УДК 530.01: 531.6: 550.34.09:550.34.013:550.344

ФУНКЦІЯ ДЕТЕРМІНОВАНОЇ ЙМОВІРНОСТІ В ДИНАМІЧНИХ ЗАДАЧАХ ГЕОФІЗИКИ

Карпенко В.М., Стародуб Ю.П.
(ДП „Науканафтогаз”)

Розглядається функція детермінованої імовірності, що враховує закони: збереження, зміни, переносу та упакування енергії у русі системи фізичних точок, визначає закон нормального розподілу Гауса і дозволяє визначати потенціальну та кінетичну енергії фізичної точки системи, виходячи з знань про загальну енергію. Зв'язок кінетичної і потенціальної енергії з фізичними та кінематичними параметрами окремої точки та її рухом у замкненій фізичній системі дозволяє однозначно визначати динамічні параметри за відомими кінематичними параметрами і навпаки. Використання даної функції до аналізу руху матеріальних систем (фізичних точок Землі, хвильового поля сейсмічного сигналу і т. ін.) надає можливість отримати коректне рішення обернених задач математичної геофізики.

Рассматривается функция детерминированной вероятности, которая, учитывая законы сохранения, изменения, переноса и упаковки энергии в движении системы физических точек, определяет закон нормального распределения Гаусса и позволяет определять потенциальную и кинетическую энергии элементарной точки системы, исходя из знаний об общей энергии. Связь кинетической и потенциальной энергий с физическими и кинематическими параметрами отдельной точки и её движения в замкнутой физической системе позволяет однозначно определять динамические параметры по известным кинематическим параметрам и наоборот. Применение этой функции к анализу движения материальных систем (физических точек Земли, волновое поле сейсмического сигнала и др.) даёт возможность получить корректные решения обратных задач математической геофизики.

The function of the determined probability which is examined, taking into account the laws of conservation, change, transfer and packing of energy in a motion of physical points system, the law of normal Gauss distribution determines and allows determining potential and kinetic energy of the system elementary point, coming from knowledge about general energy. Connection of kinetic and potential energies with the physical and kinematics parameters of separate point and its motion in the conservative physical system allows definitely to determine dynamic parameters from the known kinematics parameters and vice versa. Application of this function to the analysis of the material systems motion (system of physical points of the Earth, wave field of seismic signal and other) enables gain of correct solution of inverse mathematical geophysics problems.

Ключові слова: енергія; функція детермінованої імовірності; зміна у часі, перенос у просторі, збереження і упакування енергії, енергоінформаційний осцилятор

Розглядається функція ***детермінованої імовірності*** – *функція передачі енергії фізичним простором* (системою фізичних точок) у вигляді

$$h[\psi] = \frac{E(\psi)}{E_0} = \exp\left[-\psi^2\right], \qquad (1)$$

де $\psi = \dfrac{\sqrt{K \cdot U}}{E}$ – фаза енергетичного стану; $E_0 = const$ – загальна задана початкова енергія системи фізичних точок; $E = K + U$, K, U – загальна, кінетична і потенціальна енергії фізичних точок системи, що змінюються.

Дана функція узагальнює динамічні інтегральні рівняння Ньютона, Лагранжа і Гамільтона. Функція побудована за концепцією [1], законами енергетичного метаморфізму [2] в фізичному просторі. При цьому використовується теорема про Гауссову лінію на поверхні [3] і лінія повільних змін фізичних властивостей у середовищі, розглянута в [4] і [5].

У даній статті розглядається класична сила $F = dE(\psi)/ds$, як дисперсія функції енергії із (1) за розміром простору – s, що дозволяє визначити умови спостереження класичних законів динаміки з застосуванням енергоінформаційного аналізу руху фізичної системи під час передачі нею енергії на прикладі моделі математичного осцилятора.

Для знаходження даних умов розглянемо аргумент у рівнянні (1) у вигляді

$$\psi(s) = \frac{\sqrt{K(s)\cdot U(s)}}{E(s)}, \tag{2}$$

тоді з (1) можна отримати наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{dE(s)}{ds} = F(s) = -2\cdot E_0\cdot\psi(s)\cdot\exp\left[-\psi^2(s)\right]\cdot\frac{d\psi(s)}{ds}, \tag{3}$$

де $\dfrac{d\psi(s)}{ds} = \dfrac{\left\{\dfrac{1}{2}\cdot\left[K(s)\cdot U(s)\right]^{-\frac{1}{2}}\cdot\left[U(s)\cdot\dfrac{dK(s)}{ds} + K(s)\cdot\dfrac{dU(s)}{ds}\right]\cdot E(s) - \sqrt{K(s)\cdot U(s)}\cdot\dfrac{dE(s)}{ds}\right\}}{E^2(s)}$;

$F(s)$ – сила, яка діє на відстані ds.

Для спрощення подальших алгебраїчних перетворень аргумент (s) опустимо, тоді після нескладних перетворень рівняння (3):

$$\frac{dE(s)}{ds} = F(s) = -2\cdot E_0\cdot\frac{\sqrt{KU}}{E}\cdot\frac{E}{E_0}\cdot\frac{d\psi(s)}{ds} = -2\sqrt{KU}\cdot\frac{d\psi(s)}{ds} =$$

$$= -\left[U(s)\cdot\frac{dK(s)}{ds} + K(s)\cdot\frac{dU(s)}{ds}\right]\cdot\frac{1}{E} + \frac{2KU}{E^2}\cdot\frac{dE(s)}{ds}$$

або $\dfrac{dE}{ds}\left[1 - \dfrac{2KU}{E^2}\right] = -\left[U\cdot\dfrac{dK}{ds} + K\cdot\dfrac{dU}{ds}\right]\cdot\dfrac{1}{E}$ буде мати вигляд

$$F(s) = \frac{dE}{ds} = -\frac{1}{E}\cdot\left(U\frac{dK}{ds} + K\frac{dU}{ds}\right)/\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right). \tag{4}$$

Розглянемо умови, для яких рівняння (4) представляє класичне визначення сили на прикладі руху осцилятора ($K = \dfrac{m\dot{s}^2}{2}$, $U = \dfrac{\mu s^2}{2}$, $E = K + U$, де m – масса осциллятора, μ – коефіцієнт жорсткості коливань у градці тіла). Для осцилятора справедливе співвідношення

$\frac{U}{K}=\frac{(\mu/m)}{(\dot{s}^2/s^2)}=\frac{\omega_-^2}{\omega_\sim^2}$, $\psi^2=\frac{KU}{E^2}=\frac{1}{4}\cdot\sin^2(2\omega t)$, де $\dot{s}/s=\omega_\sim$ - кінематична (миттєва) частота, $\varphi=2\omega t$, $\omega_\sim^2=\omega^2=\mu/m$ - динамічна (фазова) частота системи, $\beta^2=\left[1-\frac{1}{2}\cdot\sin^2(2\omega t)\right]=1-2\psi^2$, $\beta=\pm\frac{1}{2}\sqrt{3+\cos(4\omega t)}$ – кінематичне рівняння або $\beta=\pm\frac{1}{E}\sqrt{K^2+U^2}$ – динамічне рівняння, фаза енергетичного – стану існує в межах $0\le\frac{KU}{E^2}\le\frac{1}{4}$, а $1/2<\beta^2<1$.

1. Для $\frac{KU}{E^2}=0\Rightarrow\left(1-2\cdot\frac{KU}{E^2}\right)=\left(\frac{K^2+U^2}{E^2}\right)=\beta^2=1$. (4.1)

2. Для $\frac{KU}{E^2}=\frac{1}{4}\Rightarrow\left(1-2\cdot\frac{KU}{E^2}\right)=\beta^2=\frac{1}{2}$. (4.2)

В загальному випадку

$$U\frac{dK}{ds}=\frac{1}{2}\mu s^2\frac{d}{ds}\left(\frac{m\dot{s}^2}{2}\right)=\frac{1}{2}\mu s^2\frac{d}{ds}\left(\frac{m\omega_0^2 s^2}{2}\right)=\frac{1}{2}\mu m s^2\left(\omega_0^2 s\right)=\frac{1}{2}\mu s^2\left(m\ddot{s}\right). \quad (5)$$

$$K\frac{dU}{ds}=\frac{1}{2}m\dot{s}^2\frac{d}{ds}\left(\frac{1}{2}\mu s^2\right)=\frac{1}{2}m\dot{s}^2\left(\mu s\right),\ \text{завжди виконується}\ U\frac{dK}{ds}=K\frac{dU}{ds}. \quad (5.1)$$

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-\frac{1}{\beta^2E}\cdot\left[\frac{1}{2}\mu s^2(m\ddot{s})+\frac{1}{2}m\dot{s}^2(\mu s)\right]=-\frac{1}{2\beta^2E}\cdot\left[\mu s^2(F_d)+m\dot{s}^2(F_c)\right], \quad (5.2)$$

де $F_d=m\ddot{s}$, $F_c=\mu s$ – відповідно динамічна сили і сила жорсткості (потенціальна).

Рівняння загальної сили (4) може бути представлено у виді

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-\frac{1}{2\beta^2E}\cdot F=-\frac{K}{\beta^2E}\cdot F_d-\frac{U}{\beta^2E}\cdot F_c=-\frac{EK}{K^2+U^2}\cdot F_d-\frac{EU}{K^2+U^2}\cdot F_c, \quad (6)$$

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-\frac{EK}{K^2+U^2}\cdot F_d-\frac{E(E-K)}{K^2+U^2}\cdot F_c=\frac{EK}{K^2+U^2}\left(-F_d+F_c\right)-\frac{E^2}{K^2+U^2}\cdot F_c, \quad (6.1)$$

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-\frac{E(E-U)}{K^2+U^2}\cdot F_d-\frac{EU}{K^2+U^2}\cdot F_c=\frac{EK}{K^2+U^2}\left(+F_d-F_c\right)-\frac{E^2}{K^2+U^2}\cdot F_d, \quad (6.2)$$

$F(s)=\frac{dE}{ds}=F_d$ або $F(s)=\frac{dE}{ds}=F_c$ для $K=U$ і $E^2=K^2+U^2$ у загальному випадку. (6.3)

Дослідження загальної сили за рівнянням (6) наведено на рис. 1.

Іншими словами, умова спостереження класичної сили виникає, коли мають місце енергетичні співвідношення $\frac{EK}{K^2+U^2}=1$, $\frac{EU}{K^2+U^2}=1$ і т. п. $K=U$ – **для закону упакування**

енергії, на еквіпотенціальних поверхнях з одночасним виконанням закону збереження енергії $E = K + U$.

Оскільки осцилятор може передавати тільки кінетичну енергію, то кількість переданої загальної енергії залежить від параметра $\beta^2 = \text{var}$

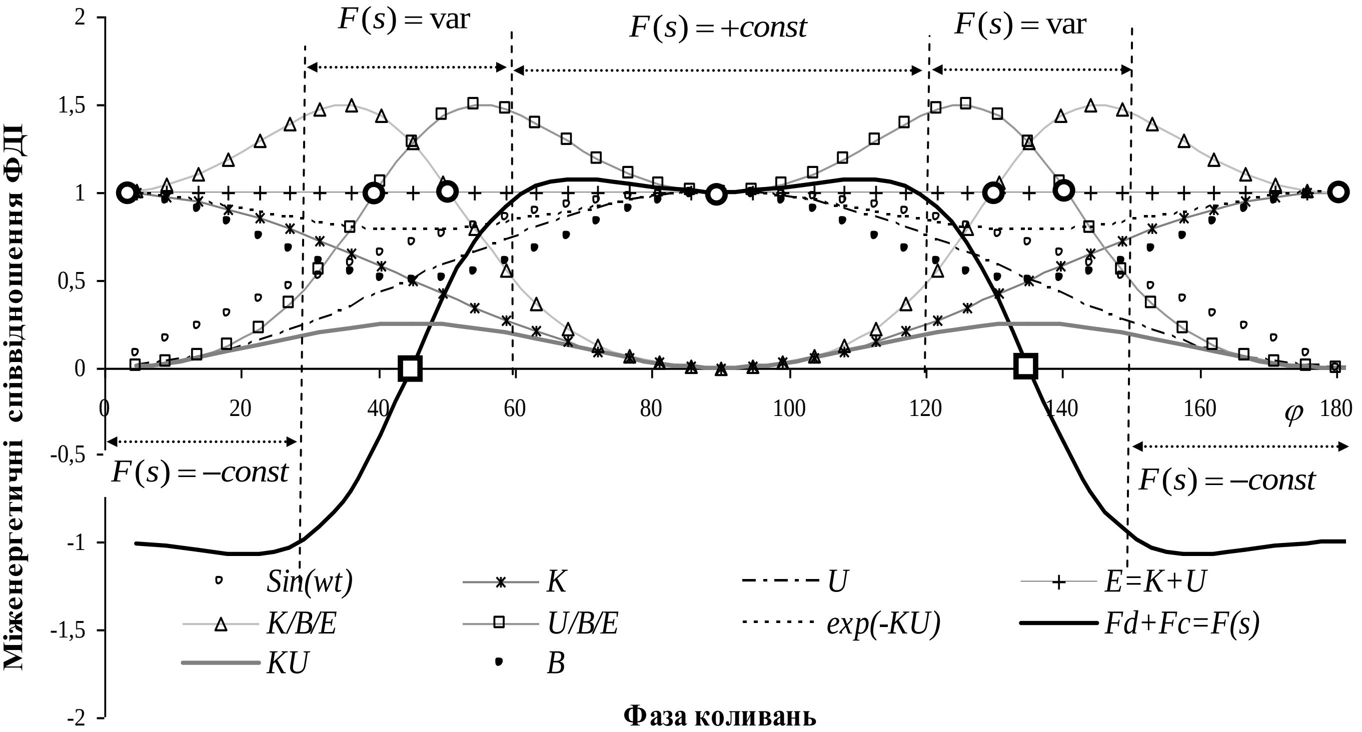

Рис.1. Динамічні та енергоінформаційні характеристики математичного осцилятора з кутовою частотою $\omega_0 = 90$ рад·с$^{-1}$; $Sin(wt) \equiv Sin(\omega_0 t)$, $\frac{K}{\beta^2 E} = K/B/E$, $\frac{U}{\beta^2 E} = U/B/E$.

O - точки визначення класичної сили $F(s) = F_d + F_c$ за умови $\frac{KU}{E^2} = 1$.

□ - точки визначення класичної сили $F(s) = F_d + F_c = 0$ за умови $K = U$.

$F(s) = +const$ - постійна загальна сила при зміні фази $\Delta\varphi = 60^0$;

$F(s) = -const$ - постійна загальна сила при зміні фази $\Delta\varphi = -60^0$;

$F(s) = \text{var}$ – зміна знаку дії загальної сили відбувається при $\Delta\varphi = 30^0$;

Характеристика сили наведена за рівнянням (5.2).

Для випадку, коли загальна енергія є комплексне число ($\beta^2 = \frac{E^2}{K^2 + U^2} = 1$), співвідношення існує в області $\frac{KU}{E^2} \in [0 \div \pm\infty)$. Така ситуація відповідає безмежній кількості енергетичних станів $-\ \psi$ системи фізичних точок під час передачі енергії.

З (5), (5.1), (5.2) знаходимо наступні **енергоінформаційні умови** для спостереження класичної сили для $\beta^2 = \pm \mathrm{var}$ і $E = K + U = \frac{m\dot{s}^2}{2} \pm \frac{\mu s^2}{2}$:

1) $\frac{m\ddot{s}s}{2\beta^2 E} = \pm 1$ для $\frac{m\ddot{s}s}{2} = E \Rightarrow \frac{E}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right) = 1,$ (7.1)

маємо розв'язок $\left.\frac{KU}{E^2}\right|_{-\beta^2} = 1, \quad \left.\frac{KU}{E^2}\right|_{+\beta^2} = 0$;

2) $\frac{m\dot{s}^2}{2\beta^2 E} = \pm 1$ для $\frac{m\dot{s}^2}{2E} = \frac{K}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right),$ (7.2)

з рівняння $\left.E^2 - 3KE + 2K^2 = 0\right|_{+\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \frac{3}{2}K \pm \frac{1}{2}K:\ E_1 = 2K,\ E_2 = K$;

маємо розв'язок $\left(\frac{KU}{E^2} = 0,\ E_2 = K\right),\ \left(\frac{KU}{E^2} = \frac{1}{4},\ E_1 = 2K\right)$;

з рівняння $\left.E^2 - KE + 2K^2 = 0\right|_{-\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \frac{1}{2}K \pm j\frac{\sqrt{7}}{2}K = K\sqrt{2}e^{\pm j\alpha};\ j = \sqrt{-1};\ \frac{KU}{E^2} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\sqrt{2}}{2}e^{\mp j\alpha}\right),$

$\alpha = arctg\left(\sqrt{7}\right)$.

3) $\frac{\mu s^2}{2\beta^2 E} = \pm 1$ для $\frac{\mu s^2}{2E} = \frac{U}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right),$ (7.3)

з рівняння $\left.E^2 - 3UE + 2U^2 = 0\right|_{+\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \frac{3}{2}U \pm \frac{1}{2}U:\ E_1 = 2U,\ E_2 = U$;

– $\left(\frac{KU}{E^2} = 0,\ E_2 = U\right),\ \left(\frac{KU}{E^2} = \frac{1}{4},\ E_1 = 2U\right)$;

з рівняння $\left.E^2 - UE + 2U^2 = 0\right|_{-\beta^2} \Rightarrow E_{1,2} = \frac{1}{2}U \pm j\frac{\sqrt{7}}{2}U = U\sqrt{2}e^{\pm j\alpha}$;

– $\frac{KU}{E^2} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\sqrt{2}}{2}e^{\mp j\alpha}\right),\ \alpha = arctg\left(\sqrt{7}\right)$.

4) $\frac{\mu\dot{s}^2}{2\beta^2\omega^2 E} = \pm 1$ для $\frac{\mu\dot{s}^2}{2\omega^2} = E \Rightarrow \frac{E}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right) = 1;$ (7.4)

– $\left.\frac{KU}{E^2}\right|_{-\beta^2} = 1, \quad \left.\frac{KU}{E^2}\right|_{+\beta^2} = 0,$

5) $\frac{\mu s^2}{2\beta^2 E} = \frac{m\dot{s}^2}{2\beta^2 E} = \pm 1 \Rightarrow K = U,\ E = 2K = 2U,\ \frac{K}{E} = \frac{U}{E} = \pm\beta^2 = \pm\left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right) = \frac{1}{2};$ (7.5)

$-\quad \left.\frac{KU}{E^2}\right|_{-\beta^2} = \frac{3}{4}, \quad \left.\frac{KU}{E^2}\right|_{+\beta^2} = \frac{1}{4}.$

Умова $\frac{KU}{E^2} = \frac{K(E-K)}{E^2} = 1$ визначає наступні рівняння:

$$K^2 - EK + E^2 = 0 \Rightarrow K = E\left(\frac{1}{2} \pm j\frac{\sqrt{3}}{2}\right) = Ee^{\pm j60^o}$$

або $U = E\left(\frac{1}{2} \pm j\frac{\sqrt{3}}{2}\right) = Ee^{\pm j60^o}$.

В загальному випадку співвідношення $\frac{KU}{E^2} = \frac{K(E-K)}{E^2} = \psi^2$ визначає наступні рівняння:

$$K^2 - EK + E^2\psi^2 = 0 \Rightarrow K = E\left(\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \psi^2}\right) \text{ або } U = E\left(\frac{1}{2} \pm \sqrt{\frac{1}{4} - \psi^2}\right). \tag{8}$$

Аналіз дисперсійних енергоінформаційних властивостей ФДІ у відповідності до класичних законів динаміки показує, що умови $K = U$, $K = E$, $U = E$, що обумовлюють спостереження класичної сили можуть бути виконані в часі і просторі. Однак, дві останні умови виконуватися одночасно не можуть. Іншими словами, умова $K = U$ – енергетичний стан фізичної системи виконується тільки в рамках корпускулярної фізики, а $K = E$ або $U = E$ належать до корпускулярної і хвильової фізики.

Оскільки $\beta^2 = \left(1 - 2\cdot\frac{KU}{E^2}\right) = \left(\frac{K^2 + 2KU + U^2 - 2KU}{E^2}\right) = \left(\frac{K^2 + U^2}{E^2}\right)$ і

$\psi^2 = \frac{KU}{E^2}$,

то можна записати рівняння в квадратурах для параметрів ψ і β у вигляді

$$\nabla - \beta^2\Delta + \psi^4 = 0, \tag{9}$$

де $\nabla = \Delta_1 \cdot \Delta_2$, $\Delta_1 = \frac{K^2}{E^2}$, $\Delta_2 = \frac{U^2}{E^2}$, $\begin{cases} \frac{K^2}{E^2} + \frac{U^2}{E^2} = \beta^2 \\ \left(\frac{KU}{E^2}\right)^2 = \psi^4 \end{cases}$.

На рис.2 наведені характеристики співвідношень ψ і β, які показують існування дійсних і комплексних значень загальної енергії фізичної системи.

З (7.1) – (7.5) можна розглянути **параметричні умови** для спостережень класичної сили осцилятора з $\beta^2 = \mathrm{var}$, як результат розв'язання наступних диференціальних рівнянь.

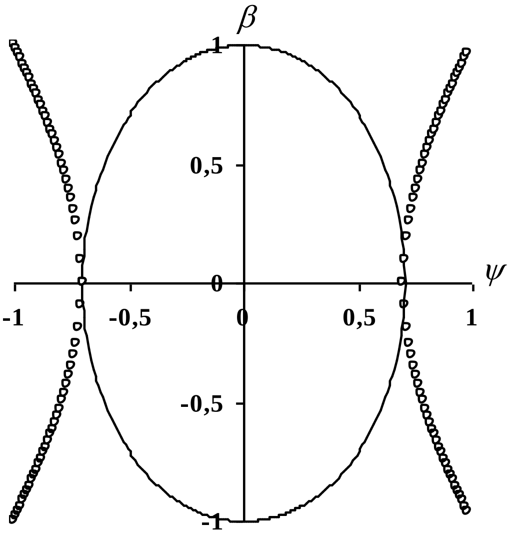

Рис. 2. Співвідношення параметрів ψ і β: для осцилятора $\beta^2 + 2\psi^2 = 1-$ еліпс (загальна енергія дійсне число); в загальному випадку – гіпербола (загальна енергія комплексне число).

Варіант 1. Загальний варіант для осцилятора – змінна загальна енергія, $\beta^2 = \mathrm{var}$.

$$-\frac{m\ddot{s}s}{2\beta^2} = \left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2 + \frac{1}{2}\mu s^2\right) \Rightarrow \ddot{s}(t)s(t) + \beta^2(\omega t)\dot{s}^2(t) + \beta^2(\omega t)\omega^2 s^2(t) = 0, \qquad (10)$$

де $\beta^2(\omega t) = \left[1 - \frac{1}{2}\cdot\sin^2(2\omega t)\right]$.

Для різних початкових умов $s(0), \dot{s}(0)$ рішення рівняння (10) в системі MATHCAD дає якісно різні функції, які розбігаються для $t \to \infty$.

Варіант 2. Загальний варіант для осцилятора – постійна загальна енергія, $\beta^2 = const$.

Для частоти $\omega(t) = \dfrac{\pi}{4t}$, час необмежений, для якої енергетичний стан не залежить від часу, рівняння (10) має вид

$$t^2\ddot{s}(t)s(t) + C_0 t^2\dot{s}^2(t) + C_1 s^2(t) = 0, \qquad (10.1)$$

де $C_0 = \beta^2 = \left[1 - \frac{1}{2}\cdot\sin^2\left(\frac{\pi}{2}\right)\right] = \frac{1}{2}$, $C_1 = \frac{\pi^2}{16}$.

Рівняння (10.1) має нелінійний розв’язок в класі елементарних функцій.

Залучивши підстановку $u(t) = \dfrac{\dot{s}(t)}{s(t)}$, рівняння (10.1) можна представити у вигляді

$$t^2\dot{u} + t^2(1 + C_0)u^2 + C_1 = 0 \quad \Rightarrow \quad \dot{u} + (1 + C_0)u^2 = -C_1 t^{-2} \text{ – рівняння Рікатті.} \qquad (10.2)$$

Підстановка $v(t) = tu(t)$ у (10.2) дає

$$t\dot{v}+\left(1+C_0\right)v^2-v+C_1=0 \;\Rightarrow\; \int\frac{dv}{\left(1+C_0\right)v^2-v+C_1}=-\int\frac{dt}{t}+C_2. \tag{10.3}$$

Шукана функція $v\left(t\right)$ для умови $4\left(1+C_0\right)C_1=4\left(1+\frac{1}{2}\right)\frac{\pi^2}{16}>1$ знаходиться з інтегралу (10.3)

$$\frac{2}{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}arctg\left[\frac{2v\left(1+C_0\right)-1}{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}\right]=-\ln t+C_2, \tag{10.4}$$

яка має вигляд

$$v\left(t\right)=\frac{1}{2\left(1+C_0\right)}+\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2\left(1+C_0\right)}tg\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]. \tag{10.5}$$

З (10.5) з урахуванням підстановки для (10.1) знаходимо шукану функцію зміни простору, де виконуються закони класичної динаміки у вигляді

$$u\left(t\right)=\frac{\dot{s}\left(t\right)}{s\left(t\right)}=\frac{1}{2\left(1+C_0\right)t}+\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2\left(1+C_0\right)t}tg\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]. \tag{10.6}$$

Остаточно

$$s\left(t\right)=\exp\left\{\frac{1}{2\left(1+C_0\right)}\ln\left(t\right)+\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2\left(1+C_0\right)}\int\frac{1}{t}\cdot tg\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]dt+C_3\right\}, \tag{10.7}$$

де $C_0=\frac{1}{2}$, $C_1=\frac{\pi^2}{16}$, і для $C_2=0$, інтеграл має вигляд

$$\int\frac{1}{t}\cdot tg\left[\ln\left(\frac{1}{t^{\frac{\sqrt{4\left(1+C_0\right)C_1-1}}{2}}}\right)+C_2\right]dt=2\frac{\ln\left\{\cos\left[\ln\left(\frac{1}{t^{0,5\sqrt{\left(4+4C_0\right)C_1-1}}}\right)+1\right]\right\}}{\sqrt{\left(4+4C_0\right)C_1-1}}.$$

Для докладнішого вивчення траєкторій, на яких виконуються класичні закони динаміки розглянемо наступні варіанти диференціальних рівнянь, що виконуються для умови $2\omega\Delta t=\frac{\pi}{2}=const$ або $\omega=\frac{\pi}{4\Delta t}$ при змінній частоті із змінним часовим вікном, для конкретного значення $\beta^2=1/2$:

1) загальна від'ємна енергія дорівнює сумі кінетичної і потенціальної енергій;

$$-m\ddot{s}s=\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\ \Rightarrow\ \dot{s}^2+2\ddot{s}s+\omega^2s^2=0\ \Rightarrow\ s^{2/3}=C_1\cdot\sin\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\omega t\right)+C_2\cdot\cos\left(\frac{\sqrt{3}}{2}\cdot\omega t\right)$$

для $\ddot{s}=\omega\dot{s}\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+2\omega\dot{s}s+\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s(t)=C_0\cdot e^{-\omega t}$;

2) загальна від'ємна енергія дорівнює кінетичній енергії;

$$-m\dot{s}^2=\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+\frac{1}{3}\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s(t)=C_0\cdot e^{\pm j\omega t\frac{1}{\sqrt{3}}};$$

3) загальна від'ємна енергія дорівнює потенціальній енергії;

$$-\mu s^2=\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+3\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s(t)=C_0\cdot e^{\pm j\omega t\sqrt{3}};$$

4) загальна від'ємна енергія – незмінна;

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{E}{m}=-\dot{s}^2\frac{1}{2}=const\quad\Rightarrow\quad t=\int\frac{ds}{\sqrt{-2\frac{E}{m}\cdot\ln s+C_1}}+C_2;$$

5) загальна від'ємна енергія – змінна;

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{E}{m}=-\dot{s}^2=\mathrm{var}\quad\Rightarrow\quad s^2(t)=t\cdot C_1+C_2;$$

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{E}{m}=-\omega^2s^2=\mathrm{var}\quad\Rightarrow\quad s(t)=C_1\cdot\sin(\omega t)+C_2\cdot\cos(\omega t),$$ (інше рішення для змінної частоти розглянуто в моделі ДУГ див. [6]).

Розглянемо варіанти 2.1-2.6 для $\beta^2=1$:

1) загальна від'ємна енергія дорівнює сумі кінетичної і потенціальної енергій;

$$-m\ddot{s}s=2\cdot\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\ \Rightarrow\ \dot{s}^2+\ddot{s}s+\omega^2s^2=0\ \Rightarrow\ s^{1/2}=C_1\cdot\sin\left(\sqrt{2}\cdot\omega t\right)+C_2\cdot\cos\left(\sqrt{2}\cdot\omega t\right)\qquad(12)$$

для $\ddot{s}=\omega\dot{s}\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+\omega\dot{s}s+\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s=C_0\cdot e^{-\omega t}$; (12.1)

2) загальна від'ємна енергія дорівнює кінетичній енергії;

$$-m\dot{s}^2=2\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+\frac{1}{2}\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s=C_0\cdot e^{\pm j\omega t\frac{1}{\sqrt{2}}};\qquad(12.2)$$

3) загальна від'ємна енергія дорівнює потенціальній енергії;

$$-\mu s^2=2\left(\frac{1}{2}m\dot{s}^2+\frac{1}{2}\mu s^2\right)\quad\Rightarrow\quad\dot{s}^2+2\omega^2s^2=0\quad\Rightarrow\quad s=C_0\cdot e^{\pm j\omega t\sqrt{2}};\qquad(12.3)$$

4) загальна від'ємна енергія – незмінна;

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{2E}{m}=-2\dot{s}^2=const \quad\Rightarrow\quad t=\int\frac{ds}{\sqrt{-4\frac{E}{m}\cdot\ln s+C_1}}+C_2; \tag{12.4}$$

5) <u>загальна від'ємна енергія – змінна;</u>

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{2E}{m}=-2\dot{s}^2=\mathrm{var} \quad\Rightarrow\quad s^3=t\cdot C_1+C_2; \tag{12.5}$$

$$\ddot{s}\cdot s=-\frac{2E}{m}=-2\omega^2 s^2=\mathrm{var} \quad\Rightarrow\quad s=C_1\cdot\sin\left(\sqrt{2}\omega t\right)+C_2\cdot\cos\left(\sqrt{2}\omega t\right). \tag{12.6}$$

ВИСНОВКИ

Енергоінформаційний аналіз динаміки фізичної системи на прикладі математичного осцилятора показав наступне:

1. Виконання класичних законів динаміки відбувається для енергетичного стану фізичної системи, в якій $K=U$ – **існує еквіпотенціальна поверхня, як форма закону пакування енергії;** $E=K+U$ – **виконується закон збереження енергії** і $E^2=K^2+U^2$ – **існує інваріант енергії (**загальний випадок**);** $\psi=\frac{\sqrt{K\cdot U}}{E}$ - **існує закон переносу енергії**.
2. Зміна енергетичного стану призводить до зміни загальної сили $F(s)=\mathrm{var}$**,** при зміні фази $\Delta\varphi=30^0$**.**
3. Зміна енергетичного стану призводить до незміни загальної сили $F(s)=\pm const$**,** при зміні фази $\Delta\varphi=60^0$**.**
4. Зміна енергетичного стану призводить до зміни знаку загальної сили $\pm F(s)$ при зміні фази $\Delta\varphi=90^0$**.**
5. Спостереження класичних законів динаміки відбувається як у еліптичному русі передачі енергії фізичним простором, коли $\psi\le\frac{\sqrt{2}}{2}$, так і в гіперболічному, коли $\psi>\frac{\sqrt{2}}{2}$. В останньому випадку загальна енергія є комплексним числом, у якому дійсна частина – кінетична енергія, а уявна частина – потенціальна енергія.
6. Енергоінформаційний аналіз розширює розуміння явищ про закони передачі енергії в фізичному просторі, а саме, про фізичне поняття сили:

   - для випадку неоднозначного визначення сили

   $$F(s)=\frac{dE}{ds}=F_d=\frac{\partial^2 E}{\partial\dot{s}\partial t}=m\ddot{s} \text{ для } E=K \text{ або}$$

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=F_c=\frac{\partial^2 E}{\partial t\partial \dot{s}}=\mu s \text{ для } E=U$$

для оператора Ейлера виникає правило $\frac{\partial^2 E}{\partial \dot{s}\partial t}\neq\frac{\partial^2 E}{\partial t\partial \dot{s}}$ в загальному випадку;

- співвідношення (4) для еквіпотенціальної поверхні, де є умови: $\frac{dK}{ds}=0$ і $K=U=0,5E$,

має вигляд

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-\left(\frac{dU}{ds}\right)\cdot\left(\frac{E-U}{E}\right)/\left(1-2\cdot\frac{KU}{E^2}\right)=-\left(\frac{dU}{ds}\right)\cdot\frac{E(E-U)}{\left(K^2+U^2\right)}=-\left(\frac{dU}{ds}\right)=-F_c$$

або для випадку $\frac{dU}{ds}=0$ і $K=U=0,5E$,

$$F(s)=\frac{dE}{ds}=-E\cdot(E-K)\left(\frac{dK}{ds}\right)/\left(K^2+U^2\right)=-\left(\frac{dK}{ds}\right)=-F_d$$

Іншими словами, ФДІ містить інформацію про динамічні закони класичної фізики.

ЛІТЕРАТУРА

1. Карпенко В.М. Концепція методу енергетичного аналізу руху елементарних об'єктів літосфери Землі. / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб //Вісник Львів. ун-ту. Серія геологічна. – 2006. – Вип. 20. – С. 215-235.
2. Карпенко В.М. Фундаментальні закони енергетичного метаморфізму/Василь Карпенко// Зб. наук. пр. Національної гірничої академії. – 2000. – №5. – С.74–75.
3. Карпенко В.М. Рівняння гауссової лінії на поверхні / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Вісник Львів. ун-ту. Серія прикладна математика. – 2008. – Вип.14. – С.41–48.
4. Карпенко В.М. Функція детермінованої ймовірності у дослідженнях будови Землі геофізичними методами / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Геоінформатика. – 2007. – №4. – С.31–39.
5. Карпенко В.М. Енергоінформаційна функція детермінованої ймовірності в просторі фізичних точок [Електронний ресурс] : Український математичний конгрес – 2009. Секція 1 - Проблеми прикладної математики / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб //. – 2009. – Режим доступу до публ.: http://www.imath.kiev.ua/~congress2009/Abstracts/KarpenkoStarodub.pdf
6. Карпенко В.Н. Модель динамического уравнения годографа (модель ДУГ) / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб, А.В. Карпенко // Збірник наукових праць. Теоретичні та прикладні аспекти геоінформатики. –2009. – С.320–333.

ФУНКЦІЯ ДЕТЕРМІНОВАНОЇ ЙМОВІРНОСТІ В ДИНАМІЧНИХ ЗАДАЧАХ ГЕОФІЗИКИ

Ключові слова: енергія; функція детермінованої імовірності; зміна у часі, перенос у просторі, збереження і упакування енергії, енергоінформаційний осцилятор

FUNCTION DETERMINISTIC PROBABILITIES IN DYNAMIC PROBLEMS OF GEOPHYSICS

Keywords: energy, deterministic function of probability, the change in time transfer in space, storage and packing energy, energy-oscillator