

УДК 622.691.4.002.5

УДОСКОНАЛЕННЯ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПОШИРЕННЯ УЛЬТРАЗВУКОВИХ ПЛАСТИНЧАТИХ ХВИЛЬ У СТІНЦІ ГАЗОПРОВОДУ

© Мандра А.А., 2006

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

Представлено метод розв'язку математичної моделі поширення ультразвукових пластинчатих хвиль. Визначені граничні умови та побудовано алгоритм числового розв'язку. Описано хвильовий простір пружного середовища через значення компонентів елементарних значень зміщень і напружень. Розв'язок представлено у вигляді матриці напружень і зміщень на границі розділу середовищ

Найбільш поширеним методом неруйнівного контролю, що використовується для визначення таких основних експлуатаційних параметрів газопроводу, як товщина та значення механічних напружень, є ультразвуковий метод. На даний час розроблено багато модифікацій ультразвукового методу контролю, їх основними особливостями є використання об'ємних ультразвукових хвиль. Недолік вказаних модифікацій полягає у вимірюванні значень контрольованих параметрів точково, що є недостатньо для таких протяжних об'єктів, як газопроводи. Такий недолік відсутній у пластинчатих ультразвукових хвилях. Особливостями цих хвиль є те, що вони поширюються на значні відстані (кілька десятків метрів) і тому можуть бути використані для інтегральної оцінки експлуатаційних параметрів газопроводів.

Першу теорію поширення ультразвукових пластинчатих хвиль розробив Лемб [1]. Результатом його досліджень було виведення рівнянь для нульових мод – симетричної та антисиметричної. Модель ультразвукового поля, яку розробив Лемб, стосувалась однорідної плоскої пластини постійної товщини та нескінченної у двох інших напрямках. У своїх дослідженнях Лемб не брав до уваги явище загасання амплітуди хвилі при її поширенні. Його модель не мала практичного значення для використання у неруйнівному контролі. За наступні кілька десятиліть модель удосконалили так, що вона могла описувати ряд мод [2, 3, 4].

Основний внесок у розвиток теорії пластинчатих хвиль було зроблено вченими Кольким, Бреховским та Гончаровим, які знайшли теоретичні рішення залежності фазової швидкості від значення товщини матеріалу. Таку модель почали використовувати у неруйнівному контролі

для визначення товщини однорідного шару матеріалу. Основним недоліком цих досліджень було те, що модель не враховувала властивість матеріалу демпфувати ультразвукові коливання, вченими не враховано взаємодію матеріалу хвилеводу з іншими середовищами на їх границі розділу, не визначено зміну характеристик пластинчатої хвилі від значення хвильового вектора, що включає як швидкість її поширення, так і її частоту. З іншого боку, не представлено алгоритму розв'язку математичної моделі, що ускладнює її використання при таких умовах, як стінка трубопроводу, характеристики якої значно відрізняються від однорідної пластини.

Автором раніше було запропоновано нову математичну модель поширення ультразвукових пластинчатих хвиль у стінці трубопроводу [5], але недостатньо уваги приділено способу розв'язку - визначенню граничних та початкових умов фундаментальних рівнянь Ньютона для пружного середовища, побудові алгоритму числового обчислення отриманих теоретичних залежностей.

Основними завданнями даної роботи є визначення граничних та початкових умов фундаментальних рівнянь Ньютона для пружного середовища, що дозволить більш глибоко зрозуміти фізику зв'язку ультразвукових пластинчатих хвиль із пружним середовищем, в якому вони поширюються, а також розробити алгоритм чисельного розв'язку отриманих теоретичних залежностей.

Фундаментальні рівняння, що пов'язують коливання елементарного об'єму пружного середовища та зв'язаних з цим напружень у часі, побудовані в Декартовій системі координат на основі другого закону Ньютона, є такими [3]:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{12}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{13}}{\partial x_3}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{23}}{\partial x_3}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} &= \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial x_1} + \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial x_2} + \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial x_3}, \end{aligned} \quad (1)$$

де ρ - густина матеріалу; u_1, u_2, u_3 - зміщення у напрямках x_1, x_2, x_3 відповідно; σ_{ij} - тензор напружень на гранях елементарної ділянки пластини у вигляді куба, в якого лінії, утворені перетином граней, є паралельними до відповідних осей; t - час.

За допомогою (1) можна описати як об'ємні ультразвукові хвилі, так і поздовжні, поперечні і пластинчаті хвилі. Систему рівнянь неможливо розв'язати математичними засобами - методами інтегрування для всіх типів коливань відразу. Тому визначимо крайові та початкові умови для пластинчатих хвиль, які повинні спростити систему до прийняттого рівня з метою її вирішення.

Будемо вважати, що метал газопроводу має ізотропні властивості, а в межах елементарного об'єму вплив згину стінки труби є незначним, тому ним можна знехтувати. Таким чином, поширення ультразвукової хвилі розглядаємо в одному вибраному напрямку, а поширення в інших напрямках будуть описані такими ж математичними співвідношеннями. Вибраним напрямком поширення хвилі будемо вважати напрям x_1 . Пружні коливання в одному напрямку можна описати наступним рівнянням:

$$u_{x_1} = Ae^{i(kx_1 - \omega t)} + Be^{i(kx_1 + \omega t)}, \quad (2)$$

де $k = \omega/c = 2\pi/L_\lambda$ - хвильове число, c - швидкість ультразвуку в пружному середовищі, L_λ - довжина хвилі, ω - кутова частота.

Рівняння (2) описує пружні коливання, що поширюються у два протилежні боки від місця їх генерування. Оскільки розглядається поширення пружних коливань в одному напрямку, то другий доданок (2) прирівнюємо до нуля.

Розглянемо утворення пластинчатих ультразвукових коливань, що описані за допомогою (2). Поперечна хвиля падає на границю розділу «середовище 1 - пружне середовище», де розщеплюється на дві заломлені об'ємні хвилі - поздовжню та поперечну. Заломлені хвилі, поширюючись у пружному середовищі, відбиваються від границі розділу цього середовища, та кожна з них знову розщеплюється на дві відбиті хвилі - поздовжню і поперечну (рис. 1,а). В пружному середовищі заломлені та відбиті поздовжні та поперечні хвилі перетинаються і накладаються одна на одну. Як результат, у

довільному елементарному об'ємі цього середовища зміщення буде дорівнювати сумарному впливу від всіх хвиль. Оскільки, згідно теореми Фур'є, частоти всіх вказаних ультразвукових хвиль будуть однаковими а, згідно теореми Снеліуса, кути падіння однорідних хвиль дорівнюють кутам відбиття, то при деякому куті падіння поперечної хвилі можна досягти такого стану, що коливання граней у будь-якому елементарному об'ємі будуть однакового типу (рис. 1,б).

Математично будь-яку хвилю однозначно можна ідентифікувати за допомогою хвильового вектора, величина якого дорівнює хвильовому числу, а напрямок співпадає з напрямком вектора швидкості поширення хвилі. В Декартових координатах хвильовий вектор можна розкласти по осях (рис. 2).

Як видно з рис. 2, хвильове поле пружного простору складається з суперпозиції чотирьох хвиль - двох поперечних та двох поздовжніх. Кожна з вказаних хвиль може складатись із суми декількох відбитих хвиль одного типу коливання, наприклад, поздовжня хвиля, відбита від нижньої границі розділу середовищ, може складатись із суми декількох поздовжніх хвиль, що відбилися близько одна від одної. Оскільки вони мають однаковий кут нахилу і частоту, то описуватимуться одним хвильовим вектором. При додаванні хвильових векторів цих хвиль їх компоненти у напрямку x_3 зрівноважують один одного і в результуючому хвильовому полі ця складова дорівнює нулю (рис. 2). Коливання частинок пружного середовища в такому випадку проходять у площині, паралельній до границь розділу середовищ, а оскільки частота поперечних та поздовжніх коливань однакова, то їх хвильові вектори також можна просумувати. Як результат, можна стверджувати, що пластинчатая хвиля описується одним хвильовим вектором, а коливання частинок пружного середовища мають форму еліпса. З цього випливає, що якщо вибрати таку систему Декартових координат, в якій вісь x_1 буде співпадати з напрямом поширення пластинчатої хвилі, а площина x_1x_2 буде паралельна до границь розділу середовищ, то компоненти хвильового вектора у напрямках x_2 та x_3 будуть дорівнювати нулю і цю хвилю можна описувати хвильовим числом замість хвильового вектора.

Підсумовуючи попередній аналіз властивостей пластинчатої хвилі, приходимо до таких умов, які накладаються на систему рівнянь (1) та форму їх розв'язку (2):

- частота пластинчатої хвилі є незмінною і визначається хвильовим вектором;
- частота пластинчатої хвилі дорівнює частоті об'ємної хвилі, яка її збуджує в пружному просторі;
- хвильовий вектор, що описує пластинчатую

хвилю, лежить у площині, паралельній до границь розділу середовищ, і може бути замінений на хвильове число при відповідній орієнтації Декартових координат;

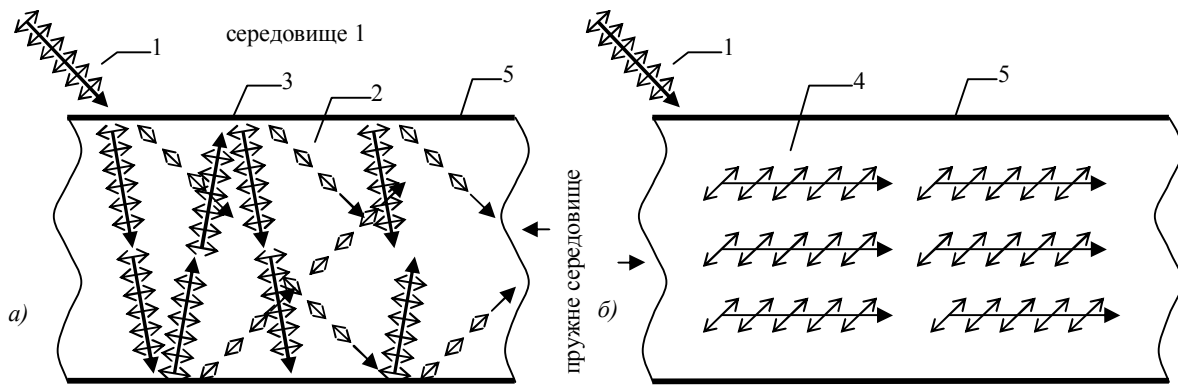
- оскільки коливання частинок пружного середовища здійснюється у площині при такій орієнтації Декартових координат, де одна з площин паралельна до границь розділу середовищ, компоненти хвильового простору в напрямку, що перпендикулярний вказаній площині, дорівнюватимуть нулю. Для зручності виберемо площину, яка паралельна до границь розділу середовищ X_1X_2 , і матимемо:

$$\frac{\partial}{\partial x_3} = 0, \quad u_3 = 0; \quad (3)$$

- так як пластинчасту ультразвукову хвилю збуджує об'ємна хвиля, початковими умовами для

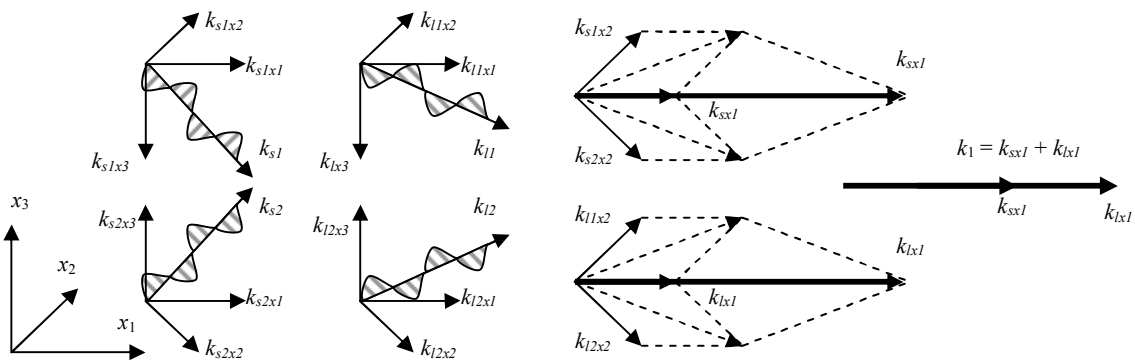
рішення (1) є значення хвильового вектора об'ємної хвилі. З фізичної точки зору початковими умовами будуть вектор швидкості поширення та частота об'ємної хвилі. Оскільки швидкість поширення об'ємної хвилі в однорідному середовищі є константою, то визначальною величиною щодо вектора швидкості є напрямок поширення або кут нахилу ультразвукового первинного перетворювача;

- як видно з рис. 1, б та рис. 2, пластинчаста хвиля формується об'ємними поздовжніми та поперечними хвилями з різними кутами нахилу, тому, залежно від товщини пружного середовища, пропорція відношення поздовжнього та поперечного коливання у довільно взятої частинки середовища змінюватиметься. Отже, утворення та властивості пластинчастої хвилі залежатимуть від товщини пружного середовища.



1 – падаюча поперечна об'ємна хвиля; 2 – заломлена або відбита поздовжня хвиля; 3 – заломлена або відбита поперечна хвиля; 4 – пластинчаста хвиля; 5 – границя розділу «середовище 1 – пружне середовище»

Рис. 1. Утворення пластинчастої хвилі



x_1, x_2, x_3 – координати; $k_s \{k_{sx1}, k_{sx2}, k_{sx3}\}$ – хвильовий вектор заломленої або відбитої поперечної хвилі; $k_l \{k_{lx1}, k_{lx2}, k_{lx3}\}$ – хвильовий вектор заломленої або відбитої поздовжньої хвилі; k_1 – результуючий хвильовий вектор

Рис. 2. Результуючий хвильовий вектор пластинчастої ультразвукової хвилі

Для подальшого спрощення (1) розділимо хвильове поле, яке описує ця система рівнянь, на поле поперечної та поздовжньої хвилі. Такий поділ

має і фізичний зміст, так як пластинчаста хвиля складається з суперпозиції поперечної та поздовжньої хвилі. Загальним підходом для

розділення полів є метод Гельмгольца, в якому визначають два хвильові потенціали, скалярну функцію ϕ та векторну функцію ψ , що описують поздовжні U_L та поперечні U_S хвилі [6]:

$$U_L = \nabla\phi, \quad U_S = \nabla \times \psi, \quad (4)$$

де $\nabla = \frac{\partial}{\partial x_1} + \frac{\partial}{\partial x_2} + \frac{\partial}{\partial x_3}$ - оператор Набла.

Перепишемо (4) в Декартовій системі координат у такому вигляді:

$$U_L = \text{grad}(\phi) = \frac{\partial\phi}{\partial x_1} e_1 + \frac{\partial\phi}{\partial x_2} e_2 + \frac{\partial\phi}{\partial x_3} e_3, \\ U_S = \text{rot}(\psi) = e_1 \left(\frac{\partial\psi_3}{\partial x_2} - \frac{\partial\psi_2}{\partial x_3} \right) + \\ + e_2 \left(\frac{\partial\psi_1}{\partial x_3} - \frac{\partial\psi_3}{\partial x_1} \right) + e_3 \left(\frac{\partial\psi_2}{\partial x_1} - \frac{\partial\psi_1}{\partial x_2} \right), \quad (5)$$

де e_1, e_2, e_3 - одиничні вектори - орти, які спрямовані вздовж відповідних координатних осей.

Для пояснення фізичного змісту рівняння (5) розглянемо хвильовий фронт поздовжньої хвилі (рис. 3) в два моменти часу t_1 та t_2 , різниця між якими є дуже малою величиною. Найбільш швидке переміщення будь-якої точки M , що належить

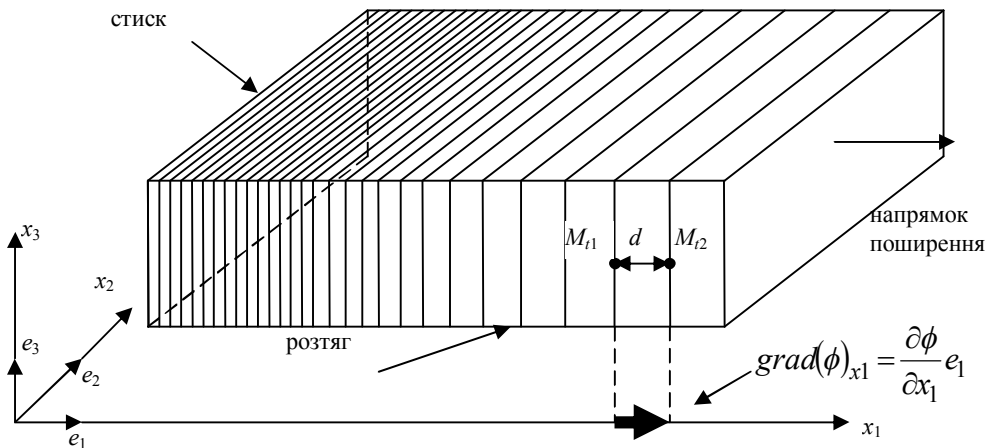
хвильовому фронту за час $t_2 - t_1$, є відрізок прямої, спрямованої нормально до хвильового фронту.

Отже, $\text{grad}(\phi)$ буде спрямований у бік збільшення ϕ і за модулем приблизно дорівнюватиме різниці проєкцій ϕ у відповідні моменти часу на осі координат, поділений на проєкцію d . Чим ближче один до одного будуть хвильові фронти, тим більше значення буде мати $\text{grad}(\phi)$.

Розглянемо поширення поперечної ультразвукової хвилі (рис. 4). Функція ротора описує рух точки по замкнутому контуру і дорівнює вектору, який спрямований нормально до площини руху точки. За модулем цей вектор дорівнює подвійній частоті руху точки, так як період коливання дорівнює 2π , а круговий вектор проходить повний круг, що дорівнює 4π [7]:

$$|\text{rot}(\psi)_{x_1}| = 2\omega_{x_1}, \quad |\text{rot}(\psi)_{x_3}| = 2\omega_{x_3}, \quad (6)$$

де $\omega_{x_1}, \omega_{x_2}$ - частота руху елементарної частинки пружного середовища по замкнутому контуру в площинах, які нормально розміщені до відповідних координатних осей.



x_1, x_2, x_3 - координати; e_1, e_2, e_3 - одиничні вектори; M_{11}, M_{12} - точка, що лежить на хвильовому фронті у моменти часу t_1 та t_2

Рис. 3. Розповсюдження поздовжньої ультразвукової хвилі в елементі об'єму пружного тіла

Значення ротора функції буде тим більше, чим вища частота ультразвукової хвилі та більша її амплітуда. Повне зміщення хвильового поля \vec{u} буде описуватись суперпозицією двох полів [7]:

$$\vec{u} = U_L + U_S. \quad (7)$$

Використовуючи рівняння Ляме [9] і враховуючи (1) та (4), можна записати:

$$\rho \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = (\lambda + 2\mu) \nabla^2 \phi, \quad \rho \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2} = \mu \nabla^2 \times \Psi. \quad (8)$$

Виходячи з методу розв'язку диференціальних

рівнянь, нам потрібно знайти форму хвильових потенціалів ψ та ϕ , які є невідомими функціями в рівнянні (8) для подальшого їх диференціювання. Для реального середовища з врахуванням попередньо визначених форм коливань частинок середовища поширення ультразвукових хвиль (2) хвильові потенціали запишемо в такій формі:

$$\phi = \dot{A}_L e^{i(\vec{k}_L \cdot \vec{x} - \omega t)}, \quad \psi = \dot{A}_S e^{i(\vec{k}_S \cdot \vec{x} - \omega t)}, \quad (9) \\ \dot{A}_L = A_{(L)} e^{i\varphi_0}, \quad \dot{A}_S = A_{(S)} e^{i\varphi_0},$$

де $A_{(L)}, A_{(S)}$ - амплітуди поздовжньої та поперечної

хвиль відповідно; $X\{x_1, x_2, x_3\}$ – вектор; φ_0 – початкова фаза коливань.

Невідомими у (9) є значення хвильових векторів, які є коренями рівняння (8). Значення хвильових векторів будуть різними для поперечної та поздовжньої хвиль, що продемонстровано на рис. 2.

Однаковими у двох рівняннях (9) будуть значення множників ωt , так як ці дві хвилі утворені

однією падаючою об’ємною ультразвуковою хвилею. Значення іншої змінної – амплітуди – може бути отримане внаслідок вимірювання параметрів падаючої об’ємної ультразвукової хвилі, що, в свою чергу, визначається амплітудно-частотними характеристиками первинного перетворювача та акустичним імпедансом пружного середовища.

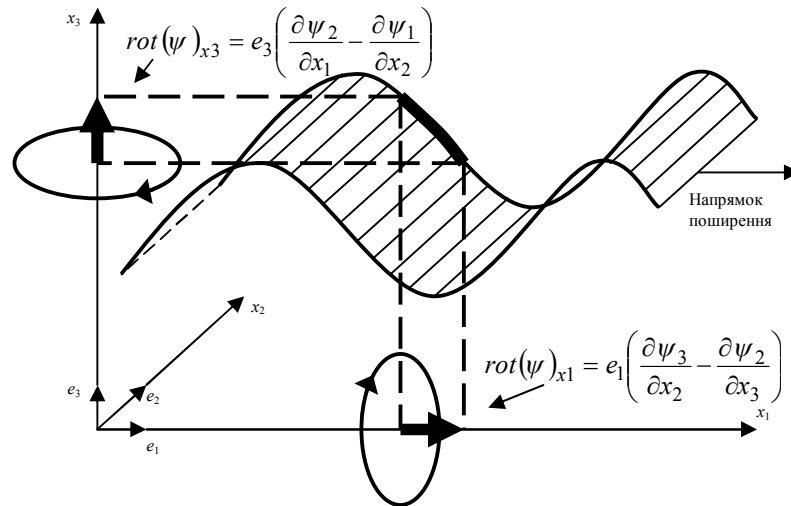


Рис. 4. Розповсюдження поперечної ультразвукової хвилі в елементарному об’ємі пружного тіла

Поділом хвильового поля на поле поздовжньої та поперечної хвиль було досягнуто ще одного спрощення в розв’язку системи (1), оскільки отримано два незалежних рівняння з двома невідомими величинами.

Проаналізуємо напруження, які утворюються від коливань елементарного об’єму пружного середовища.

В елементарному об’ємі твердого тіла з ізотропними властивостями можуть бути такі компоненти незалежних напружень [8]:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ -\sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ -\sigma_{13} & -\sigma_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Враховуючи, що коливання елементарного об’єму внаслідок проходження пластинчастої хвилі відбувається у площині, як визначено за допомогою (3), отримаємо такий тензор напружень:

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & 0 \\ -\sigma_{12} & \sigma_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} \\ -\sigma_{12} & \sigma_{22} \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Рівність (11) зменшує порядок тензора до 2. Симетрія тензора (11) плоского напруженого стану фактично визначає симетрію головних компонентів цього тензора:

$$\sigma_{11} = -\sigma_{22}. \quad (12)$$

У результаті аналізу тензора напружень зменшено кількість незалежних змінних і доведено, що для опису поширення пластинчастої хвилі достатньо двох компонентів тензора σ_{22} та σ_{12} .

Для опису хвильового поля пружного середовища, що створене пластинчастою хвилею за допомогою (1), (9), визначимо невідомі змінні та аргументи. З аналізу (1) невідомими змінними будуть зміщення елементарного об’єму u_1, u_2 та значення напружень, які створюють ці зміщення σ_{22} та σ_{12} . Розв’язувати (1) відносно хвильового числа є важкою задачею, тому воно буде у правій частині нерівності. Аргументами будуть амплітуди поздовжньої A_L та поперечної A_S хвиль:

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{pmatrix} = [DF] \times \begin{pmatrix} A_{L+} \\ A_{L-} \\ A_{S+} \\ A_{S-} \end{pmatrix}, \quad (13)$$

де знак плюс в індексі амплітуди означає, що хвиля рухається в напрямку від верхньої границі розділу середовищ до нижньої, а знак мінус описує хвилю, що рухається в протилежному напрямку; індекс L належить поздовжній хвилі, а S – поперечній; матриця $[DF]$ має розмірність 4×4 і містить такі

змінні, як хвильове число, частоту, кут нахилу вектора в напрямку поширення хвилі, що описується константою Снеліуса тощо. Повністю виведення матриці та її окремих елементів з урахуванням всіх початкових та граничних умов, що наведені в цій роботі, представлено в праці [5].

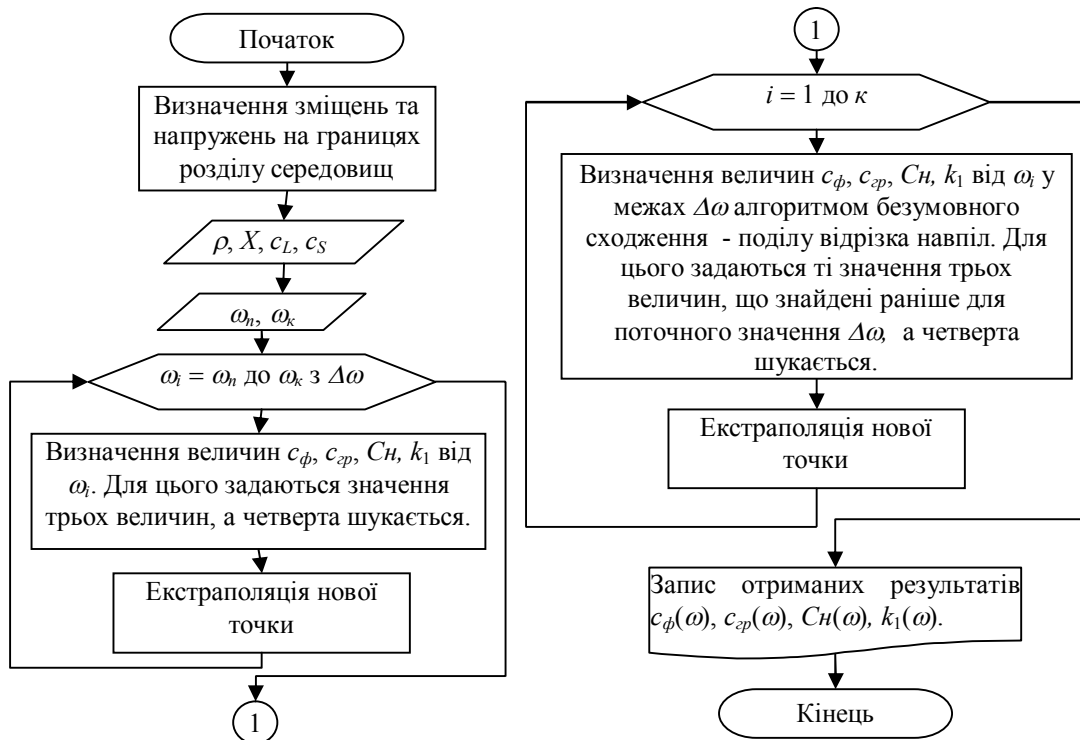
Значення амплітуди можна визначити лише на границях розділу середовищ, з іншого боку, зміщення та напруження можна визначити за допомогою амплітуди:

$$(u_1, u_2, \sigma_{22}, \sigma_{12})_{\text{границя розділу}} = f(A, c, \omega, X). \quad (14)$$

Враховуючи (14), опишемо хвильовий простір пружного середовища через значення компонентів зміщень та напружень елементарного об'єму на верхній і нижній границях розділу середовища:

$$\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{\text{верх.гр.}} = [DF]_{\text{верх.гр.}} \times [DF]_{\text{нижн.гр.}}^{-1} \times \begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ \sigma_{22} \\ \sigma_{12} \end{bmatrix}_{\text{нижн.гр.}}. \quad (15)$$

У системі (15) невідомими величинами є значення хвильового числа, що характеризує як фазову, так і групову швидкості поширення пластинчастої хвилі, кут нахилу вектора поширення об'ємної падаючої хвилі. Для знаходження аналітично вказаних величин потрібно розв'язувати систему рівнянь (15), що є досить складною задачею. Проте (15) можна розв'язати ітераційним методом. На рис. 5 представлено алгоритм розв'язку (15), що може бути застосований для знаходження параметрів окремої моди пластинчастої хвилі – окремого порядкового номеру симетричної та антисиметричної.



c_L, c_S – відповідно швидкості поширення поздовжньої та об'ємної ультразвукових хвиль; c_ϕ, c_{zp} – відповідно фазова та групові швидкості пластинчастої хвилі; C_n – константа Снеліуса, що визначає кут нахилу вектора напрямку поширення падаючої об'ємної хвилі; ω_n, ω_k – відповідно початкове і кінцеве значення частоти ультразвукової хвилі

Рис. 5. Алгоритм знаходження параметрів хвильового поля пластинчастої ультразвукової хвилі

Вхідними величинами алгоритму є геометричні параметри пружного середовища – товщина та довжина пройденої відстані пластинчастої хвилі, густина, значення швидкостей поширення об'ємних хвиль (поздовжньої та поперечної). Величини

зміщень та напружень елементарного об'єму на границях розділу середовищ обчислюються за формулами, представленими у праці [5].

В алгоритмі спочатку проводиться грубий пошук параметрів пластинчастої хвилі, що змінює

значення частоти на певний приріст, який є незмінним. Це робимо для пошуку місцезнаходження мод. Наступним кроком є визначення точного значення потрібних параметрів алгоритмом поділу відрізка навпіл.

Отримані результати опису хвильового поля для пластинчастої ультразвукової хвилі можна використовувати в неруйнівному контролі для визначення таких експлуатаційних параметрів газопроводів, як товщина стінки та оцінки напружено-деформованого стану.

1. Lamb, H. *On waves in an elastic plate. Proc. Roy. Soc., Vol 93 PT Series A, 1917. – P. 114-128.* 2. Kolsky, H. *Stress waves in solids. Dover Publications, New York, 1963.* 3. Brekhovskikh, L.M., Goncharov V.

Mechanics of continua and wave dynamics. Springer-Verlag, Berlin, 1985. 4. Dewen, P.N., Lowe, M.J.S., Cawley, P. *The determination of the cohesive properties of bonded joints using Lamb wave data - a feasibility study. Submitted to J. Nondestr. Eval., 1992.* 5. Мандра А. А., Лютак З. П. *Розробка математичної моделі поширення ультразвукових хвиль у хвилеводах // Праці ІВ МАІ № 2 (11) – 2005.- С. 147-154.* 6. Malvern, L.E. *Introduction to the mechanics of a continuous medium. Prentice-Hall, New Jersey, 1969.* 7. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1970.* 8. Timoshenko, S. (1934), *Theory of Elasticity, New York, McGraw-Hill.* 9. Седов Л.И. *Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1977. – Т. 2. – 568с.*

УДК 539.375

ПРОГНОЗУВАННЯ РОСТУ ВТОМНИХ ТРІЩИН В МАГІСТРАЛЬНИХ ТРУБОПРОВОДАХ ІЗ ВРАХУВАННЯМ ЕКСПЛУАТАЦІЙНИХ УМОВ НАВАНТАЖЕННЯ

© Банахевич Ю.В., Дарчук О.І., 2006

Управління магістральних газопроводів "Львівтрансгаз",
Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України

Проведено статистичний аналіз циклічних навантажень в трубах під зміною тиску перекачування нафти в процесі експлуатації. Досліджено ріст втомних тріщин і визначено залишковий ресурс трубопроводу в таких умовах

Наявність надійних методів оцінки небезпечності різного роду дефектів та пошкоджень в трубопроводах - необхідна передумова створення ефективних систем діагностики та контролю їх технічного стану. Це стосується і корозійно-втомних тріщин, які є однією із найпоширеніших причин руйнування трубопроводів в процесі їх експлуатації. Незважаючи на високий ступінь розвитку механіки руйнування [1], яка слугує методологічною основою для аналізу росту тріщин, практичні методи розрахунку стосовно підземних газо- та нафтопроводів ще не забезпечують бажаної точності. Насамперед це зумовлено недостатньо повним відображенням реальних умов навантаження і впливу середовища на кінетику руйнування.

В даній роботі розглянуто можливості вдосконалення методу розрахунку трубопроводів з тріщиноподібними дефектами, виходячи із отриманих безпосередньо в експлуатації даних про їх навантаження.

Магістральні газо- та нафтопроводи номінально працюють при постійному тиску

перекачування $p=p_0=const$. Проте планові і аварійні зупинки, зміна режимів перекачування, засмічування труби, утворення повітряних корків та інші причини зумовлюють короткотермінові або тривалі зміни тиску [2]. Як результат, труби піддаються дії змінного, нерегулярного малоциклового навантаження, яке і є визначальним фактором втомного руйнування матеріалу і росту в ньому тріщин.

Для моделювання реального навантаження нафтогазопроводу використані графіки неперервного запису робочих параметрів на виході із проміжної перекачувальної станції і встановлені послідовні максимальні та мінімальні значення тиску в трубі. Отримана таким чином інформація оброблена за методом повних циклів відповідно до вимог стандарту [3], виділяючи окремі цикли із загальної історії навантаження та визначаючи перепади тиску $\Delta p = p_{max} - p_{min}$, які їм відповідають. Подальший статистичний аналіз проведено згідно із відомими методами [4]. Зокрема, для кожного з інтервалів перепаду тиску Δp визначена відносна (у процентах) кількість циклів навантажень у