

УДК 550.34.06

В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб, О.В. Карпенко

*ДП “Науканафтогаз” Національної акціонерної компанії
“Нафтогаз України”, м. Вишневе*

*Львівський державний університет безпеки життєдіяльності,
м. Львів*

Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України, м. Київ

ЕНЕРГОІНФОРМАЦІЙНІ АСПЕКТИ АНАЛІЗУ ДИНАМІКИ ФІЗИЧНОЇ ТОЧКИ У НЕОДНОРІДНОМУ ПІВПРОСТОРІ

Розглянуто енергетичні аспекти аналізу динаміки фізичної точки геологічного середовища, досліджуваною сейсморозвідкою. Відомі інформаційні аспекти, що ґрунтуються на використанні моделей енергетичних функцій: Гамільтона, Лагранжа, Умова, Ньютона, “дії”, а також функції детермінованої ймовірності та енергетичної моделі геологічного середовища, доповнено моделлю поширення механічної енергії у геологічному середовищі. Модель дає змогу вивчати фізику геологічного середовища у сейсмічних експериментах, доповнюючи інформаційні аспекти, засновані на використанні хвильового рівняння і рівняння ейконалу, новими фізичними властивостями середовища.

Ключові слова: енергія, фізична точка, геологічне середовище, функція передачі механічної енергії, сейсмічний імпульс.

Проблему прямих методів дослідження геологічного середовища (ГС) на вміст у ньому покладів вуглеводнів та їх геофізичної будови на цей час розв’язують переважно сейсморозвідкою, у якій методом відбитих хвиль (МВХ) обробку даних багаторазового профілювання виконують за методом спільної глибинної точки (МСГТ), запропонованим у 1950 р. Г. Мейном (США) для розв’язання задач послаблення багаторазових відбитих хвиль. Широке практичне застосування МСГТ почалося після впровадження цифрової оброблювальної техніки у геофізичні дослідження ГС, зокрема в сейсморозвідці. В сучасних інформаційних технологіях сейсморозвідки МВХ МСГТ [1] є домінуючим. У МСГТ штучно виділяють вертикальну поздовжню пряму хвилю, названу P -хвилею, що поширюється від точки її збудження на земній поверхні у глибину ГС. У процесі поширення P -хвилі виникають відбиті P -хвилі на межах шарів літологічних різновидів, що повертаються на земну поверхню, утворюючи її коливання. Коливання реєструються сейсмоприймачами, розташованими на площині земної поверхні за певними схемами. Зарєстроване хвильове

поле (ХП) коливань земної поверхні в різних точках площини, що записуються у вигляді амплітудно-часових і просторових сейсмограм, обробляють для розв’язання таких практичних завдань:

- геологічних – визначення будови ГС, тектонічних порушень, наявності колекторів і вивчення їх фільтраційно-ємнісних параметрів, вмісту в колекторах вуглеводнів;
- геофізичних – визначення фізичних параметрів шарів і пластових флюїдів ГС;
- технологічних – визначення місць закладання пошуково-розвідувальних й експлуатаційних свердловин, їх конструкцій та технології спорудження;
- експлуатаційних – контроль за розробкою родовищ нафти та газу, функціонуванням газових сховищ.

Успішність та ефективність вирішення цих завдань залежить від рівня наукового обґрунтування, ідентифікації параметрів коливань земної поверхні з геофізичними параметрами шарів ГС. Ідентифікацію вважатимемо науково обґрунтованою, якщо всі моделі, що описують ГС та процеси збудження, поширення, загасання, відбиття, реєстрації, обробки, інтерпретації акустичного імпульсу, існують, єдині і стійкі за Ж. Адамаром.

Існують три рівні сучасної ідентифікації. На першому рівні проводять кореляцію параметрів ХП з різними параметрами ГС і розробляють певні апроксимаційні моделі. На другому рівні виконують інтерпретацію параметрів ХП у параметри ГС за допомогою різних розроблених математичних або феноменологічних фізико-математичних моделей. На третьому рівні здійснюють метрологічну оцінку параметрів шарів і пластових флюїдів ГС за даними параметрами ХП на основі використання єдиних, стійких фізико-математичних моделей (закони збереження енергії, Ньютона, Гука, Френеля, Снеліуса та ін.).

Задачу ідентифікації параметрів моделі середовища у фізико-математичній літературі називають оберненою динамічною задачею сейсморозвідки, у геофізичній літературі – інверсією, у технічній літературі – синтезом параметрів системи для реалізації заданого руху і закону управління.

У даній статті автори дотримуються точних фізико-математичних понять, що необхідні для розв’язання проблеми ідентифікації на метрологічному рівні. Проблема розглянуто з таким розумінням: *потрібно визначити інформацію за інформацією, яку задано*. Визначена та зада-

на інформації пов’язані функціонально: $E = f(E_0)$, де f – функціонал прямого розв’язання задачі; E – інформація, що визначається; E_0 – задана інформація, причому існування функціонала $E_0 = f^{-1}(E)$, де f^{-1} – функціонал оберненого розв’язання задачі, не передбачається, оскільки *наслідок* E не може бути *причиною* для E_0 у f . Однак якщо для f^{-1} таку перестановку допускаємо, що можливо суто теоретично (штучно), то існування функціонала f^{-1} відобразитиме незагасаючі інформаційні коливання (вічний двигун або зворотні процеси), що можливо тільки в межах першого закону термодинаміки. У межах другого закону термодинаміки існування такого функціонала неможливе. Тому всі спроби відновити заданий сейсмічний імпульс за даними зареєстрованого сейсмічного імпульсу на земній поверхні мають відповідати першому закону термодинаміки, оскільки за другим її законом вони є некоректними. За математичними міркуваннями, говорити про функцію або функціональний оператор f^{-1} можна тільки за виконанням умов Адамара.

Розглянемо сучасні підходи до моделювання ХП [2] на основі роботи [3] для розв’язання прямих задач $E = f(E_0)$ сейсморозвідки. Для коректних задач, з фізичного погляду $E = f(E_0)$, використовують методи, які побудовані на класичних законах динаміки і покладені у моделювання процесів збурення, поширення, відбиття і реєстрації сейсмічного імпульсу числовими методами. Так, наведені в роботі [2] методи числового моделювання ХП, використовують такі фізичні закони, умови і ситуації:

- ГС розглянуто як пружний неоднорідний вертикально тонкошаруватий півпростір;
- пружні фізико-механічні параметри ГС і силові параметри точкового джерела акустичного імпульсу задані;
- модель динаміки фізичної точки (ФТ) у ГС відповідає другому закону Ньютона;
- напруження від переміщення фізичної точки відповідають закону Гука;
- модель динаміки ФТ у ГС відповідає закону збереження енергії;
- переміщення і напруження безперервні.

За переліченими фізичними законами, умовами та ситуаціями автори [2] дослідили такі методи з моделювання ХП:

- 1) *числового інтегрування в межах хвильового числа;*
- 2) *модельного розкладання хвильового поля;*
- 3) *комбінований аналітично-скінченнорізнцевий;*
- 4) *псевдоспектральний (Фур’є).*

У перших трьох методах півпростір розглянуто неоднорідним уздовж вертикальної осі.

Всі чотири метода адекватно відобразили форму сейсмічного імпульсу у вигляді “солітону” (одинокі хвиля) і в часі, і в просторі. У цій самій роботі автори відмітили недоліки, особливості і переваги кожного з методів. Нижче перелічено основні з них:

- для всіх методів є необхідність багаторазового розбиття ГС уздовж вертикальної осі на однорідні шари із заданням їх фізичних параметрів, початкових і граничних умов з метою дослідження форми сейсмічного імпульсу;
- перший метод для випадку градієнтного ГС потребує великої кількості кроків розбиття, а прямі та обернені інтегральні перетворення для стійкості роботи алгоритмів – введення комплексних добавок;
- другий метод крім сейсмограм дає змогу аналізувати поверхневі хвилі;
- третій метод є прямим методом розв’язання динамічних задач теорії пружності, але складність алгоритмів для моделювання хвилі у тривимірному просторі навіть для однорідного і ізотропного пружного середовища викликає певні труднощі у їх реалізації, що пов’язані з необхідним використанням збільшених обчислювальних потужностей;
- четвертий метод, з використанням поліномів Чебишева, є універсальним, але у ньому неприпустимо задавати стрибкоподібні зміни фізичних параметрів.

Підсумовуючи аналіз методів моделювання ХП, можна зазначити таке.

Розглянуті методи числового моделювання процесу поширення сейсмічного імпульсу в ГС – пружному неоднорідному вертикальному тонкошаруватому із заданими пружними фізико-механічними параметрами – півпросторі, можуть давати доволі точний рівень ідентифікації синтетичного сейсмічного імпульсу з експериментальним, незважаючи на спрощеність фізичних умов, що закладені у самі моделі. Щодо врахування повноти фізичних умов і ситуації в моделях, особливо для ГС, яке має фізичні, структурні та параметричні нелінійності першого (стрибкоподібна зміна параметрів) та другого (розриви у переміщеннях і напруженнях – пустоти) роду і яке взагалі не має базової фізико-математичної моделі, розглянуті підходи до моделювання ХП не можуть задовольнити зростаючі виробничі потреби.

За таких умов, незважаючи на відсутність коректного розв’язання оберненої динамічної задачі сейсмозв’язки, виробничники самостійно набува-

ють досвіду з аналізу параметрів сейсмічного імпульсу та їх ідентифікації з параметрами ГС [4, 5]. Методи, які використовують для розв’язання задачі ідентифікації на основі лінійної теорії пружності, стають щодалі все складнішими, але залишаються суто математичними з недостатньою фізичною прозорістю [6] і обґрунтованістю, і тому нові інформації, крім закладеної у спрощені моделі сейсмічного імпульсу та ГС, не додають.

Фізико-математичні енергоінформаційні моделі. Динаміку ФТ у ГС описують відомими фізико-математичними моделями:

1) силовий (перший) рівень (закони Ньютона):

$$F_d + \sum_{i=1}^N F_{ci} = F_{\Sigma} = 0,$$

надає інформацію про сили, $F_d = m\ddot{x}(t)$ – динамічну і $F_c = cx^n(t)$ – потенціальну з показником нелінійності n ;

2) імпульсний (другий) рівень (перший інтеграл по часу законів Ньютона):

$$J_d + \sum_{i=1}^n J_{ci} = J_{\Sigma} = 0, J_d = mV, J_{ci} = F_{ci}\Delta t, J_{\Sigma} = F_{\Sigma}\Delta t,$$

надає інформацію про імпульси (сили і час);

3) енергетичний (третій) рівень – надає інформацію про сили, імпульси, час і простір:

а) $K + U = E \pm \Delta E$ – функція збереження енергії (другий інтеграл по швидкості другого закону Ньютона);

б) $L = K - U$ – функція Лагранжа (потенціальна енергія від’ємна);

в) $H = K + U$ – функція Гамільтона (потенціальна енергія додатна);

г) $E = \bar{H} \pm j\bar{E}$ – функція Зільберштейна (загальна енергія в електродинаміці);

д) $K = U$ – функція Ньютона (еквіпотенціальні поверхні);

е) $N = \frac{dE}{dt} = \frac{dK}{dt} \pm \frac{d\Delta E}{dt} + \frac{dU}{dt} = \left[m\ddot{x} \pm \frac{d\Delta E}{dt} + 0,5ncx^{n-1} \right] \dot{x}$ – функція зміни енергії у часі;

є) $F_{\Sigma} = \frac{dE}{dx} = \frac{dK}{dx} \pm \frac{d\Delta E}{dx} + \frac{dU}{dx} = \left[\frac{dK}{dx} \pm \frac{d\Delta E}{dx} + 0,5ncx^{n-1} \right]$ – функція зміни енергії у просторі;

ж) $\frac{dE}{dt} = \frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} \omega_p^2 A^2 \left(\rho + \frac{\lambda + 2\mu}{V_p^2} \right) \sin^2 \theta(t) \right]$, $\theta(t) = \omega_p \left(t - \frac{x}{V_p} \right)$ – функ-

ція Умова [7];

з) $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi$ – функція Шредингера [8];

4) рівень (четвертий) функція “дії” – надає інформацію про енергії, імпульси, сили, час і простір,

а) $S(t) = \int_0^t L(t) dt = F(t)x(t)t$ – функція “дії”;

б) $\hbar(E) = \frac{E}{E_0} = e^{-\psi^2}$, $\psi^2 = \frac{KU}{E^2}$ – функція детермінованої ймовірності

(ФДІ) [10];

в) $e_j = e_{j0} \left[1 + \ln(1 + E_g / E_j \cdot F(\sigma)) \right]$ – енергетична функція ГС [12] (ІМ–ГС).

Тут

- $K, U, E, \pm \Delta E$ – задані кінетична, потенціальна, загальна та змінна енергії (функції в часі і просторі);
- $e_j, e_{j0} = \lambda + 2\mu$ – модулі пружності Ламе гірської породи відповідно поточний, на земній поверхні;
- $F(\sigma) = (1 - \sigma)/(1 + \sigma)$ – функція від коефіцієнта Пуассона;
- E_j – пружна енергія 1 м³ на глибині ГС;
- E_g – геостатична енергія;
- \vec{H}, \vec{E} – магнітний та електричний вектори;
- \hbar, Ψ – стала Планка і хвильова функція відповідно.

Наведені моделі відображають певну інформаційну повноту фізичних ситуацій, а саме моделі: першого рівня – постійну енергію ФТ у просторі; другого – постійну енергію ФТ у швидкостях; третього – різні енергії ФТ для незалежного часу і простору; четвертого – різні енергії ФТ для всіх фізичних ситуацій і залежного від енергії і незалежного від неї часу

та простору. Так, відоме хвильове рівняння $\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\rho}{\lambda + 2\mu} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}$ є результа-

том застосування фізико-математичної моделі 1) для $n = 2$, тобто для випадку постійної загальної енергії, заданого сейсмічного імпульсу в абсолютно пружному однорідному та ізотропному ГС. Для реальної фізичної ситуації у ГС, що являє собою енергетично анізотропне у вертикальному напрямку, параметрично неоднорідне в усіх напрямках, неідеально пружне середовище, використання моделі 1) зазнає відомих аналітичних труднощів, а саме – відсутня фізико-математична модель самого ГС, у якій враховано зміну параметрів $\rho(Z)$, $\lambda(Z)$, $\mu(Z)$ від глибини та їх стрибкоподібну стохастичну зміну у вертикальних та горизонтальних напрямках, а параметр зміщення залежить від пружної енергії $u(E)$ ГС.

Енергетичні моделі динаміки ФТ третього рівня проти параметричних моделей першого та другого рівнів забезпечують загальніший підхід до вивчення фізичних явищ і динаміки систем.

Так, у статті [9] для невідомих пружних фізико-механічних параметрів

середовища, які автори представили у вигляді $m = \frac{2T}{\dot{x}^2}$, $\mu = \frac{2U}{x^2}$, показано, що для закону збереження заданої енергії у фізичному осциляторі його фізико-математична модель може мати енергетичний вигляд:

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \left[\frac{TU}{\xi^2} \frac{1}{t^2} \right] x = 0 &\Rightarrow \ddot{x}(t) + \left[\frac{\sin^2(2\omega t)}{4t^2} \right] x(t) = 0 \Rightarrow \\ &\Rightarrow \ddot{x}(t) + [\omega^2]_{t \rightarrow 0} x(t) = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

де

$$\xi = T + U = \text{const}; \quad T = \frac{1}{2} m \dot{x}^2; \quad U = \frac{1}{2} \mu x^2;$$

$$\frac{TU}{\xi^2} = -\frac{\ddot{x}}{x} t^2 = \frac{\mu}{m} t^2 = \omega^2 t^2 = \varphi^2 = \frac{1}{4} \sin^2(2\omega t).$$

Порівняння енергетичного рівняння $\ddot{x} + \left[\frac{TU}{\xi^2} \frac{1}{t^2} \right] x = 0$ з параметрич-

ним $\ddot{x}(t) + [\omega^2]_{t \rightarrow 0} x(t) = 0$ дає змогу помітити, що інформативність, фізична прозорість і універсальність першого рівняння більша, ніж другого, оскільки параметричне диференціальне рівняння має один параметр –

частоту, тоді як перше – чотири параметри, які можуть відображати різні змінні або стаціонарні енергетичні стани і фізичні ситуації для макро- та мікрофізичних систем. Подальше узагальнення міженергетичних співвідношень (1) наведено у праці [10].

Поширеними енергетичними характеристиками сейсмічного імпульсу (механічної хвилі [3]), які використовують у сейсморозвідці, є енергія імпульсу; потік енергії; щільність енергії; потужність; інтенсивність; механічний тиск.

Енергетичні характеристики: KU/E^2 та ξt у сейсморозвідці не використовують.

Поставлена задача: визначити загальний функціонал енергоінформаційного розв’язання прямих та обернених задач сейсморозвідки на основі фундаментальних законів динаміки.

У статті розглянуто дослідження фізичної характеристики взаємодії ГС і сейсмічного імпульсу у вигляді

$$S = \xi t = Fz t = F\Phi, \quad (2)$$

де S – функція “дії” сейсмічного імпульсу на ГС, Дж·с; ξ – загальна енергія фізичної системи сейсмічний імпульс – ГС, Дж; $F = F_{\Sigma}$ – загальна сила дії сейсмічного імпульсу на елементи ГС, Н; Φ – кінематичний потенціал Ламе, утворений сейсмічним імпульсом у ГС, м·с; z – глибина проникнення сейсмічного імпульсу у ГС, м; t – час дії сейсмічного імпульсу на ГС, с.

З рівнянь (2) інтерес становить характеристика

$$\frac{\xi}{zt} = \frac{\xi}{\Phi} = \frac{F}{t} = F\omega, \quad (3)$$

яку названо градієнтом потужності P -хвилі:

$$\frac{\xi}{zt} = \frac{\xi}{\Phi} = \omega \operatorname{grad}(\xi) = \operatorname{grad}(N).$$

У рівнянні (2) енергетичні параметри мають таке визначення:

$$\begin{cases} \xi = Fz = Nt, \\ N = Fz, \end{cases} \quad (4)$$

де N – потік енергії, що переноситься сейсмічним імпульсом, Вт; $V_p = z/t$ –

середня швидкість P -хвилі, м/с; $\dot{z} = \frac{dz}{dt} = \frac{\partial N}{\partial F}$ – інтервальна швидкість

P -хвилі, м/с.

Визначення прямих функціоналів. Запишемо рівняння (4) у диференціальному вигляді:

- для ГС

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi}{\partial z} = F + z \frac{\partial F}{\partial z}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} = N + t \frac{\partial N}{\partial t}, \\ \frac{\partial N}{\partial t} = F \frac{\partial V_p}{\partial t} + V_p \frac{\partial F}{\partial t}, \end{cases} \quad (5)$$

- для шару ГС

$$\begin{cases} \frac{\partial \xi}{\partial z} = F + z \frac{\partial F}{\partial z}, \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} = N + t \frac{\partial N}{\partial t}, \\ \frac{\partial N}{\partial t} = c \frac{\partial F}{\partial t}, \quad V_p = c = \text{const.} \end{cases} \quad (6)$$

Згідно з концепцією енергоінформаційного аналізу динаміки матеріальних систем [11], час і простір є функціями енергії, тому виразимо із систем рівнянь (5), (6) час і простір Z – T залежно від енергетичних параметрів руху $\xi, \dot{\xi} = N$.

Визначення обернених функціоналів. Для системи диференціальних рівнянь (5) залежність простору і часу від енергії має вигляд

$$\begin{aligned} & \begin{cases} \frac{\partial z}{\partial \xi} = -z \frac{\partial F}{F \partial \xi} + \frac{1}{F} \\ \frac{\partial t}{\partial \xi} = -t \frac{\partial N}{N \partial \xi} + \frac{1}{N} \end{cases} \Rightarrow \\ & \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial z}{\partial \xi} = -z \frac{\partial F}{F \partial \xi} + \frac{1}{F} \\ \frac{\partial t}{\partial \xi} = -t \frac{\partial N}{N \partial \xi} + \frac{1}{N} \end{cases} = \begin{cases} \frac{\partial Z(\xi)}{\partial \xi} = Z(\xi) a_F + b_F \\ \frac{\partial T(\xi)}{\partial \xi} = T(\xi) a_N + b_N c^{-1}. \end{cases} \end{aligned} \quad (6.1)$$

Для системи диференціальних рівнянь (6) час і простір залежно від енергії для $\partial N = c\partial F$ з коефіцієнтами від сили запишемо у вигляді

$$\begin{cases} \frac{\partial z}{\partial \xi} = -z \frac{\partial F}{F \partial \xi} + \frac{1}{F} \\ \frac{\partial t}{\partial \xi} = -t \frac{\partial F}{F \partial \xi} + c^{-1} \frac{1}{F} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial Z(\xi)}{\partial \xi} = Z(\xi)a_\xi + b_\xi \\ \frac{\partial T(\xi)}{\partial \xi} = T(\xi)a_\xi + b_\xi c^{-1}, \end{cases} \quad (6.2)$$

де $a_\xi = -\frac{\partial F}{F \partial \xi} = -\frac{\partial F \partial z}{(\partial \xi)^2} = -\frac{1}{\xi}$, $b_\xi = \frac{1}{F} = \frac{\partial z}{\partial \xi}$ – динамічні коефіцієнти енергії; залежно від потужності для $\partial N = c\partial F$ з коефіцієнтами від потужності –

$$\begin{cases} \frac{\partial z}{\partial N} = -z \frac{1}{N} + c \frac{\partial \xi}{N \partial N} \\ \frac{\partial t}{\partial N} = -t \frac{1}{N} + \frac{\partial \xi}{N \partial N} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial Z(N)}{\partial N} = Z(N)a_N + cb_N \\ \frac{\partial T(N)}{\partial N} = T(N)a_N + b_N, \end{cases} \quad (6.3)$$

де $a_N = -\frac{1}{N} = -\frac{\partial t}{\partial \xi}$, $b_N = \frac{\partial \xi}{N \partial N} = \frac{\partial t}{\partial N}$ – динамічні коефіцієнти потужності.

Загальними розв’язками систем диференціальних рівнянь (6.1)–(6.3) за заданих значень, $Y(x=0)$ і $b = \text{var}$, $a = \text{var}$ є такі рівняння:

$$Y(x) = (C_0 + \int b(x) e^{f(x)} dx) \exp[-f(x)], \quad (7.1)$$

$$Y(x) = (C_0 + c \int b(x) e^{f(x)} dx) \exp[-f(x)], \quad (7.2)$$

$$Y(x) = (C_0 + c^{-1} \int b(x) e^{f(x)} dx) \exp[-f(x)], \quad (7.3)$$

де $f(x) = \int a(x) dx = -\int \frac{1}{x} dx = \ln \frac{1}{x} + C_f$, $x \cong \xi, N$, $Y \cong Z, T$, $C_f, C_0 = \text{const}$.

Так, для системи рівнянь (6.2) розв’язками є функції виду

$$\begin{aligned} f(x) &= \int a(x) dx = -\int \frac{\partial F}{F \partial \xi} d\xi = \ln \frac{1}{F} + C_F = \ln \frac{F_0}{F}, \\ \begin{cases} Z(\xi) = \left(C_{0z} + \int \frac{1}{F} \frac{F_0}{F} d\xi \right) \frac{F}{F_0} = \frac{C_{0z}}{F_0} F + \frac{\xi}{F} \\ T(\xi) = \left(C_{0t} + c^{-1} \int \frac{1}{F} \frac{F_0}{F} d\xi \right) \frac{F}{F_0} = \frac{C_{0t}}{F_0} F + c^{-1} \frac{\xi}{F}; \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

$C_{Fz} = C_{0z}/F_0 = 1/\text{grad}(F)$ – новий енергоінформаційний параметр руху, м/Н;
 $C_{Ft} = C_{0t}/F_0 = 1/F(\omega)$ – новий енергоінформаційний параметр руху, с/Н.

Для умови $\text{grad}(F) \rightarrow \infty$, тобто сила у просторі змінюється максимально, параметр $C_{Fz} = 0$, тоді $Z(\xi) = \xi/F$ – класична динаміка.

Для умови $\text{grad}(F) \rightarrow 0$, тобто сила у просторі змінюється мінімально, параметр $C_{Fz} \rightarrow \infty$, тоді $Z(\xi) = C_{Fz}F + \xi/F$ – енергоінформаційна динаміка.

Нова інформація про динаміку ФТ з’явилася через зміну початкових умов під час розв’язку системи диференціальних рівнянь (6.1) і (6.2).

Для системи рівнянь (6.3) розв’язками є функції

$$\begin{cases} Z(\xi) = \left(C_{0z} + c \int \frac{\partial \xi}{N} \frac{N_0}{N} \right) \frac{N}{N_0} = \frac{C_{0z}}{N_0} N + c \frac{\xi}{N}, \\ T(\xi) = \left(C_{0t} + \int \frac{\partial \xi}{N} \frac{N_0}{N} \right) \frac{N}{N_0} = \frac{C_{0t}}{N_0} N + \frac{\xi}{N}, \end{cases} \quad (9)$$

$C_{Nz} = C_{0z}/N_0 = 1/\text{grad}(N) = \Phi/\xi$ – новий енергоінформаційний параметр руху, м·с/Дж; $C_{Nt} = C_{0t}/N_0 = 1/(N\omega)$ – новий енергоінформаційний параметр руху, с/Вт.

Для системи рівнянь (5) розв’язками є функції

$$\begin{cases} Z(\xi) = \left(C_{0z} + \int \frac{1}{F} \frac{F_0}{F} d\xi \right) \frac{F}{F_0} = C_{Fz} \cdot F + \frac{\xi}{F}, \\ T(\xi) = \left(C_{0t} + \int \frac{\partial \xi}{N} \frac{N_0}{N} \right) \frac{N}{N_0} = C_{Nt} \cdot N + \frac{\xi}{N}. \end{cases} \quad (9.1)$$

Для умови $\text{grad}(N) \rightarrow \infty$ (повна передача потужності) параметр $C_{Nz} = 0$, тоді $Z(\xi) = c\xi/N$ – класична динаміка.

Для умови $\text{grad}(N) \rightarrow 0$ (слабка передача потужності) параметр $C_{Nz} \rightarrow \infty$, тоді $Z(\xi) = C_{Fz}N + c\xi/N$ – енергоінформаційна динаміка.

Поява градієнтного фактору в енергоінформаційних рівняннях (8), (9) для сили $\text{grad}(F)$ і потужності $\text{grad}(N)$ поширює рівняння класичної динаміки від опису динаміки ФТ у фізичному просторі із зосередженими фізичними параметрами до опису динаміки фізичного простору (ФП) з розподіленими фізичними параметрами.

У системах рівнянь (8) і (9), що представляють обернені функціонали для $C \rightarrow \infty$, прямими функціоналами є: $F = \xi/Z$ – сила; Н; $N = \xi/t$ – потужність, Вт, для $C \rightarrow 0$.

Приклад. Розглянемо півпростір – геологічне середовище, що характеризується наявністю вертикального градієнта геостатичної енергії, яка впливає на часові та швидкісні характеристики P -хвилі, що спостерігаються у даних ВСП.

Дослідимо фізичний параметр $1/C_{Nz} = \omega \cdot \text{grad}(\xi) = \xi/\Phi$ за даними ВСП, що проведено у св. 24 Абазівської площі.

На рис. 1 наведені експериментальні характеристики залежностей: часу – $t(E)$, глибини – $L(E)$ і швидкості поширення P -хвилі $V_p(E)$, зареєстровані у свердловині, від геостатичної енергії в 1 м^3 , яку на глибині L розраховують рівнянням

$$E = E_{\text{geost}}(L) = f(\sigma)^* \int \rho(L)g L s_0 dL, \text{ Дж}, \quad (10)$$

де $\rho(L)$ – густина ГС (прийнята сталою – 2500 кг/м^3), кг/м^3 ; $g = 9,81 \text{ м/с}^2$; площа поверхні $s_0 = 1 \text{ м}^2$; $f(\sigma) = (1 - \sigma)/(1 + \sigma)$ – функція від коефіцієнта Пуассона.

У роботі [12] наведено фізичне пояснення залежності $V_{p\text{-cp}}(E_g)$ та $V_{p\text{-cp}}(L)$ (рис. 2).

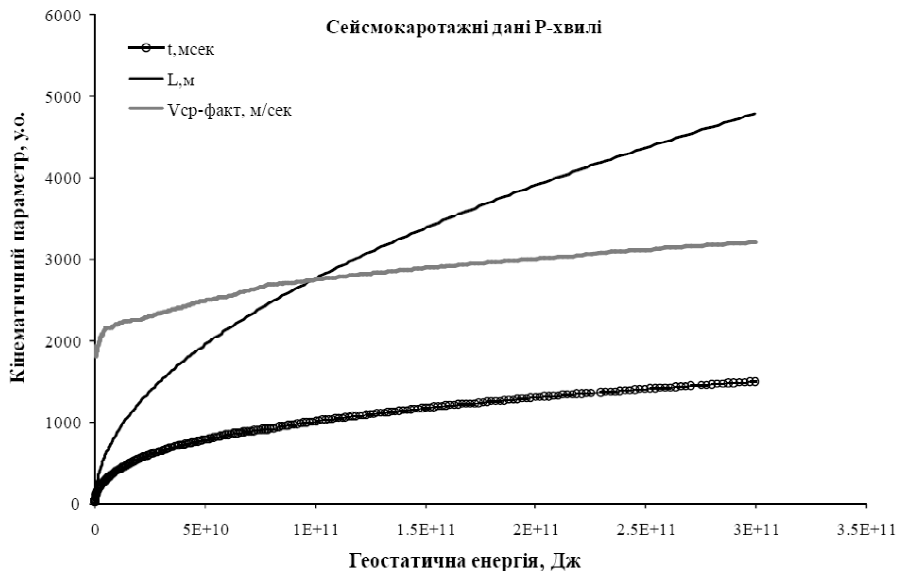


Рис. 1. Експериментальні характеристики залежності кінематичних параметрів P -хвилі в геологічному середовищі залежно від геостатичної в ній енергії



Рис. 2. Годограф середньої швидкості Р-хвилі: $V_{cp_факт}$ – фактична, $V_{cp_мод}$ – модельна [12]

На рис. 3 для порівняння показано залежності геостатичної і динамічної енергії, яку визначено за формулою

$$E = E_{\text{динам}}(L) = \rho_m V_{P-m}^2 \left(e^{\frac{\rho(L) V_{P-cp}^2(L)}{\rho_0 V_{P-o}^2} - 1} - 1 \right), \text{ Дж}, \quad (11)$$

де ρ_0 , ρ_m , $\rho(L)$ – масова густина на поверхні Землі, максимальна на досліджуваній глибині, змінна від поверхні Землі до досліджуваної глибини відповідно, кг/м^3 ; V_{P-o} , V_{P-m} , $V_{P-cp}(L)$ – експериментальні значення середньої швидкості Р-хвилі на поверхні Землі, на досліджуваній глибині, змінна від поверхні Землі до досліджуваної глибини відповідно, м/с . Величину $E_{\text{геост}}(L)$ розглянуто для лінії ($z \neq 0, x = 0, y = 0$), де $f(\sigma) = 1$, загальний випадок для стрижня ($z \neq 0, x \neq 0, y \neq 0$) описано у праці [13].

Розглянемо з рівнянь (6.3) величини

$$a = -\frac{1}{N} = -\left(\frac{dE}{dt}\right)^{-1} \quad \text{і} \quad b = \frac{\partial E}{N \partial N} = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}\right)^{-1}$$

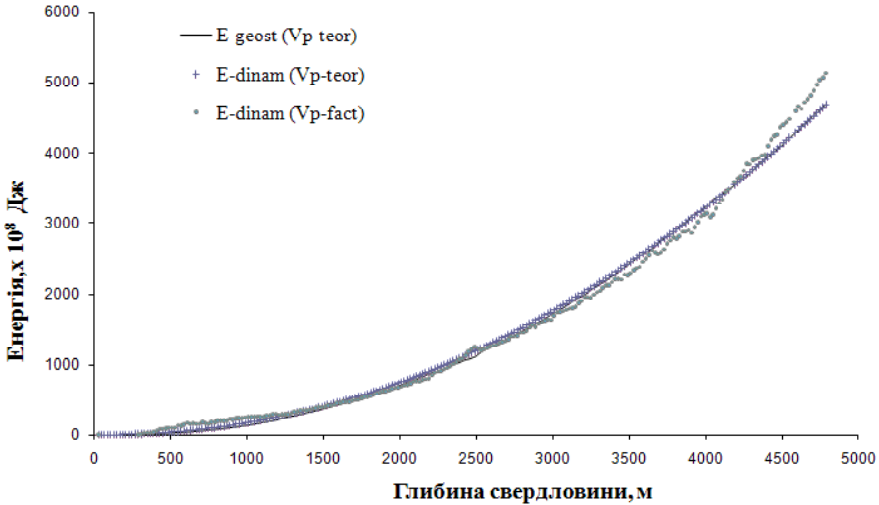


Рис. 3. Експериментально-теоретичні характеристики геостатичної за моделлю (10) і динамічної енергій за моделлю (11) геологічного середовища. Динамічна енергія визначена за фактичною і теоретичною середньою швидкістю P -хвилі

як функції $a(N)$, $b(N)$ в аналітичному і графічному вигляді. Заздалегідь оцінимо метрику, яка існує в геологічному середовищі.

На рис. 4 показано метричні характеристики руху D P -хвилі в геологічному середовищі, побудовані за експериментальними даними (див. рис. 2).

З рис. 4 видно, що метрика вигляду $D(E_{\text{geost}}) = V_p L t = \frac{dL}{dt} L t$ лінійна

щодо геостатичної енергії геологічного середовища, тому можна записати, що

$$\frac{dE}{dt} = N = \kappa \frac{dL}{dt} L \quad \text{або} \quad \frac{dE}{dL} = F = \kappa L, \quad (12)$$

де $\kappa = \rho_m \cdot g \cdot s_0 = g s_0 \int \rho(L) dL$ – стала величина.

Оскільки $E = E_{\text{dinam}} = E_{\text{geost}}$, то подальші дослідження проведемо із символом E .

Тоді $a = -\frac{dt}{\kappa \cdot L \cdot dL} = -\frac{1}{\kappa} \frac{1}{LL}$ – єдине зображення, а для $b(N)$ – подвійне:

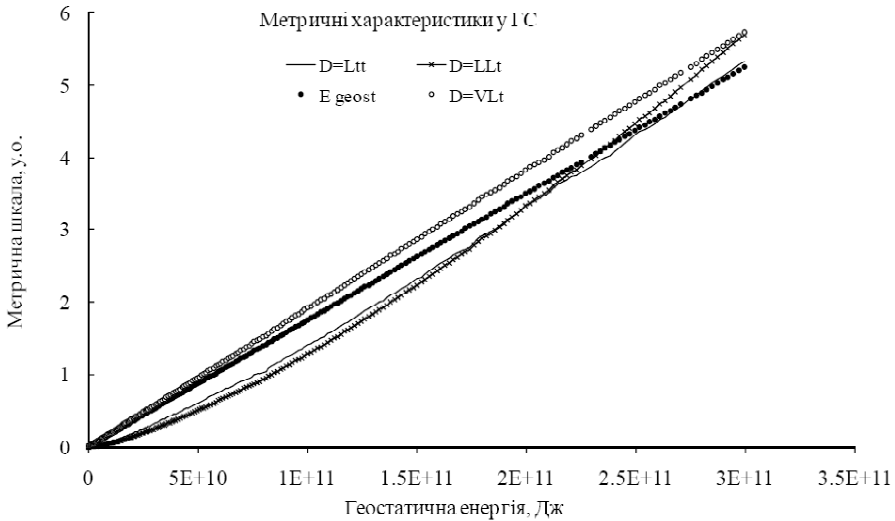


Рис. 4. Метричні характеристики геологічного середовища: $D(E_{\text{geost}}) = Lt^2$, $E_{\text{geost}} = f(E_{\text{geost}}) = k \cdot E_{\text{geost}}$, $k = 1$

$$b = \frac{\partial E}{N \partial N} = \frac{\partial E / \partial t}{N \partial N / \partial t} = \frac{1}{\kappa \frac{d^2 L}{dt^2} L + \kappa \left(\frac{dL}{dt} \right)^2} = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{\ddot{L} L + \dot{L}^2} \quad (13)$$

або

$$b = \frac{\partial E}{N \partial N} = \frac{\partial E / \partial L}{N \cdot \partial N / \partial L} = \frac{kL}{k \frac{dL}{dt} L \left[k \frac{\partial^2 L}{\partial t \partial L} L + k \frac{dL}{dt} \right]} = \frac{1}{\kappa} \frac{1}{V \left(\frac{dV}{dL} L + V \right)}, \quad (14)$$

де $\frac{dN}{dt} = \kappa \frac{d^2 L}{dt^2} L + \kappa \left(\frac{dL}{dt} \right)^2$ або $\frac{dN}{dL} = \kappa \frac{\partial^2 L}{\partial t \partial L} L + \kappa \left(\frac{dL}{dt} \right)$.

На рис. 5 показано нелінійні характеристики динамічних коефіцієнтів $a(N)$, $b(N)$.

Дослідимо рівняння (9) у вигляді

$$N^2 - \frac{L}{C_0} N + \frac{VE}{C_0} = 0, \quad (15)$$

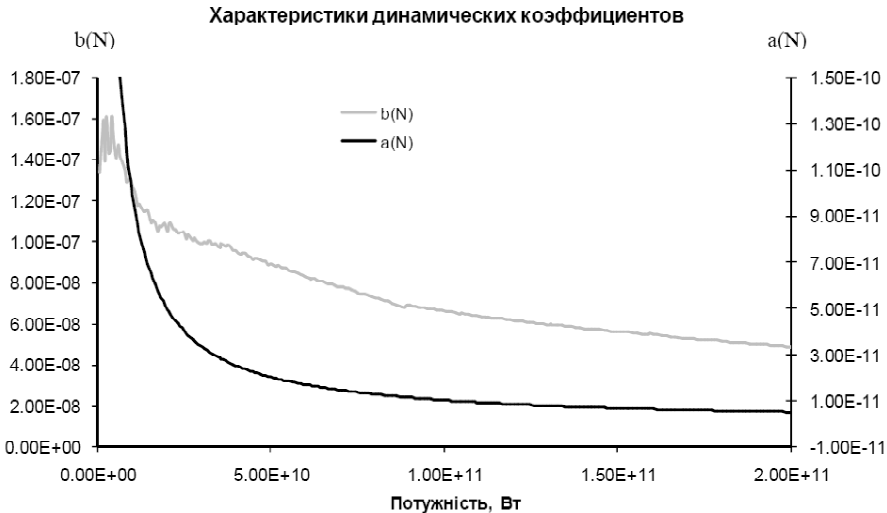


Рис. 5. Експериментальні характеристики динамічних коефіцієнтів $a(N)$, $b(N)$

де $C_0 = C_{Nz}$; $L = Z$ – глибина ГС, м; $c = V$ – інтервальна швидкість P -хвилі, м/с.

Розв’язками цього рівняння є функції вигляду

$$\frac{N_1}{L} = \frac{1}{2C_0} + \sqrt{D(C_0)} \quad \text{і} \quad \frac{N_2}{L} = \frac{1}{2C_0} - \sqrt{D(C_0)}, \quad (16)$$

де $D(C_0) = \frac{1}{4C_0^2} - \frac{VE}{C_0L^2}$ – дискримінант рівняння (15).

Визначимо C_0 з рівняння (16) і розглянемо випадки: 1) визначення C_0 з рівняння (15); 2) $D(C_0) = 0$; 3) $D(C_0) < 0$; 4) $D(C_0) > 0$.

В и п а д о к 1. З рівняння (15) визначимо

$$C_0 = \frac{L}{N} - \frac{VE}{N^2} = 0. \quad (17)$$

Згідно з експериментальними даними, це значення дійсно дорівнює нулю, тобто маємо співвідношення вигляду

$$L\dot{E} = \dot{L}E, \quad (18)$$

де похідні узяті за часом.

Відповідно до рівняння (18) $E = L \cdot F(L)$.

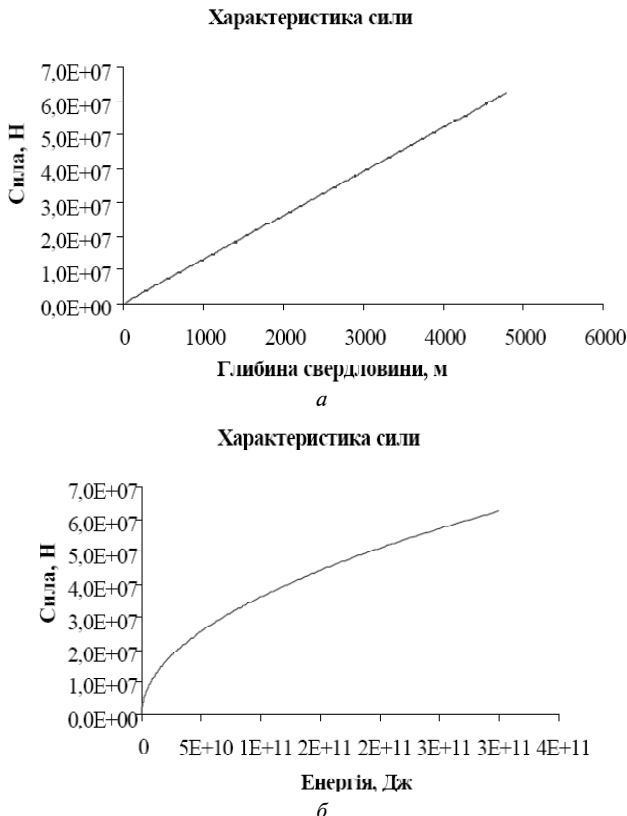


Рис. 6. Експериментальні характеристики сили залежно від глибини (а) та енергії (б)

У цьому випадку нової інформації про фізичні властивості геологічного середовища одержати не можна за розв’язанням диференціального рівняння (6.2), але яке допускає випадки $C_0 \neq 0$.

Висновок 1. У геологічному середовищі

- величина сили від глибини залежить лінійно (рис. 6, а);
- величина простору від величини енергії має параболічну залежність;
- величина сили від величини енергії має параболічну залежність (рис. 6, б).

В и п а д о к 2. $D(C_0) = 0$. Для цього випадку маємо чотири значення C_0 з рівняння (15):

$$C_{01} = 0, \quad C_{02} = \frac{L^2}{4VE}, \quad C_{03} = \frac{L}{2N_1}, \quad C_{04} = \frac{L}{2N_2}. \quad (19)$$

В и п а д о к 3. $D(C_0) < 0$. У цьому випадку для C_0 маємо комплексні рівняння:

$$\begin{cases} \frac{N_1}{L} = \frac{1}{2C_0} + j\sqrt{\frac{VE}{C_0L^2} - \frac{1}{4C_0^2}} = \sqrt{\frac{VE}{C_0L^2}} \cdot e^{+j\varphi}, \\ \frac{N_2}{L} = \frac{1}{2C_0} - j\sqrt{\frac{VE}{C_0L^2} - \frac{1}{4C_0^2}} = \sqrt{\frac{VE}{C_0L^2}} \cdot e^{-j\varphi}, \end{cases} \quad (20)$$

де $\varphi = \arctg\left(\sqrt{\frac{4VEC_0}{L^2} - 1}\right)$.

Звідки

$$C_{01} = \frac{VE}{N_1N_2}, \quad C_{02} = \frac{VE}{N_1^2} e^{+j2\varphi}, \quad C_{03} = \frac{VE}{N_2^2} e^{-j2\varphi}. \quad (21)$$

Очевидно, що $N_1 = N_2 = N$.

Підставивши одне із значень (21) у рівняння (15), одержимо: окремий випадок

$$\begin{aligned} L(E) &= N \frac{VE}{N_2^2} e^{-j2\varphi} + \frac{VE}{N} = \left\{ \begin{array}{l} N_1N_2 = N^2 \\ C_0 = \frac{VE}{N^2} \end{array} \right\} = \\ &= \frac{VE}{N} (1 + e^{-j2\varphi}) = \{\varphi = 60^\circ\} = \frac{VE}{N} e^{-j\varphi}; \end{aligned} \quad (22)$$

загальний випадок для $\pm\varphi$

$$L(E) = \sqrt{2} \frac{VE}{N} \sqrt{1 + \cos 2\varphi} \cdot e^{\pm j\psi}, \quad (23)$$

де $\psi = \arctg\left(\frac{\sin 2\varphi}{1 + \cos 2\varphi}\right)$.

Висновок 2. У геологічному середовищі:

- експериментальні дані щодо всієї глибини свердловини підтверджують $D(C_0) < 0$ для всіх $C_0 > \frac{L^2}{4VE}$;

- експериментальні дані підтверджують рівняння (23) для $\varphi = 60^\circ$ абсолютно точно в усіх точках проведення сейсмічного експерименту за глибиною свердловини;
- рівняння (17) визначає глибину свердловини від динамічних параметрів збуреного ГС;
- параметр C_0 визначає метрику вигляду $\frac{\text{м} \cdot \text{с}}{\text{Дж}}$;

$$\frac{1}{C_0} \triangleright \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с}} \right] \triangleright \left[\frac{\text{Зміст руху}}{\text{Форми руху}} \right];$$

- параметр C_0 розширює інформацію про рух часточок збуреного середовища;
- параметр C_0 має своє значення в кожній точці геологічного середовища, залежне від енергії середовища і змінюється в діапазоні $[4, 2 \div 2, 3] \cdot 10^{-8} \frac{\text{м} \cdot \text{с}}{\text{Дж}}$ за зміни глибини $[0 \div 5000]$ м.

В и п а д о к 4. $D(C_0) > 0$. Дослідження показують, що для $C_0 < \frac{L^2}{4VE}$

$$\lim_{C_0 \rightarrow 0} N_1 = L \left[\frac{1}{2C_0} + \sqrt{D(C_0)} \right] \rightarrow \infty, \quad \lim_{C_0 \rightarrow 0} N_2 = L \left[\frac{1}{2C_0} - \sqrt{D(C_0)} \right] \rightarrow N.$$

Виходячи з досліджених властивостей параметра C_0 , можна сформулювати для нього визначення поряд з відомими:

- $N = \frac{\partial E}{\partial t}$ – потужність, зміна енергії в часі;
- $F = \frac{\partial E}{\partial L}$ – сила, зміна енергії в просторі;
- $J = \frac{\partial^2 E}{\partial L \partial t} = \frac{1}{C_0}$ – градієнт потужності (енергетична щільність потенціалу Ламе), зміна енергії в просторі і в часі (параметр енергетичної проникності середовища).

На рис. 7 представлені характеристики параметра C_0 , що задовольняють рівнянню (15), причому $C_0 = 0$, $C_0 = f_3 = 2f_2 = 4f_1 = 4f_0$, що показано діапазоном характеристики f_1 .

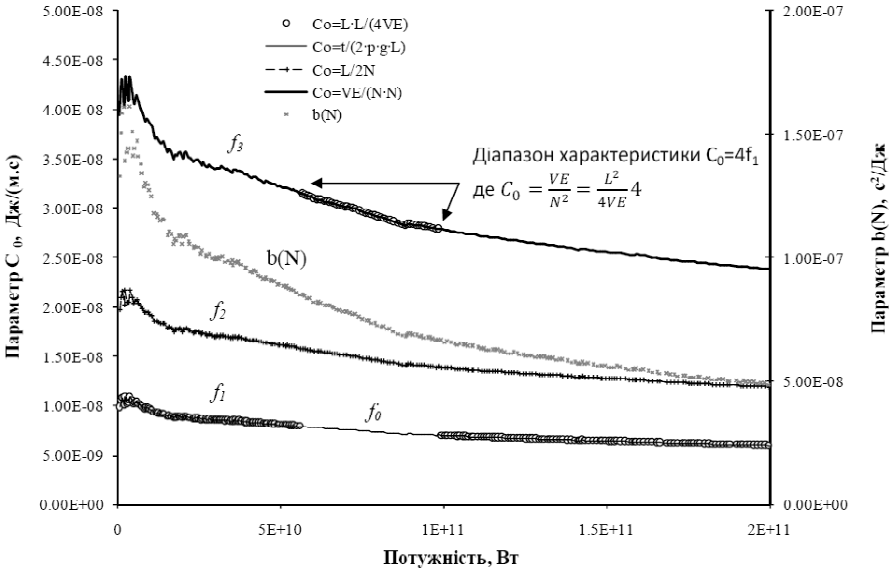


Рис. 7. Експериментальні характеристики динамічних коефіцієнтів C_0 , $b(N)$:

$f_0 = C_0 = \frac{t}{2\rho gL}$; $f_1 = C_0 = \frac{L^2}{4V_p E}$; $f_2 = C_0 = \frac{L}{2N}$; $f_3 = C_0 = \frac{V_p E}{N^2}$, де $P = \rho gL$ – геостатичний тиск

Виходячи з класичної динаміки Ньютона, випадок $C_0 = 0$ у розв’язках слід розглядати як відсутність змін енергії в просторі або в часі у середовищі або як абсолютно проникне для енергії середовище.

Енергетичну проникність геологічного середовища визначаємо за формулою

$$J = E \cdot k \cdot \omega, \tag{24}$$

де k – хвильове число; ω – частота коливань хвилі, що передає енергію.

Енергію, що передається P -хвилею у геологічному середовищі, знаходимо за виразом

$$E = J \cdot \lambda \cdot T, \tag{25}$$

де λ – довжина хвилі; T – період коливань хвилі.

В результаті проведених досліджень можна зазначити, що рівняння вигляду (15) характеризує зміну енергії довільного суцільного середовища і може бути розглянуто в енергоінформаційному вигляді (на відміну від виразу (17), коли $C_0 = 0$):

$$\dot{E}^2(t) - \frac{L}{C_0} \dot{E}(t) + \frac{V}{C_0} E(t) = 0, \quad (26)$$

яке поділяємо на два диференціальні рівняння з комплексними змінними амплітуди і фази, тобто

$$\frac{dE(t)}{dt} = \alpha \left(1 \pm j \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E(t) - 1} \right) = \sqrt{\alpha \beta E(t)} \cdot e^{\pm j \arctg \left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E(t) - 1} \right)} \quad (27)$$

Середнім геометричним диференціальним рівнянням комплексного диференціального рівняння (27) є рівняння

$$\frac{dE(t)}{dt} = \pm \sqrt{\alpha \beta E(t)}, \quad (27.1)$$

де $\alpha = \frac{L}{2C_0}$, Вт; $\beta = \frac{2V}{L} = \omega$, с⁻¹ – частота.

Інтегрування рівняння (27) по часу і енергії, вважаючи коефіцієнти для кожного шару геологічного середовища сталими, дає рівняння (амплітудно-фазовий інтеграл) для часу швидкісного годографа *P*-хвилі, який залежить від енергії ГС у вигляді

$$\begin{aligned} & \int \frac{dE}{\alpha \pm j \sqrt{\alpha \cdot \beta \cdot E - \alpha^2}} + C_1 = \int dt \Rightarrow \\ & \Rightarrow \int \frac{(\alpha \mp j \sqrt{\alpha \cdot \beta \cdot E - \alpha^2}) dE}{(\alpha \pm j \sqrt{\alpha \cdot \beta \cdot E - \alpha^2})(\alpha \mp j \sqrt{\alpha \cdot \beta \cdot E - \alpha^2})} + C_1 = \int dt \end{aligned} \quad (28)$$

або

$$\begin{aligned} t &= \int \frac{\alpha dE}{\alpha \beta E} \mp j \int \frac{\sqrt{\alpha \cdot \beta \cdot E - \alpha^2}}{\alpha \beta E} dE + C_1 = \\ &= \frac{1}{\beta} \left[\ln E \mp j 2 \left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E - 1} - \arctg \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E - 1} \right) \mp j 2 k \pi \right] + C_1. \end{aligned} \quad (29)$$

Оскільки $\beta = \omega$, для фази променя рівняння має вигляд

$$\begin{aligned} \varphi(E) &= \left[\ln E \mp j2 \left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E - 1} - \arctg \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E - 1} \right) \mp j2k\pi \right] + \varphi_0 = \\ &= \ln E \mp j(\theta \mp 2k\pi) + \varphi_0. \end{aligned} \quad (30)$$

Для початкових умов $t = 0$, a_0 , b_0 , E_0 , $\varphi(E_0)$, $k = 0$ визначимо φ_0 у вигляді

$$\varphi_0 = -\ln E_0 \pm j2 \left(\sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0} E_0 - 1} - \arctg \sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0} E_0 - 1} \right) = -\ln E_0 \pm j\theta_0.$$

Розглянемо функцію (29) для випадку $f_0 = f_1 = C_0 = \frac{L^2}{4V_{p-cp}E}$, $V = V_{p-cp}$.

Оскільки

$$M = \sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0} E_0 - 1} = \sqrt{\frac{\beta}{\alpha} E - 1} = \sqrt{\frac{4VE}{L^2} C_0 - 1} = \sqrt{\frac{4V_{p-cp}E}{L^2} \frac{L^2}{4V_{p-cp}E} - 1} = 0$$

для всіх енергетичних рівнів (шарів) середовища, то функція (29) має вигляд

$$t(E) = \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{E}{E_0} \pm j2k\pi \right]. \quad (31)$$

Тоді для фази променя довільного швидкісного годографа маємо узагальнене рівняння

$$\varphi(E) = \ln \frac{E}{E_0} \pm j2k\pi = \ln \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0} \right) \pm j2k\pi, \quad (32)$$

де E_0 – задана енергія ГС, Дж; $E = E_0 + \Delta E$ – поточна енергія ГС; ΔE – змінна енергія, незалежна величина.

Загальними розв’язками диференціального рівнянням (26) є пряма та обернена функції вигляду

$$t(E) = \frac{1}{\beta} \left[\ln \frac{E}{E_0} \pm j(\theta - \theta_0 \pm 2k\pi) \right] \Rightarrow E = E_0 e^{\varphi(E) \mp j(\theta - \theta_0 \pm 2k\pi)}, \quad (33)$$

де

$$\theta = 2 \left(\sqrt{\frac{\beta}{\alpha(C_0)} E - 1} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta}{\alpha(C_0)} E - 1} \right) \neq 0,$$

$$\theta_0 = 2 \left(\sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0(C_{00})} E_0 - 1} - \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{\beta_0}{\alpha_0(C_{00})} E_0 - 1} \right) = 0;$$

$\varphi(E) = \beta t$, C_{00} – початковий градієнт потужності на земній поверхні.

Для простору з рівняння (10) маємо

$$L(E) = \sqrt{\frac{2}{\rho g s_0} E}. \quad (34)$$

На рис. 8 представлені характеристики модулів функцій (31) і (33) та функції (35) у графічному вигляді разом з експериментальними даними. Похибка між експериментальним і теоретичним часом у кінцевій точці становить близько 1 % і залежить від параметра $2k\pi$.

З рівняння (34) виходить рівняння для середньої швидкості передачі енергії P -хвилею в геологічному середовищі у вигляді

$$V(E) = V_{P-CP}(E) = \frac{L(E)}{t(E)} = \frac{\beta}{\varphi(E)} \cdot \sqrt{\frac{2E}{\rho \cdot g \cdot s_0}}. \quad (35)$$

Враховуючи визначення середньої швидкості P -хвилі за формулою (35) та визначення інтервальної швидкості P -хвилі за хвильовим рівнянням [3] у вигляді

$$V_{P-in} = \sqrt{\frac{E_j}{\rho} \frac{(1-\sigma)}{(\sigma+1)(1-2\sigma)}}, \quad (36)$$

де E_j – модуль Юнга; σ – коефіцієнт Пуассона, складемо диференціальне рівняння, що фізично пов’язує ці дві швидкості у динамічній системі СІ–ГС, а також модуль Юнга з геостатичною енергією E у вигляді

$$\frac{dL(E)}{dt} = V_{P-in}(E) = V_{P-CP}(E) + t(E) \frac{d}{dt} [V_{P-CP}(E)], \quad (37)$$

$$\text{де } V_{P-in} = \sqrt{\frac{E_j}{\rho} \frac{(1-\sigma)}{(\sigma+1)(1-2\sigma)}} = \sqrt{\frac{e_j}{\rho}}, \quad V_{P-CP}(E) = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{2 \cdot \beta^2 \cdot w_0}{\varphi^2(E) \cdot g \cdot s_0}}.$$

Рівняння (37) поряд з відомим [12] рівнянням

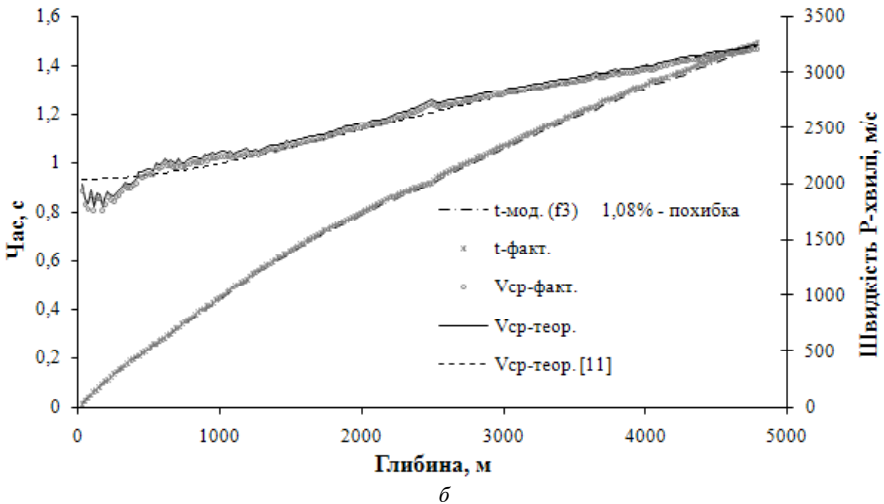
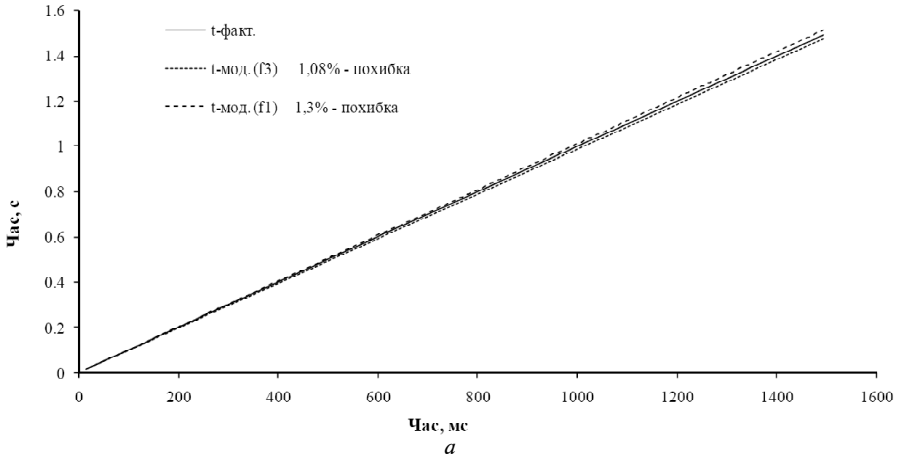


Рис. 8. Зіставлення характеристик модулів функцій: *a* – експериментального часу з розрахунковим, згідно з рівняннями (31) – $t_{\text{мод}}(f_1)$ для $C_1 = 0, k = 18, f_1$, (33) – $t_{\text{мод}}(f_3)$ для $C_1 = 0, k = 1, f_3$; *б* – експериментальної швидкості *P*-хвилі з теоретичною за формулою (35); *E* – незалежна змінна геостатичної енергії, α, β – дані ВСП

$$e_j = e_{j0} \left[1 + \ln \left(1 + E / E_j \cdot F(\sigma) \right) \right],$$

надає додаткову геофізичну інформацію про геологічне середовище.

У таблиці наведені основні геологіметричні співвідношення щодо моделювання руху *P*-хвилі у геологічному середовищі.

Виміри руху фізичної точки у геологічному середовищі

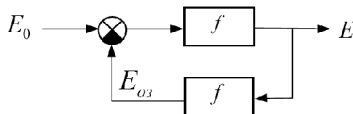
Міра	Класичні	Геолометричні
Простір S Час t	Незалежні: t, S	Залежні: $t(E)$ рівняння (9), (33) $S(E)$ рівняння (9), (34), (37)
Енергія E	Залежна $E(s, t)$	Незалежна E
Кінематичні	$V = \frac{S}{t}, V = S\omega$ – миттєві швидкості, поступальна і оберտальна відповідно	$\Phi = St, \Phi = S / \omega$ – потенціал Ламе, $\frac{d\Phi}{dt} = S + t \frac{dS}{dt}, \frac{d\Phi}{dS} = t + S \frac{dt}{dS}$
Динамічні – силові	$F = m\ddot{S}$	$F = \frac{dE}{dS} = 2kt \left[\Phi + S \frac{d\Phi}{dS} \right] = \frac{E}{S}$
Динамічні – імпульсні	$J = Ft, J = \frac{F}{\omega}$	$\bar{J} = F\omega, \bar{J} = \frac{E}{St} = \frac{E}{\Phi} = \omega \cdot \text{grad}[E]$
Динамічні – енергетичні	$E = FS, E = Nt = FVt$ $E_{\text{геол}}(L) = \int \rho(L) g L S_0 dL$ $E_{\text{динам}}(L) = \rho_m V^2 \rho^{-m} \left(e^{\frac{\rho(L) g^2 L}{\rho_m g^2 \rho^{-m}}} - 1 \right)$	$E = k\Phi^2 = C_0^{-1}\Phi$ – загальне визначення: $k = m\omega^4, m$ – маса фізичних точок, що рухаються з частотою ω ; $k = \mu\omega^2, \mu$ – лінійний модуль пружності; $k = 0,5\omega^2 \rho g S_0$; $\frac{1}{C_0} = k\Phi = \frac{E}{\Phi}$ – градієнт потужності; $C_0 = \frac{1}{k\Phi} = \frac{\Phi}{E}$ – енергетична щільність кінематичного потенціалу Ламе; $E = \frac{1}{C_0} \frac{dE}{d\Phi}$ – для шару, $E = k\Phi \frac{dE}{d\Phi}$ – для геологічного середовища

З енергоінформаційного підходу щодо представлення законів класичної динаміки у вигляді системи рівнянь (6.2), виникає фізична постановка розв’язання прямих та обернених задач класичної динаміки фізичної точки, що задовольняє умовам Адамара, в наступній формулюванні: *якщо існує прямиий функціонал $E = f(E_0)$, що переводить задану енергію (інформацію) E_0 у енергію (інформацію) E , а E у $E_{03} \cong E_0$ з певним наближенням, то обернений функціонал F^{-1} , що переводить енергію (інформацію) E у енергію (інформацію) E_0 , має вигляд*

$$\frac{E}{E_0} = F = \frac{f}{1 + f^2}$$

$$\frac{E_0}{E} = F^{-1} = f + \frac{1}{f}$$

a



b

Рис. 9. Загальна модель прямого та оберненого функціоналів: *a* – математична, *b* – фізична (структурна схема моделі розв’язання обернених задач математичної фізики)

Зображення $t(E)$, $L(E)$ у статті [11] названо геолометричним (гео – Земля, $golo$ – час) обчисленням руху фізичних систем. Для ФТ ГС геолометричне зображення залежностей часу і простору поширення P -хвилі у ГС від геостатичної енергії у ньому, дає змогу розширити фізичні уявлення про динаміку сейсмічного імпульсу в такому складному середовищі, як геологічне.

Висновки. За теоретичними дослідженнями градієнтний фактор у суцільному середовищі слід моделювати додатком в енергоінформаційних рівняннях (8), (9) для сили $\text{grad}(F)$ і потужності $\text{grad}(N)$, що поширює рівняння класичної динаміки від опису динаміки ФТ до опису динаміки фізичного простору. Поява тисків пластових флюїдів $\pm \Delta P$ має впливати на параметр $f_0 = C_0 = 0,5t / (\rho gL \pm \Delta P)$, оскільки вони прямо впливають на геостатичний тиск і характеристики градієнтів сили, потужності та геостатичну енергію у 1 м^3 ГС у цілому.

Нормалізацію енергії амплітуд сейсмічного імпульсу слід виконувати з урахуванням моделей (9), (9.1).

Експериментальні дослідження підтверджують енергоінформаційні співвідношення $L(E)$, $t(E)$ побудовані на законах класичної динаміки Ньютона (5), (6), в неоднорідному, пружному середовищі з вертикальною анізотропією енергетичної щільності і показують їх складний нелінійний внутрішній зв'язок між собою. Підтверджено розширене уявлення про енергоінформаційні властивості співвідношення (8) у геологічному середовищі появою нового енергоінформаційного параметра C_0 , що змінюється у межах $(4,2 \div 2,3) \cdot 10^{-8} \text{ м} \cdot \text{с} / \text{Дж}$.

Доведено, що точність енергоінформаційних співвідношень $L(E)$, $t(E)$ залежить від коректного визначення швидкостей P -хвилі у ГС.

1. Серкеров С.Л. Кафедра разведочной геофизики и компьютерных систем / С.Л. Серкеров, О.В. Витвицкий. – М.: Нефть и газ, 1997. – Вып. 8. – 64 с. – (Сер. “Биография кафедры”).
2. Маловичко А.А. Применение методов численного моделирования сейсмических волновых полей для изучения разномасштабных проявлений техногенной сейсмичности / А.А. Маловичко, Д.А. Маловичко // Сб. науч. тр.: Современные математические и геологические модели природной среды ОИФЗ РАН, 2002. – С. 120–138.
3. Аки К. Количественная сейсмология (теория и методы) / К. Аки, П. Ричардс. – М.: Мир, 1983. – Т. 1. – 880 с.
4. Ампилов Ю.П. Почти все о сейсмической инверсии / Ю. П. Ампилов, А. Ю. Барков, И. В. Яковлев, К. Е. Филиппова, И. И. Приезжев // Ч. 1. Технологии сейсморазведки. – 2009, №4. – С. 3–16.

5. Яковлев И.В. Почти всё о сейсмической инверсии / Яковлев И.В., Ампилов Ю.П., Филиппова К.Е. // Ч. 2. – Там же. – 2011. – № 1. – С. 5–15.
6. Кочнев В.А. Путь осознания возможностей математических моделей и алгебраических уравнений в геофизике / В.А. Кочнев. – 2001. – № 5. – С. 20–23.
7. Умов Н. Уравнения движения энергии в телах / Николай Умов. – В типографии Ульриха и Шульце, 1874. – 53 с.
8. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики / Д.И. Блохинцев. Учебн. пособие. – 5-е изд., переработ. – М.: Наука, 1976. – 664 с.
9. Карпенко В.М. Аналіз динамічних параметрів руху фізичного осцилятора з заданою енергією на основі енергоінформаційного підходу / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб, О.В. Карпенко // Геодинаміка. – 2007. – №1(6). – С. 77–79.
10. Карпенко В.М. Функція детермінованої ймовірності у дослідженнях будови Землі геофізичними методами / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Геоінформатика. – 2007. – № 4. – С. 31–39.
11. Карпенко В.М. Концепція методу енергетичного аналізу руху елементарних об’єктів літосфери Землі / В.М. Карпенко, Ю.П. Стародуб // Вісн. Львів. ун-ту. Сер. геол. – 2006. – Вип. 20. – С. 16–235.
12. Дудля М.А. Автоматизація процесу буріння: монографія / М.А. Дудля, В.М. Карпенко, О.А. Гриняк, Гошен Цзян. – Дніпропетровськ: Вид-во Нац. гірн. ун-ту, 2005. – 207 с.
13. Ландау Л.Д. Теоретическая физика. В 10 т. Теория упругости Т.7: Учеб. пособие. – 4-е изд. испр. и доп. / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, 1987. – 248 с.

Енергоінформаційні аспекти аналізу динаміки фізичної точки в неоднорідному напівпространстві В.Н. Карпенко, Ю.П. Стародуб, А.В. Карпенко

Рассматриваются энергетические аспекты анализа динамики физической точки геологической среды, изучаемой в сейсморазведке. Известные информационные аспекты, основанные на использовании моделей энергетических функций: Гамильтона, Лагранжа, Умова, Ньютона, “действия”, а также функций детерминированной вероятности и энергетической модели геологической среды, дополняются моделью распространения механической энергии в геологической среде. Модель определяет возможность изучать физику геологической среды в сейсмических экспериментах, дополняя информативные аспекты, основанные на использовании волнового уравнения и уравнения эйконала, новыми физическими свойствами среды.

Ключевые слова: энергия, физическая точка, геологическая среда, функция передачи механической энергии, сейсмический импульс.

Energyinformative aspects of analysis of dynamics of physical point in heterogeneous half-space V.M. Karpenko, Yu.P. Starodub, O.V. Karpenko

The energy aspects of the geological medium dynamics analysis of physical point, studied in seismic prospecting are considered. Known communication aspects based on models of energy functions: Hamilton, Lagrange, Umov, Newton, as well as the functions of deterministic probability (FDP) and the energy model of the geological medium are complemented by mechanical energy distribution model in the geological medium. Model allows exploring the physics of geological medium in seismic experiments complementing informative aspects based on wave equation and the equation eikonal by the new physical properties of the medium.

Keywords: energy, physical point, geological environment, function of transmission of mechanical energy, seismic impulse.