. – 1991. – Т. 317, № 4. – С. 868-872.
- 9 Калинин И.И., Матюнин В.П., Ньюина Н.А., Гетманская В.В. Оперативный прогноз землетрясений в телесеismicкой зоне - реальность // Доклады РАН. – 1992. – Т. 323, № 6. – С. 1068-1071.
- 10 Отчет НИР НПК «Прогноз». – Алматы: ГУ «Казселезащита», 1994–1999. – 168 с.
- 11 Отчет о научной деятельности Центральной лаборатории по прогнозу землетрясений НПК «Прогноз». – 2008. – 169 с.
- 12 Мартынов Н.И. Введение в теорию колебаний сейсмического маятника. – Алматы: LEM, 2005. – 162 с.
- 13 Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. – М.: Наука, 1974. – 503 с.
- 14 Гребенников Е.А., Митропольский Ю.А. Метод усреднения в исследованиях резонансных систем. – М.: Наука, 1992. – 221 с.
- 15 Волосов В.М. Усреднение в системах обыкновенных дифференциальных уравнений // УМН. – 1962. – Т. 17, № 6. – С. 3-126.
- 16 Мартынов Н.И. Собственные нелинейные колебания сейсмического маятника // Вестник НАН РК. – 2006. – № 5. – С. 48-51.

REFERENCES

- 1 Zav'jalov A.D. Srednesrochnyj prognoz zemletrjasenij. Osnovy, metodika, realizacija. *Nauka*, **2006**, 254 p. (in Russ.).
- 2 Zubkov S.I. Predvestniki zemletrjasenij. *OIFZ RAN*, **2002**, 140 p. (in Russ.).
- 3 Ljubushin A.A. Analiz dannyh geofizicheskogo i ekologicheskogo monitoringa. *Nauka*, **2007**, 278 p. (in Russ.).
- 4 Kalinnikov I.I. Konservativnye sistemy dlja geofizicheskikh issledovanij. *IFZ SSSR*, **1983**, 178 p. (in Russ.).
- 5 Zenkov V.S., Kalinnikov I.I., Njunin M.I., Njunina N.A., Sinjakova V.F. Ekvivalentnaja shumovaja temperatura v laboratorii i zemletrjasenija *Doklady AN SSSR*, **1978**, Vol. 239, №1, P. 74-76 (in Russ.).
- 6 Zenkov V.S., Kalinnikov I.I., Njunin M.I. Operativnyj prognoz sil'nyh zemletrjasenij *Doklady AN SSSR*, **1980**, Vol. 254, №2, P. 325-327 (in Russ.).
- 7 Kalinnikov I.I. Konservativnye sistemy dlja geofizicheskikh issledovanij. *IFZ SSSR*, **1983**, 178 p. (in Russ.).
- 8 Kalinnikov I.I. Gorizont'al'nye krut'il'nye vesy - sejsmopriemnik s mnogolepestkovoju diagrammoju napravlenosti *Doklady AN SSSR*, **1991**, Vol. 317, №4, P. 868-872 (in Russ.).
- 9 Kalinnikov I.I., Matjunin V.P., Njunina N.A., Getmanskaja V.V. Operativnyj prognoz zemletrjasenij v telesejsmicheskoj zone - real'nost' *Doklady RAN*, **1992**, Vol.323, №6, P. 1068-1071 (in Russ.).
- 10 Report NIR NPK «Prognoz» GU «Kazselezashhita», **1994-1999**, 168 p. (in Russ.).
- 11 Otchet o nauchnoj dejatel'nosti Central'noj laboratorii po prognozu zemletrjasenij NPK «Prognoz», **2008**. 169 p. (in Russ.).
- 12 Martynov N.I. Vvedenie v teoriju kolebanij sejsmicheskogo majatnika. *LEM*, **2005**, 162 p. (in Russ.).
- 13 Bogoljubov N.N., Mitropol'skij Ju.A. Asimptoticheskie metody v teorii nelinejnyh kolebanij. *Nauka*, **1974**, 503 p. (in Russ.).
- 14 Grebennikov E.A., Mitropol'skij Ju.A. Metod usrednenija v issledovanijah rezonansnyh sistem. *Nauka*, **1992**, 221 p. (in Russ.).
- 15 Volosov V.M. Usrednenie v sistemah obyknovenykh differencial'nyh uravnenij *UMN*, **1962**, Vol. 17, № 6, P. 3 - 126 (in Russ.).
- 16 Martynov N.I. Sobstvennye nelinejnye kolebanija sejsmicheskogo majatnika *Vestnik NAN RK*, **2006**, № 5, P. 48-51 (in Russ.).

Резюме

Н. И. Мартынов, М. А. Рамазанова, А. А. Чупрасов

(Ө. А. Жолдасбеков атындағы Механика және машинатану институты, Алматы қ.)

СЕЙСМИКАЛЫҚ БҰРАЛМАЛЫ МАЯТНИКТИҢ СЫЗЫҚТЫ ПОЛЯРЛАНҒАН ТЕРБЕЛІСТЕРГЕ ЖАҚЫН, СӨНІП БАРА ЖАТҚАН БЕЙСЫЗЫҚ ЕРКІН ТЕРБЕЛІСТЕРІ

Орталау әдісінің көмегімен сейсмикалық бұралмалы маятниктің сызықты полярланған тербелістерге жақын, сөніп бара жатқан бейсызық еркін тербелістері кезіндегі бұрыштық координаттары үшін аналитикалық өрнектер алынған. Осы өрнектердің талдауы мен жүргізілген компьютерлік үлгілеу бұл тербелістердің заңдылықтары мен ерекшеліктерін тағайындауға мүмкіндік берді.

Кілт сөздер: ғылым, болжам, зілзала, мәселе, отан, сейсмологиялық, табиғат заңы, маятниктың бұлғағының заңы, бекет, полигон, аспаптар, қағида.

Summary

N. I. Martynov, M. A. Ramazanova, A. A. Chuprassov

(U. A. Dzholdasbekov Institute of Mechanics and Engineering Science, Almaty)

FREE NONLINEAR PLANE-POLARIZED RELAXATION OSCILLATIONS OF THE SEISMIC TORSIONAL PENDULUM

Analytical expressions for angular coordinates of a seismic torsional pendulum are received at free relaxation nonlinear plane-polarized oscillations using averaging method. The analysis of these expressions and the carried-out computer modeling allowed to determine consistent patterns and the features of these oscillations.

Keywords: Science, prognosis, earthquake, problem, hearth, seismology, natural, swing of the pendulum law, station, ground, devices, theory.

Поступила 09.01.2013г.