

**Національна академія наук України
Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна**

В.П. Нагорний, І.І. Денисюк

Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів

**За загальною редакцією
докт. техн. наук, проф. В.П. Нагорного**

Київ – 2012

Рецензент: докт. техн. наук, проф. *Огородніков П.І.* –
декан факультету комп'ютерних технологій і нафтогазової
інженерії Міжнародного науково-технічного університету
ім. академіка Юрія Бугая

Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк: за
загальною редакцією В.П. Нагорного; НАН України, Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна. – Київ, 2012.
– С. 323, іл. 99, табл. 50, бібл. 224.

Викладені дані про фізико-механічні та фільтраційні характеристики порід-колекторів нафти і газу та методи визначення їх в лабораторних та промислових умовах. Розглянуті причини виникнення кольматації порід у привибійних зонах продуктивних пластів. Представлені відомості та проведено аналіз існуючих методів імпульсно-хвильового навантаження на продуктивні пласти з метою підвищення дебіту видобувних свердловин.

Викладені основні відомості про теорію спектрів. Проведені дослідження впливу параметрів імпульсних навантажень на їх спектральні характеристики. Розроблені теоретичні основи керування імпульсним навантаженням в структурованих, нелінійних та газорідних середовищах. Приведені результати досліджень і розробки технологічних елементів проведення робіт з інтенсифікації видобутку вуглеводнів із урахуванням спектральних характеристик імпульсного навантаження.

Приведені опис конструкції імпульсних пристроїв і ефективність застосування їх в промислових умовах.

Для наукових і інженерно-технічних працівників, викладачів та аспірантів, які займаються питаннями застосування імпульсно-хвильових методів інтенсифікації видобутку вуглеводнів.

Рекомендовано до друку Робочою секцією геодинаміки вибуху Вченої ради Інституту геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України (протокол № 2 від 15.02.2012 р.).

ISBN 978-966-02-6337-6

© Інститут геофізики ім. С.І. Субботіна

НАН України, 2012

© В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, 2012

Зміст

Передмова	5
Розділ 1. Фізико-механічні та фільтраційні характеристики порід-колекторів нафти і газу	7
1.1. Типи порід-колекторів нафти і газу	7
1.2. Гранулометричний (механічний) склад порід	8
1.3. Щільність гірських порід	9
1.4. Пористість гірських порід	10
1.5. Проникність гірських порід	12
1.6. Питома поверхня породи	19
1.7. Колекторські властивості тріщинуватих порід	20
1.8. Нафтогазоводонасиченість колекторів	22
1.9. Пружні властивості гірських порід	24
1.10. Пружні коливання в породах і їх акустичні властивості	28
1.11. Пружні зміни властивостей колекторів у процесі розробки та експлуатації нафтових і газових родовищ	31
1.12. Пластичні і реологічні властивості гірських порід	35
1.13. Вплив тиску на колекторські властивості порід	37
1.14. Зміна міцності і деформаційності порід внаслідок високого всебічного тиску і температури	38
Розділ 2. Привибійна зона продуктивного пласта (ПЗП)	40
2.1. Причини, що спричинюють забруднення привибійної зони пласта	40
2.2. Дослідження процесу кольматації при розкритті нафтових і газових покладів	47
2.3. Гідродинамічні дослідження свердловин	51
2.3.1. Розрахунок параметрів привибійної зони	52
2.3.2. Розрахунок параметрів продуктивного пласта у віддаленій області	55
Розділ 3. Імпульсно-хвильове навантаження на продуктивний пласт	59
3.1. Імпульсна дія і її характеристики	59
3.2. Перфорація свердловин	60
3.3. Торпедування свердловин	61
3.4. Імплозійний метод	63
3.5. Кавітаційний метод	64
3.6. Існуючі засоби імпульсно-хвильового впливу на продуктивний пласт ..	65
3.6.1. Вібродія із земної поверхні	66
3.6.2. Акустичні методи підвищення нафтовіддачі пластів та інтенсифікації видобутку нафти	75
Розділ 4. Дослідження дії імпульсних навантажень на гірські породи	101
4.1. Вибух сферичного заряду в пласті гірської породи	101
4.2. Моделювання вибухів сферичних зарядів у гірському масиві на великих глибинах	103
4.3. Розущільнення і міцність гірських порід при динамічних навантаженнях	107

4.4.	Дослідження розповсюдження хвиль тиску у в'язкопружних системах .	110
4.5.	Вплив частоти імпульсної дії на зміну коефіцієнта в'язкості в'язкопружної системи	121
Розділ 5.	Розробка теоретичних основ керування імпульсним навантаженням на основі теорії спектрів	123
5.1.	Основні співвідношення теорії спектрів	123
5.2.	Визначення зони руйнування гірського масиву при камуфлетному вибуху	126
5.2.1.	Модель затухання хвильового збурення	127
5.2.2.	Оцінка зони утворення тріщин	129
5.2.3.	Геометрична подібність зони вибухового руйнування	131
5.2.4.	Енергія і область тріщиноутворення	131
5.2.5.	Порівняння з експериментом	132
5.3.	Визначення частоти власних коливань блоку гірського масиву, що руйнується	134
5.4.	Амплітудно-частотний спектр при вибуху циліндричного заряду	137
5.5.	Частотний розподіл енергії імпульсної дії в гірському масиві при його навантаженні	142
5.6.	Дослідження впливу поперечних хвиль на ефективність імпульсної обробки масиву у привибійній зоні продуктивного пласта	147
5.7.	Дослідження впливу параметрів імпульсних навантажень на їх спектральні характеристики	153
5.7.1.	Амплітудно-частотні спектри при різних режимах взаємодії хвиль напружень	153
5.7.2.	Дослідження циклічної імпульсної дії на гірську породу із застосуванням теорії спектрів	160
5.7.3.	Вплив параметрів імпульсного навантаження на перенесення енергії . .	163
5.8.	Дослідження спектральних характеристик в процесі обробки в'язкопружних систем тиском	168
Розділ 6.	Теоретичні основи взаємодії хвиль збурень у флюїдах з пухирцевим режимом течії	176
6.1.	Основні рівняння руху газорідних середовищ	177
6.2.	Рівняння Релея	179
6.3.	Визначення динамічних параметрів газового пухиря в рідині	181
6.3.1.	Визначення періоду коливань газового пухиря	181
6.3.2.	Визначення розподілу тиску в рідині біля газового пухиря	186
6.3.3.	Швидкість схлопування пухиря	190
6.3.4.	Стійкість газового пухиря в рідині	192
6.4.	Нелінійні коливання газових пухирів в рідині	193
6.4.1.	Дослідження пульсацій газового пухиря в рідині (перше наближення) .	193
6.4.2.	Врахування нелінійних членів $(x/R_0)^3$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (друге наближення) .	202
6.4.3.	Врахування нелінійних членів $(x/R_0)^4$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (третє наближення) .	206
6.5.	Динаміка акустичних хвиль в газорідному середовищі	211

6.6.	Дослідження амплітудно-частотного спектру хвильового поля, випромінюваного газовим пухирем при взаємодії з набігаючою хвилею	215
6.7.	Дослідження впливу режимів взаємодії хвилі тиску з пухирем газу . . .	224
6.8.	Визначення поля тиску, випромінюваного газовим пухирем при його взаємодії з набігаючою хвилею	229
6.9.	Визначення амплітуди коливань газового пухиря	235
6.10.	Коллективна дія газових пухирів у рідинному середовищі	239
Розділ 7.	Теоретичні основи розповсюдження хвильових збурень в нелінійних геосередовищах	243
7.1.	Розповсюдження акустичних хвиль в нелінійних геосередовищах	243
7.2.	Дія бігармонічних хвиль у нелінійному середовищі	251
7.3.	Вплив акустичних хвиль на пористе геосередовище (резонатор Гельмгольца)	253
7.4.	Модуляція високочастотних коливань	256
7.5.	Формування пилкоподібних хвиль у віддаленій зоні пласта	259
7.6.	Нелінійні хвилі у в'язкопружних системах	267
7.7.	Нелінійні хвилі в структурованих середовищах з релаксацією	271
7.8.	Передача збуджень в структурованих середовищах на великі відстані .	272
7.9.	Нелінійні хвилі в середовищі з дисипацією	274
7.10.	Вплив неоднорідностей на концентрацію напружень	275
7.11.	Визначення технологічних параметрів при акустичній дії на нафтовий пласт	276
Розділ 8.	Апаратура імпульсно-хвильової дії	278
Розділ 9.	Випробування та впровадження імпульсно-хвильових методів впливу на продуктивні пласти вуглеводнів	297
Розділ 10.	Перспективи застосування імпульсної дії на продуктивні пласти . .	307
	Список використаної літератури	311

ПЕРЕДМОВА

В наш час енергетична безпека держави пов'язується із нарощуванням видобутку енергоносіїв як за рахунок освоєння нових перспективних родовищ вуглеводнів, так і застосування методів інтенсифікації припливу вуглеводнів до вибоїв видобувних свердловин, що є додатковим джерелом збільшення видобутку нафти, газу і газового конденсату на вже освоєних родовищах.

Переважає більшість нафтових родовищ України перебуває на завершальній стадії розробки і характеризується постійним зниженням видобутку. Крім того, продуктивні пласти багатьох родовищ мають низькі фільтраційно-ємнісні характеристики, що ускладнює фільтрацію флюїдів.

Процес розробки родовищ призводить до зміни їх термобаричних умов, що супроводжується підвищенням в'язкості нафти, зниженням нафтонасиченості і фазової проникності колекторів. У складних геологічних умовах родовищ ці негативні тенденції значно підсилюють свій вплив, що супроводжується різким зниженням дебіту видобувних свердловин і, в цілому, негативно впливають на повноту вилучення вуглеводнів із покладів. В результаті в надрах залишається більше 40 % нафти. Також суттєвим чинником істотного зниження видобутку нафти і газу є забруднення привибійної зони пластів кольматуючими речовинами різного виду, і як наслідок, поява високих фільтраційних опорів руху флюїдам.

В основу викладеного в монографії матеріалу автори поклали з однієї сторони – породи-колектори нафти і газу, їх фізико-механічні та фільтраційні характеристики, з другої – імпульсну дію на гірський масив і з третьої – взаємодію імпульсного навантаження з геосередовищем для отримання ефектів, що сприяють підвищенню нафтогазовіддачі пластів.

Авторами на основі теорії спектрів розроблені теоретичні основи керування імпульсною дією, що дозволило дослідити перерозподіл енергії імпульсного навантаження на породу пласта в межах імпульсної обробки.

В монографії порушені питання імпульсної дії не тільки на привибійну зону, але і на весь продуктивний пласт, в тому числі на резонансних частотах. Значну увагу приділено висвітленню актуальних по новизні питань взаємодії хвильових збурень в середовищах зі структурою, неоднорідностями, релаксацією, дисипацією, пухирями газу, в результаті чого проявляються нелінійні властивості середовища і виникають ефекти енергетичного перерозподілу та опромінення середовища на більш високих частотах, що позитивно впливає на рухливість флюїдів. Це особливо важливо в процесі вилучення в'язких нафт із надр та інтенсифікації припливу вуглеводнів за наявності пухирцевого режиму течії флюїдів на завершальній стадії розробки нафтових родовищ.

При написанні книги були використані матеріали власних досліджень, численних робіт відомих вчених і спеціалістів нафтогазової галузі, опублікованих в фахових та Інтернет-виданнях, а також рекомендації з різних способів імпульсної обробки нафтогазовидобувних свердловин. Викладений матеріал слід розглядати як науково-технічний, а рішення з вибору тієї чи іншої імпульсної технології обробки видобувних свердловин повинна приймати геолого-технічна служба підприємства по видобутку вуглеводнів після вивчення всіх умов експлуатації родовища.

Всі зауваження і побажання слід направляти на адресу видавництва. Автори будуть щиро вдячні і використовуватимуть їх в своїй подальшій діяльності. Автори висловлюють вдячність Я.О. Юшичиній за підготовку комп'ютерної верстки книги.

Розділ 1

ФІЗИКО-МЕХАНІЧНІ ТА ФІЛЬТРАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРІД-КОЛЕКТОРІВ НАФТИ І ГАЗУ'

1.1. Типи порід-колекторів нафти і газу

Переважаюча частина нафтових і газових родовищ відноситься до колекторів трьох типів – гранулярних, тріщинуватих і змішаної будови. До першого типу відносяться колектори, складені піщано-алевритовими породами, поровий простір яких складається з міжзернових порожнин. Подібною будовою порового простору характеризуються також деякі пласти вапняків і доломітів. У чисто тріщинуватих колекторах (складених переважно карбонатними відкладами, сланцями) поровий простір утворюється системою тріщин. При цьому ділянки колектора між тріщинами є щільними малопроникними нетріщинуватими блоками порід, поровий простір яких практично не бере участі в процесах фільтрації. Проте, на практиці, частіше зустрічаються тріщинуваті колектори змішаного типу, поровий простір яких включає як системи тріщин, так і поровий простір блоків, каверни і карст [1].

Тріщинуваті колектори змішаного типу залежно від наявності в них порожнин різного виду підрозділяють на підтипи – тріщинувато-пористі, тріщинувато-кавернозні, тріщинувато-карстові і т. ін.

Аналіз показує, що близько 60 % запасів нафти в світі знаходиться у пісковиках, 39 % – у карбонатних відкладах і 1 % – у вивітрених метаморфічних і вивержених породах. Отже, породи осадового походження – основні колектори нафти і газу.

У зв'язку з різноманітністю умов формування осадів, колекторські властивості пластів різних родовищ можуть змінюватися в широких межах. Характерні особливості більшості колекторів – шаруватість їх будови і зміна у всіх напрямках властивостей порід, товщини пластів та інших параметрів.

Фільтраційні і колекторські властивості порід нафтового і газового пластів характеризуються такими основними показниками:

- гранулометричним (механічним) складом порід;
- пористістю;
- проникністю;
- капілярними властивостями;
- питомою поверхнею;
- механічними властивостями (пружністю, пластичністю, опором розриву, стисненню та іншим видам деформацій);
- насиченістю порід водою, нафтою і газом.

Згадані властивості порід знаходяться в тісній залежності від їх хімічного складу, структурних і текстурних особливостей. Структура породи визначається переважно розміром і формою зерен. За розмірами зерен розрізняють структури: псефітову (більше 2 мм), псамітову (0,1–2 мм), алевритову (0,01–0,1 мм), пелітову (0,01 мм і менше). До текстурних особливостей породи відносять шаруватість, характер розміщення порід, взаєморозташування та кількісне співвідношення цементу і зерен породи та деякі інші параметри будови. Роль цементу часто виконують глинисті речовини. Зустрічаються також цементи хомогенного походження (карбонати, оксиди і гідроксиди, сульфати).

При викладенні матеріалу розд. 1 використано роботи [1–11].

1.2. Гранулометричний (механічний) склад порід

Гранулометричний аналіз проводиться для визначення міри дисперсності мінеральних часток, що складають породу. Дисперсність часток зцементованих порід вивчається за їх шліфами під мікроскопом. Незцементовані піски і слабозцементовані пісковики піддають гранулометричному аналізу, розділяючи частки на фракції.

Гранулометричним (механічним) складом породи називають кількісний (масовий) вміст в породі часток різної величини. Від міри дисперсності мінералів залежить багато властивостей пористого середовища: проникність, пористість, питома поверхня, капілярні властивості та ін.

Оскільки розміри часток пісків обумовлюють їх загальну поверхню, що контактує з нафтою, від гранулометричного складу порід залежить кількість нафти, яка залишається в пласті після закінчення його розробки у вигляді плівок (що покривають поверхню зерен) і капілярно утриманої нафти.

Гранулометричний аналіз пісків використовується в практиці нафтопромислу. Наприклад, на основі механічного аналізу в процесі експлуатації нафтових родовищ для запобігання потрапляння піску в свердловину підбирають фільтри, що встановлюються на вибої.

Розмір часток гірських порід змінюється від колоїдних частинок до галечника і валунів. Проте для більшості нафтовміщуючих порід він коливається в межах 1–0,01 мм.

Поряд із звичайними зернистими мінералами в природі широко поширені глинисті і колоїдно-дисперсні мінерали з розміром часток менше 0,1 мкм (10^{-4} мм). У значній кількості вони містяться в глинах, лесгах та інших породах.

У складі нафтовміщуючих порід колоїдно-дисперсні мінерали мають підлегле значення. В той же час, внаслідок значної загальної поверхні склад цих мінералів впливає на процеси поглинання катіонів (аніонів). Від їх кількості в основному залежить ступінь набухання гірських порід у воді.

Механічний склад порід визначають ситовим і седиментаційним аналізами. Ситовий аналіз сипких гірських порід застосовується для розділення піску на фракції від 0,05 мм і більше. Вміст часток меншого розміру визначається методами седиментації. У лабораторних умовах користуються набором штампованих дротяних або шовкових сит. Штамповані сита мають отвори 10; 7; 5; 3; 2; 1; 0,5 і 0,25 мм. Існують різні системи сит і механічних пристосувань для розділення породи на фракції. У наборі зверху розташовують сито з найбільшими отворами. У це сито насипають 50 г породи, яку просіюють протягом 15 хв. Потім частинки породи, що залишилися на кожному ситі, зважують.

Седиментаційний розподіл часток по фракціях відбувається внаслідок відмінності швидкостей осідання зерен неоднакового розміру у в'язкій рідині. За формулою Стокса визначається швидкість осідання в рідині часток сферичної форми [1]

$$v = \frac{gd^2}{18\nu} \left(\frac{\rho_n}{\rho_p} - 1 \right), \quad (1.1)$$

де g – прискорення вільного падіння; d – діаметр часток; ν – кінематична в'язкість; ρ_p – густина рідини; ρ_n – щільність частки породи.

Існують різні думки про межі і умови застосування закону Стокса. Вважається, що формула (1.1) справедлива для часток діаметрами 0,1–0,001 мм. При меншому розмірі на швидкість осідання часток впливають броунівський рух і шари адсорбованої води.

Існує багато методів седиментаційного аналізу. В лабораторіях з дослідження ґрунтів широко застосовують способи відмучування струменем води і шляхом зливання рідини (метод Сабініна), а також метод зважування осаду вагами Фігуровського.

При відмучуванні струменем води ґрунт поміщають в конічну або циліндричну посудину, через яку знизу вверху направляють воду. Регулюванням швидкості руху води досягають винесення з посудини часток певного діаметру, значення якого можна визначити за формулою Стокса.

По методу Сабініна відділення дрібних часток, що повільно осідають, від осідаючих великих і важких, відбувається при зливанні рідини, що містить частки, які ще не осіли на дно посудини.

1.3. Щільність гірських порід

Для характеристики щільності гірських порід використовують два показники: щільність мінералів, що складають породу, і уявну щільність породи. Щільність мінералів, що складають породу – це маса одиниці об'єму мінеральної складової породи. Уявна щільність породи – відношення маси зразка породи до його видимого об'єму. Уявна щільність порід-колекторів значно менша щільності їх мінералів через наявність в породі пустот.

Найбільш поширений в лабораторній практиці пікнометричний метод визначення щільності мінералів, що складають породу, який полягає у визначенні об'єму зерен породи за об'ємом води, витісненої з пікнометра. Для цього висушений зразок породи ретельно подрібнюють і засипають в сухий, заздалегідь зважений пікнометр. Пікнометр з породою заповнюють до мітки водою, термостатують при 20 °С і зважують. Потім визначають масу пікнометра, заповненого лише водою. Щільність мінералів, що складають породу, визначають за формулою [2]

$$\rho_m = \frac{P_2 - P_1}{(P_4 - P_1) - (P_3 - P_2)} \rho_w, \quad (1.2)$$

де ρ_m – щільність мінералів породи; P_1 – маса сухого пікнометра; P_2 – маса сухого пікнометра з породою; P_3 – маса заповненого водою пікнометра з породою; P_4 – маса пікнометра, заповненого лише водою; ρ_w – густина води при 20 °С.

Для визначення уявної щільності породи об'єм зразка визначають, як правило, за різницею мас зразка в повітрі і у воді. Для цього заздалегідь зважений зразок покривають водонепроникною плівкою і опускають його на кілька секунд в розплавлений парафін. Потім зразок зважують в повітрі та зануреним у дистильовану воду. Уявна щільність породи [2]

$$\rho_y = \frac{P_1 \rho_w \rho_n}{(P_2 - P_3) \rho_n - (P_2 - P_1) \rho_w}, \quad (1.3)$$

де ρ_y – уявна щільність породи; P_2 – маса запарафіненого зразка; P_3 – маса зразка, зануреного у воду; ρ_w – густина води; ρ_n – щільність парафіну. Уявна щільність

порід-колекторів нафти і газу, складає 1 600–2 800 кг/м³, а щільність мінералів, що складають породи – більше 5 000 кг/м³.

1.4. Пористість гірських порід

Під пористістю гірської породи розуміють наявність в ній порожнин (пор), не заповнених твердою речовиною. Коефіцієнтом загальної (або абсолютної) пористості m називають відношення сумарного об'єму всіх пор $V_{пор}$ до видимого об'єму породи V_0 , тобто

$$m = \frac{V_{пор}}{V_0}. \quad (1.4)$$

Інколи пористість породи виражають у відсотках, тобто

$$m = \frac{V_{пор}}{V_0} \cdot 100 \%. \quad (1.5)$$

Коефіцієнт загальної пористості порід використовується при оцінці абсолютних запасів нафти, а також для порівняння різних пластів або ділянок одного і того ж пласта [3].

За загальною пористістю гірські породи підрозділяються на три групи:

- 1 – з низькою пористістю, $m < 5 \%$;
- 2 – з середньою пористістю, $m = 5\text{--}20 \%$;
- 3 – з високою пористістю, $m > 20 \%$.

Коефіцієнтом відкритої пористості m_0 прийнято називати відношення об'єму відкритих пор, що сполучаються, до об'єму зразка.

У великій мірі властивості пористих середовищ визначаються розмірами порових каналів, які розділяються на надкапілярні, капілярні і субкапілярні. До надкапілярних пор прийнято відносити пори, діаметр яких коливається в межах 2–0,5 мм, до капілярних – від 0,0002 до 0,5 мм, а до субкапілярних – пори з діаметром менше 0,0002 мм.

У надкапілярних порах рух рідини і газу перешкоджають лише сили тертя, в капілярних порах значно проявляються також і капілярні сили, а в субкапілярних порах через сильну дію капілярних сил рух рідини в природних умовах практично неможливий. Тому гірські породи, які мають значну пористість, але ці пори переважно субкапілярного характеру (глина, глинисті сланці) не відносяться до колекторів.

В зв'язку з тим, що не всі пустоти в колекторі заповнені нафтою і газом і не по всіх порах рухаються рідина і газ, введенні поняття статичної P_{cm} і динамічної $P_{дин}$ ємності колекторів.

Статична корисна ємність колектора P_{cm} характеризує об'єм пор і порожнеч, які можуть бути зайняті нафтою і газом. Вона визначається як різниця відкритої пористості і доли об'єму пор, що зайняті залишковою водою.

При перепадах тиску, що спостерігаються в пластах, деяка частина рідини, наприклад, нерухомі плівки біля поверхні породи, краплі нафти і води, що утримуються капілярними силами в місцях контакту зерен та в звуженнях каналів і т. ін., не рухається в порах. З цими явищами пов'язано поняття коефіцієнта динамічної корисної ємності колектора $P_{дин}$, який характеризує відносний об'єм пор і порожнин, через які може відбуватися фільтрація нафти і газу в умовах, що

існують в пласті. Очевидно, що $P_{\text{дин}}$ залежить від властивостей системи пласта і перепадів тиску в пласті при фільтрації в ньому рідин і газів.

Пористість в лабораторних умовах визначають за об'ємом зразка і об'ємом пор в ньому.

Коефіцієнт загальної пористості обчислюють, використовуючи умовну щільність породи і щільність її мінералів, за формулою [2]:

$$m_n = 1 - \frac{\rho_y}{\rho_m}. \quad (1.6)$$

Для визначення відкритої пористості на практиці найбільш широке застосування знайшов метод І.А. Преображенського, що полягає у використанні закону Архімеда для розрахунку об'єму зразка. Метод здійснюють на спеціальній установці (рис. 1.1). Досліджуваний зразок *б* поміщають в колбу Бунзена *3*, ділильну воронку *4* заповнюють гасом. Після попереднього вакуумування зразка і гасу, зразок заливають гасом і продовжують вакуумування до тих пір, поки не припиниться виділення бульбашок повітря із зразка, що спостерігається через склянку Тіщенко *2*. Насичений гасом зразок зважують в повітрі і зануреним у гас. Коефіцієнт відкритої пористості обчислюють за формулою [2]:

$$m_0 = \frac{P_2 - P_1}{P_2 - P_3}, \quad (1.7)$$

де P_1 – маса сухого зразка; P_2 – маса насиченого гасом зразка в повітрі; P_3 – маса насиченого гасом зразка при зануренні його в гас.

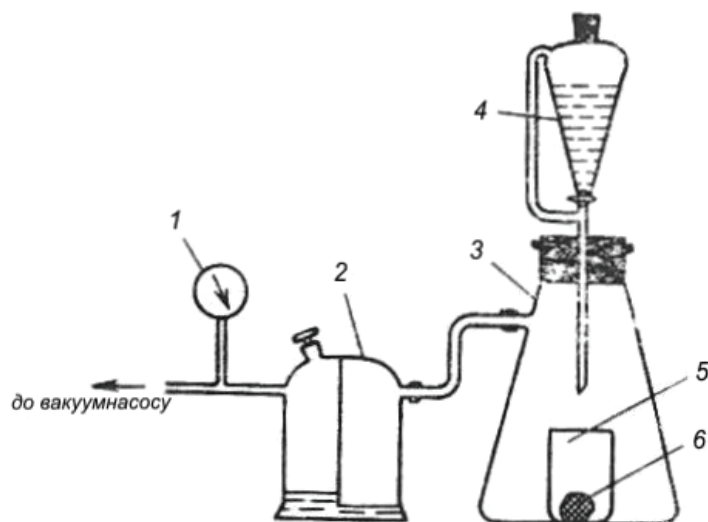


Рис. 1.1. Схема установки для насичення зразків під вакуумом [2]:

1 – вакуумметр; 2 – склянка Тіщенко; 3 – колба Бунзена; 4 – ділильна воронка з гасом; 5 – стаканчик; 6 – зразок

Пористість колекторів газових родовищ доцільно вимірювати на газових порозиметрах. Принцип їх дії заснований на використанні закону Бойля-Маріотта, що дозволяє по тиску в закритій посудині із зразком обчислювати об'єм мінеральної

частини зразка. Видимий об'єм зразка визначають окремо, наприклад за методом І.А. Преображенського. В результаті визначена пористість може виявитися істотно вищою (особливо для алевролітових і піщано-алевролітових колекторів) ніж при насиченні цих порід гасом.

1.5. Проникність гірських порід

Проникність – фільтраційний параметр гірської породи, що характеризує її здатність пропускати до вибою свердловини нафту, газ і воду.

Абсолютно непроникних тіл в природі немає. Проте при порівняно невеликих перепадах тиску в нафтових пластах багато порід в результаті незначних розмірів пор виявляються мало- або зовсім непроникними для рідин і газів (глини, сланці та ін.).

Більша частина осадових порід має ту чи іншу проникність. Поровий простір цих порід, окрім простору з субкапілярними порами, складається з пор великого розміру. За експериментальними даними, діаметри переважної частини пор нафтовміщуючих колекторів більше 1 мкм.

В процесі розробки нафтових і газових родовищ зустрічаються різні види фільтрації в пористому середовищі рідин і газів або їх сумішей – спільний рух нафти, води і газу, води і нафти, нафти і газу або лише нафти чи газу. При цьому проникність одного і того ж пористого середовища залежно від кількісного і якісного складу фаз буде різною. Тому для характеристики проникності порід нафтовміщуючих пластів введені поняття абсолютної, ефективної (фазової) і відносної проникності [1].

Для характеристики фізичних властивостей порід використовується абсолютна проникність.

Під абсолютною прийнято розуміти проникність пористого середовища, що визначена за наявності в ньому лише однієї фази, хімічно інертної по відношенню до породи. Абсолютна проникність – властивість породи, яка не залежить від властивостей рідини чи газу, що фільтруються, а також перепаду тиску, якщо немає взаємодії флюїдів з породою. На практиці рідини часто взаємодіють з породою (глинисті частки розбухають у воді, смоли забивають пори). Тому для оцінки абсолютної проникності використовується повітря або газ, оскільки встановлено, що при русі рідин в пористому середовищі на його проникність впливають фізико-хімічні властивості рідин, що фільтруються.

Фазовою називається проникність порід для даного газу чи рідини за наявності (або при русі) в порах багатофазних систем. Її значення залежить не лише від фізичних властивостей порід, але і від міри насиченості порового простору рідинами чи газом і їх фізико-хімічних властивостей.

Відносною проникністю пористого середовища називається відношення фазової проникності цього середовища для даної фази до абсолютної. Для оцінки проникності гірських порід користуються лінійним законом фільтрації Дарсі, згідно з яким швидкість фільтрації рідини в пористому середовищі пропорційна градієнту тиску і обернено пропорційна динамічній в'язкості:

$$v = \frac{Q}{F} = k \frac{1}{\mu} \cdot \frac{\Delta p}{L}, \quad (1.8)$$

де v – швидкість лінійної фільтрації; Q – об'ємна витрата рідини за одиницю часу;

F – площа фільтрації; μ – динамічна в'язкість рідини; Δp – перепад тиску; L – довжина пористого середовища.

У виразі (1.8) здатність породи пропускати рідини і газу характеризується коефіцієнтом пропорційності k , який називають коефіцієнтом проникності

$$k = \frac{Q\mu L}{\Delta p F}. \quad (1.9)$$

При вимірі проникності порід по газу у формулу (1.9) слід підставляти середню витрату газу в умовах зразка:

$$k = \frac{\bar{Q}_g \mu_g L}{\Delta p F}, \quad (1.10)$$

де \bar{Q}_g – об'ємна витрата газу, приведена до середнього тиску і середньої температури газу в зразку. Необхідність використання середньої витрати газу в цьому випадку пояснюється непостійністю його об'ємної витрати при зменшенні тиску по довжині зразка.

Середній тиск по довжині керна

$$\bar{p} = \frac{p_1 + p_2}{2},$$

де p_1 і p_2 – тиск газу на вході в зразок і на виході з нього, відповідно.

Вважаючи, що процес розширення газу при фільтрації через зразок відбувається ізотермічно за законами ідеального газу, і використовуючи закон Бойля-Маріотта, отримуємо

$$\bar{Q}_g = \frac{2Q_0 p_0}{p_1 + p_2}.$$

Тут Q_0 – витрата газу при атмосферному тиску p_0 .

Тоді формула для визначення проникності порід по газу має вигляд [1]

$$k = \frac{2Q_0 p_0 \mu_g L}{(p_1^2 - p_2^2) F}. \quad (1.11)$$

Одиниці вимірювання проникності. У Міжнародній системі одиниць (СІ) величини, що входять у формулу проникності, мають розмірності: $[L] = \text{м}$; $[F] = \text{м}^2$; $[Q] = \text{м}^3/\text{с}$; $[p] = \text{Па}$; $[\mu] = \text{Па}\cdot\text{с}$. Отже,

$$k = \frac{\frac{\text{м}^3}{\text{с}} \cdot \text{Па} \cdot \text{с} \cdot \text{м}}{\text{Па} \cdot \text{м}^2} = \text{м}^2. \quad (1.12)$$

При $L = 1 \text{ м}$; $F = 1 \text{ м}^2$; $Q = 1 \text{ м}^3/\text{с}$; $p = 1 \text{ Па}$; $\mu = 1 \text{ Па}\cdot\text{с}$ отримуємо значення коефіцієнта проникності $k = 1 \text{ м}^2$.

Таким чином, в Міжнародній системі за одиницю проникності в 1 м^2 приймається проникність такого пористого середовища, при фільтрації через зразок якого площею 1 м^2 , довжиною 1 м і перепаді тиску 1 Па витрата рідини в'язкістю $1 \text{ Па}\cdot\text{с}$ складає $1 \text{ м}^3/\text{с}$.

Фізичний зміст розмірності k (площа) полягає в тому, що проникність характеризується площею перерізу каналів пористого середовища, по яких в основному відбувається фільтрація.

Формула (1.8) відповідає закону Дарсі при лінійному (плоско-паралельному) потоці. Інколи необхідно визначати проникність зразка при радіальній фільтрації рідини і газу, тобто при відтворенні умов припливу їх в свердловину. В цьому випадку зразок породи має вигляд циліндра з отвором в осьовому напрямі – «свердловиною». Фільтрація рідини або газу в ньому відбувається в радіальному напрямі від зовнішньої поверхні до внутрішньої. Тоді проникність порід за даними досліду визначають за наступними формулами:

при фільтрації рідини –

$$k_p = \frac{\mu_p Q_p \ln \frac{r_3}{r_6}}{2\pi h (p_3 - p_6)}, \quad (1.13)$$

при фільтрації газу –

$$k_g = \frac{\mu_g \bar{Q}_g \ln \frac{r_3}{r_6}}{2\pi h (p_3 - p_6)} = \frac{\mu_g Q_g \ln \frac{r_3}{r_6}}{\pi h (p_3^2 - p_6^2)}. \quad (1.14)$$

Тут μ_p і μ_g – в'язкість рідини і газу; Q_p – витрата рідини; Q_g, \bar{Q}_g – витрата газу при атмосферному і середньому тиску в зразку; r_3 і r_6 – зовнішній і внутрішній радіуси кільця; p_3 і p_6 – тиск біля зовнішньої і внутрішньої поверхонь кільцевого зразка; h – висота циліндра.

Всі колектори розбиваються на п'ять класів по величині проникності [4].

I клас – дуже добре проникні колектори. Коефіцієнт проникності більше 1,0 дарсі (10^{-12} м^2).

II клас – добре проникні колектори. Коефіцієнт проникності від 0,1 до 1,0 дарсі.

III клас – середньопроникні колектори. Коефіцієнт проникності від 0,01 до 0,1 дарсі.

IV клас – слабопроникні колектори. Коефіцієнт проникності від 0,001 до 0,01 дарсі.

V клас – непроникні колектори. Коефіцієнт проникності менше 0,001 дарсі.

Промислово цінність в основному мають колектори перших трьох класів, але інколи в сукупності з одним з цих класів – IV клас. Власне колекторами в повному розумінні цього слова слід називати лише перші три–чотири класи.

Лабораторні методи визначення проникності [2]

Для визначення проникності гірських порід використовуються різні прилади і установки. Конструктивно вони можуть сильно відрізнятись залежно від того, для виміру якого виду проникності і для яких умов вони призначені: одні – для визначення абсолютної проникності по газу в умовах низького тиску, інші – для виміру водопроникності, треті – для виміру проникності в пластових умовах і т. ін. Але всі вони побудовані на принципі виміру витрати і перепаду тиску на зразку при пропусканні через нього рідини, газу або їх сумішей. Тому всі пристрої для виміру проникності складаються з однакових за призначенням вузлів. Так, кернотримачі призначені для закріплення зразка породи циліндричної форми. У найбільш

досконалих установках, кернотримач у поєднанні з додатковими пристроями забезпечує умови фільтрації, близькі до пластових. Джерела газу або рідини підвищеного тиску (компресори, поршневі преси, балони із стисненим газом та ін.), контрольно-вимірвальна апаратура для визначення витрат рідини і газу, перепаду тиску на зразку породи і, якщо необхідно, температури, насиченості зразка та інших параметрів у всіх установках однакові.

Схема приладу для визначення абсолютної проникності порід по газу приведена на рис. 1.2.

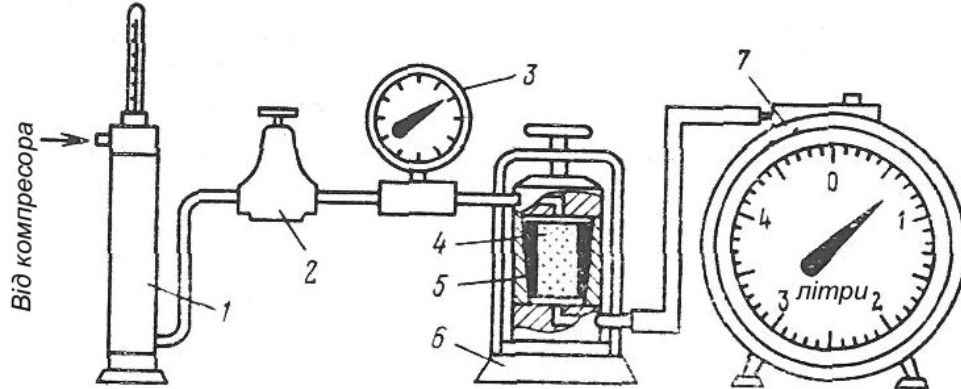


Рис. 1.2. Схема приладу для визначення абсолютної проникності порід по газу [2]:

1 – хлоркальцієва трубка для осушення газу; 2 – регулятор тиску газу; 3 – манометр; 4 – зразок породи; 5 – гумова ущільнювальна втулка; 6 – кернотримач; 7 – газовий лічильник

Висушений циліндричний зразок породи 4 поміщають в гумову втулку 5 і затискають в кернотримачі 6. Висушений газ від компресора або газового балона подають на вхід приладу. В процесі фільтрації газу через зразок вимірюють тиск газу на вході в кернотримач, перепад тиску на зразку і витрату газу. Проникність зразка визначають за формулою (1.11).

Проникність гірської породи по газу визначають, як правило, при невисокому тиску, близькому до атмосферного. Значення абсолютної проникності, що отримують при цьому, будуть завищеними через прослизання газу, причому завищення буде тим більшим, чим нижча проникність зразка. Явище прослизання газу виражається в тому, що при малому тиску або розрідженні газу довжина вільного пробігу молекул газу стає сумірною з розмірами порових каналів. В результаті гідравлічні опори руху газу зменшуються. Для отримання достовірних значень абсолютної проникності породи виміри проводять при декількох значеннях середнього тиску і екстраполюють отримані результати в область високого тиску. Для цього будують графік (рис. 1.3) залежності проникності зразка від величини, оберненої середньому тиску, і продовжують його до пересічення з віссю ординат. Отримане значення приймають за абсолютну проникність. Вважається, що вона буде такою ж, як і для рідини, хімічно інертної по відношенню до пористого середовища.

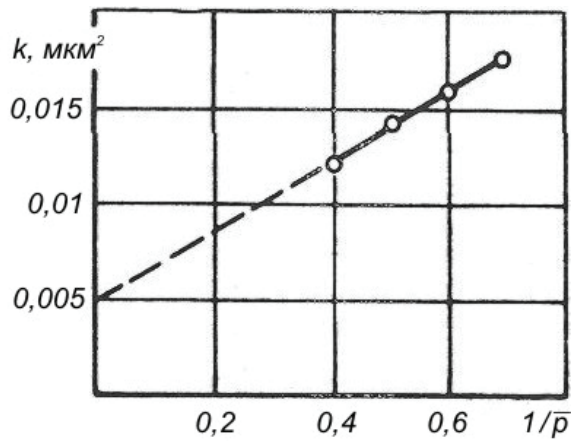


Рис. 1.3. Залежність проникності зразка від середнього тиску газу, що фільтрується [2]

Для визначення водопроникності гірських порід використовується прилад, схема якого показана на рис. 1.4. Перед визначенням проникності воду, що знаходиться в ємкості 4, піддають тривалому вакуумуванню. Одночасно з цим через вентиль 5 вакуумується і весь прилад, включаючи зразок породи, поміщений в кернотримач 8. Потім, при закритих вентилях 1 і 6 вода з ємкості 4 перепускається в ємкість 3, після чого ємкість 2 заповнюється маслом. Вентиль 1 відкривають і в ємкість 2 подається стиснене повітря. Потім відкривають вентиль 6 і вода поступає в зразок. Тиск на вході в зразок регулюють вентилем регулятора тиску, змінюючи тиск стисненого повітря в ємкості 2, а тиск на виході – вентилем 9. Вимірюють тиск манометрами 7. Якщо перепад тиску на зразку малий, то його визначають по диференціальному манометру 10. Витрату рідини вимірюють за допомогою мірного циліндра. Вакуумування рідини і приладу, створення тиску на робочу рідину через шар масла виключає закупорку порових каналів бульбашками повітря і забезпечує умови для однофазної фільтрації.

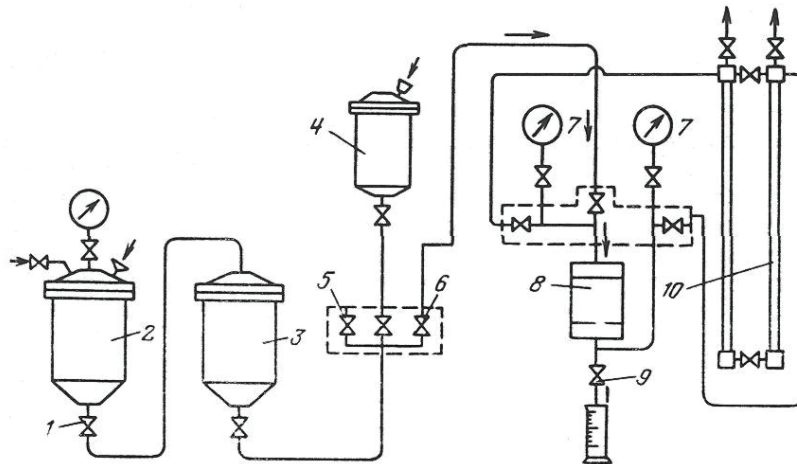


Рис. 1.4. Схема приладу для визначення водопроникності гірських порід [2]:
 1, 5, 6, 9 – вентиля; 2, 3, 4 – ємкості; 7 – манометри; 8 – кернотримач;
 10 – диференціальний манометр

Для вивчення проникності гірських порід в пластових умовах служить установка, схема якої приведена на рис. 1.5. Установка включає такі основні елементи: кернотримач 2 зі всебічним обтиском зразка; фільтр 3, що перешкоджає попаданню механічних забруднень в зразок; поршневий роздільник 4, що запобігає змішуванню фільтрованої через зразок рідини з рідиною з нагнітаючого пресу; манометри 9 на вході і виході із зразка та манометр 10 для виміру тиску гідрообтиску зразка; манометр електроконтакту 8, що запобігає підвищенню тиску в системі вище допустимого; диференціальний манометр 1 для вимірювання перепаду тиску на зразку.

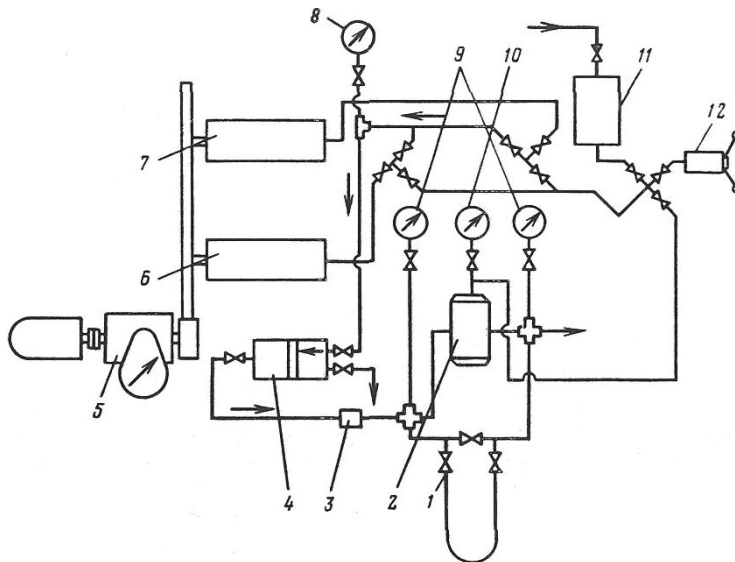


Рис. 1.5. Схема установки для визначення проникності гірських порід в пластових умовах [2]:

- 1 – диференціальний манометр; 2 – кернотримач; 3 – фільтр; 4 – роздільник;
5 – планетарний редуктор; 6, 7 – вимірювальні преси; 8, 9, 10 – манометри;
11 – бачок; 12 – ручний прес гідрообтиску зразка

Витрата рідини в установці створюється двома плунжерними вимірювальними пресами 6 і 7. Вони приводяться в рух електродвигуном через фрикційно-планетарний редуктор 5, що дозволяє плавно регулювати швидкість руху плунжерів пресів в широкому діапазоні.

Напірний бачок 11 призначений для заповнення системи рідиною. Ручний прес 12 служить для створення гідравлічного обтиску зразка. Основна перевага даної установки – можливість визначення проникності порід в умовах, близьких до пластових. Це забезпечується конструкцією кернотримача, що дозволяє за допомогою гідравлічного обтиску створювати всебічний тиск на зразок, що імітує гірський тиск. Для проведення вимірів при температурах, відповідних пластовим, кернотримач забезпечується циркуляцією гарячої рідини від термостата.

Залежність проникності від пористості і розміру пор [1]

Прямої залежності між проникністю і пористістю гірських порід не існує. Наприклад, тріщинуваті вапняки, що мають незначну пористість, часто мають високу проникність і, навпаки, глини, що інколи характеризуються високою

пористістю, практично непроникні для рідин і газів, оскільки їх поровий простір складається з каналів субкапілярного розміру. Проте на підставі середньостатистичних даних можна сказати, що більш проникні породи часто і більш пористі.

Проникність пористого середовища залежить переважно від розміру порових каналів, з яких складається поровий простір. Тому вивченню структури, будови і розмірів пор приділяється велика увага.

Залежність проникності від розміру пор можна отримати з урахуванням законів Дарсі і Пуазейля. Пористе середовище представимо у вигляді системи прямих трубок однакового перерізу довжиною L , що дорівнює довжині пористого середовища. Згідно із законом Пуазейля витрата рідини через таке пористе середовище складає

$$Q = \frac{n\pi R^4 F \Delta p}{8\mu L}, \quad (1.15)$$

де n – число пор на одиницю площі фільтрації; R – радіус порових каналів (або середній радіус пор середовища); F – площа фільтрації; Δp – перепад тиску; μ – динамічна в'язкість рідини; L – довжина пористого середовища.

Коефіцієнт пористості середовища

$$m = \frac{V_{nop}}{V_{zp}} = \frac{nF\pi R^2 L}{FL} = n\pi R^2.$$

Підставляючи у формулу (1.15) замість $n\pi R^2$ значення пористості m , отримаємо

$$Q = \frac{mR^2 F \Delta p}{8\mu L}. \quad (1.16)$$

За законом Дарсі витрата рідини через це пористе середовище

$$Q = \frac{k\Delta p F}{\mu L}. \quad (1.17)$$

Прирівнюючи праві частини формул (1.16) і (1.17), отримаємо

$$k = \frac{mR^2}{8},$$

звідки

$$R = \sqrt{\frac{8k}{m}}. \quad (1.18)$$

Якщо виразити проникність в мкм^2 , то радіус порових каналів R (у мкм) буде рівний

$$R = 2,86\sqrt{\frac{k}{m}}. \quad (1.19)$$

Величина R , визначена за формулою (1.19), характеризує радіус пор ідеального пористого середовища, що має пористість m і проникність k . В додаток до реального

пористого середовища величина R має умовний зміст і не визначає середнього розміру пор, оскільки не враховує їх звивисту і складну будову.

За пропозицією Ф.І. Котяхова, середній радіус пор реальних пористих середовищ

$$R = \frac{2}{7 \cdot 10^5} \sqrt{\frac{k\varphi}{m}}, \quad (1.20)$$

де φ – структурний коефіцієнт, що характеризує відмінні особливості будови порового простору реальних колекторів. Значення φ можна оцінити шляхом виміру електроопору порід. Для керамічних пористих середовищ при зміні пористості від 0,39 до 0,28, за експериментальними даними, φ змінюється від 1,7 до 2,6. Структурний коефіцієнт для зернистих порід можна наближено визначити по емпіричній формулі

$$\varphi = \frac{0,5035}{m^{1,1}}. \quad (1.21)$$

Іншим широко застосовуваним методом дослідження структури і будови високодисперсних пористих тіл є експериментальна порометрія – визначення розмірів і характеру розподілу пор за розмірами.

1.6. Питома поверхня породи

Питоною поверхнею породи називається сумарна поверхня часток, що містяться в одиниці об'єму зразка. Внаслідок малих розмірів окремих зерен піску і великої щільності укладання цих зерен загальна поверхня порового простору пласта досягає величезних розмірів. Так, наприклад, поверхня зерен, що містяться в 1 м^3 однорідного піску з діаметром зерен $0,2 \text{ мм}$, складає близько $20\,276 \text{ м}^2$. Із зменшенням діаметру часток питома поверхня піску значно збільшується.

Величиною питомої поверхні визначається багато властивостей гірської породи – проникність, адсорбційна здатність, вміст залишкової води та ін. Тому питома поверхня є однією з найважливіших характеристик гірської породи. Наближено питома поверхня S_n , пористість і проникність зернистої породи зв'язані співвідношенням [3]:

$$S_n = \frac{m\sqrt{m}}{\sqrt{2k}}, \quad (1.22)$$

де k – проникність, м^2 ; S_n – питома поверхня, $\text{м}^2/\text{м}^3$; m – пористість, долі од.

Якщо виразити проникність в мкм^2 , то отримаємо:

$$S_n = \frac{7 \cdot 10^5 m \sqrt{m}}{\sqrt{k}}. \quad (1.23)$$

Із формул (1.22) і (1.23) виходить, що чим менше радіус порових каналів і проникність породи, тим більша її питома поверхня.

Формула (1.23) є одним з варіантів формули Козені-Кармана, що встановлює залежність коефіцієнта проникності від пористості, питомої поверхні і структури порового простору. У загальному вигляді формула Козені-Кармана має вигляд [1]:

$$k = \frac{m^3}{\varphi S_n^2 T^2}, \quad (1.24)$$

де m – пористість породи (що характеризує динамічну корисну ємність колектора); S_n – питома поверхня; T – звивистість порових каналів (відношення середньостатистичної довжини каналів до довжини керна); φ – структурний коефіцієнт, що враховує форму порових каналів. Значення T може досягати 6 і більше.

Для виміру питомої поверхні застосовуються як наближені методи, що засновані на обчисленні цієї величини за даними гранулометричного складу, так і інші, точніші, в яких використовуються методи виміру адсорбції, фільтрації розріджених газів та ін.

1.7. Колекторські властивості тріщинуватих порід

Внаслідок вдосконалення методів дослідження колекторів нафтових родовищ і накопичення промислового матеріалу останніми роками стало відомо, що в багатьох покладах колекторські властивості пластів характеризуються не лише звичайною міжзерною пористістю, але і в значній мірі, наявністю тріщин. Інколи ємність колектора і промислові запаси нафти в ньому визначаються переважно об'ємом тріщин.

Поклади з тріщинуватими колекторами пов'язані зі щільними карбонатними породами, а в деяких районах (Східні Карпати) і з теригенними відкладами. Це щільні породи з низькою міжзерною проникністю, де часто фільтрація рідини практично неможлива. В той же час з них отримують значні припливи нафти до свердловин, що забезпечується наявністю розгалуженої мережі тріщин.

Існують різні думки про те, що складає ємність тріщинуватого колектора. Інколи ємність такого колектора визначається лише об'ємом тріщин. У більшості ж випадків вона обумовлена порожнинами трьох видів [1].

1. Міжзерновим поровим простором. Пористість 2–10 %.
2. Кавернами і мікрокарстовими порожнинами. Пористість цього виду характерна для карбонатних порід, де вона складає значну частину (13–15 %) корисної ємності тріщинуватого колектора.
3. Простором самих тріщин, що складають тріщинувату пористість. Порожнини цього виду складають десяті і соті долі відсотка відносно об'єму тріщинуватої породи. Поки відомо мало покладів, де тріщинна ємність порід сумірна з об'ємом нафти, що добувається з них. Найчастіше тріщини відіграють в основному роль шляхів фільтрації нафти і газу, що зв'язують воедино міжзерновий простір блоків, порожнини каверн і мікрокарстів.

Виходячи з основних колекторських властивостей, що обумовлюють ємність і шляхи фільтрації в тріщинуватих колекторах, останні можна підрозділити на наступні основні типи.

1. Колектори кавернозного типу. Ємність порід складається з порожнин каверн і карстів, зв'язаних між собою та зі свердловинами системою мікротріщин. Приурочені в основному до карбонатних порід. Фільтрація рідин і газів здійснюється по мікротріщинах, що сполучають дрібні каверни.

2. Колектори тріщинного типу. Ємність колектора визначається в основному тріщинами. Приурочені до карбонатних порід, а також до щільних пісковиків, крихких сланців та інших щільних порід. Фільтрація нафти і газу відбувається лише

по системах мікротріщин з розкритістю понад 5–10 мкм. Такі колектори мало поширені.

3. Колектори змішані, що є поєднанням по площі і по розрізу тріщинуватого або кавернозного колектора з нормальним. Колектори цього типу широко поширені.

Більшість дослідників вважають, що при значних величинах гірського тиску на великих глибинах зяючі тріщини не могли зберегтися. За результатами досліджень ВНДГРІ, розкритість тріщин нафтовміщуючих пластів складає 10–20 мкм, і лише інколи вона зростає до 30 мкм.

Залежність проникності порід від тріщинної пористості і розкриття тріщин можна отримати за допомогою рівняння Буссинеска, згідно якого витрата рідини, що приходиться на одиницю протяжності тріщини, визначається із виразу:

$$q = \frac{b^3}{12\mu} \frac{dp}{dx}, \quad (1.25)$$

де μ – динамічна в'язкість рідини; dp/dx – градієнт тиску.

Отже, витрата рідини через площу фільтрації породи

$$Q = l \frac{b^3}{12\mu} \frac{dp}{dx}. \quad (1.26)$$

Прийнявши, що тріщинна пористість

$$m_m = b \frac{l}{F},$$

із (1.26) отримаємо

$$Q = \frac{F m_m b^2}{12\mu} \frac{dp}{dx}. \quad (1.27)$$

За законом Дарсі витрата рідини через цю площу

$$Q = \frac{k_m F}{\mu} \frac{dp}{dx}. \quad (1.28)$$

Тут k_m – проникність тріщин.

Прирівнюючи праві частини рівнянь (1.27) і (1.28), отримаємо [1]

$$k_m = 85000 b^2 m_m, \quad (1.29)$$

де b – розкриття тріщини, мм; k_m – проникність, мкм²; m_m – тріщинна пористість, долі од.

Формула (1.29) вірна для випадку, коли тріщини перпендикулярні поверхні фільтрації. Насправді тріщини можуть розташовуватися довільно, внаслідок чого проникність тріщинуватої породи залежатиме від простягання їх систем і напрямку фільтрації. Тому важливо знати орієнтованість тріщин. Вона визначається відомими методами фіксації положення площини в просторі – по азимуту падіння δ і куту падіння ω або по направляючих косинусах одиничного вектора нормалі до площини тріщини ($\cos\alpha_1, \cos\alpha_2, \cos\alpha_3$, де $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ – кути між одиничним вектором і осями координат).

У загальному випадку, якщо тріщини розташовані довільно, а проникність розраховується для будь-якого горизонтального напрямку фільтрації, формула для розрахунку проникності має вигляд

$$k_m = 8,5 \cdot 10^6 \sum_{i=1}^N b_i^3 \Gamma_i \left[\sin^2 \omega_i \cos^2 \varphi_i + \cos^2 \omega_i \right], \quad (1.30)$$

де b_i і Γ_i – розкритість і щільність тріщин, відповідно в см і 1/см; ω_i – кут падіння тріщин даної системи; φ_i – кут між напрямом фільтрації, що задається, і простяганням даної системи тріщин.

Параметри тріщинуватості знаходять за керновим матеріалом і шліфами. При мікроскопічному дослідженні шліфа визначається розкриття тріщин, їх протяжність і площа шліфа. Параметри тріщинуватих порід розраховують за формулами:

$$k_m = A \frac{b^3 l}{F}; \quad (1.31)$$

$$m_m = \frac{bl}{F}; \quad (1.32)$$

$$P = \frac{l}{F}. \quad (1.33)$$

Тут k_m – проникність тріщини, мкм²; A – чисельний коефіцієнт, що залежить від геометрії систем тріщин в породі (для трьох взаємно перпендикулярних систем тріщин $A = 2,28 \cdot 10^6$; для хаотично розташованих тріщин $A = 1,71 \cdot 10^6$); l – протяжність тріщин в шліфі, см; F – площа шліфа, см²; m_m – пористість тріщини, долі од.; P – поверхнева щільність тріщин, 1/см.

Для визначення параметрів тріщинуватості використовуються геологічні, геофізичні і гідродинамічні методи дослідження тріщинуватих порід.

При геологічних методах отримують достовірні відомості про щільність тріщин і їх орієнтованість за даними дослідження тріщинуватості порід у їх відслоненнях на денній поверхні, а також в шахтах та інших гірських виробках. Розкритість поверхневих тріщин схильна до впливу ерозії.

Геофізичні методи дослідження тріщинуватих колекторів ґрунтовані на залежності властивостей потенційних полів (електричних, гравітаційних, пружних та ін.) від параметрів тріщинуватості. Все більше застосовують гідродинамічні методи, засновані на використанні результатів дослідження свердловин. Показники роботи свердловин (залежність дебіту від вибійного тиску, швидкість відновлення тиску в зупиненій свердловині та ін.) залежать від параметрів тріщинуватості колектора.

Численні виміри показують, що тріщинна пористість не перевищує 1 % і часто менша 0,1 % загальної пористості тріщинуватої породи. В протилежність цьому проникність тріщинного колектора визначається пропускною здатністю тріщин, бо тріщинні колектори, як правило, пов'язані зі щільними і крихкими породами, міжзернова проникність блоків яких рідко перевищує 0,1 мкм².

1.8. Нафтогазоводонасиченість колекторів

Вміст в порожнинах гірських порід нафти, газу і води називають насиченістю. Міра насиченості порожнин, що виражається коефіцієнтами нафто-,

газо- і водонасиченості – один з головних параметрів, який враховується при визначенні початкових і поточних запасів нафти і газу та коефіцієнта нафтовіддачі пласта. Від насиченості багато в чому залежить процес багатофазної фільтрації в поровому просторі.

Коефіцієнт нафтонасиченості – це доля об'єму порожнин в гірській породі, заповнених нафтою. Аналогічно визначаються коефіцієнти газо- і водонасиченості.

Загальноприйнята методика кількісного визначення нафтогазоводонасиченості зразків порід оснований на вимірі втрати маси зразка і об'єму відібраної з нього води після екстрагування у вуглеводневому розчині.

При визначенні об'єму відібраної води застосовують прилад, що приведений на рис. 1.6. Прилад складається з колби 4, скляної каліброваної пастки 2, холодильника 1 і скляного циліндра 3 із дном з пористого скла (фільтру). Колба, пастка і холодильник ретельно пришлифовані один до одного для повного виключення витoku пари розчинника.

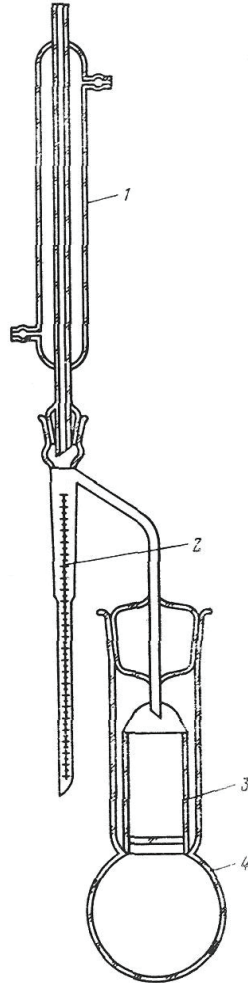


Рис. 1.6. Прилад для визначення нафто-, водо-, газонасиченості порід [2]:
1 – холодильник; 2 – пастка; 3 – воронка; 4 – колба з розчинником

Зразок насиченої породи поміщають в скляний циліндр приладу і зважують разом з циліндром. Наливають в колбу до половини розчинник, встановлюють циліндр із зразком в горловину колби і збирають прилад. У якості розчинника використовують толуол або будь-який інший вуглеводневий розчинник з густиною меншою густини води і температурою кипіння вище 100 °С. Направляють воду в холодильник і включають електропіч. Підігрів колби регулюють так, щоб зразок породи весь час був занурений у розчинник і в той же час розчинник не переливався через край циліндра. Процес перегонки і екстрагування вважають закінченим, якщо припинилося збільшення об'єму води в пастці 2 і розчинник, що зливається з циліндра 3, став абсолютно прозорим.

Після закінчення екстрагування вимикають піч, дають стекти розчиннику з циліндра і визначають об'єм води в пастці. Циліндр разом із зразком витягують з приладу, висушують при температурі 102–105 °С і зважують. Проекстрагований і висушений зразок використовують для виміру об'єму пор в ньому.

Об'єм нафти в зразку V_n обчислюють за формулою [2]

$$V_n = \frac{1}{\rho_n} (P_1 - P_2 - V_e \rho_e), \quad (1.34)$$

де ρ_n – густина нафти; P_1 – маса циліндра із зразком до екстрагування; P_2 – маса циліндра із зразком після екстрагування і сушки; V_e – об'єм води в зразку; ρ_e – густина води.

Коефіцієнти нафто- і водонасиченості зразка (у долях одиниці) рівні:

$$s_n = V_n / V_{пор}, \quad s_e = V_e / V_{пор}. \quad (1.35)$$

Коефіцієнт газонасиченості зразка

$$s_g = 1 - s_n - s_e. \quad (1.36)$$

1.9. Пружні властивості гірських порід

Характер пропорційності між пружними деформаціями і напруженнями залежить від зв'язків між частинками породи і оцінюється пружними властивостями порід.

Для кожного виду прикладеного напруження існує свій коефіцієнт пропорційності між напруженнями і пружними деформаціями, що є пружним параметром породи [5].

Коефіцієнт пропорційності між діючим подовжнім напруженням (стискаючим або розтягуючим) σ і відповідною йому відносною деформацією ε називається модулем пружності (модулем Юнга) E :

$$\sigma = \varepsilon E.$$

Коефіцієнт пропорційності між дотичним напруженням τ і відповідною деформацією зсуву δ' носить назву модуля зсуву G :

$$\tau = G \delta'.$$

Модуль Юнга E і модуль зсуву G відповідають основним видам напружень і деформацій і тому вважаються основними пружними характеристиками породи.

У разі об'ємного напруженого стану породи зв'язок між величиною стискання σ і відносною зміною об'єму $\frac{\Delta V}{V}$ виражається через модуль всебічного стискання K .

На практиці часто користуються ще одним пружним показником порід – коефіцієнтом Пуассона ν . На відміну від усіх попередніх пружних параметрів, він є коефіцієнтом пропорційності лише між деформаціями: відносними подовжніми $\frac{\Delta l}{l}$ і поперечними $\frac{\Delta d}{d}$.

Коефіцієнт Пуассона пов'язаний з величинами E і G рівнянням

$$\nu = \frac{E - 2G}{2G}.$$

Всі модулі мають розмірність напруження Н/м^2 (у системі СІ). Коефіцієнт Пуассона – величина безрозмірна.

Оскільки пружні властивості зв'язані між собою, то для характеристики порід достатньо знати лише два з них. Найчастіше для цього використовують модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона.

Пружні модулі характеризують жорсткість порід, їх здатність чинити опір зовнішнім діям.

Експериментально визначаються два пружних параметри – модуль Юнга E і коефіцієнт Пуассона ν . По них можна розрахувати всі інші пружні параметри однорідної ізотропної породи.

Залежно від того, для яких цілей використовуватимуться пружні параметри, їх визначають або статичним, або динамічним способами. Статичні пружні властивості характеризують породу в досить тривалих процесах дії на неї навантаження, тоді як динамічні – при миттєвих діях навантаження (підривання, ударне буріння і т. ін.).

Найчастіше застосовується метод визначення статичного модуля пружності, який полягає в безпосередньому вимірі деформації стискуваних зразків за допомогою тензометрів.

Вимір коефіцієнта Пуассона також практично зводиться до визначення відносних поперечних і подовжніх деформацій при певних навантаженнях.

Динамічні методи визначення пружних властивостей засновані на дії на породу пружних коливань різної частоти.

Відомий швидкий наближений метод визначення динамічного модуля пружності. При цьому реєструється ефект, що отримується при зіткненні двох пружних тіл (гірської породи і сталеві кульки, що падає з певної висоти). Коефіцієнт відскоку визначається за формулою [5]

$$k_{\text{відс}} = \sqrt{\frac{h}{H}},$$

де h – висота відскоку кульки, см; H – висота падіння кульки, см.

Коефіцієнт відскоку прямо пропорційний модулю пружності.

В лабораторних умовах ультразвуковими методами в основному визначаються динамічні пружні властивості порід – модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона. Для цього досить лише заміряти швидкості проходження хвиль через зразок.

Модуль Юнга може бути обчислений за швидкістю подовжньої хвилі в тонкому стрижні породи:

$$E = \nu^2 \frac{\gamma}{g},$$

де γ – питома вага зразка породи.

У разі прозвучування зразків великих розмірів пружні параметри визначаються по двох швидкостях – ν_p і ν_s [5]:

$$E = \frac{\nu_p^2 \gamma}{g} \cdot \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{(1-\nu)};$$

$$\nu = \frac{\nu_p^2 - 2\nu_s^2}{2(\nu_p^2 - \nu_s^2)}.$$

Існує також резонансний метод виміру E , що полягає у визначенні частоти власних коливань f_0 зразків породи.

Ця частота зв'язана певними співвідношеннями з модулем Юнга породи. Так, для тонкого стрижня довжиною l у разі поширення по ньому подовжніх хвиль

$$f_0 = \frac{1}{2l} \sqrt{\frac{E}{\delta}},$$

або

$$E = 4(f_0 l)^2 \delta,$$

де $\delta = \frac{\gamma}{g}$ – щільність породи.

Поступове підвищення напружень в гірській породі призводить до її руйнування. Величина напружень, при яких відбувається руйнування породи визначає її міцність. Критичні значення руйнуючих навантажень залежать не тільки від властивостей породи, але і від характеру самих напружень. В зв'язку з цим розрізняють межі міцності порід на стискання $\sigma_{ст}$, розтягування σ_p , зсув $\sigma_{зс}$ і згин $\sigma_{зг}$.

Межі міцності мають розмірність напружень Н/м² (в системі СІ).

Визначення межі міцності гірських порід на стискання провадиться на пресах. Роздавлюванню піддають зразки кубічної, циліндричної або іншої форми. На результаті дослідів позначається масштабний чинник, оскільки граничні умови на торцях зразка змінюють його напружений стан. При дуже малій висоті зразка усередині нього виникають замість простого стиснення всебічні стискуючі зусилля, що штучно збільшують отримане значення $\sigma_{ст}$. Тому для уникнення розкиду даних, визначення міцнісних властивостей провадиться на зразках однакового розміру.

Щоб умови досліду наблизити до стану ідеального стиснення, застосовують еластичні прокладки або мастила між торцями зразка і пуансонами преса, причому коефіцієнт поперечного розширення прокладок близький до такого ж коефіцієнта зразка, що досліджується. Тому на торцях не виникають великі зусилля тертя, що перешкоджають вільному розширенню зразка в сторони. В результаті руйнівне навантаження знижується на 40–65 % [5].

Визначення межі міцності на розтягування провадиться з допомогою розривної машини. Зразок гірської породи у вигляді стрижня (призматичного або циліндричного) закріплюється в захватах машини, після чого навантаження поступово збільшують до моменту руйнування зразка.

Дуже простий приблизний метод визначення σ_p розчавлюванням циліндричного зразка породи по твірній. Розкол зразка 1, розташованого під пуансоном преса 2, відбувається в діаметральній площині (рис. 1.7).

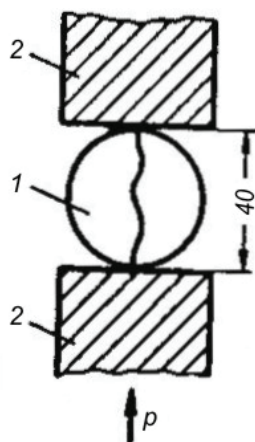


Рис. 1.7. Визначення межі міцності на розтягування роздавлюванням циліндричного зразка по твірній [5]

Межа міцності на розтягування визначається за формулою [5]

$$\sigma_p \approx \frac{2F}{\pi Dh}, \text{ кГ/см}^2,$$

де F – навантаження на зразок, кГ; D – діаметр зразка, см; h – висота зразка, см.

Найчастіше при випробуваннях порід на міцність фіксують не лише максимальні навантаження, але і деформації породи аж до моменту руйнування. Отримані діаграми «навантаження – деформація» дозволяють, одночасно з межами міцності, встановити модуль Юнга, межу пружних деформацій, характер і роботу, що витрачена на руйнування породи.

Знання механічних властивостей гірських порід при експлуатації нафтових і газових свердловин необхідне у зв'язку з тим, що стовбур свердловини стикається безпосередньо з гірською породою і зміни в гірській породі при зміні тиску і під дією фільтраційних потоків можуть чинити безпосередню дію на колону. Це, у свою чергу, пред'являє певні вимоги до міцності колони. Крім того, при проектуванні проведення в свердловині різних технологічних заходів щодо дії на привибійну зону пласта необхідно враховувати вищеприведені механічні характеристики пласта, а також коефіцієнт об'ємної пружності, який визначається дослідним шляхом за формулою [3]

$$\beta = -\Delta V_{пор} / (V_0 \Delta p),$$

де β – коефіцієнт об'ємної пружності породи, 1/Па; $\Delta V_{пор}$ – зміна об'єму пор в зразку

породи при зміні тиску на Δp , м^3 ; V_0 – об'єм зразка породи, м^3 .

Знак « \rightarrow » вказує на те, що додатному приросту тиску відповідає від'ємний приріст об'єму.

Коефіцієнт об'ємної пружності визначає у відносних величинах зміну об'єму при зміні тиску на 1 Па. Лабораторні і промислові дослідження показують, що величина коефіцієнта об'ємної пружності для нафтогазовміщуючих пластів змінюється від $0,3 \cdot 10^{-10}$ до $2 \cdot 10^{-10}$ $\text{м}^2/\text{Н}$.

Коефіцієнт об'ємної пружності використовується в розрахунках з дослідження свердловин, а також при математичному описанні процесів фільтрації рідини (газу) в пластах при зміні тиску.

1.10. Пружні коливання в породах і їх акустичні властивості

В практиці розробки нафтових родовищ останніми роками зростає об'єм технологічних операцій, пов'язаних із збудженням в пласті пружних коливань і хвильових процесів. Підвищення дебітів видобувних і поглинальної здатності нагнітальних свердловин при цьому досягається шляхом обробки привибійної зони пласта гідравлічними і акустичними вібраторами, які збуджують в колекторі хвилі тиску, що сприяє виникненню нових і розкриттю наявних тріщин в породі, збільшує провідність присвердловинної частини пласта для рідини і газу. Встановлено також, що при прогріванні пласта електродомачами для видалення з пор парафіну і смол, процес передачі тепла вглиб пласта значно інтенсифікується, якщо поєднати теплову обробку порід з ультразвуковою.

Потужні коливальні процеси збуджуються в колекторах нафти при вибухах атомних пристроїв і різних вибухових речовин, що застосовуються для впливу на пласт з метою збільшення його нафтовіддачі. Тому акустичні параметри порід використовуються в даний час в зростаючому об'ємі для прогнозування результатів різних технологічних процесів, пов'язаних із збудженням в пласті пружних коливань. Останні є процесом поширення в породах пласта пружних деформацій із змінним знаком.

Акустичними параметрами породи прийнято називати величини, які характеризують їх властивості передавати (поширювати) пружні коливання: швидкість поширення пружних хвиль, коефіцієнт поглинання пружних коливань, хвильовий опір, здатність порід відбивати і заломлювати хвилі.

У промисловій практиці доводиться зустрічатися з пружними хвилями різної частоти: більше 20 000 Гц – ультразвукові, від 20 до 20 000 Гц – звукові, до 20 Гц – інфразвукові. Сейсмічні хвилі низької частоти з'являються при вибухових роботах в свердловинах.

Під впливом вібраторів, що працюють в свердловині, в пласті поширюються подовжні і поперечні пружні хвилі. Перший вид хвиль характеризується подовжнім поширенням в незцементованій породі і рідинному середовищі деформацій об'ємного стискання і розтягування попеременно. В твердих тілах вібратори викликають поперечні деформації зсуву – у вигляді поперечних пружних хвиль.

Швидкості поширення подовжньої v_p і поперечної v_s пружних хвиль залежать від пружних характеристик породи і визначаються за формулами [1]

$$v_p = \sqrt{\frac{E}{\rho} \frac{(1-\nu)}{(1+\nu)(1-2\nu)}};$$

$$v_s = \sqrt{\frac{G}{\rho}} = \sqrt{\frac{E}{2\rho(1+\nu)}},$$

де ρ – щільність породи.

Незцементовані піски мають слабе внутрішнє тертя і чинять невеликий опір зсувним зусиллям. Тому в них, як і в рідинному середовищі, виникають лише подовжні хвилі.

В разі консолідованих осадових порід співвідношення швидкостей подовжніх і поперечних хвиль знаходиться в межах $v_p/v_s = 1,5-14$ (зростаючи для маломіцних порід із значною пористістю у зв'язку з властивими їм низькими значеннями опору зсуву).

Швидкість поширення пружних хвиль практично не залежить від їх частоти. Із зростанням модуля Юнга E швидкості подовжніх і поперечних хвиль збільшуються. Підвищення величини коефіцієнта Пуассона супроводжується зростанням швидкості подовжніх хвиль і зменшенням швидкості поперечних. Тому швидкість пружних хвиль в пористих породах значно менша, ніж в щільних.

Інтенсивність пружних хвиль у міру їх поширення в пласті зменшується внаслідок розсіювання їх енергії у різних напрямках в зонах неоднорідної будови і витрати на подолання сил тертя часток в процесі деформації порід.

Амплітуда пружних коливань залежно від відстані, пройдені хвилею від джерела випромінювання, затухає за експоненціальним законом

$$A = A_0 e^{-\theta x},$$

де A – поточна амплітуда коливань; A_0 – початкова амплітуда коливань; θ – коефіцієнт поглинання; x – відстань від джерела випромінювання.

Якщо позначити відстань, в межах якої амплітуда зменшується в e разів, через x_0 , то

$$\theta x_0 = 1 \quad \text{і} \quad \theta = \frac{1}{x_0}.$$

Коефіцієнт поглинання θ залежить від пружних характеристик породи і частоти коливань ω . Із зростанням частоти ω коефіцієнт поглинання θ інтенсивно збільшується (інколи за квадратичним законом) [1]:

$$\theta = \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \eta}{v^3 \rho},$$

де η – коефіцієнт внутрішнього тертя породи; v – швидкість пружної хвилі; ρ – щільність породи.

За експериментальними даними із збільшенням пористості порід коефіцієнт поглинання θ зростає.

Добуток щільності порід на швидкість пружної хвилі прийнято називати питомим хвильовим опором $z = \rho v$ (питомим акустичним імпедансом). Ця величина пов'язана із здатністю матеріалу гірських порід відображати і заломлювати пружні хвилі. Віддзеркалення і заломлення хвиль при збудженні коливальних процесів в свердловинах спостерігаються під час переходу пружної хвилі з рідинного середовища, що заповнює свердловину, в пласт і на границях пористих середовищ з різними акустичними властивостями.

Коефіцієнтом відбиття прийнято називати відношення $K_{від} = E_e / E_n$, де E_n і E_e – енергія падаючої і відбитої хвиль, відповідно.

Із збільшенням різниці в хвильових опорах двох середовищ z_1 і z_2 зростає і коефіцієнт відбиття [1]

$$K_{від} = \left(\frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2} \right)^2.$$

Тому, під час переходу звукової хвилі з нафти або води (середовища з малим хвильовим опором) в породу (середовище з великим хвильовим опором) відбивається до 80–85 % енергії хвилі.

Вважається, що відбиття пружних хвиль від границь розділу відбувається за законами оптики. Акустичні характеристики деяких гірських порід приведені в табл. 1.1.

Таблиця 1.1. Акустичні характеристики гірських порід [7]

Порода	Щільність ρ , кг/м ³	Швидкість подовжньої хвилі v_p , м/с	Швидкість поперечної хвилі v_s , м/с	Коефіцієнт поглинання θ		Питомий хвильовий опір $z \cdot 10^{-5}$ кг/(м ² ·с)
				подовжньої хвилі, 1/м	поперечної хвилі, 1/м	
Граніт	2710	5100	2690	0,130	0,22	–
Пісковик	2500	3500	1865	0,264	1,09	–
Алевроліт	2600	1610	–	–	–	42,0
Вапняк	2300–3000	3200–5500	–	–	–	73–165

Методи визначення акустичних параметрів

Зазвичай визначають швидкості поширення подовжніх v_p і поперечних v_s хвиль та коефіцієнт їх поглинання θ в породах. Оскільки швидкості пружних хвиль в породах обумовлені пружними властивостями, то, відповідно, v_p і v_s є похідними параметрами і при відомих E і ν визначати їх немає необхідності. Частіше поступають навпаки, оскільки визначення швидкостей пружних хвиль значно простіше, ніж пружних параметрів. Більш того, за визначеними швидкостями хвиль можна обчислити пружні показники порід в масиві і при підвищених температурах та тиску, тобто там, де дуже важко визначити їх безпосередньо.

Швидкість пружних хвиль визначають по проходженню через зразок породи (або цілик у виробничих умовах) ультразвуку певної частоти. На осцилографі фіксується час t проходження імпульсу через зразок. Вимірявши довжину зразка l , обчислюють швидкість пружної хвилі. Для досягнення більшої точності довжина зразка повинна перевищувати довжину хвилі принаймні в 4–5 разів. Найлегше виміряти швидкість подовжньої хвилі, оскільки остання має найбільшу швидкість і приходить до приймача першою. В результаті на осцилографі чітко виділяється момент прийняття хвилі. Швидкість поперечної хвилі нижча і тому момент її прийняття на осцилографі виявити дуже важко. Зважаючи на це, часто використовують інші методи визначення пружних властивостей. Так, наприклад, застосовується імерсійний метод, заснований на різних критичних кутах повного внутрішнього відбиття подовжніх і поперечних хвиль [5]. Як відомо, в рідині поширюються лише подовжні хвилі, швидкість яких визначається легко. Якщо в рідину занурити зразок породи і виміряти час проходження подовжньої пружної хвилі в системі «рідина – порода», то швидкість подовжньої хвилі v_p дорівнює

$$v_p = \frac{h}{t_1 - \frac{L-h}{v_p}}$$

де h – товщина зразка; t_1 – час проходження ультразвуку через систему «рідина – зразок»; L – відстань між ультразвуковими давачами; v_p – швидкість поширення звуку в рідині (рис. 1.8, *a*).

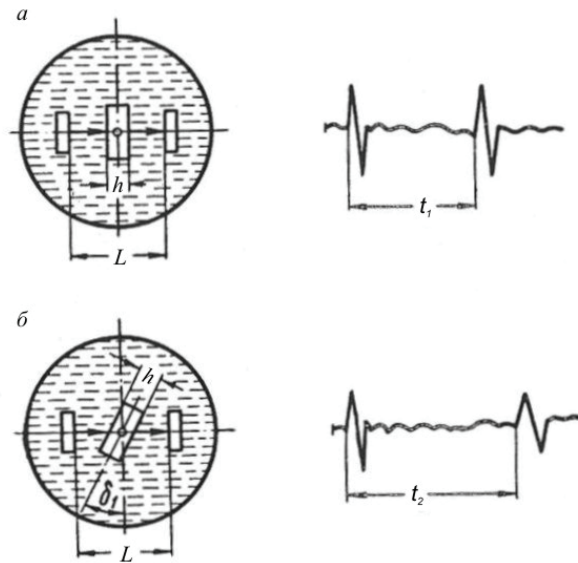


Рис. 1.8. Визначення швидкості пружних хвиль в породах імерсійним способом [5]:
a – визначення швидкості подовжніх хвиль; *б* – визначення швидкості поперечних хвиль при повному внутрішньому відбитті подовжніх

Якщо після цього повертати зразок до появи повного внутрішнього відбиття подовжньої хвилі, то на пристрій потраплятиме лише поперечна хвиля і, відповідно, можна чітко зафіксувати момент її приймання (рис. 1.8, *б*).

Коефіцієнт поглинання θ ультразвуку можна визначити катодним вольтметром, вимірявши інтенсивність прийнятого пружного імпульсу, що пройшов через зразки різної довжини, виготовлені з однієї і тієї ж породи

$$\theta = \frac{1}{l_2 - l_1} \ln \frac{I_1}{I_2},$$

де I_1 і I_2 – інтенсивності прийнятих коливань для зразків завдовжки l_1 і l_2 , відповідно.

1.11. Пружні зміни властивостей колекторів у процесі розробки та експлуатації нафтових і газових родовищ

Важливе значення в процесі розробки нафтових і газових родовищ мають деформації порід, що відбуваються внаслідок зміни пластового тиску, який може зменшуватися з часом і знову відновлюватися при штучних методах підтримки відповідного тиску в покладі.

Розглянемо елемент породи, що поміщений в непроникну еластичну оболонку і знаходиться під дією гірського тиску σ . При цьому пори пласта насичені рідиною під тиском p (рис. 1.9).

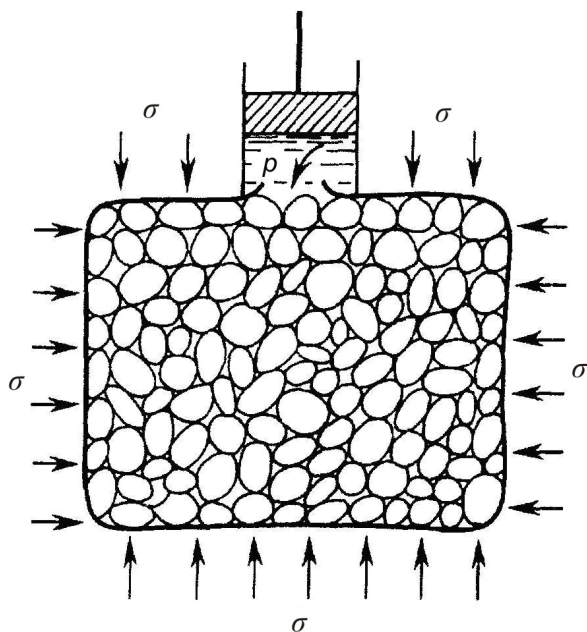


Рис. 1.9. Схема прояву гірського і ефективного тисків в елементі породи [1]

До початку експлуатації покладу тиск пласта рідини сприяє зменшенню навантаження, що передається на скелет породи від маси вищерозміщених відкладів (якщо покривля пласта непроникна). Тоді тиск на скелет породи (ефективний тиск) дорівнює

$$\sigma_{ef} = \sigma - p .$$

При вилученні нафти на поверхню пластовий тиск p падає і тиск на скелет порід σ_{ef} збільшується.

Встановлено, що з падінням пластового тиску об'єм порового простору пласта зменшується внаслідок пружного розширення зерен породи і зростання стискуючих зусиль, що передаються на скелет від маси вищерозміщених порід. При цьому зерна породи зазнають додаткової деформації і пористість середовища зменшується внаслідок перерозподілу зерен, щільнішої їх упаковки і зміни структури пористого середовища.

Деякі із згаданих процесів, що викликають зміни об'єму пор, є зворотними. Наприклад, пружне розширення зерен цементу і їх деформації у бік порожнин, не зайнятих твердою речовиною, під дією маси вищерозміщених порід. Інші процеси, такі як перегрупування зерен, ковзання їх по поверхні зіткнення, руйнування і дробіння зерен, незворотні. В результаті із зростанням пластового тиску з'являються значні залишкові деформації і пористість порід не відновлюється. Такі деформації порід характерні для глибокозалягаючих пластів.

Об'єм V зовнішнього скелета пористого середовища складається з об'ємів твердої фази V_m і порового простору V_n і тому зі зміною в породах середнього нормального напруження σ і пластового тиску p відбуваються пружні зміни всіх трьох величин. Тоді об'ємна деформація порід при всебічному стисканні описується трьома коефіцієнтами стисливості, які визначають за співвідношеннями [1]:

$$\beta = -\frac{1}{V} \left[\frac{\partial V}{\partial(\sigma - p)} \right]_p ; \quad (1.37)$$

$$\beta_n = -\frac{1}{V_n} \left[\frac{\partial V_n}{\partial(\sigma - p)} \right]_p ; \quad (1.38)$$

$$\beta_m = -\frac{1}{V_m} \left[\frac{\partial V_m}{\partial(\sigma - p)} \right]_{(\sigma - p)} , \quad (1.39)$$

де β , β_n і β_m – коефіцієнти стисливості породи, пор і твердої фази.

Індекси при дужках вказують на умови визначення частинних похідних: при постійному p або постійній різниці напружень $(\sigma - p)$.

Очевидно, що коефіцієнти стисливості мають розмірність $[\beta] = \text{Па}^{-1}$.

Об'ємна деформація колекторів в реальних умовах при всебічному стисканні залежить одночасно від різниці $(\sigma - p)$ і від тиску в порах p . Ефективне напруження $(\sigma - p)$ визначає деформацію зовнішнього скелета породи, а зміна тиску в пласті – деформацію твердої фази. Тоді, з урахуванням формул (1.37)–(1.39), відносні сумарні пружні деформації скелета, пор і твердої фази визначатимуться за співвідношеннями

$$\frac{\partial V}{V} = \beta d(\sigma - p) + \beta_m dp ; \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial V_n}{V_n} = \beta_n d(\sigma - p) + \beta_m dp ; \quad (1.41)$$

$$\frac{\partial V_m}{V_m} = \frac{1}{(1 - m)} \beta_m d(\sigma - p) + \beta_m dp , \quad (1.42)$$

де m – відкрита пористість колектора.

Між β , β_n і β_m існує зв'язок:

$$\beta = m\beta_n + \beta_m . \quad (1.43)$$

Особливе значення в процесах, що протікають в пластах при експлуатації нафтових, газових і водоносних горизонтів, має коефіцієнт об'ємної пружності пласта β_c :

$$\beta_c = \frac{1}{V} \frac{\partial V_n}{dp} = m\beta_n . \quad (1.44)$$

Із (1.41) і (1.43) знайдемо

$$\beta_c = m\beta_n \left(1 - \frac{\partial \sigma}{dp} \right) - m\beta_m . \quad (1.45)$$

Коефіцієнт β_c інколи визначають, змінюючи тиск рідини в порах при $\sigma = \text{const}$. В цьому випадку формула (7.45) має вигляд [1]

$$(\beta_c)_\sigma = m(\beta_n - \beta_m), \quad (1.46)$$

або

$$\beta_c = (\beta_c)_\sigma - m\beta_n \frac{d\sigma}{dp}. \quad (1.47)$$

За формулами (1.44)–(1.47) можна визначити коефіцієнт об'ємної пружності пласта β_c , якщо відомий з лабораторних даних коефіцієнт стисливості пор β_n . В табл. 1.2 приведені коефіцієнти стисливості пор деяких осадових порід при різних значеннях ефективного тиску. Крім того, вказані глибини залягання порід (h), що відповідають ефективному тиску на скелет породи.

Таблиця 1.2. Коефіцієнти стисливості пор β_n деяких осадових порід [6]

Породи	β_n , 1/ГПа				
	$\sigma_{\text{ефб}} = 8,0$ МПа $h = 300\text{--}500$ м	$\sigma_{\text{ефб}} = 16,0$ МПа $h = 650\text{--}1000$ м	$\sigma_{\text{ефб}} = 32,0$ МПа $h = 1300\text{--}2000$ м	$\sigma_{\text{ефб}} = 64,0$ МПа $h = 2500\text{--}4000$ м	$\sigma_{\text{ефб}} = 96,0$ МПа $h = 4000\text{--}6000$ м
Пісковики, зцементовані глинистим цементом	1,15	0,95	0,45	0,35	0,25
Пісковики і алевроліти, міцно зцементовані глинисто-карбонатним цементом	2,75	1,50	0,70	0,32	–
Сильно ущільнені аргіліти	2,45	1,45	0,75	0,32	–

При практичних оцінках β_c деяких порід коефіцієнтом стисливості β_m можна нехтувати у зв'язку з його малим значенням.

Як впливає з вищепроведених формул, для визначення β_c в умовах залягання реальних колекторів необхідно знати характер зміни напруженого стану порід в пласті при зміні пластового тиску ($d\sigma/dp$). Ця величина залежить від глибини залягання пласта і тектонічних умов (початкового напруженого стану гірських порід), пружних властивостей та ін. У простому випадку (якщо нехтувати відносними бічними зсувами порід при деформації) величину $d\sigma/dp$ можна визначити із співвідношення [1]

$$\frac{d\sigma}{dp} = \frac{2}{3} \left(\frac{1-2\nu}{1-\nu} \right) \left[1 - \frac{\frac{\beta_m}{m\beta_n}}{1 + \frac{\beta_m}{m\beta_n}} \right].$$

За розрахунками В.М. Добриніна, при коефіцієнті Пуассона $\nu = 0,2$ значення $d\sigma/dp$ змінюється від 0,25 до 0,5, якщо $\beta_m/m\beta_n$ знаходиться в межах 0–1.

У зв'язку із специфікою будови порід карбонатних тріщинуватих колекторів їх стисливість, як правило, вища ніж зернистих порід.

На рис. 1.10 приведена схема приладу, що дозволяє визначити коефіцієнт об'ємної пружності β_c зразків гірських порід.

Прилад складається з камери високого тиску 1, в яку вставляється зразок керну 2, поміщений в еластичну непроникну оболонку 3. Заздалегідь керн насичується під вакуумом рідиною (водою). Після встановлення кришки 4 приладу «гірський» тиск в камері 1 довокола оболонки створюється пресом 5. Зміна об'єму зразка породи

реєструється за шкалою преса 5, а зміна об'єму пор – по об'єму рідини, витісненої з керна в калібрований капіляр 6.

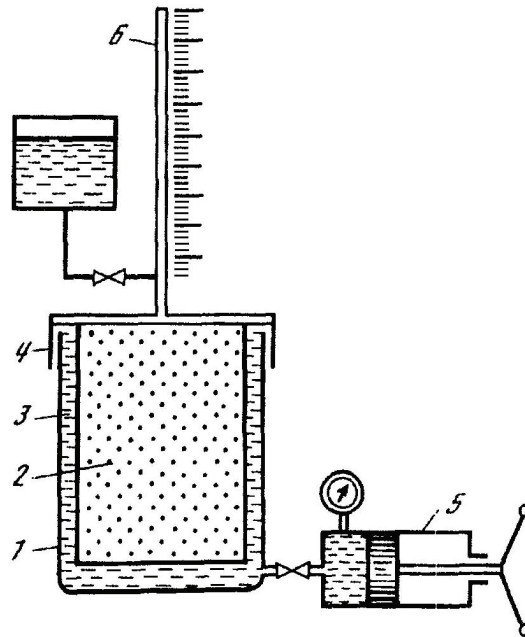


Рис. 1.10. Схема приладу для визначення коефіцієнта об'ємної пружності порід β_c [1]

Коефіцієнт об'ємної пружності тріщинуватих порід за кернами визначити не вдається, оскільки керновий матеріал не є показовим з точки зору реальної будови, розкритості та інших характеристик тріщин. Для тріщинуватих порід β_c визначається за результатами розробки покладів з урахуванням їх об'єму, кількості вилученої рідини і падіння пластового тиску.

1.12. Пластичні і реологічні властивості гірських порід

Дуже часто руйнування гірських порід відбувається за межами області пружних деформацій – в області пластичного стану, що характеризується появою в породах значних залишкових деформацій.

Пластичні деформації пояснюються переміщенням дислокацій, причому вони починаються від місць порушення структури в кристалі і поширюються по площині ковзання поступово, не руйнуючи кристалічної структури речовини.

У гірських породах поряд з цим спостерігається взаємне переміщення досить великих об'ємів, обжимання, зминання і т. ін. Таким чином, досить часто явища пластичності, що розглядаються в породах, не збігаються з поняттям пластичності, що існує в фізиці твердого тіла, оскільки, строго кажучи, ряд явищ, що викликають в породах залишкові деформації, слід віднести до руйнівних деформацій (квазіпластичність) [5].

Максимальне напруження, при якому ще не виявляються залишкові деформації, називається межею пружності даної породи.

У випадку ідеально пластичного тіла за межею пружності тіло починає пластично текти – деформація зростає при постійному напруженні. Більшість

гірських порід відносяться до тіл, що зміцнюються, – в них для підтримки пластичних деформацій необхідно підвищувати напруження.

Відмінною рисою пластичної деформації від руйнівної є те, що перша відбувається без порушення суцільності породи. В результаті на додаткову деформацію пластичної породи з метою її руйнування витрачається більша кількість енергії, ніж на руйнування пружної (крихкої) породи з тією ж межею міцності.

Таким чином, слід врахувати, що підвищення межі міцності порід не завжди утруднює їх розробку. Високоміцні, але крихкі породи значно легше піддаються динамічному руйнуванню (наприклад, підриванню), ніж слабкіші, але високопластичні породи. Для характеристики останніх існує поняття в'язкості. Найважче руйнуються породи, що мають високе значення межі на стискання σ_{cm} і значну пластичність (деякі типи базальтів).

Як правило, модуль Юнга більш пластичних порід нижчий, ніж для порід менш пластичних.

Пластичність залежить від мінерального складу гірських порід. Наявність жорстких кварцових зерен і польового шпату в породі зменшує її пластичність.

Пластичні властивості порід входять до групи реологічних, проте, слід підкреслити їх відмінну рису. Пластичні властивості – це властивості, що характеризують стан і поведінку порід при напруженні, що перевищує межу пружності, тоді як під реологічними розуміють властивості, що характеризують зміну всіх механічних характеристик породи при тривалій дії на неї навантажень.

Одна з основних реологічних властивостей порід – це повзучість. Повзучість (крип) – явище поступового зростання деформації породи при постійному напруженні.

Зовні явище повзучості схоже на пластичну течію. Але остання відбувається лише за межами зони пружності і при зростаючому напруженні, тоді як перша може проявлятися при напруженні, що не перевищує межі пружності при досить тривалій дії навантаження. Таким чином, повзучість – окремий випадок пластичності при $d\sigma/dt = 0$ [5].

Явище, зворотне повзучості, – поступове зниження напружень в породі при постійній її деформації носить назву релаксації напружень. Релаксація є повзучістю при напруженні, яке зменшується пропорційно наростаючій пластичній деформації. В цьому випадку пружні деформації, що з'явилися в породі при первинному навантаженні, поступово переходять в пластичні.

В результаті після зняття навантаження зразок не відновлює своєї первинної форми, не дивлячись на те, що вихідне напруження не перевищувало межі пружності породи.

Час, протягом якого напруження зменшується в e разів, називається періодом релаксації t_0 .

Використовуючи t_0 , закон зміни напруження σ_t в породі з часом t можна записати у вигляді експоненціальної залежності

$$\sigma_t = \sigma_0 e^{-\frac{t}{t_0}}.$$

Період релаксації для більшості гірських порід великий і для характеристики реологічних властивостей порід часто використовують відносний показник падіння напружень в породі R' за певний період (тиждень, місяць і т. ін.) [5]:

$$R' = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1} \cdot 100\% ,$$

де σ_1 – напруження у випробовуваному зразку в момент прикладення навантаження; σ_2 – напруження в зразку після закінчення певного періоду.

Розгляд повзучості і релаксації порід показує, що існує загальна закономірність зміни властивостей порід з часом дії на них навантаження – чим довша дія навантаження на породи, тим меншими стають пружні властивості порід (модуль Юнга, межа пружності) і тим значніше виявляються їх пластичні властивості.

1.13. Вплив тиску на колекторські властивості порід

В умовах залягання порід в пласті їх колекторські властивості внаслідок стисливості відрізняються від властивостей на поверхні.

У першому наближенні пружну зміну пористості порід зі зміною тиску в інтервалі $p_1 - p$ можна обчислити за формулою [1]

$$\frac{m(\sigma-p)}{m(\sigma-p_1)} \approx \left[\frac{(\sigma-p_1)}{(\sigma-p)} \right]^{\beta_n(\sigma-p_1)} , \quad (1.48)$$

де $m(\sigma-p)$ і $m(\sigma-p_1)$ – коефіцієнти пористості пласта при значеннях ефективних напружень, відповідно, $(\sigma-p)$ і $(\sigma-p_1)$.

За результатами досліджень, при тиску близько 15 МПа, пористість пісковиків зменшується на 20 %, щільних аргілітів – приблизно на 6 %.

У ряді випадків зміна пористості при дії ефективного напруження описується експоненціальною залежністю

$$m = m_0 \exp[-\beta_n(\sigma - \sigma_0)] ,$$

де m_0 – пористість при початковому ефективному напруженні σ_0 ; β_n – коефіцієнт стисливості пор

$$\beta_n = \beta_c / m_0 ,$$

де β_c – коефіцієнт об'ємної пружності породи. При невеликих значеннях $(\sigma - \sigma_0)$ формулу (1.48) можна замінити співвідношенням [1]

$$m = m_0 [1 - \beta_n(\sigma - \sigma_0)] = m_0 - \beta_c(\sigma - \sigma_0) .$$

Значно схильніша до зміни проникність гірських порід. Якщо вважати, що коефіцієнт пористості змінюється лише внаслідок зменшення або збільшення об'єму пор породи, залежність пружних змін проникності для щільних порід від тиску можна виразити співвідношенням [1]

$$\frac{k(\sigma-p)}{k(\sigma-p_1)} \approx \left[\frac{(\sigma-p_1)}{(\sigma-p)} \right]^n ,$$

де $k(\sigma-p)$ і $k(\sigma-p_1)$ – коефіцієнти проникності породи, що знаходиться під дією тиску $(\sigma-p)$ і $(\sigma-p_1)$;

$$n = 2 \frac{(3 + \alpha)}{(2 + \alpha)} \beta_n (\sigma - p_1).$$

де α – коефіцієнт, що характеризує структуру порових каналів. Для зцементованих пісковиків α знаходиться в інтервалі – 1,25–1,8.

За результатами досліджень, коефіцієнт проникності при пружній деформації, наприклад, піщано-глинистих порід, що залягають на глибині 1 300–2 000 м, може зменшуватися в порівнянні з даними, отриманими за атмосферних умов, на 10–40 %.

Деформації гірських порід можуть супроводжуватися пластичними явищами. При цьому порода при знятті з неї напруження не відновлює свою геометрію і, внаслідок залишкових деформацій, змінюються її пористість і проникність. Істотні незворотні деформації порід можуть відбуватися в глибокозалягаючих нафтових і газових пластах внаслідок зростання ефективного тиску ($\sigma - p$) і зменшення пластового тиску p в процесі розробки родовищ, що істотно позначається на процесах фільтрації рідини. Ці явища враховуються в теорії пружно-пластичного режиму пласта.

1.14. Зміна міцності і деформаційності порід внаслідок високого всебічного тиску і температури

Гірські породи в умовах природного залягання перебувають в об'ємному (всебічному) напруженні. Гравітаційні навантаження на платформах можуть досягати 120–150 МПа, в геосинклінальних зонах 400–500 МПа і більше. Тектонічні сили викликають напруження до кількох тисяч мегапаскалів. Температура осадових порід на платформах на великих глибинах у більшості випадків не перевищує 30–45 °С, інколи досягає 85–90 °С. У геосинклінальних зонах вона значно вища.

Дані про вплив всебічного тиску на властивості скельних і напівскельних порід показують, що при рівномірному всебічному стисканні, тобто при $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3$, у міцних порід виявляється пружна зміна об'єму, а у маломіцних і пористих – залишкова. Пружна зміна об'єму у міцних гірських порід навіть при великому всебічному стисканні (до 2 000 МПа) є незначною у порівнянні з їхнім початковим об'ємом [8].

При зменшенні у складі гірських порід кількості кварцу, слюд і польових шпатів та збільшенні залізо-магнезійних силікатів їхня стисливість зменшується. Кислі породи стискаються більше, ніж основні. Стисливість основних порід як при малих, так і при особливо великих тисках, приблизно відповідає середній стисливості породоутворюючих мінералів. Все це показує, що структурні зв'язки у кислих породах більш податливі, ніж у основних.

При високому всебічному стисканні скельних і напівскельних порід помітно підвищується їхня міцність, пружність і пластичність. В цьому випадку збільшення міцності порід проявляється в тому, що вони, не руйнуючись, витримують навантаження значно більші, ніж при нормальному тиску.

Помітно змінюється і характер руйнування порід. Гірські породи, крихкі за нормальних умов, стають пластичними при високому всебічному тиску.

Спостереження ряду дослідників показали, що вплив температури на деформацію гірських порід (при підвищенні її до 200 і навіть до 500 °С) є незначним. Однак слід вважати, що механічні деформації гірських порід, які супроводжуються більш значним підвищенням температури, повинні сприяти

метаморфічним процесам. Необхідно зазначити, що на деформацію твердих гірських порід великий вплив має присутність у них порової води. Ця вода відіграє роль мастила при гранулярних пересуваннях і полегшує розвиток пластичних деформацій. За відсутності води навіть у дуже пластичних породах поряд із пластичною проявляється і крихка деформація. Важливо також враховувати, що рівномірні всебічний і однобічний тиски, накладені на гірську породу, викликають зовсім різні ефекти. Одне всебічне стискання підвищує щільність породи, знижує її проникність для розчинів і газів і підвищує температуру кристалізації мінералів. Накладення додаткового орієнтованого тиску підвищує проникність порід, знижує температуру кристалізації мінералів та істотно впливає на зміну мікроструктури і текстури гірських порід. В цьому випадку спостерігається поява катакlastичних структур, структур пластичної течії, кристалізаційної сланцюватості, виникнення орієнтування мінералів. Різні мінерали мають різну здатність до пластичних деформацій. Так, наприклад, часто спостерігається, що в катакlastованих ділянках граніту зерна кварцу і польового шпату роздріблені, в той час як слюди не мають тріщин, вигнуті і пластично деформовані [8].

В.В. Булатов [9] на підставі великої кількості експериментальних робіт дійшов наступних висновків.

1. Твердість глинисто-карбонатних порід істотно залежить від всебічного стискання. Чим менша твердість породи, тим помітніший вплив на неї всебічного тиску. Особливо інтенсивне зростання твердості при тиску 70–80 МПа.

Для піщано-алевролітових гірських порід закономірності зміни твердості при підвищенні всебічного тиску ті самі, але найбільше підвищення твердості порід спостерігається при тиску від 30 МПа і вище.

2. Пластичні властивості глинисто-карбонатних порід змінюються в умовах всебічного тиску таким чином.

З підвищенням всебічного тиску межа текучості і коефіцієнт пластичності порід збільшуються, при цьому темп «зміцнення» порід під штампом зростає. Чим вищий коефіцієнт пластичності породи, тим помітніший вплив тиску на його зростання. Із збільшенням тиску темп зростання коефіцієнта пластичності знижується.

В.В. Булатовим [10] встановлена залежність механічних властивостей гірських порід, визначених методом вдавлення, від спільного впливу тиску і температури. Встановлено, що вапняки верхньої крейди, які знаходяться в умовах високої температури, із зростанням тиску переходять до категорії порід, що не мають крихкого руйнування. Очевидно, на глибині залягання верхньої крейди (3 500–6 000 м) відбулося деяке розуцільнення порід.

Із збільшенням тиску межа текучості порід при температурі 150 °С зростає. Темп зростання межі текучості перевищує темп збільшення тиску. Межа текучості і твердість порід при постійному тиску (30 МПа) зменшуються із зростанням температури. При постійній температурі із зростанням тиску умовний коефіцієнт пластичності гірських порід збільшується; найбільш інтенсивне його зростання прослідковується до тиску 20–25 МПа. При постійному тиску із зростанням температури коефіцієнт пластичності знижується, особливо інтенсивно при збільшенні температури до 100 °С.

Неоднозначна поведінка твердості і пластичності гірських порід зі зростанням глибини говорить про те, що в період раннього осадконакопичення основною руйнівою силою, що призвела до підняття гірських порід, зокрема глин, був газ, що надходив із надр землі на її поверхню. На останньому етапі формування земної кори

продовжувалося осадконакопичення, що призвело до того, що вага вищерозміщених порід і створюваний ними напружений стан виявився рівним силі газу, який піднімав вгору гірські породи. Це призвело до того, що розуцільнення порід газом закінчилося, а подальше осадконакопичення викликало у вищерозміщених породах ущільнення і напружений стан, який існує і в даний час. Глибина залягання порід, в яких спостерігається перехід від їх ущільнення до розуцільнення визначається температурою (біля 100 °С), про що свідчать дані по твердості і пластичності глин. Тому найбільш достовірні дані по цих параметрах знаходяться в інтервалі залягання порід від поверхні до глибини, на якій існує ця температура [11].

Розділ 2

ПРИВИБІЙНА ЗОНА ПРОДУКТИВНОГО ПЛАСТА

2.1. Причини, що спричинюють забруднення привибійної зони пласта

Фактична продуктивність нафтових свердловин істотно менша їх потенційних можливостей. Причин цьому багато – починаючи від зміни напруженого стану порід-колекторів в привибійній зоні пласта (ПЗП) до зміни їх фільтраційних властивостей під впливом існуючих технологій буріння і розробки, внаслідок чого відбувається погіршення умов припливу нафти з пласта в свердловину.

Зниження продуктивності пластів унаслідок погіршення фільтраційних властивостей привибійної зони пласта кількісно характеризує гідродинамічний показник – відношення продуктивностей свердловини до і після погіршення фільтраційних властивостей привибійної зони. Через погіршення фільтраційних властивостей привибійних зон пластів продуктивність свердловин на нафтових родовищах України знижена у 2–12 разів, в Республіці Комі і на Самотлорському родовищі – у 23–27 разів, в Республіці Білорусь – у 18 разів. Після закінчення буріння і освоєння свердловин більше 50 % всіх пластів мають продуктивність пониженою в два рази проти потенційно можливої, в 25 % – в чотири рази, і в 10 % – в 10–30 разів [12].

Експлуатація свердловин призводить до зменшення їх продуктивності, що пов'язано з поступовим зниженням пластового тиску і з погіршенням проникності порід привибійних зон пластів внаслідок закупорки пор глинистими, парафіновими, смолистими, сольовими та іншими частками, збільшення обводнення видобутої нафти через нагнітання води в пласт та інших причин. Підтримка пластового тиску шляхом закачування води приводить до формування фільтраційних потоків по високопроникних прошарках і шляхах, створених раніше відібраною продукцією свердловин, що супроводжується утворенням застійних зон, які не охоплені процесом витіснення. Це зумовлює істотне зниження ефективності процесу вилучення вуглеводнів.

В результаті вдається добувати із пласта в кращому випадку близько 45 % первинного запасу нафти [13]. Поряд з цим, більше 35 % існуючого фонду свердловин знаходяться або в простій, або віднесені до низькодебітного фонду.

Загальновідомо, що зниження проникності привибійної зони продуктивного пласта обумовлене низкою основних чинників [14]:

- зниженням проникності привибійної зони продуктивного пласта, обумовленої дотичними кільцевими стискаючими напруженнями, що виникають при бурінні свердловин в результаті дії гірського тиску;
- осадженням в привибійній зоні колектора твердої фази технологічних рідин (глушіння, промивання, бурових розчинів) та інших твердих осадів;
- утворенням пробок в перфораційних отворах за рахунок винесення часток породи з пласта; випаданням продуктів реакції в результаті широко застосовуваних обробок привибійної зони пласта хімічними реагентами;
- кольматацією капілярної системи продуктивного пласта внаслідок закупорки порових каналів колоїдно-дисперсною системою, що утворює просторову сітку.

Фізико-хімічні характеристики дії цих чинників на пласт різні за своєю природою.

Перший чинник призводить до зменшення розмірів пор в привибійній зоні пласта і, відповідно, до зниження проникності, другий чинник викликає закупорку пор стороннім тілом, третій чинник створює закупорку перфораційних отворів, четвертий чинник також призводить до зменшення розміру пор.

Перераховані чинники знижують видобуток нафти і приймальність нагнітальних свердловин.

Очевидно, що для отримання максимального ефекту при виборі технології інтенсифікації необхідно враховувати вказані чинники і шукати, відповідно, шляхи усунення їх негативних наслідків.

При бурінні в продуктивному колекторі у зв'язку з порушенням напруженого стану порід у пристовбурній зоні, проникненням фільтратів бурового (і цементного) розчинів у пласт, взаємодією їх з пластовою газорідинною сумішшю і гірською породою, відбуваються складні фізико-хімічні процеси. Фільтрат, проникаючи в продуктивний пласт, різко зменшує проникність пласта для нафти і газу, що призводить до ряду необоротних процесів. Частково проникає в пласт і тверда фаза бурових розчинів. При гідророзривах пластів значна кількість бурового розчину поступає в пласт, блокуючи просування флюїду до свердловини.

Американські дослідники вважають, що існують такі основні види забруднення пласта: реакція глин, що містяться в ньому, з водою, яка поступає з бурового розчину, з подальшим набуханням глин і кольматація пор пласта твердими частками глинистого розчину.

Очевидно, це лише частина чинників, які визначають падіння проникності привибійної зони пласта.

Якщо взяти до відома, що на площі зразка із звичайного пісковика, рівній $6,5 \text{ см}^2$, знаходиться до 3 000 пор, які певною мірою визначають проникність, то стає зрозумілим, наскільки чутлива ця поверхня до забруднення. Знаючи основні причини зниження проникності ПЗП в природних умовах, можна якщо не запобігти їх впливу, то хоча б максимально знизити негативний ефект [15].

Усі відомі бурові розчини в тій чи іншій мірі негативно впливають на ПЗП. Вони знижують її проникність за рахунок: надходження фільтрату в пласт (розбухання глинистих включень, утворення кольматуючих осадів, контакт з водами пластів); проникнення в пори пласта твердої фази; блокування порового простору розчинами емульсій; адсорбційних сил, що утримують воду в порах.

На продуктивність свердловин найбільший вплив має стан проникності привибійної зони пласта безпосередньо біля стінки свердловини. Погіршення проникності цієї зони відбувається практично за будь-яких умов будівництва

свердловин і залежить від ряду чинників: складу бурового розчину при бурінні (глина, вода, домішки із реагентів розчину); протитиску на пласт від стовпа бурового розчину; тривалості перебування продуктивного пласта під тиском стовпа бурового розчину; складу цементного розчину; глибини і щільності перфорації обсадної колони; тривалості перебування пласта під розчином після перфорації; способу виклику припливу флюїда з пласта і освоєння свердловини.

Ступінь забруднення порових каналів твердою фазою бурового розчину в найбільшій мірі визначається розмірами каналів, їх структурою, дисперсністю і концентрацією твердої фази в розчині, а також значеннями водовіддачі бурового розчину і перепаду тиску в системі свердловина – пласт.

Вплив зони кольматації на приплив флюїду до стовбура свердловини варіює в широких межах. Найбільший негативний вплив зони кольматації відмічається у свердловинах з відкритим вибоєм. У свердловинах із закритим вибоєм цей вплив в основному нейтралізується перфорацією. В останньому випадку слід оцінювати вплив зони кольматації, що формується на стінках перфораційних каналів [15].

Проникнення в пласт колоїдних і субколоїдних часток, а також макромолекул органічних сполук супроводжується їх адсорбцією в поровому просторі нафтонасичених порід. Ці частки адсорбуються, як правило, на границях розділу нафта (газ) – фільтрат, і якщо поверхні розділу нерухомі, то втрачають свободу переміщення. При наявності в нафті великої кількості асфальтосмолистих речовин, проникаючи в пласт колоїдні і субколоїдні частки адсорбуються на поверхні розділу фаз спільно з асфальтенами і смолами та утворюють щільні міжфазні плівки. У газонасичених пластах ці частки адсорбуються на стінках порових каналів. Оскільки вказані міжфазні плівки і адсорбційні шари зменшують переріз порових каналів і практично не розчиняються в нафті, слід попередити їх формування шляхом введення в буровий розчин синтетичних поверхнево-активних речовин (ПАР).

Міра забруднення порового простору породи-колектора визначається продуктами взаємодії солей залишкової води з хімічними реагентами. Нерозчинні з'єднання, що утворюються, залежно від характеру змочуваності їх поверхні, скупчуються у водній або нафтовій фазі, адсорбуючись найчастіше на границях розділу нафта – фільтрат.

Лабораторними дослідженнями, проведеними на природних і штучних кернах, встановлено, що проникаюча у привибійну зону пласта вода в певних умовах більше ніж на 50 % знижує природну фазову проникність колектора для нафти, яка дуже повільно відновлюється або не відновлюється зовсім. На коефіцієнт відновлення проникності істотно впливає не лише склад води, що застосовується при розкритті пласта, але і швидкість фільтрації. Відновлення проникності керна за різних умов знаходиться в межах від 45 до 85 % [15].

Великі ускладнення виникають при розкритті продуктивних пластів на свердловинах глибиною 4 000–5 000 м. На великій глибині важко регулювати тиск на вибої через високі тиск пласта і температуру, а також періодичне проникнення в буровий розчин газу. Окрім того, доводиться вдаватися до обважнення бурового розчину до щільності 1,8–2,2 г/см³. В цих умовах, для уникнення можливих проявів пласта, розкриття його проводять при досить великому перевищенні тиску на вибої над пластовим. Це спричиняє за собою розрив пласта і проникнення в нього великих кількостей розчину, особливо при частих спускопідйомних операціях, коли має місце різка зміна гідродинамічного тиску на стінки свердловин. Внаслідок цього, глибина проникнення фільтрату в продуктивний пласт може бути дуже значна. За

даними спеціальних досліджень вона складає на нафтогазових родовищах Азербайджану 1,4–2,5 м, на Майкопському газоконденсатному родовищі 0,5–3,0 м, на Самотлорському родовищі 6–37 м [15]. Найглибше проникнення фільтрату і твердої фази бурового розчину відмічається в процесі розкриття тріщин колекторів.

Цементування експлуатаційної колони може також негативно впливати на проникність привибійної зони, особливо коли пластовий тиск нижчий гідростатичного. В цьому випадку відбувається проникнення в пласт не лише фільтрату цементного розчину, але і самого розчину, оскільки при цементуванні експлуатаційної колони майже у всіх випадках застосовують цементний розчин щільністю 1,8–1,85 г/см³. Конструкція свердловин в більшості випадків задовільняє задачам успішної проходки стовбурів свердловин, хоча і не завжди відповідає умовам збереження проникності привибійної зони пласта в процесі його розкриття.

Скін-ефект

Під скін-ефектом розуміється зміна проникності фільтраційних каналів внаслідок їх забруднення (очищення) твердими частками, які містяться у флюїді, що фільтрується. Сам же процес забруднення (очищення) фільтраційних каналів механічними частками називається кольматацією (декольматацією). Особливо важливо це для привибійної зони пласта, в якій мають місце переважаючі втрати енергії потоку флюїду, що надходить до вибою свердловини.

Кольматація привибійної зони пласта може відбуватися в різні періоди роботи свердловини, починаючи від первинного розкриття. В процесі первинного розкриття і подальшого цементування в ПЗП потрапляють не лише фільтрати застосовуваних розчинів, але і частки дисперсної фази глинистого і цементного розчинів, які, відкладаючись у фільтраційних каналах, знижують їх проникність. При первинному розкритті на репресії можливі руйнування цементуючої речовини теригенного колектора в ПЗП і кольматація фільтраційних каналів. В процесі експлуатації видобувної свердловини кольматація можлива і внаслідок облітерації, відкладів асфальто-смоло-парафінових компонентів нафти, солей і т. ін. При експлуатації нагнітальної свердловини кольматація можлива через відклади в ПЗП механічних часток, що поступають із закачуваною водою, а також інших твердих домішок (солей, продуктів корозії труб і т. ін.) [16].

Процес кольматації (декольматації) ПЗП і його причини вивчені досить добре і запропоновані різні технології, що знижують негативний вплив цього явища на її фільтраційні характеристики.

Відновлення потенційної продуктивності свердловин досягається за рахунок руйнування органічних і неорганічних структур, що кольматують у процесі видобутку (або нагнітання) у привибійні частини пластів-колекторів і призводять до виникнення скін-шарів. Існує два головні механізми їх утворення. Перший, так званий *стрейнінг* (straining – в даному випадку – фільтрування) характерний, в основному, для кольматуючих структур мінерального походження. Він полягає в кольматації порових каналів частками пісковиків, глини і т. ін., розмір яких не на багато менший ефективних розмірів порових каналів (у п'ять і менше разів менший розмірів зерен, що складають пласт) [17, 18]. Такі частки, мінеральний склад яких в основному збігається з мінеральним складом колектора, завжди є в порах і при відсутності течії знаходяться в осадженому стані. При виникненні течії і досягненні нею критичних швидкостей (згідно [18] – це десятки долі см/с для однофазних флюїдів і соті долі см/с для водонафтових емульсій) частки захоплюються флюїдом і кольматують звуження порових каналів. Відстань від стінки свердловини, на якій

досягаються критичні швидкості, не перевищує кількох десятків сантиметрів і, відповідно, лише частки, що залягають в цьому інтервалі, захоплюються потоком і викликають кольматацию. Очевидно, їх кількість в цьому інтервалі поступово знижується.

Великий розмір часток, що викликають стрейнінг, зумовлює в більшості механічний характер кольматуючих утворень, при цьому кольматуються в основному вузькі перерізи порових каналів. Все це зумовлює невисоку міцність кольматуючої системи в цілому. Невеликі знакозмінні дії (наприклад, зворотний рух флюїду або акустична дія малої амплітуди) призводять до їх руйнування, відновлення вихідної проникності і, відповідно, дебіту. За наявності депресії на пласт частинки після руйнування структур виносяться у свердловину.

Крім того, процес кольматации в результаті стрейнінга можна вважати «швидким». За даними роботи [18], при прокачуванні всього 100 порових об'ємів (Pore Volume) рідини (100 PV) проникність зразка впала на 15–30 %.

Одночасно зі стрейнінгом розвивається інший – повільний процес кольматации. В його основі причини фізико-хімічного характеру. З часом це призводить до виникнення кольматуючих структур більшої міцності. Саме тому, повторні акустичні обробки часто не забезпечують тієї ефективності, яка може бути досягнута на першому етапі (тобто при усуненні стрейнінга).

Отже, наряду зі швидким механізмом (стрейнінгом) існує повільний фізико-хімічний процес кольматации. Перейдемо до його розгляду.

Кольматация в цьому випадку виникає в результаті дії органічних і неорганічних часток, розмір яких істотно менший (більше, ніж в 5 разів) ефективних розмірів порових каналів. Ці частки здатні мігрувати по пласту на великі відстані не будучи відфільтрованими, тобто не викликаючи стрейнінгу. Враховуючи реальні ефективні розміри пор колекторів, можна стверджувати, що розмір таких часток не повинен перевищувати $5 \cdot 10^{-6}$ м. Рідини, що містять частки такого розміру, є колоїдно-дисперсними системами (КДС) – суспензіями, що складаються з дисперсного середовища – рідини і дисперсної фази (колоїдних часток розміром від $5 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-9} м). Особливість колоїдних часток, як органічних, так і неорганічних, в тому, що вони седиментаційно стійкі, тобто при відносно невеликих концентраціях можуть знаходитись у флюїді не осідаючи і не створюючи агрегатів при будь-яких значеннях швидкості течії, у тому числі і тих, що наближаються до нуля. Для неорганічних часток така стійкість обумовлена тим, що знаки їх поверхневих зарядів і поверхневих зарядів стінок пор збігаються (як правило, вони від'ємні). Стійкість органічних КДС пов'язана з низьким міжфазним натягом поверхні частка – вуглеводнева рідина і їх високою плавучістю, обумовленою малою щільністю.

При прямолінійній течії суспензійного потоку невисокої концентрації система стійка, тобто частки не відкладаються на стінках порових каналів при будь-яких швидкостях. Проте, фактично, порові канали звивисті, мають звуження і відгалуження. Умовно, їх можна розділити на відносно прямолінійні і «викривлені». На швидкостях, що перевищують критичні значення, починається відкладення часток на фронтальних, по відношенню до напрямку потоку, стінках зерен породи [19], оскільки при обтіканні зерен відцентрові сили, що діють на частки в місцях викривлення потоку, прагнуть наблизити їх до стінок порових каналів. Досягши критичних швидкостей, відцентрові сили долають сили відштовхування і переводять частки в зону дії молекулярних електростатичних сил тяжіння – сил Ван-дер-Ваальса.

В результаті поступового (шар за шаром) відкладення часток на фронтальній стороні зерен «викривлені» порові канали поступово кольматуються структурованими системами часток, а перерозподіл потоку між викривленими і відносно прямолінійними каналами призводить до помітного зростання концентрації часток в останніх. Оскільки частки в каналах розподілені статистично, існує вірогідність одночасного попадання в те або інше порове звуження такої їх кількості, при якій звуження закупорюється. Це явище носить назву *бріджінг* (bridging – мостоутворення) [18]. Із зростанням концентрації часток вірогідність бріджінгу швидко зростає, що інтенсифікує процес кольматації вже і прямолінійних каналів. В кінцевій стадії поровий простір ПЗП кольматується практично повністю.

Даний механізм діє значно довше стрейнінга. Так, згідно даних того ж експерименту [18], перша фаза (закупорка викривлень) завершується після прокачування 200 PV рідини. Його друга відмінність від стрейнінга в тому, що кольматується весь поровий простір. І, нарешті, третя – в тому, що колоїдні частки в утворених структурах зв'язані не механічно, а електрично силами міжмолекулярної взаємодії через прошарки рідини, що складає дисперсне середовище. Така структуризація часток носить назву коагуляції. До неї схильні як органічні, так і неорганічні частки, причому наявність електричних сил зчеплення призводить до того, що кольматативні структури в цьому випадку міцніші, ніж в результаті стрейнінга.

На початковому етапі структуризації виникають далекі коагуляційні структури (гелі), в яких частки знаходяться на порівняно великих відстанях одна від одної. Сили зчеплення невеликі. Для гелів неорганічного походження вони складають в середньому 10^{-11} Н. При зростанні концентрації часток, що виникає за рахунок гравітаційного ущільнення гелів, досягається друга критична концентрація, при якій виникають ближні коагуляційні структури. Частки в них знаходяться на істотно менших відстанях, сили зчеплення зростають на 2–3 порядки [20–22].

Аналогічним чином відбувається забруднення ПЗП частками парафінів або асфальтенів, що привносяться із пласта, які також утворюють структури з коагуляційними контактами. Таким чином, в основі процесів, що відбуваються, як для органічних, так і для неорганічних часток, лежать причини фізико-хімічного характеру.

Структури, які утворилися, являють собою просторові сітки, що пронизують пластовий флюїд. Такий структурований флюїд стає неньютонівською рідиною [23–25]. Його в'язкість зростає на декілька порядків і ПЗП втрачає початкову проникність.

Забруднення привибійної зони (кольматація) істотно впливає на продуктивність свердловин і проникність пласта, що визначається за результатами гідродинамічних досліджень. При цьому під кольматацією розуміють забруднення привибійної зони буровим розчином при розкритті пласта, погіршення властивостей привибійної зони при цементажі, перфорації продуктивного інтервалу, набуханні глини і т. ін.

Високий фільтраційний опір в привибійній зоні свердловини може бути обумовлений геологічними характеристиками нафтового пласта, фізичними властивостями рідини, що добувається (високов'язкі та високопарафіністі нафти), або чинниками, що викликають часткову закупорку мікроканалів в пористому середовищі і погіршують проникність привибійної зони свердловини в процесі різних технологічних операцій [16].

До таких технологічних операцій можна віднести:

- буріння свердловини і цементування обсадної колони;
- освоєння і глушіння свердловин (із застосуванням промивальних рідин і рідин глушіння);
- перфорація;
- гідравлічний розрив пласта;
- ремонтно-ізоляційні роботи;
- експлуатація свердловин та ін.

Під час розкриття продуктивного пласта бурінням відбувається проникнення глинистих часток з бурового розчину в фільтраційні канали породи. Як правило, продуктивні пласти розкриваються при тисках, що значно перевищують пластовий. Для запобігання нафтогазопроявів при бурінні доводиться створювати гідростатичний тиск стовпа рідини (бурового розчину), що значно перевищує пластовий. Величина гідростатичної репресії залежить від щільності бурового розчину, висоти стовпа рідини і пластового тиску.

Окрім гідростатичного тиску стовпа рідини, при бурінні можуть виникати гідродинамічні репресії на пласт, що часто мають пульсуючий характер. Вони виникають при спускопідйомних операціях, пульсуючій подачі рідини, зупинці насоса, утворенні сальника в затрубному просторі і на долоті. Встановлено, що гідродинамічний перепад тиску підвищується з глибиною спуску бурильної колони, збільшенням швидкості спуску колони, зростанням числа спускопідйомних операцій. Особливо високі значення гідродинамічного тиску виникають в процесі швидкого спуску бурильної колони і можуть досягати 4–10 МПа. Набухання глинистих часток є досить складним явищем, що виникає при проникненні в пласт прісної води або води іншої мінералізації. Воно відбувається в результаті порушення фізико-хімічної рівноваги між глиною, пластовою водою і водою, що проникає в пласт з якої-небудь іншої причини.

У певних умовах при зіткненні води з нафтою і нафти з водою можуть відбуватися флокуляція і осідання твердих часток в привибійній зоні та поступова закупорка порового простору. Зважені речовини можуть відкладатися у вигляді плівки на внутрішній поверхні порового простору. Таке явище спостерігається як під час розкриття нафтового пласта, так і в процесі освоєння свердловини із застосуванням води або глинистого розчину. Внаслідок цього утворюється кірка на стінках стовбура свердловини, що складається з твердих часток бурового розчину з розмірами більшими ніж пори продуктивного пласта, і отже, не проникаючих в канали пористого середовища. Фільтрація води з глинистого розчину в продуктивний пласт відбувається, коли розміри порових каналів породи набагато менші розмірів твердих часток, диспергованих у розчині [16].

У процесах капітального і підземного ремонтів свердловин у якості рідин глушіння найчастіше застосовуються вода або глинистий розчин. Якщо нафтовий колектор має низьку проникність і характеризується вмістом глинистих фракцій, то фізичний контакт рідини глушіння з породою пласта призводить до утворення в привибійній зоні дрібних піщинок та мулу. За певних умов вони закупорюють частину порового простору породи. Такий же ефект може спостерігатися в процесі освоєння свердловини, коли у якості промивальної рідини використовують воду або рідину на водній основі.

При ремонтно-ізоляційних роботах, коли технологічна схема допускає закачування робочих агентів в свердловину і продавлювання їх в ізольований

інтервал, виникає складна гідродинамічна ситуація в привибійній зоні оброблюваних свердловин, що обумовлюється фізичним контактом ізоляційного матеріалу (гелеутворюючі склади) з геологічною породою пласта. Якщо обробку проводять в малодобітних видобувних свердловинах з невеликим пластовим тиском і низькою проникністю нафтового пласта, негативний ефект посилюється.

Слабка стійкість колекторських порід до фільтраційного розмиву під час експлуатації свердловини обумовлює руйнування скелета пласта і поступання часток піску на вибій свердловини. Найбільш крупні частки піску осідають на вибої свердловини, утворюючи при цьому піщану пробку. Утворена піщана пробка, частково або повністю перекидає свердловинний фільтр. При цьому створюється опір, що перешкоджає руху фільтраційних потоків в шарах пласта, розташованих проти піщаної пробки. Причому нижня частина пласта виявляється під більшим протитиском, ніж верхня, що рівнозначно зменшенню величини створеної в свердловині депресії [16].

Грунтуючись на теоретичних та лабораторних дослідженнях і на промислових даних, виявлено, що забруднення фільтраційних каналів породи твердими частками глинистого розчину, частками вибуреної породи, піском, мулом і т. ін., в процесі вищеперелічених технологічних операцій, знижують відносну проникність для нафти в 5–6 разів. При цьому великий вплив має глибина проникнення фільтрату бурового розчину.

2.2. Дослідження процесу кольматації при розкритті нафтових і газових покладів

При будівництві і експлуатації свердловин важливе значення мають технологічні рідини, які використовуються на стадії закінчення свердловин. При цьому слід особливо виділити етапи, коли технологічні рідини контактують з продуктивним колектором: розкриття продуктивного розрізу, перфорація обсадної колони, проведення цементажу для забезпечення герметичності свердловини, процес освоєння свердловини і заходи з інтенсифікації видобутку нафти.

Ступінь забруднення привибійної зони залежить від властивостей промивальної рідини, її густини, в'язкості і водовіддачі, властивостей пористого середовища, і в першу чергу, від проникності і тривалості процесу розкриття продуктивного інтервалу.

Вибору промивальних рідин присвячено досить багато наукових і практичних досліджень. У меншій мірі вивчено забруднення привибійної зони при перфорації продуктивного інтервалу і цементажі обсадної колони. В достатній мірі не розроблені науково обгрунтовані рекомендації з визначення міри і радіусу забруднення привибійної зони для різних ємнісних і фільтраційних властивостей пористого середовища. Немає методичних рекомендацій, що обгрунтовують міру очищення забрудненої зони при промиванні свердловини в процесі її освоєння при різних фільтраційних властивостях пористого середовища. Ця проблема стає складнішою за наявності в продуктивному інтервалі неоднорідних по проникності прошарків. Такий стан вивченості впливу кольматації привибійної зони на продуктивні характеристики свердловин істотно знижує достовірність прогнозованих показників розробки нафтових і газових родовищ на стадії проектування. Практично повністю невивченими залишаються питання забруднення привибійної зони при освоєнні родовищ горизонтальними свердловинами. Зокрема, при застосуванні горизонтальних свердловин збільшується міра забруднення

привибійної зони через більшу тривалість процесу розкриття пласта, пов'язану з довжиною горизонтального стовбура. Міра забруднення і радіус цієї зони не ідентичні в горизонтальному і вертикальному напрямках, що пов'язано з анізотропією пласта. На міру забруднення привибійної зони істотно впливає розташування горизонтального стовбура по товщині пласта, його профіль і довжина розкриття кожного прошарку пропорційно до запасів нафти і обернено пропорційно до його проникності. Зниження продуктивності свердловин в результаті проникнення бурового розчину в продуктивний пласт, а також методи і технології, що дозволяють зменшити вплив кольматації привибійної зони на продуктивність свердловин, вивчаються дослідниками більше 50 років. Найбільш значущими за глибиною проведеного аналізу і узагальненням, проведеним в даному напрямі досліджень, є роботи [26–34].

Залежно від складу, властивостей пористого середовища і промивальної рідини розміри зони забруднення ПЗП обумовлені: набуханням глин в продуктивному колекторі, значенням капілярного тиску, пов'язаного з водовіддачею бурового розчину і розмірами порових каналів, утворенням водонафтової емульсії, закупорюванням порових каналів твердими частками глинистого розчину і т. ін. Як правило, в продуктивних пластах пісковиків, містяться глинисті включення, в зв'язку з чим в галузевій літературі введено поняття коефіцієнта глинистості колекторів. При розкритті таких колекторів буровим розчином на водній основі відбувається взаємодія води з частками глини, в результаті чого ці частки розбухають. Збільшення розмірів часток глин істотно знижує проникність пласта в зоні розбухання. Залежно від складу і властивостей глин в продуктивних колекторах, а також величини водовіддачі промивальної рідини, фільтраційні характеристики таких колекторів можуть істотно знижуватися, а в деяких випадках і унеможливити приплив нафти до свердловини. Тому при обґрунтуванні і виборі рецептури бурового розчину необхідно враховувати склад і властивості глин в продуктивних колекторах.

Негативний вплив кольматації на продуктивність свердловин при розкритті пластів з різними мінералогічними, емнісними і фільтраційними властивостями був встановлений численними лабораторними і промисловими дослідженнями. Це дало підставу для проведення теоретичних і експериментальних досліджень по зниженню впливу кольматації на привибійну зону, а також розробки рекомендацій по очищенню цієї зони від наслідків забруднення. В роботі [35] запропоновано проводити розкриття продуктивного інтервалу з промиванням полімерними розчинами, в роботі [34] рекомендується методика вибору ПАР для промивальних рідин при розкритті продуктивних горизонтів. Відновлення колекторських властивостей привибійної зони шляхом створення в пласті циклічних депресій рекомендують автори роботи [36]. Проте рекомендації, запропоновані в цих роботах, не гарантують повного очищення привибійної зони від кольматації і більш ефективні при розкритті високопроникних колекторів. В наукових дослідженнях [30, 34, 36–38], присвячених зниженню впливу кольматації, рекомендується використовувати бурові розчини на вуглеводневій основі або застосовувати ПАР. Використання бурового розчину на вуглеводневій основі практично унеможливає набухання глин при розкритті заглинзованих пісковиків. Додавання ПАР у буровий розчин на водній основі знижує адсорбційну активність води глинистими частками, а також покращує можливість очищення привибійної зони від забруднення в процесі освоєння свердловини. У роботі [39] приведені фізико-хімічні

основи застосування ПАР при розробці нафтових родовищ з підтримкою пластового тиску. Аналіз робіт [30, 31, 39] показує, що використання ПАР приводить до істотного зниження набухання глин.

Проникнення води в пласт в процесі розкриття і подальше витіснення її нафтою при освоєнні свердловини приводять до насичення привибійної зони двома фазами, що знижує фазову проникність для нафти. Міра впливу води на продуктивність свердловини залежить від взаємодії води і пористого середовища, зокрема від його гідрофільності, а також структури потоку нафти і води. Теоретично допускається, що в порових каналах залежно від їх розмірів і властивостей флюїдів, що їх заповнюють, можливі три різновидності структур потоку: струминна, емульсійна і струминно-емульсійна, причому одночасно в різних каналах пористого середовища. Схематично два основні види структур потоку приведені на рис. 2.1. У роботах [26, 31, 39] приведені причини утворення водонафтової емульсії в пористому середовищі. У цих роботах допускається, що утворення водонафтової емульсії пов'язане з диспергуванням однієї фази рідини в іншу, а також з роздробленням крапель або лінз нафти в каналах з малими розмірами. Викладені вище відомості в основному охоплюють фізичну суть процесу кольматації і можливості зниження її впливу на продуктивність свердловини і орієнтовані в основному на вибір рецептури промивальної рідини і заміни розчинів з водною основою на вуглеводневу.

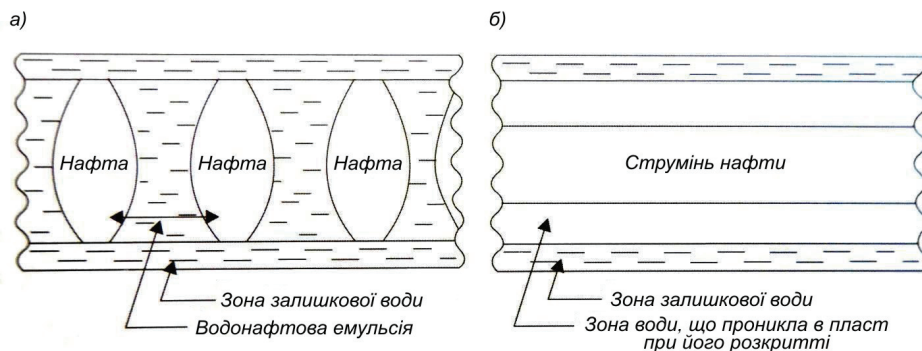


Рис. 2.1. Схема руху нафти і води по пористих каналах при змішаній (емульсійній) (а) і струминній (б) структурах потоку [16]

Теоретичні основи впливу забруднення привибійної зони на продуктивність нафтових свердловин вивчені у меншій мірі, ніж практичні результати, пов'язані з розробкою відповідної рецептури бурового розчину. Значна увага приділяється технологіям розкриття продуктивного інтервалу, що сприяють зниженню впливу кольматації на продуктивність свердловини. Часто такі технології рекомендуються для конкретних нафтоносних об'єктів.

Розробка теоретичних основ визначення впливу забруднення привибійної зони пласта в процесі його розкриття на продуктивність свердловини пов'язана з труднощами через відсутність інформації про: форму і розміри зони забруднення при різних фільтраційних властивостях пласта в привибійній зоні; фазову проникність в зоні забруднення; структуру потоку нафти і води в привибійній зоні в каналах з різними розмірами; міру очищення зони забруднення свердловини в процесі її освоєння. З цих та інших причин прості аналітичні рішення припливу

нафти до свердловини з урахуванням впливу забруднення привибійної зони навіть при розкритті вертикальним стовбуром не отримані. У загальному вигляді можна виділити дві зони (рис. 2.2): привибійну зону з відомими розмірами R_{np} і проникністю k_{np} та за її межами з $R_k - R_{np}$ і проникністю k_{nl} [16].

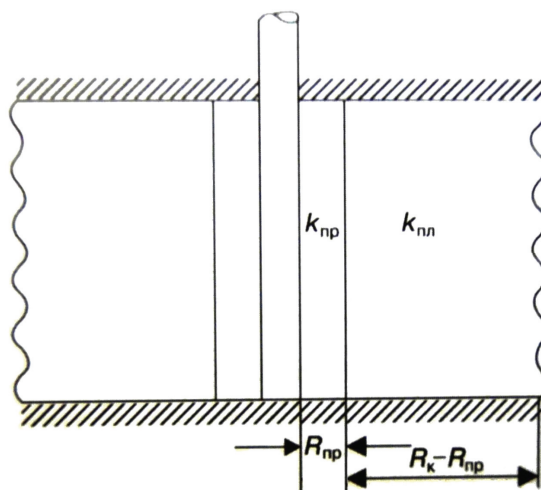


Рис. 2.2. Схема припливу нафти до свердловини [16]

При плоскорадіальній фільтрації вплив забруднення може бути врахований за формулою

$$p_n - p_e = \frac{\mu_n Q_n}{2\pi h k_{nl} k_{np}} \left(k_{nl} \ln \frac{R_k}{R_{np}} + k_{np} \ln \frac{R_{np}}{R_c} \right), \quad (2.1)$$

де p_n і p_e – пластовий і вибійний тиски; μ_n – в'язкість нафти; Q_n – дебіт нафти; h – товщина пласта; k_{nl} і k_{np} – проникність пласта і привибійної зони, відповідно; R_k , R_{np} і R_c – радіуси контура зони дренування свердловиною, забрудненої привибійної зони і радіус свердловини, відповідно.

З формули (2.1) видно, що при заданому дебіті зменшення проникності пласта з k_{nl} до k_{np} приводить до зростання депресії на пласт. Згідно формули (2.1), задаючи різні значення R_{np} і k_{np} , можна оцінити вплив забруднення привибійної зони на величину дебіту або депресії на пласт.

Аналітична оцінка впливу кольматації привибійної зони на продуктивність свердловин наближено дана в роботах [27, 28, 40] при розкритті продуктивних пластів вертикальним стовбуром без урахування неоднорідності та анізотропії кожного прошарку. Подібна робота була виконана З.С. Алієвим [41] для горизонтальних газових свердловин, що розкривають однорідні і неоднорідні по товщині пласти з урахуванням параметра анізотропії. Вплив кольматації привибійної зони на продуктивність нафтових горизонтальних свердловин в точній постановці до нинішнього часу не вивчений. Механічне перенесення наявних методів оцінки впливу кольматації на продуктивність вертикальних нафтових свердловин на горизонтальні свердловини недопустиме через відмінності значень

проникності у вертикальному і горизонтальному напрямках і геометрії фільтрації. Також істотно впливає розташування горизонтального стовбура по товщині пласта і його профіль. Облік практично всіх геологічних, технічних і технологічних чинників при визначенні впливу кольматації привибійної зони на продуктивність горизонтальної свердловини можливий при використанні чисельного методу.

В роботі [42] запропоновано чисельний метод вивчення впливу кольматації привибійної зони свердловини з використанням моделей фрагментів нафтових і газових родовищ з різними ємнісними та фільтраційними характеристиками, що дозволяє встановити залежність між продуктивністю горизонтальної нафтової свердловини і наступними параметрами: розмірами зони кольматації при розкритті однорідних і багат шарово неоднорідних по товщині прошарків; проникністю прошарків; параметром анізотропії; товщиною прошарків; конструкцією (довжиною і діаметром горизонтального стовбура); розташуванням горизонтального стовбура по товщині; профілем розкриття; зміною тиску по довжині горизонтального стовбура; зміною властивостей пористого середовища і насичуючих його флюїдів, при зміні пластового і вибійного тисків; впливом капілярних і гравітаційних сил; нестационарністю процесу фільтрації; наявністю або відсутністю взаємодії між прошарками і т. ін.

Математичні експерименти [43], проведені на моделях фрагментів однорідних пластів з абсолютною проникністю 0,5; 0,1 і 0,02 мкм², розкритих горизонтальними свердловинами, дозволили встановити, що при симетричному розташуванні горизонтального стовбура в пласті з проникністю 0,5 мкм² дебіт свердловини $Q = 1\,553$ тис. м³/добу без кольматації отриманий при депресії на пласт $\Delta p = 0,249$ МПа. Для збереження цього дебіту при кольматації привибійної зони промивальною рідиною в радіусі $0,25 \leq R \leq 16,25$ м депресія на пласт збільшується до $\Delta p \approx 1,2$ МПа і перевищує депресію, отриману без кольматації практично в 5 разів. Слід зазначити, що найбільш інтенсивне зростання депресії на пласт відбувається при $R_k = 0,25$ м, коли кратність зростання депресії складає $\Delta p_k / \Delta p_{\text{без } k} = 3,95$. Подальше збільшення радіусу зони кольматації до $R_k = 16,25$ м приводить до зростання кратності депресії до $\Delta p_k / \Delta p_{\text{без } k} = 4,77$ рази, тобто до зростання на 20 %.

Таким чином, аналіз причин, що впливають на проникність геологічної породи в привибійних зонах пластів виявив, що забруднення фільтраційних каналів породи твердими частками глинистого розчину, частками вибуреної породи, піском, мулом і т. ін., в процесі різних технологічних операцій знижують відносну проникність для нафти в 5–6 разів. Гідродинамічні дослідження свердловин є необхідним інструментом контролю за раціональною розробкою родовищ вуглеводнів і дають реальну інформацію, що дозволяє оперативно приймати необхідні рішення.

2.3. Гідродинамічні дослідження свердловин'

Гідродинамічні дослідження свердловин проводять з метою встановлення залежності між дебітом рідини і депресією на пласт і подальшого визначення параметрів пласта.

Теоретична база методів дослідження – закони, що описують процес фільтрації рідини і газу в пластах, а також дані зміни відбору зі свердловин. Свердловини можуть експлуатуватися при сталих режимах або відборах, коли в період виміру

При викладенні матеріалу підрозділу 2.3 використано роботи [2, 3, 44]

дебіту і тиску вони не міняються, і при несталих режимах і відборах, коли дебіт і тиск змінюються. Відповідно і методи дослідження підрозділяються на методи при сталому і несталому режимах фільтрації [2].

2.3.1. Розрахунок параметрів привибійної зони

Визначення проникності k згідно даних дослідження свердловин на приплив при сталому режимі фільтрації дає можливість знайти середнє значення цього параметру для породи привибійної зони по всій потужності продуктивного пласта.

Про сталий режим фільтрації рідини (газу) в пласті свідчить сталість дебіту і тиску, що вимірюються в невеликих інтервалах часу (2–3 виміри за 4–6 год.).

Переважає при дослідженні свердловин є зміна режиму їх роботи у бік поступового зростання дебіту.

Дослідження нафтових свердловин

За результатами досліджень будують індикаторну криву, що є графіком залежності дебіту свердловини Q від депресії Δp на пласт (рис. 2.3).

Якщо дослідження свердловини виконані при $p_e > p_n$ (де p_e – вибійний тиск, p_n – тиск насичення нафти), то по тангенсу кута нахилу індикаторної кривої до осі депресій Δp визначають коефіцієнт продуктивності свердловини [2]

$$\operatorname{tg} \alpha = Q / \Delta p = K. \quad (2.2)$$

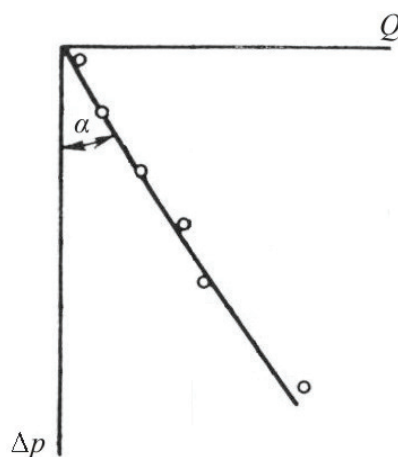


Рис. 2.3. Індикаторна крива при $p_e > p_n$ і дотриманні лінійного закону фільтрації [2]

Відмітимо, що при побудові індикаторної кривої дебіт свердловини слід перерахувати на пластові умови, що досягається множенням дебіту, виміряного на поверхні, на об'ємний коефіцієнт пластової нафти.

Величину коефіцієнта проникності k знаходять з рівняння лінійного припливу Дюпюї [3]

$$Q_n = \frac{2\pi kh\phi(p_n - p_e)}{b\mu \ln R/r_c}, \quad (2.3)$$

де Q_n – дебіт свердловини, виміряний на поверхні, $\text{м}^3/\text{с}$; k – проникність, м^2 ; h – ефективна потужність пласта (за вирахуванням непроникних прошарків), м ;

p_n і p_e – пластовий та вибійний тиски, Н/м²; b – об'ємний коефіцієнт нафти (величина безрозмірна); μ – в'язкість нафти, Н·с/м²; R і r_c – радіус контура живлення і радіус свердловини, м.

При цьому R можна прийняти рівним середньому значенню половини відстані до сусідніх свердловин, а p_n характеризує динамічний пластовий тиск між свердловинами і визначається шляхом виміру вибійного тиску в закритій свердловині, при відновленні тиску. Коефіцієнт досконалості свердловини φ визначається згідно виразу:

$$\varphi = \frac{\ln R/r_c}{\ln R/r_c + C},$$

де $C=C_1+C_2$ – коефіцієнт, що враховує гідродинамічну недосконалість свердловини, C_1 і C_2 – поправки на недосконалості свердловини по мірі і характеру розкриття, відповідно, які визначаються із урахуванням графіків В.І. Щурова [3].

З рівняння (2.3) отримуємо

$$k = \frac{Qb\mu \ln R/r_c}{2\pi h \varphi \Delta p} = \frac{Kb\mu \ln R/r_c}{2\pi h \varphi}. \quad (2.4)$$

Визначивши з рівняння (2.4) проникність k , знаходимо коефіцієнт гідропровідності kh/μ і коефіцієнт рухливості k/μ .

Приведений спосіб визначення проникності k можна застосовувати лише за умови, що досліджувана свердловина чисто нафтова або чисто водяна. Тиск насичення рідини p_n має бути меншим вибійного тиску ($p_e > p_n$).

Дослідження газових свердловин [44]

Рівняння припливу газу до вибою свердловини, що характеризує залежність втрат тиску в пласті $p_n^2 - p_e^2$ від дебіту газу Q , виражається формулою

$$p_n^2 - p_e^2 = aQ + bQ^2, \quad (2.5)$$

де p_n – абсолютний пластовий тиск, кгс/см²; p_e – абсолютний вибійний тиск, кгс/см²; a і b – постійні коефіцієнти, що залежать від параметрів привибійної зони пористого середовища і конструкції вибою свердловини (задача їх визначення є однією із головних при обробці результатів випробувань свердловин); Q – дебіт газу, тис. м³/добу (при атмосферному тиску $P_{ам}$ і стандартній температурі T_{cm})

$$a = \frac{116\mu z}{\pi k h p_{ам}} \left(\ln \frac{R_{np}}{R_c} + C_l \right) \frac{T_{nl}}{T_{cm}}, \quad (2.6)$$

де μ – абсолютна в'язкість при пластовому тиску і пластовій температурі, сП; z – коефіцієнт надстисливості газу при пластовому тиску і пластовій температурі; k – проникність, Д; h – ефективна потужність пласта, м; $p_{ам}$ – абсолютний атмосферний тиск, що приймається рівним 1,03 кгс/см²; R_{np} – приведений радіус впливу свердловини, м; R_c – радіус свердловини (береться по радіусу долота при бурінні продуктивного горизонту), м; T_{nl} – пластова температура, К; $T_{cm} = 293$ К.

Приведений усталений радіус впливу свердловини рівний

$$R_{np.уст} = \frac{R_{\sigma}}{2} \sqrt{\frac{Q_c}{Q_c + 0,5Q_{\sigma}}}, \quad (2.7)$$

де R_{δ} – середньоарифметичне від відстаней до сусідніх свердловин; Q_c – дебіт свердловини; Q_{δ} – сумарний дебіт сусідніх свердловин.

Коефіцієнт b визначається за формулою

$$b = \frac{\rho_{am} z}{2\pi^2 h^2 l p_{am} R_c} \left[1 - \frac{R_c}{R_{np}} + C_k \right], \quad (2.8)$$

де l – коефіцієнт макрошорсткості породи; C_l і C_k – коефіцієнти, що враховують недосконалість розкриття пласта і міру забрудненості привибійної зони.

За формулою (2.6) можна визначити коефіцієнт проникності k . Для цього слід прийняти $C_l=0$. При цьому, проникність привибійної зони враховує ступінь досконалості розкриття пласта.

Для оцінки зміни коефіцієнтів a і b при додатковій перфорації і збільшенні ступеня розкриття пласта рекомендується застосовувати наступні формули для коефіцієнтів C_l і C_k :

$$C_l = \xi_1 + \frac{1}{nR_c}; \quad (2.9)$$

$$C_k = C'_0 + \xi,$$

де ξ_1 – коефіцієнт недосконалості за ступенем розкриття (визначається із табл. 2.1 за значеннями приведеної потужності пласта $\bar{h} = h_{розк}/h$ і приведенного радіусу свердловини $\bar{R}_c = R_c/h$); C'_0 , ξ – коефіцієнти опору, що встановлюють недосконалість за ступенем і характером розкриття пласта, відповідно; n – число перфораційних отворів на 1 м ефективної потужності; R_k – радіус каверни, що утворюється при перфорації (для кульової перфорації приймається рівним 0,02–0,03 м).

У зв'язку з тим, що при дослідженні газових свердловин вимірювання вибійного тиску утруднено, особливо в працюючій свердловині при високому тиску на головці, вибійний тиск визначають за тиском на усті $P_{v\text{зам}}$ в затрубному просторі свердловини.

Перерахунок тиску $P_{v\text{зам}}$ в затрубному просторі на вибійний P_e виконують за формулами [2]

$$P_e = P_{v\text{зам}} e^s; \quad (2.10)$$

$$s = \frac{0,03415 \rho_{г\text{відн}} L}{z(\bar{p}) T_{сеп}}, \quad (2.11)$$

де e – основа натурального логарифма, рівна 2,718; $\rho_{г\text{відн}}$ – відносна густина газу по повітрю; L – глибина свердловини; $z(\bar{p})$ – коефіцієнт надстисливості газу при середньому тиску; $T_{сеп}$ – середня абсолютна температура газу в свердловині, К

$$T_{сеп} = (T_{nl} + T_v)/2,$$

де T_{nl} – пластова температура; T_v – температура на усті свердловини.

Розрахунок вибійного тиску по устьовому з використанням формул (2.10), (2.11) дає задовільні результати для свердловин, в продукції яких відсутня вода і мало конденсату. При дослідженнях свердловин, що працюють з водою і високим газоконденсатним чинником, перевагу слід віддавати вимірам вибійного і

пластового тисків свердловинними манометрами. Особливо слід відмітити виміри дебіту газу. Дебіт газу вимірюють діафрагмовими вимірювачами критичної течії газу, що вимагає спеціального обв'язування устя свердловини [2].

За результатами випробування свердловини для кожного режиму обчислюють $\frac{p_n^2 - p_e^2}{Q}$, отримані значення наносять на графік (рис. 2.4), через нанесені точки проводять пряму. Значення коефіцієнта a визначають по відрізку, що відсікається цією прямою на осі ординат, а значення b – як тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис.

Таблиця 2.1. Значення коефіцієнта недосконалості ξ_1 за ступенем розкриття [44]

$\bar{R}_c = \frac{R_c \cdot 10^{-3}}{h}$	$\bar{h} = h_{\text{розк}} / h$									
	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	
0,1	63,774	31,462	18,799	12,345	8,291	5,485	3,455	1,957	0,788	
0,5	46,433	22,202	13,276	8,603	5,747	3,824	2,438	1,388	0,573	
1	41,572	20,408	12,444	8,163	5,477	3,628	2,286	1,276	0,513	
3	32,424	16,376	10,049	6,622	4,450	2,943	1,846	1,023	0,400	
5	28,012	14,348	8,853	5,869	3,944	2,609	1,626	0,897	0,346	
7	24,462	12,832	8,102	5,358	3,574	2,382	1,488	0,802	0,302	
9	23,351	12,257	7,670	5,098	3,432	2,266	1,409	0,766	0,288	
10	22,339	11,727	7,383	4,864	3,294	2,162	1,356	0,733	0,276	

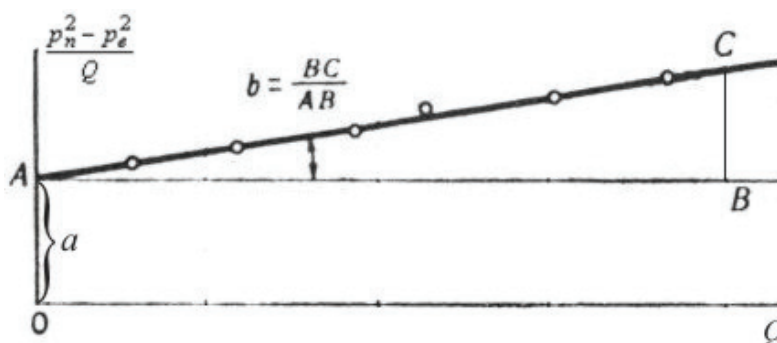


Рис. 2.4. Залежність $\frac{p_n^2 - p_e^2}{Q}$ від Q [44]

Визначивши коефіцієнт a , розраховують проникність k згідно формули (2.6).

2.3.2. Розрахунок параметрів продуктивного пласта у віддаленій області

Параметри продуктивного пласта у віддаленій області визначають за результатами гідродинамічних досліджень свердловини на несталих режимах її роботи.

Дослідження нафтових свердловин [3]

Дані про гідродинамічні властивості пласта можна отримати шляхом вивчення несталих процесів, що відбуваються в пласті при зупинці і пуску свердловини. Дослідження свердловини при несталому режимі її роботи проводять методом

дослідження швидкості підйому рівня рідини в насосній свердловині після її зупинки і методом дослідження швидкості відновлення вибійного тиску після зупинки фонтанної свердловини.

Спочатку після зупинки свердловини нафта притікатиме до вибою, але надалі приплив стає настільки незначним, що ним можна нехтувати. Темп підвищення тиску на вибої визначатиметься пружними властивостями пласта і рідини. Відсутність значного припливу рідини в свердловину дає можливість використовувати для аналізу кривих відновлення тиску рівняння пружного режиму.

Відновлення тиску на вибої миттєво зупиненої недосконалої нафтової свердловини, що перед зупинкою мала постійний дебіт, може бути описано рівнянням

$$\Delta p(t) = \frac{Q\mu b}{4\pi kh} \ln \frac{2,25\kappa}{R_{np}^2} + \frac{Q\mu b}{4\pi kh} \ln t, \quad (2.12)$$

де $\Delta p(t)$ – підвищення тиску, Па·с; Q – дебіт свердловини перед зупинкою, м³/с; μ – в'язкість пластової рідини, Па·с; k – проникність, м²; R_{np} – приведений радіус свердловини, м; b – потужність пласта, м; t – час, відрахований з початку зупинки свердловини, с; κ – п'єзопровідність пласта, м²/с.

П'єзопровідність пласта визначають через параметри пласта і пластової рідини за формулою

$$\kappa = \frac{k}{\mu(m\beta_p + \beta_n)}, \quad (2.13)$$

де m – коефіцієнт пористості; β_p і β_n – коефіцієнти стисливості рідини і породи пласта, відповідно.

Графік відновлення тиску в координатах $\ln t - \Delta p(t)$, представлений на рис. 2.5.

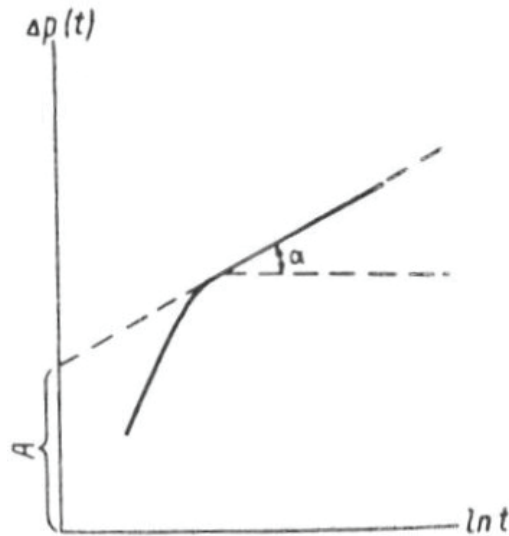


Рис. 2.5. Крива відновлення тиску в свердловині після її зупинки [3]

Кутовий коефіцієнт $tg\alpha$ і відрізок A , що відсікається на осі ординат продовженням прямолінійної ділянки, будуть рівні

$$tg\alpha = \frac{Q\mu b}{4\pi kh}; \quad (2.14)$$

$$A = \frac{Q\mu b}{4\pi kh} \ln \frac{2,25\kappa}{R_{np}^2}. \quad (2.15)$$

Визначивши по кривій відновлення тиску величини α і A , можна знайти за формулою (2.14) проникність k , а підрахувавши коефіцієнт п'єзопровідності κ за формулою (2.13) можна визначити приведенний радіус свердловини R_{np} за виразом (2.15).

Приведений вище метод дослідження можна застосовувати також і для глибиннонасосних свердловин з високою продуктивністю, коли рівень відновлюється швидко і приплив рідини одразу ж після зупинки свердловини стає невеликим у порівнянні з дебітом до зупинки. При малопродуктивних насосних свердловинах для цього потрібний дуже великий час і дослідження за описаною методикою стає недоцільним.

Дослідження газових свердловин [44]

За допомогою газогідродинамічних методів дослідження газових свердловин при несталіх режимах фільтрації можна визначити провідність, п'єзопровідність, проникність, пористість, неоднорідність пласта і т. ін.

На даний час використовують два методи: криві зростання вибійного тиску і криві стабілізації вибійного тиску та дебіту при пуску свердловин. Спільне використання цих кривих дозволяє оцінювати зміну параметрів пласта в процесі експлуатації свердловин (очищення привибійної зони і т. ін.).

З метою отримання вихідних даних для обробки кривих зростання тиску свердловину підключають до газопроводу або газ випускають в атмосферу (якщо свердловина перед цим була закрита). При цьому реєструють зміни тиску на головці, в затрубному просторі і зміни дебіту свердловини. Після досягнення стабілізації свердловину закривають і знімають криву зміни зростання тиску на головці і в затрубному просторі залежно від часу.

Вибійний тиск визначають по тиску на гирлі. У всіх випадках, особливо для газоконденсатних свердловин, знімають криві зростання тиску на вибої переважно за допомогою диференційних глибинних манометрів.

Отриману криву зростання вибійного тиску обробляють за формулою [44]

$$p_e^2 = \alpha + \beta \lg t, \quad (2.16)$$

де

$$\alpha = p_{e0}^2 + \beta \lg \frac{2,25\kappa}{R_{np}^2} + bQ_0^2; \quad (2.17)$$

$$\beta = \frac{2,3Q_0\mu T_{nl}z_{nl}P_{am}}{2\pi khT_{cm}}, \quad (2.18)$$

p_e і p_{e0} – відповідно, поточний і початковий абсолютний вибійний тиск (до зупинки свердловини), кгс/см²; Q_0 – дебіт свердловини до зупинки, см³/с; t – час відновлення

тиску, с; p_{am} – абсолютний атмосферний тиск, кгс/см²; R_{np} – приведений радіус свердловини; κ – коефіцієнт п'єзопровідності, см²/с; p_{nl} – абсолютний пластовий тиск, кгс/см²; m – пористість в долях одиниці; b – коефіцієнт нелінійного опору в двочленній формулі стаціонарного припливу в свердловині (див. формулу (2.8)).

Оброблена в координатах $p_e^2 - \lg t$ крива зростання тиску представлена на рис. 2.6. По отриманій прямолінійній ділянці визначають тангенс кута нахилу, який рівний β , і відрізок, що відсікається на осі ординат рівний α . За отриманими значеннями α і β визначають наступні параметри пласта.

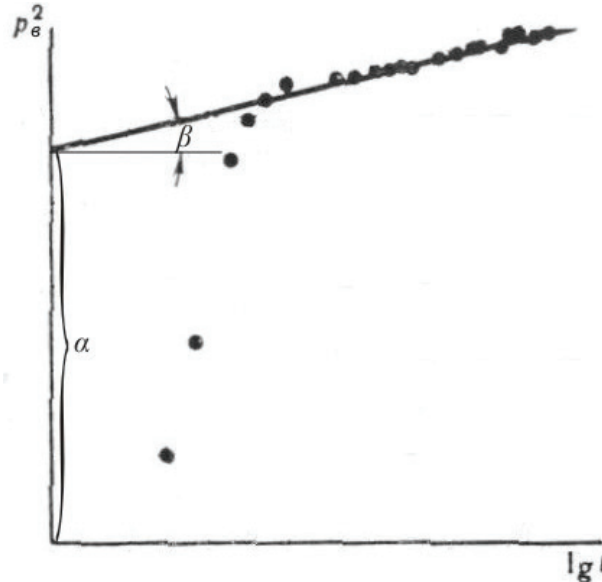


Рис. 2.6. Крива зростання вибійного тиску в координатах $p_e - \lg t$ [44]

Параметр провідності

$$\frac{kh}{\mu} = \frac{42,4Q_0 p_{am} T_{nl} z}{\beta T_{cm}} \quad (2.19)$$

Проникність при відомій ефективній потужності

$$k = \frac{42,4Q_0 \mu p_{am} z T_{nl}}{\beta h T_{cm}} \quad (2.20)$$

При відомому коефіцієнті b параметр п'єзопровідності

$$\kappa = 0,445 R_{np}^2 \exp \left[2,3 \frac{\alpha - p_{30}^2 - b Q_0^2}{\beta} \right] \quad (2.21)$$

При відомому коефіцієнті п'єзопровідності κ коефіцієнт C , що характеризує ступінь досконалості розкриття пласта, дорівнює

$$C = 1,15 \left[\frac{\alpha - p_{30}^2 - b Q_0^2}{\beta} - \lg \frac{2,25 \kappa}{R_c^2} \right] \quad (2.22)$$

У формулах (2.19)–(2.22) прийнята наступна розмірність: $\frac{kh}{\mu}$ в Д·м/сП; Q в тис. м³/добу; T_{nl} і T_{cm} в °К; k в Д; μ в сП; κ в см²/с; R_c в см; h в м; b в (доба/тис. м³)².

Відзначимо, що коефіцієнт C враховує як скін-ефект (відмінність параметрів пласта від параметрів привибійної зони), так і досконалість свердловин за ступенем і характером розкриття. Якщо $C > 0$, то це вказує на наявність додаткового опору в привибійній зоні. При порівнянні значень коефіцієнтів C по різних свердловинах можна судити про якість розкриття в тій або іншій свердловині і намічати заходи щодо інтенсифікації припливу.

Дослідження свердловин при несталому режимі їх роботи дає можливість судити про параметри колекторів на великих відстанях від вибою. При визначенні параметрів пласта по коефіцієнту продуктивності результати в значно більшій мірі залежать від проникності привибійної зони, ніж при визначенні їх по кривих відновлення тиску. Відомо, що в привибійній зоні внаслідок впливу методів розкриття пласта на фізичні властивості порід проникність їх може бути іншою, ніж далі від вибою. Порівнюючи результати досліджень по обох методах, можна судити про міру погіршення проникності при розкритті пласта або визначити, в якій мірі покращала проникність привибійної зони, якщо вибій свердловини був оброблений для поліпшення припливу (солянокислотна обробка, гідравлічний розрив, торпедування і т. ін.).

Розділ 3

ІМПУЛЬСНО-ХВИЛЬОВЕ НАВАНТАЖЕННЯ НА ПРОДУКТИВНИЙ ПЛАСТ

3.1. Імпульсна дія і її характеристики

Інтенсивність імпульсної дії на гірську породу залежить від багатьох чинників. Проте їх вплив на характер дії не рівнозначний. Основними чинниками є величини напружень, що виникають в масиві гірських порід при імпульсному навантаженні, тривалість існування напруженого стану і фізико-механічні властивості гірського масиву. Властивості гірського масиву в конкретних умовах є величинами заданими і незмінними. Отже, керувати процесом імпульсної дії на гірський масив можна лише зміною перших двох чинників.

Напружений стан в загальному випадку повністю визначається шістьма компонентами тензора напружень. При певних видах напруженого стану між компонентами тензора напружень існують цілком однозначні зв'язки.

Інтегральною характеристикою величини напруження і тривалості його існування є форма імпульсу напруження. Розглянемо типову форму імпульсу напруження, що виникає в середовищі при імпульсному навантаженні (рис. 3.1). Відрізок кривої ab характеризує передній фронт хвилі, bc – задній. Амплітуда, тобто максимальне напруження в імпульсі, позначена через σ_m . Відрізок ac дорівнює загальній тривалості імпульсу. Час досягнення t_m максимального напруження визначається відрізком ad . Відношення величини максимального напруження до часу його досягнення σ_m / t_m визначає крутизну переднього фронту імпульсу.

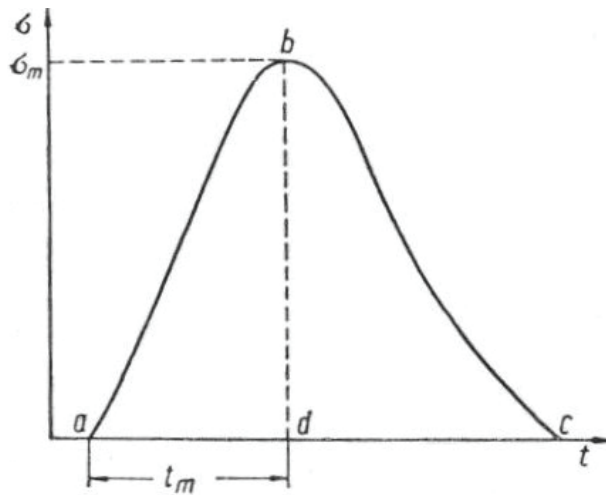


Рис. 3.1. Типова форма імпульсу напруження

За основні параметри вибухового імпульсу в гірській справі приймають максимальне значення напруження і тривалість дії імпульсу. Змінюючи тим чи іншим способом ці параметри, здійснюють керування імпульсним навантаженням масиву.

3.2. Перфорація свердловин

Забруднення привибійної зони пласта кольматуючими речовинами призводить до погіршення фільтрації флюїдів, що супроводжується зниженням потенційного дебіту видобувних свердловин. Одним із напрямків по збільшенню дебітів нафтогазовидобувних свердловин є покращання фільтраційних властивостей в привибійній зоні продуктивного пласта шляхом імпульсної дії.

Прострілка кумулятивними та кульовими перфораторами, як правило, використовується для створення перфораційних отворів в обсадній колоні і фільтраційних каналів в продуктивному пласті за межами колоні. Глибина отворів може досягати 0,35–0,70 м.

Технічна характеристика кумулятивних та кульових перфораторів досить повно приведена в роботі [45].

Особливості технології розкриття пласта у привибійній зоні свердловини з використанням кульових і кумулятивних перфораторів, а також їх конструктивні особливості, детально викладені в працях «ВНиПІвзривгеофизика» [46, 47] та інших.

Слід відмітити, що обробка продуктивного пласта на незначну глибину не призводить до суттєвої зміни його колекторських властивостей, але з урахуванням робіт, які виконуються в різних країнах по збільшенню глибини фільтраційних каналів, що створюються кумулятивними перфораторами і удосконаленню їх конструкції, цей напрям заслуговує певної уваги.

Методи кульової та кумулятивної перфорації розкривають пласт точково, тому не можуть забезпечити повної реалізації його потенційних можливостей.

Виконати перфораційний канал у вигляді повздовжньої щілини можливо гідропіскоструминним методом. Гідропіскоструминна перфорація (ГПСП) достатньо потужний та технологічно гнучкий процес для вторинного розкриття

пластів. Розроблено цілий ряд гідропіскоструминних апаратів, за допомогою яких можна вирізати в колоні і породі різні отвори – щілини, вертикальні і похилі канали, що має велику перспективу при розкритті багат шарових високонеоднорідних пластів [48, 49]. Крім того, як показали дослідження авторів роботи [50], гідропіскоструминна перфорація забезпечує промислові припливи пластових флюїдів з малопроникних прошарків, де іншими методами вторинного розкриття цього досягнути не вдається.

В роботі [48] досить глибоко розкрита теорія створення каналів гідропіскоструминною перфорацією та методологія проектування процесів.

В роботі [51] розроблена технологія та методика розрахунку процесу газогідропіскоструминної перфорації з використанням газоподібного азоту, що значно покращує параметри процесу – збільшується глибина і об'єм створеного каналу, запобігається порушення цементного кільця за колоною, не утворюються задири на внутрішній стінці експлуатаційної колони. Крім того, додавання газоподібного агента до водопіщаної суміші дає можливість проводити вторинне розкриття при рівноважних умовах (тиск на вибої свердловини рівний пластовому тиску) або навіть при депресії на продуктивний пласт.

При застосуванні технології гідропіскоструминної перфорації можливо одночасно (або відразу) після розкриття продуктивних пластів активно діяти на них кислотними та іншими розчинами. Гідропіскоструминний перфоратор опускають у свердловину на насосно-компресорних трубах, фіксують в запланованому інтервалі за допомогою якоря або інших пристроїв. Виконують процес перфорації водопіщаною сумішшю, а після вирізання каналу замість води подається кислотний або інший розчин для дії на ПЗП розкритого пласта [52].

Проте, широкого застосування на практиці ГПСП не знайшла тому, що сам процес вимагає наявності великої кількості наземного обладнання, а головне – протікає тривалий час із циркуляцією робочої рідини, в якій міститься абразив, що прискорює зношення всього обладнання.

Метод гідропіскоструминної перфорації був удосконалений авторами робіт [53, 54], які розробили технологію гідромеханічної щілинної перфорації без використання абразиву та наземного обладнання з високим робочим тиском.

3.3. Торпедування свердловин

Дія на продуктивний пласт торпедами, спорядженими бризантними вибуховими речовинами (ВР), використовувалась багато десятиріч тому. Фізичною основою використання таких зарядів була здатність підземного вибуху руйнувати породу з утворенням системи мікротріщин, які можуть бути новими гідродинамічними каналами для руху газоподібних і рідких вуглеводнів.

Ґрунтуючись на залежності розмірів зони руйнування порід від величини зарядів, одержання максимального технологічного ефекту пов'язувалось із збільшенням маси вибухової речовини в торпедах, що розташовувались у свердловині. Проте, такий шлях чітко вираженого ефекту не показав, через наявність таких причин:

- як відомо, приплив вуглеводню до свердловини пов'язаний логарифмічною залежністю з величиною її ефективного радіусу. При торпедуванні свердловин зарядами бризантних ВР ефективний радіус свердловини приблизно співпадає з розмірами зони дробіння, яка швидко зменшується із збільшенням гірського тиску. Для найбільш характерних глибин нафтових і газових свердловин України (2–4 км і

більше) прогнозовані розміри зони дробіння складають 5–7 радіусів заряду і можливе збільшення продуктивності свердловини не перевищує 20–25 %;

- збільшення маси заряду призводить до передроблення та переуцільнення мінеральної речовини в стінках свердловини (до 2–3 радіусів заряду), що в значній мірі зменшує ефект вибуху;

- ефективність торпедування різко зменшується із збільшенням в'язкості вуглеводнів. Цьому сприяють поверхневі явища на їх контакті з породою. Досвід показує, що коли газові свердловини в результаті торпедування здатні збільшити свій дебіт в 2 та більше разів, дебіт нафтових збільшується всього на 20–25 %;

- із збільшенням маси заряду зростають навантаження на обсадні та технологічні колони. Це потребує проведення додаткових заходів на свердловинах (улаштування роз'єднуючих мостів з їх наступним розбурюванням і т. ін.).

В кінцевому підсумку ефект торпедування не завжди в змозі компенсувати додаткові витрати на проведення робіт, пов'язаних з інтенсифікацією припливу флюїдів до свердловини. Приймаючи до уваги, що роботи по торпедуванню свердловин носять періодичний характер, доцільність їх проведення потребує спеціального обґрунтування.

У багатьох роботах, присвячених бурінню і експлуатації свердловин, наприклад [55], торпедування розглядається як стала практика дії на пласт, коли він складений твердими породами, а свердловина виявилася низькодебітною. Рекомендується широкий набір ВР – від амонітів до нітрогліцерину та різні конструкції корпусів торпед від оцинкованих гільз до гумових мішків. Вага рекомендованих зарядів від 5 до 50 кг і більше, хоча в деяких роботах максимальний заряд обмежують величиною 20 кг.

В Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України А.В. Михалюком розроблено принципово нову технологію інтенсифікації видобутку рідких та газоподібних копалин з використанням енергії вибуху [56]. Фізичною основою технології є здатність гірських порід до дилатансійного розуцільнення під впливом об'ємних просторових навантажень високої нерівномірності, що спричиняє інтенсивне збільшення пористості (а відповідно, і фільтраційної проникності) порід. Експериментальними дослідженнями встановлено, що за рахунок дилатансійного розуцільнення фільтраційна проникність порід-колекторів нафти і газу може збільшитись у декілька (в окремих випадках – в десятки) разів. При цьому важливо встановити оптимальні умови розвитку дилатансії, які для кожного типу порід визначаються окремо. Просторове навантаження привибійних зон продуктивних пластів генерується вибухом секційної торпеди [56–58], а регулювання його інтенсивності та нерівномірності відбувається за рахунок взаємодії вибухових хвиль від окремих частин заряду.

Сумарний заряд торпеди може складатися з двох (або декількох) зарядів. Кількість зарядів визначається умовою створення в масиві максимальної протяжності в часі напружено-деформованого стану високої нерівномірності. Необхідна величина Δt сповільнення підриву зарядів один відносно одного в режимі короткосповільненого вибуху створюється спеціальними пристроями, але частіше всього, відрізками детонуючого шнура відповідної довжини [56, 57].

Переваги розробки [56] над відомими методами впливу на ПЗП такі:

- простота і швидкість проведення операцій;
- можливість локальної (вибіркової по геологічному розрізу) зміни колекторських властивостей порід;

- створення значних за розмірами зон підвищеної проникності;
- суттєве (в кілька разів) збільшення продуктивності свердловин;
- тривалість позитивного ефекту;
- можливість забезпечення захисту колон від уражаючої дії вибуху;
- економічність робіт.

3.4. Імплозійний метод

Суть методу полягає в наступному [59]. В свердловину в інтервал пласта, що обробляється, на колоні насосно-компресорних труб (або на кабелі) спускається металевий корпус з мембраною чи скляна капсула, які знаходяться під вакуумом, або заповнені повітрям. Потім шляхом закачки в свердловину продавлюючої рідини створюється тиск, який руйнує мембрану, або капсулу. Після розриву мембрани рідина, яка заповнює стовбур свердловини, миттєво спрямовується всередину пустотілого корпусу, викликаючи розрідження на вибої свердловини. Частинки пластової рідини також починають швидко просуватися із привибійної зони в утворену розріджену порожнину, сприяючи тим самим її очищенню від забруднень, а в окремих випадках, відбувається руйнування привибійної зони і утворення в ній тріщин [59, 60]. При цьому, за рахунок ефекту імплозії в привибійній зоні пласта створюється ударна хвиля з тиском, що значно перевищує тиск розриву мембрани. З моменту, коли тиск повітряного пухиря стає більшим тиску стовпа рідини і пластового тиску, по рідині починають розповсюджуватися хвилі стискування та розрідження.

За даними [59, 60] швидкість розповсюдження хвилі в трубах діаметром 0,168 м становить 1 000 м/с. Отже, процес удару хвиль в порожнині, розташованій на глибині 1 000 м в свердловині, буде повторюватися через кожні 2 с. При цьому перший удар хвиль найбільш сильний. Всі наступні удари, внаслідок втрати енергії на тертя рідини в стовбурі свердловини і в пласті, будуть слабкіші і через певний час настане їх повне згасання. За рахунок дії гідравлічного удару рідина подібно клину тисне на породу привибійної зони пласта та сприяє розвитку наявних і утворенню нових тріщин. Ці особливості методу імплозії є однією із головних ознак доцільності його застосування при обробці привибійних зон пластів з метою збільшення продуктивності свердловин.

В практиці деяке застосування отримала імплозійна обробка свердловин із використанням скляних капсул, що наповнені газом. Тиск газу в капсулі рівний атмосферному [61]. При руйнуванні капсули виникає практично миттєвий перепад між пластовим і вибійним тисками, що викликає інтенсивну фільтрацію рідини з пласта в умовах, які більші значень початкових гідравлічних градієнтів і, як наслідок, ефективне очищення прифільтрових зон.

Розроблено пристрій для імплозійної обробки фільтра і прифільтрової зони свердловини, який містить герметичну циліндричну капсулу, що знаходиться під вакуумом, і засіб руйнування капсули [62].

Товщина h стінки циліндричної герметичної капсули із вакуумом, яка унеможливує руйнування капсули під дією зовнішнього гідростатичного тиску при опусканні її в зону залягання продуктивного пласта, розраховується згідно формули

$$h = \sqrt{r(1 - 2p / \sigma_{\theta})},$$

де r – зовнішній радіус циліндричної герметичної капсули із вакуумом; p – гідростатичний тиск на зовнішню поверхню стінки циліндричної герметичної капсули із вакуумом; σ_{θ} – межа міцності на розрив матеріалу, з якого виготовлена капсула.

Для продуктивних пластів середньої та великої потужності (більше 10 м) в інтервалі обробки продуктивного пласта розміщують декілька герметичних циліндричних капсул із вакуумом.

Після розміщення капсул в зоні залягання продуктивного пласта за допомогою вибухового патрона здійснюють підривання детонуючого шнура. При цьому відбувається руйнування капсул і утворення порожнини у свердловині в інтервалі залягання продуктивного пласта.

В момент вибухового руйнування циліндричних герметичних капсул із вакуумом, за рахунок створення миттєвого перепаду між пластовим тиском і тиском на вибої свердловини, виникає депресійна дія на прифільтрову зону свердловини, яка супроводжується інтенсивним гідропотоком в прифільтрової зоні, що призводить до відривання частинок кольматанту від поверхні фільтра і каналів фільтрації і виносу кольматанту в свердловину, в результаті чого фільтр і прифільтрова зона свердловини очищаються від кольматанту [63].

Недолік способу – відносно невеликий об'єм вакуумованих капсул, складність виготовлення капсул із заданою міцністю, небезпека їх передчасного руйнування.

Для створення імплізії можуть використовуватися і невакуумовані капсули, виготовлені з будь-якого матеріалу.

3.5. Кавітаційний метод

Кавітаційний метод дії на привибійну зону пласта, а також нафтовий пласт в цілому, давно привертав увагу дослідників в цій області. При всій привабливості кавітаційних ефектів через великі тиски за певних умов (до 100 МПа), що створюються в результаті вибуху газових пухирців, метод стримувався саме складністю створення таких умов в привибійній зоні пласта [64].

В кінці 90-х років ХХ ст. у друку з'явилася інформація про кавітаційні методи обробки привибійної зони пласта. Однією з них є стаття Л.Х. Ібрагімова [65].

Суть кавітаційного способу збудження різних по величині ударних імпульсів і коливань тиску в широкому діапазоні їх частот полягає в тому, що на основі утворення газової фази в рідинних системах за допомогою спеціального пристрою – кавітатора (пульсатора) на вибої в привибійній зоні свердловини послідовно створюються численні газові порожнини різного розміру, що «захлопуються» під тиском. При «захлопуванні» газових пухирів виникає процес інтерференції різних по величині і частоті ударних імпульсів тиску, що сприяє збільшенню глибини і інтенсивності обробки привибійної зони свердловини і пласта ударними хвилями.

Розрахунок параметрів кавітатора приведений в роботі [66].

За даними В.А. Кулагіна [67], при його безпосередній участі створені нові суперкавітаційні технологічні апарати для використання в різних виробництвах, що дозволяють знизити капітальні і експлуатаційні витрати і інтенсифікувати технологічні дії в різних галузях.

Кавітація прискорює дифузію нафти в порожнині парафіну, інтенсифікує процес його руйнування. Прискорення розчинення парафіну відбувається за рахунок інтенсифікації перемішування нафти на межі нафта–парафін і дії імпульсів тиску,

які як би розбризкують частки парафіну. Кавітація руйнує зв'язки між окремими частинами молекул, впливає на зміну структурної в'язкості, тобто на тимчасовий розрив Ван-дер-Ваальсових зв'язків. Під впливом кавітації великої інтенсивності впродовж довгого часу порушуються зв'язки в молекулах парафіну, внаслідок чого відбуваються зміни фізико-хімічного складу (зменшення молекулярної ваги, температури кристалізації та ін.) і властивостей нафтопродуктів (в'язкості, густини, температури спалаху та ін.). В процесі імпульсної кавітаційної обробки нафти і нафтопродуктів енергія, що виділяється при схлопуванні кавітаційних пухирців, використовується для розриву хімічних зв'язків між атомами молекул вуглеводневих сполук [68].

3.6. Існуючі засоби імпульсно-хвильового впливу на продуктивний пласт

Більшість нафтових родовищ України вступили в стадію розробки, що характеризується зниженням пластових тисків, дебітів нафти і збільшенням обводнення продукції, внаслідок чого на багатьох родовищах переважна більшість свердловин переведена на механізовану та періодичну експлуатацію.

Родовища, що вводяться в розробку, як правило, мають важковидобувні запаси. Тому видобуток на багатьох нафтових родовищах в даний час стає малоефективним і вимагає змін в раніше освоєній системі розробки.

Високий темп відбору запасів в початковий період розробки часто проводиться при недостатній вивченості геологічного об'єкту. В результаті різношвидкісного освоєння запасів в розробку не залучаються більш низькопроникні ділянки, а високопроникні передчасно обводнюються. Таким чином активно формуються важковидобувні запаси.

Неоднорідність колекторських властивостей, як по розрізу, так і по простяганню, призводить до нерівномірного відбору нафти із пласта та зниження коефіцієнта нафтовилучення по пласту в цілому. В процесі тривалої експлуатації свердловин відбувається кольматація білясвердловинного простору продуктивних пластів, що знижує продуктивність свердловин і працюючу потужність інтервалів перфорації і вимагає періодичного очищення привибійних зон пластів.

На пізніх стадіях розробки родовищ доводиться мати справу з практично новими колекторськими властивостями пласта, новими гідрогеологічними, гідродинамічними, тепловими і фізико-хімічними режимами, із зміненим складом флюїдів пласта.

Наукові дослідження показують: чим пізніше здійснюватиметься коригування системи розробки покладу, тим нижчими будуть промислові результати. При цьому необоротно погіршуються не лише загальні техніко-економічні показники, але і знижується величина коефіцієнта вилучення вуглеводнів порівняно з тією, що потенційно може бути досягнута при використанні нових технологій. Можливі втрати нафтовіддачі можуть досягати 10 % і більше.

Можливість застосування віброхвильових методів дії на нафтогазовий пласт вивчається на протязі останніх трьох десятиріч. Мета цих досліджень – вирішення задач підвищення нафтогазовіддачі продуктивних пластів. На сьогодні відомі дві групи віброхвильових технологій, що відрізняються по способу дії на породи нафтогазових пластів:

- з поверхні землі на низьких частотах (віброрейсмічні технології);
- із свердловини на різних частотах (акустичні методи).

3.6.1. Вібродія із земної поверхні

Ефект слабкої низькочастотної дії на нафтовіддачу був виявлений Інститутом фізики Землі РАН в 1985 р. на родовищі Абузи, розташованому в Краснодарському краї. Дія здійснювалася із земної поверхні 20-тонним вібратором в діапазоні частот від 10 до 30 Гц. При цьому щільність потоку потужності сигналу в нафтовому колекторі не перевищувала 10^{-3} – 10^{-4} Вт/м². Після проведення сейсмічної дії було зафіксовано зменшення обводнення продукції видобувної свердловини від 90–95 % до 85–90 %. Повторний експеримент показав, що цей ефект зберігався як мінімум протягом місяця після закінчення дії [69].

Не дивлячись на неодноразове підтвердження ефекту сейсмічної дії на динаміку багатофазних фільтраційних потоків в проникних пористих середовищах, поки відсутнє чітке уявлення про його фізичний механізм. У загальному випадку можна умовно виділити шість груп теоретичних моделей. У середині кожної з цих груп вплив низькочастотної сейсмічної дії пов'язується, відповідно, з такими чинниками:

- неоднорідністю структури і напруженого стану багатопластового покладу в цілому;
- автоколивальними фільтраційними процесами у водонафтонасичених колекторах і можливістю їх резонансної взаємодії з сейсмічними коливаннями;
- дегазацією рідини пласта;
- реологічними характеристиками рідин пластів;
- капілярними ефектами;
- характеристиками змочуваності поверхні пор.

Ці базові уявлення про механізм впливу низькочастотних сейсмічних коливань на фільтраційні процеси ґрунтуються на результатах теоретичних, натурних і лабораторних експериментів. У природних умовах може діяти будь-який з викладених механізмів або їх комбінація, що залежить від конкретної геолого-геофізичної ситуації.

З метою підтвердження позитивного впливу низькочастотної сейсмічної дії на кінцеву нафтовіддачу обводнених нафтових покладів, були проведені лабораторні експерименти із зразками кернів нафтових колекторів та зі штучними моделями [69]. Лабораторний комплекс для вивчення параметрів одно- і двофазних фільтраційних потоків у пористих середовищах був створений на базі високоточного насоса-дозатора, що забезпечує регульовані витрати рідини на вході зразка. Під час фільтрації проводився вимір порового тиску в декількох точках по довжині робочої частини зразка, вимір масової витрати рідини на виході зразка, а також вимір електричних параметрів в робочій частині зразка. Комплекс обладнаний також системою підтримки постійної температури зразка і системою збудження хвиль стискання-розширення і зсуву усередині зразка в діапазоні частот від 10 до 40 Гц.

В результаті експериментів був зафіксований вплив сейсмічної дії на параметри одно- і двофазних фільтраційних потоків. Цей вплив проявився в підвищенні порового тиску усередині тимчасового інтервалу дії.

Вібродія із земної поверхні (рис. 3.2) заснована на передачі сейсмічної енергії на нафтовий пласт із поверхні землі через товщу вищезалігаючих гірських порід [64]. Метод розроблено в СКТБ прикладної геофізики СВ РАН під керівництвом д. т. н. Б.Ф. Симонова. Метою проекту було створення екологічно чистого комплексу дії з денної поверхні на пласт для інтенсифікації видобутку нафти в складних геолого-фізичних умовах залягання.

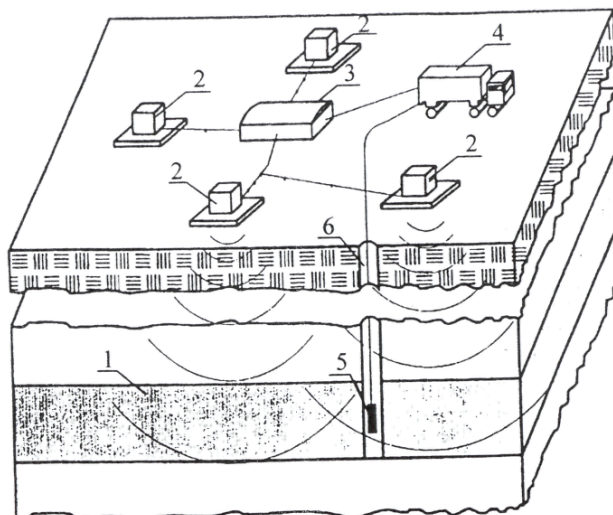


Рис. 3.2. Принципова схема віброхвильової дії на продуктивний пласт із денної поверхні [64]:
 1 – продуктивний пласт; 2 – потужне джерело сейсмічних коливань; 3 – система управління (знаходиться в окремій кабіні); 4 – система реєстрації; 5 – зонд; 6 – вимірювальна свердловина

Метод розрахований на глобальне охоплення обробкою, в яку входить не лише обробка привибійної зони свердловини, але і продуктивного пласта в цілому.

Пропонована технологія, на думку авторів, може мати найбільш широке впровадження для інтенсифікації видобутку нафти і підвищення нафтовилучення на високо- і середньообводнених нафтових пластах карбонатних, глинистих і піщаних колекторів. Дана дія має об'ємний характер з радіусом охоплення до декількох кілометрів на рівні продуктивного пласта. Поєднання застосування вібраційної дії з використовуваними методами розробки створює віброхвильову технологію.

Технологія об'ємної хвильової дії (ОХД) [70] заснована на використанні потужних джерел низькочастотних гармонічних коливань з амплітудою сили до 1 000 Н, що знаходяться на поверхні. Такі джерела були розроблені ІГДСВ РАН і освоєні ВАТ СІБ [71].

Суть технології ОХД заключається в створенні на поверхні землі монохроматичних коливань певної амплітуди, що розповсюджуються у вигляді конуса від поверхні до нафтового пласта і охоплюють об'єм в зоні 1,5–3,0 км від епіцентру дії [72]. При цьому потужність сигналу, що доходить до рівня пласта на глибині 2 км і більше не перевищує 10^{-3} – 10^{-4} Вт.

Висунуто гіпотезу, що в результаті віброесейсмічної дії змінюється стан блокової структури нафтових покладів і джерелом енергії при цьому є напружений стан самих пластів. Основна причина нестійкості блокової структури нафтових пластів є зміна пластового тиску в процесі розробки. Сама хвильова дія є свого роду інтенсифікатором цього процесу внаслідок довготривалої і стабільної по частоті дії, що призводить до резонансних коливань блоків, зниження тертя між ними і взаємних посувань. Вібрація і посування блоків у свою чергу активізують існуючу систему макротріщин і обумовлюють розвиток мікротріщин в породах нафтоносних пластів, в результаті чого підвищується проникність порід-колекторів нафти, причому відносно збільшення проникності в низькопроникних зонах більше, ніж у високопроникних [70].

Виникнення методу віброейсмичного впливу (ВСВ) на нафтові пласти із земної поверхні було обумовлене вивченням і спостереженнями за поведінкою вуглеводнів, нафтонасиченими гірськими породами і роботою свердловин нафтових родовищ до і після землетрусів (Дагестанське в 1970 р. і Ставропольське в 1971 р.), вібродії на привибійну зону свердловин [73], а також лабораторними дослідженнями [74]. Отримані результати дозволили зробити однозначні висновки про те, що при щільності сейсмичної енергії 4–10 Вт/м² вібрація впливає на:

- колектор, змінюючи його пористість, тріщинуватість, а в результаті і проникність;
- флюїд, змінюючи його в'язкість, коефіцієнт поверхневого натягу, коефіцієнт заломлення, фракційний склад;
- сегрегацію нафтових крапель і капілярний ефект, збільшуючи їх.

Проведені дослідження дозволили сформулювати поняття технології ВСВ як комплексу заходів, пов'язаних з виконанням робіт віброджерелами, що встановлюються на поверхні.

Основні характеристики технології ВСВ:

- радіус зони дії – до 3 км;
- зниження обводнення в зоні охоплення – 15–20 %;
- кількість додатково видобутої нафти за рік на один вібромодуль (при правильному виборі об'єкту) – до 50–70 тис. т [75].

Наукові і практичні результати, отримані при проведенні комплексу робіт по ВСВ, в роботі [75] представлені у вигляді чотирьох основних блоків: технічні, геофізичні, геолого-технологічні і промислові.

Технічні результати.

1. Розроблені гнучко керовані, швидко монтовані блокові віброджерела, що працюють в діапазоні температур ± 30 °С, забезпечують амплітуду сили $F_m = 600$ кН, частоту $f = 8$ –18 Гц та освоєно їх серійне виробництво у ВАТ «ЕЛСІБ».

2. Накопичений первинний досвід в освоєнні головних елементів технології ВСВ.

Геофізичні результати.

1. На рівні нафтового пласта на «домінантних» частотах в діапазоні $f = 8$ –15 Гц виявляється збільшення амплітуд реєстрованого сигналу.

2. Зафіксовано вторинне випромінювання (акустоемісія) в діапазоні $f = 10$ –20 кГц при обробці масиву на «домінантних» частотах.

Геолого-технологічні результати.

1. Стійке зниження обводнення більшості свердловин в зоні робіт при сталому видобутку рідини.

2. Підвищення обводнення деяких свердловин.

3. Збереження ефекту протягом 4–6 міс. Повернення стану розробки на колишній рівень.

Промислові результати.

Забезпечення додаткового видобутку нафти на ділянці проведення робіт, рівного 30–50 % поточного видобутку.

Аналіз отриманих результатів виявляє невідповідність між потужністю сейсмичного сигналу (не більше 10^4 – 10^5 Вт), що доходить до нафтового пласта на глибині 1 500–2 000 м і розміром ефекту, який становить десятки тисяч тонн додатково видобутої нафти. Отже, сейсмичні сигнали, що доходять до нафтового пласта, самі по собі не можуть бути причиною отриманого ефекту. Складно також

уявити, що його чинником є накопичення енергії сейсмічного сигналу в нафтовому пласті [76], оскільки не ясно, що в цьому випадку відіграє роль акумулятора сейсмічної енергії.

Найбільш реалістичною представляється концепція, сформульована в роботах Інституту гірничої справи СБ РАН в області дослідження напруженого стану блокових геосередовищ [77–80].

Пласт складається з компактно упакованого набору геоблоків різних ієрархічних рівнів (розмірів), розділених тріщинами, які заповнені дрібними уламками гірських порід і водонафтовою емульсією (флюїдом). Блоки з усіх боків обтиснені, знаходяться в напруженому стані під дією гірського тиску. Тріщини між ними є каналами для міграції флюїду при руху фронту витіснення нафти водою в процесі заводнення пласта. Розміри тріщин і їх домінуюча орієнтація формують промиті і непромиті зони нафтового пласта на пізній стадії розробки між нагнітальними і видобувними свердловинами. При цьому енергоперетворення сейсмічної енергії від віброджерела на поверхні до пласта може бути представлене таким чином (рис. 3.3) [75].



Рис. 3.3. Структура енергоперетворення в гірських породах на рівні пласта при ВСВ із земної поверхні [76]

Сейсмічне випромінювання на домінуючих частотах $f_{дом}$ [77, 81, 82] у низькочастотному діапазоні, створюване віброджерелом на поверхні, проходить через вищерозміщені гірські породи і досягає нафтонасичених пластів, маючи об'ємну щільність енергії $G(f_{дом})$, і викликає резонансні коливання геоблоків відповідного ієрархічного рівня [79, 80]. Джерелом енергії при цьому є енергія напруженого стану гірського масиву. Резонансні коливання геоблоків в структурі пласта, наявність яких можна передбачити завдяки відкриттю ефекту аномально

низького тертя в напружених блокових масивах [77], і є сейсмоемісією [82]. Її об'ємна щільність енергії $G_1(f_{\text{дом}})$ більша об'ємної щільності випромінювання джерела на рівні пласта

$$G(f_{\text{дом}}) < G_1(f_{\text{дом}}).$$

Відмічене було зафіксовано при налаштуванні віброджерел на пласт у процесі виконання промислових робіт. При цьому відбуваються структурна перебудова колектора, зміна його зональної і пошарової неоднорідності і, отже, шляхів фільтрації рідини в пласті, що підвищує охоплення його заводненням і сприяє залученню у розробку раніше недренованих зон пласта. В результаті забезпечується додатковий видобуток нафти зі свердловин.

Виникнення резонансних коливань геоблоків в умовах напруженого стану викликає їх розпад на дрібніші блоки (підблоки), який супроводжується вивільненням енергії у вигляді високочастотного випромінювання на частоті f_a – акустоемісії в ультразвуковому діапазоні з об'ємною щільністю сейсмічної енергії $G_2(f_a)$, значно більшою об'ємної щільності випромінювання джерела на рівні пласта

$$G_2(f_a) \gg G(f_{\text{дом}}).$$

В результаті відбувається опромінення деякої зони пласта радіусом до 2 000–3 000 м високочастотною сейсмічною енергією.

Наслідком виникаючих процесів є ініціювання капілярного просочування блоків, руйнування подвійного електричного шару (ПЕШ), зміна фізико-хімічних властивостей нафти, що забезпечує додатковий видобуток нафти в зоні дії первинного опромінення з поверхні.

Пропонований підхід дозволяє провести логічну інтерпретацію і обґрунтувати явища, що виникають в пласті при його опроміненні з поверхні низькочастотними сейсмічними хвилями, що мають найбільшу проникаючу здатність. При цьому з'являється можливість пояснити виникнення значних промислових ефектів від слабких сейсмічних випромінювань, що доходять до рівня пласта з поверхні [75].

В Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України розроблено спосіб інтенсифікації видобутку нафти та газу, який відрізняється тим, що на денній поверхні над продуктивним пластом розміщують коаксіально до свердловини заряди вибухової речовини, які підривають з утворенням направленою в бік пласта першого плоского хвильового поля, після чого підривають заряди у рідині в свердловині з утворенням направленою в сторону пласта другого хвильового поля. При цьому геофізичне середовище пласта на різних ієрархічних структурних рівнях, за рахунок взаємодії в пласті випромінюваних хвильових полів, приводиться в нерівноважний деформований стан з наведенням додаткових флюїдних каналів різних розмірів, що сприяє покращанню фільтраційних властивостей порід-колекторів і сприяє підвищенню дебіту свердловин [83].

До наземних віброхвильових технологій відноситься спосіб розробки обводненого нафтового родовища, що включає розкриття пласта свердловинами, видобуток рідини пласта через куш видобувних свердловин, віброейсмичну дію на пласт від наземного джерела коливань, визначення частоти ефективної дії перебором частот випромінюваних коливань, який відрізняється тим, що знаходять домінуючу частоту, проводять віброхвильову дію на цій частоті, по черзі переміщують джерело на півдовжину хвилі до припинення вмісту нафти в

свердловинній рідині і визначають ефективний радіус зони дії джерела та встановлюють додаткові джерела на відстані один від одного, рівній діаметру ефективної зони дії джерела [84].

Досвід промислових випробувань показує, що довготривала обробка нафтового родовища пружними низькочастотними коливаннями малої амплітуди збільшує видобуток нафти. Позитивні результати досягнуті як при дії з денної поверхні гармонічними низькочастотними сейсмічними полями, так і віброімпульсними сигналами, що збуджуються в експлуатаційних свердловинах. Основний ефект отримують за рахунок зниження частки попутної води у видобутку свердловин, віддалених на відстань до декількох кілометрів від віброджерел.

Основна трудність в розумінні механізму цього явища полягає в малому значенні питомої енергії дії на глибокочаляючі пласти та їх віддалені ділянки. За результатами натурних вимірів для відчутного впливу на нафтові поклади досить сейсмічного поля інтенсивністю 10^{-6} – 10^{-7} Вт/м² з амплітудою низькочастотних пружних коливань 10^{-8} – 10^{-9} м [85]. Лабораторні експерименти показують, що це значення істотно нижче критичного порогу питомої акустичної потужності, необхідної для безпосереднього впливу на фізичні процеси в пористих флюїдонасичених середовищах. Якщо причиною зміни фільтраційних властивостей нафтового колектора рахувати енергію зовнішнього поля, то для зняття протиріччя необхідно сформулювати механізм її накопичення середовищем. Задовільні моделі відповідних мікроявищ і високодобротних внутрішньопластових коливальних систем невідомі. Альтернативний підхід розглядає зміну властивостей продуктивного пласта як результат вивільнення його внутрішньої енергії при нелінійній взаємодії з хвильовим полем.

Інша проблема полягає в різноманітності проявів сейсмічного впливу на поклад. У натурних експериментах виявлені значна зміна рівнів рідини в експлуатаційних свердловинах [85], збільшення вмісту нафти в продукції, зростання видобутку попутного газу, зміна складу вуглеводневої сировини та її фізичних властивостей [86, 87], посилення акустичної емісії порід-колекторів [88]. Це передбачає комплексний вплив сейсмічних хвиль на ряд процесів в продуктивному пласті і визначає необхідність ув'язування різних фізичних явищ в єдину систему. Такий підхід відрізняється від більшості прийнятих в даний час концепцій, що постулюють вплив одного або декількох явищ, які розглядаються ізольовано одне від одного, наприклад, зниження в'язкості нафти, посилення капілярного просочення, зниження поверхневого натягу на межі розділу фаз та ін. Більшість з них обґрунтовується результатами фізичного моделювання в умовах, відмінних від природних [89, 90]. Наприклад, в лабораторних дослідженнях механізму хвильового вилучення залишкової нафти амплітуда прискорення низькочастотних вібраційних коливань модельного середовища складала одиниці м/с² [89], що в 10^4 – 10^5 разів більше значень, технічно досяжних на віддалі від джерела коливань поза привибійною зоною експлуатаційних свердловин. У роботі [90], де відповідності моделі натурним умовам приділена особлива увага, амплітуда пружних коливань дорівнювала 70 мкм, що на три порядки вище, ніж при сейсмічній обробці пласта. Ще більша невідповідність має місце при порівнянні відносних деформацій, що створюються динамічними навантаженнями. У натурних умовах цей параметр рівний $4U/\lambda \sim 10^{-10}$, де λ – довжина подовжньої хвилі, яка на частотах 10–20 Гц складає 150–250 м. В лабораторних установках модель середовища і система впливу, як правило, закріплюються на єдиній основі (силове замикання). В цьому випадку зміна

лінійного розміру моделі визначається амплітудою пружних коливань і відносна деформація рівна U/L , де L – довжина зразка. При $U=70$ мкм і $L=0,6$ м [90] відносна деформація моделі складає 10^{-4} , що на 6 порядків вище, ніж в натурних умовах. Така невідповідність масштабів ставить під сумнів правомірність застосування теорій, побудованих на інтерпретації лабораторних даних, в практиці розробки родовищ. Дійсно, польові експерименти не підтверджують ряд поширених гіпотез.

Відомі гіпотези прогнозу застосування хвильових технологій на конкретному родовищі не дозволяють оцінити очікуваний ефект, визначити режим дії і узгодити його з системою розробки, що є серйозною перешкодою впровадження даних методів в нафтовидобувну промисловість. З точки зору існуючих переконань не зрозуміло, чого взагалі чекати від сейсмічної дії в багатьох реальних ситуаціях, наприклад, при зниженому тиску пластів.

Для вирішення цих питань в роботі [91] запропонована якісна модель механізму стимуляції видобутку нафти сейсмічними полями малої інтенсивності з причинно-наслідковими зв'язками між складовими фізичними процесами, що побудована на таких припущеннях, основаних на польових спостереженнях.

Оцінка балансу енергій сейсмічного впливу і реакції нафтового пласта

Щоб визначити причину перетворення властивостей нафтопродуктивного пласта в сейсмічному полі, в натурних умовах виконана оцінка балансу енергій дії і реакції середовища. Ідея експерименту полягає у використанні ефекту дегазації недонасиченої нафти в сейсмічному полі для оцінки знизу роботи по зміні властивостей продуктивного пласта при одночасному контролі інтенсивності дії. Такий підхід достовірніший у порівнянні з оцінкою енергетичного балансу по вторинному акустичному випромінюванню, оскільки, по-перше, не відома доля енергії нелінійного перетворення середовища, що скидається в емісійне випромінювання, а по-друге – складно врахувати контактні умови реєстрації високочастотних пружних коливань в обсаджених експлуатаційних свердловинах.

В результаті закачування в пласт сейсмічної енергії порядку 10^5 Дж встановлено, що робота по виділенню газу склала не менше 10^{10} Дж. Приведені дані показують, що власної енергії зовнішнього поля катастрофічно не вистачає для спостережуваних процесів і жоден механізм її накопичення не може компенсувати цей дефіцит. Залишається внутрішня енергія пласта, що активізується сейсмічною дією.

Джерело енергії перетворення властивостей продуктивного пласта в сейсмічному полі

В пошуку можливих внутрішніх джерел енергії в пласті варто звернути увагу на глибоку невідповідність між натурними і лабораторними дослідженнями з інтенсивності опромінення, що потребується для істотної зміни властивостей нафтонасичених порід. Вплив масштабного чинника слід шукати в непередставництві малих об'ємів гірських порід для вивчення взаємодії пружних коливань з масивом, що має, по-перше, внутрішню структуру, а по-друге, рівноважний стан якого порушений багаторічним процесом розробки.

Процес розробки призводить до глибокого порушення термодинамічної рівноваги пласта, в першу чергу його напружено-деформованого стану, внаслідок довготривалої роботи насосів в районі нагнітальних свердловин. Релаксація пластового тиску до рівноважного стану формує внутрішні фільтраційні потоки, а

релаксація напружено-деформованого стану – пластичну деформацію з постійною малою швидкістю при незмінному зовнішньому навантаженні.

Встановлено, що сейсмічна стимуляція значно збільшує вміст нафти в продукції окремих свердловин навіть зовнішніх експлуатаційних рядів блокової системи розробки високообводнених родовищ, що означає підключення застійних ділянок покладу з низькими фільтраційними властивостями. Виключивши з можливих джерел внутрішньої енергії взаємодію сейсмічних хвиль з фільтраційним потоком, приходимо до відправної точки пропонованої концепції – впливу зовнішнього поля на пластичну деформацію нерівноважного геологічного середовища.

Відомо, що така деформація призводить до накопичення критичної напруги в дефектах, починаючи з деякого розміру (масштабу), який і домінує в релаксації напруги, оскільки щільність порушень структури обернено пропорційна об'єму одиничного дефекту [91]. Дане твердження експериментально обґрунтоване в механіці гірських порід.

В лабораторних умовах встановлено, що релаксація напружень практично всіх матеріалів відбувається стрибкоподібно, причому мікросуви пов'язані із зовнішньою дією слабких вібрацій, що відіграють роль спускового механізму [92].

Деформація нерівноважного масиву відповідає за генерування мікросейсмічного шуму, високий рівень якого виділяє продуктивний пласт серед вміщуючих гірських порід. Довготривале посилення під дією одиничної низькочастотної дії високочастотної (одиниці–десятки кГц) акустичної емісії глибокозалягаючого нафтового пласта [88] свідчить про вплив слабого сейсмічного поля на цей процес, можливо, за рахунок синхронізації довгохвильовим полем мікросувів в протяжному об'ємі нафтового покладу. Очевидно, що максимальна реакція продуктивного пласта матиме місце при збігу частоти зовнішніх коливань з власною частотою (або її гармоніками) елемента внутрішньої структури домінуючого масштабу. Це пояснює спостережувані в експериментах частотну вибірковість продуктивних пластів, аномалії згасання сейсмічних хвиль домінуючих частот і дискретний спектр наведеної сейсмічності, під яким розуміють зміну в спектральній щільності мікросейсмічного шуму глибокозалягаючого нафтопродуктивного пласта після сейсмічної дії (G_m) по відношенню до фонового стану (G_{m_0}) (до хвильової обробки).

Визначившись з джерелом внутрішньої енергії перетворення властивостей середовища, необхідно зрозуміти, як аномальна чутливість пластичної деформації продуктивного пласта до сейсмічної дії приводить до збільшення видобутку нафти та інших спостережуваних ефектів, зокрема, виділення газу з недонасиченої нафти, а також чому газ, що виділився, на шляху своєї міграції до видобувних свердловин знову не розчиняється в недонасиченій нафті. Така постановка різко звужує коло можливих фізичних явищ і примушує звернутися до особливостей будови структурованого продуктивного пласта [91].

Генерація вільного газу з недонасиченої нафти

Зона підвищеної концентрації порушень суцільності утворює фільтраційний канал зниженого опору по відношенню до суцільного середовища. Подібні канали можуть формувати мережу, яка визначає або, принаймні, істотно впливає на потік рідини в пласті. Причини зміни дебіту видобувних і приймальності нагнітальних свердловин слід шукати у впливі сейсмічної дії на проникність саме фільтраційних каналів.

На пізній стадії розробки після проходження фронту заводнення, тріщини, що мають підвищену фільтраційну здатність по відношенню до пор, заповнені водою, а навколишні ділянки пористого середовища можуть містити залишкову нафту. Її вилучення відбувається за відомим механізмом протитечійного капілярного витіснення, коли в пористе середовище по дрібних капілярних каналах проникає вода, створює тим самим градієнт тиску в водонасиченому фільтраційному каналі і витісняє в нього нафту. Цьому витісненню перешкоджають плівки на поверхні пористого фрагмента, склад і будова яких різні залежно від спорідненості поверхні з водою.

З механіки гірських порід відомо, що в реальному середовищі зсув веде до зміни форми об'єму, в даному випадку дефекту структури, що в насиченому рідиною середовищі еквівалентно пульсаціям тиску $P(t)$. Для подальшого розуміння важливо, що завжди можна виділити таку геометрію берегів дефекту, яка забезпечить, хай в локальній області і на короткий час, падіння тиску рідини до значення нижче тиску насичення нафти газом. Пульсації тиску в заповненій водою мікротріщині охоплюють її околиці, у тому числі прилеглий шар пористого середовища із залишковою нафтонасиченістю, створюючи в ньому умови дегазації нафти.

Пухирці газу, що утворюються, маючи підвищену проникаючу здатність, під впливом градієнта тиску протитечійного капілярного витіснення дифундують через плівку, що покриває поверхню пористого фрагмента, і збільшують тим самим її стисливість. В умовах зовнішніх змінних навантажень і високочастотного емісійного випромінювання, що генеруються мікрозсувами, це веде до розуцільнення та дезінтеграції плівок і є однією з причин сейсмічної стимуляції видобутку нафти. У роботі [93] приведена математична модель параметричного резонансу нафтових плівок під дією ультразвукових коливань у присутності газу, яка показує можливий механізм дестабілізації плівок, що частково пояснює спостережувані явища. Пухирці газу, потрапляючи у водонасичені фільтраційні канали, не розчиняються, оскільки розчинність вуглеводневих компонент газу у воді в десятки разів нижча, ніж у нафті. Вільний газ виноситься потоком у видобувні свердловини, пояснюючи спостережуване збільшення видобутку попутного газу в період сейсмічної обробки, а також зміни його компонентного складу [86, 87]. Таким чином, за рахунок адекватного ускладнення моделі середовища шляхом введення внутрішньої структури колектора, пластичної деформації і зон з різною розчинністю газу, вдається відносно просто сформулювати фізичну картину генерації вільного газу, що є одним з найважливіших елементів в механізмі сейсмічної стимуляції видобутку нафти. При такому підході високе значення тиску рідини пласта по відношенню до тиску насичення нафти газом не перешкоджає його виділенню і, що найважливіше, не вимагає введення складних механізмів подальшої стабілізації газу у вільній фазі [91].

При сейсмічному впливі, як було зазначено раніше, у водонасичені фільтраційні канали потрапляє газ, який, маючи високу проникну здатність, насичує колоїдні утворення, що блокують частину каналів при малих градієнтах тиску. Спостережуване в процесі сейсмічної дії на пласт збільшення винесення механічних часток і в'язких компонент нафти підтверджує руйнування колоїдних утворень, що відбувається за рахунок дії змінного тиску в присутності газу по механізму розуцільнення і втрати зв'язності аналогічно відомому ефекту в технологіях акустичного збагачення корисних копалин [94]. Цей процес, ймовірно, лежить в

основі експериментально спостережуваного зниження «структурної в'язкості» флюїдів пластів в сейсмічному полі.

Запропонований механізм сейсмічної стимуляції видобутку нафти дозволяє прогнозувати технологічну ефективність дії на поклади з різними геолого-фізичними умовами залягання нафти, а також створює методичну основу комплексування сейсмічної стимуляції з іншими методами інтенсифікації розробки нафтових родовищ [91].

Таким чином, представлено енергетичний баланс стимуляції видобутку нафти сейсмічним полем малої інтенсивності і показано, що зміна властивостей продуктивного пласта відбувається за рахунок його внутрішньої енергії, яка активізується зовнішньою дією. Запропонований механізм сейсмічної дії заснований на впливі слабких коливань на пластичну деформацію продуктивного пласта, виведеного з термодинамічного стану рівноваги процесом розробки. Центральним елементом є генерування вільного газу із нафти в пористому середовищі. Газові пухирці насичують і збільшують стисливість блокуючих плівок і колоїдних утворень, що створює умови для їх руйнування під дією змінного навантаження. Механізм сейсмічної стимуляції видобутку нафти представлений мінімальним набором фізичних процесів, що пояснює всі без виключення ефекти, спостережувані в польових експериментах [91].

3.6.2. Акустичні методи підвищення нафтовіддачі пластів та інтенсифікації видобутку нафти

Аналіз відомих способів хвильової дії на продуктивні пласти [95, 96] показує, що амплітуда напружень в пружних хвилях на віддалі близько 1 км від джерела збурення складає мільйонні і мільярдні долі атмосфери. Це на кілька порядків нижче порогових значень, які за відомими лабораторними даними необхідні для того, щоб у фільтраційному процесі виникли помітні зміни [97]. Ці дані можливо пояснити, якщо виходити із концепції роботи [98], згідно якої прямою причиною зміни в пористому середовищі на великих відстанях від джерела пружних хвиль є процес вивільнення пружної енергії. Ця енергія накопичується як в самому пласті, так і в оточуючих його породах, внаслідок зміни порового тиску в пласті і спорідненого з ним напружено-деформованого стану гірського масиву. При розгляді з цих позицій, пружні хвилі, що створюються джерелом, ініціюють процес розрядки напружень в гірському масиві, який відбувається у відносно повільному режимі. Процес перерозподілу напружень, що відбувається в імпульсному режимі на протязі довготривалого часу, супроводжується генерацією пружних хвиль із частотою, характерною для даних порід. Це може активізувати нерухомі і малорухомі цілики нафти і пов'язане з цим зниження обводнення продукції на площі, що охоплюється процесом перерозподілу напружень.

Виходячи із викладеної концепції можна заключити, що передумовами прояви ефектів дальньої дії при хвильовій обробці пластів є велика товщина продуктивної товщі, наявність в гірському масиві неоднорідностей різного типу (фізичних властивостей, будови пласта, виклинювань, скидів, депресійних і репресійних конусів тиску і т. ін.), висока обводненість, значна зміна порового тиску в процесі розробки, тобто фактори, які сприяють процесу накопичення пружної енергії і додаткових напружень в гірському масиві [98].

Слід виділити механізм акустичної дії на макрорезонансні структури продуктивних пластів. Відомо [98–100], що в процесі розробки нафтових родовищ тиск в пластах змінюється. Дана обставина призводить до утворення в пластах напружених станів, що мають високу механічну добротність. Резонансні частоти таких структур лежать в межах від десятків до тисяч Гц. Дія навіть слабких періодичних акустичних коливань відповідних частот може ініціювати спрацювання механізмів, що вирівнюють напружений стан порід пластів і поновлюють пластовий тиск [101].

Підвищення ефективності фізико-хімічних механізмів при акустичній обробці (АО) досягається створенням умов депресії, при яких забезпечується приплив флюїду з продуктивної зони в стовбур свердловини. У разі обробки свердловини з відкритим гирлом рекомендується попереднє промивання свердловини нафтою при створенні мінімальної компресії. Відразу після АО доцільно проведення імпульсної обробки і виведення свердловини на режим протягом 24–48 годин. Новий спосіб АО продуктивної зони свердловини [102, 103] здійснюється послідовно в три етапи для ближньої (0,3–0,5 м), середньої (0,5–3,0 м) і далекої (більше 3 м) зон свердловини.

На першому етапі АО здійснюється очищення стовбура свердловини в інтервалі перфорації. Максимальна ефективність очищення перфораційних отворів ближньої зони свердловини досягається в тональному режимі (Т) при установці частоти сигналу збудження свердловинного випромінювача за умови максимальної амплітуди механічних коливань. Умовна частота f_p резонансу випромінювача контролюється за показниками відповідного індикатора у складі наземного приладу генераторного пристрою. Як правило, режим Т забезпечується станціями рівномірно з кроком, рівним активній базі випромінювача. Час обробки на станції не перевищує 0,5 години.

Завданням другого етапу АО є очищення пор і капілярів колектора в ближній і середній зонах, зокрема, за допомогою збудження мікрорезонансних структур. Для вирішення цього завдання доцільна реалізація режиму частотної модуляції (ЧМ). У такому режимі девіація частоти сигналу збудження випромінювача встановлюється в діапазоні $\pm(2-20) \%$ від частоти f_p , чим досягається ініціювання мікрорезонансів багатофазної пористої структури колектора. При цьому станція в режимі ЧМ встановлюється через 1 м продуктивної зони, а час обробки не перевищує 1 години.

На третьому етапі АО, в основному для продуктивних пластів завтовшки більше 3 м, застосовується режим параметричного збудження [102, 104] двочастотним (ДЧ) сигналом. При цьому частоти f_1 і f_2 встановлюються в районі f_p , а різниця частота $F=f_1-f_2$ встановлюється в діапазоні (0,2–2,0) кГц за умови максимального ініціювання макрорезонансних структур середньої і далекої зон пласта. Для флюїдозаповнених пористих структур енергія сигналу різницевої частоти в середній зоні досягає 5–10 % від рівня сигналів частот f_1, f_2 накачування. Для далекої зони 20–40 м від джерела коливань сигнал різницевої частоти практично перевищує рівень високочастотних коливань. Обробка в режимі ДЧ здійснюється на станції в центрі оброблюваної зони. Час обробки може варіюватися від 2 до 3 годин.

На перфораційні отвори і ближню зону пласта діють коливання частот f_1, f_2 ; у середній зоні здійснюється комбінована дія на частотах F, f_1, f_2 ; у далекій зоні діють головним чином коливання низької частоти F .

Ще в 70–80-і роки ХХ ст. закладені первинні наукові основи нелінійної хвильової механіки і технології і відкрито ряд нових хвильових та коливальних

явищ і ефектів. Так, наприклад, було встановлено, що тверді частки і пухирі, зважені в рідині, що коливається, можуть переміщатися однобічно напрямлено відносно рідини. Крім того, виявилось, що сама рідина завдяки хвилям може отримувати значну постійну швидкість. Поряд з цим, пульсації тиску в хвилях взаємодіють з пухирями, приводячи у ряді випадків до їх схлопування і локального підвищення тиску в полі течії. Такі явища можуть відбуватися як в мало- і середньов'язких рідинах, так і в рідинах та в'язкопластичних середовищах високої в'язкості [105].

При цьому одними з центральних є ефект резонансної турбулізації і перемішування багатофазних систем, а також ефекти, що пов'язані з кавітацією і перетворенням хвильових і коливальних рухів рідин і зважених в них включень у монотонні (однобічно направлені рухи) і хвильові ефекти просторового зсуву у високов'язких середовищах.

Як показали дослідження, при русі крапель рідини, що не змочує стінки капіляра, акустичні хвилі можуть сприяти зниженню капілярного опору F_k . Дія хвилі на краплю може бути охарактеризована так званою вібраційною силою F_e , яка в разі дії хвиль певних характеристик, залежних від геометричних розмірів крапель і капіляру, а також від фізичних властивостей рідини крапель і стінок капіляру, може бути направлена проти вектора сил капілярного опору. У цьому випадку дія хвиль призводить до зменшення сил капілярного опору.

Для приведення краплі в рух за наявності хвилі необхідний істотно менший перепад тиску, ніж за її відсутності. Цей факт відкриває практичні можливості використання хвиль для переміщення крапель та ціликів нафти у вузьких капілярах і тріщинах. З його допомогою при порівняно незначних енерговитратах може бути здійснено руйнування структур, що виникають у ряді випадків в нафтових пластах і практично зупиняють рух нафти в цих пластах, оскільки для їх руйнування потрібні значні статичні градієнти тиску порядку декілька сотень атмосфер [105].

Розглядаючи течію в'язкої стисливої рідини по капіляру, уздовж стінок якого поширюються рухомі хвилі, встановлено, що при певних розмірах капілярів, хвилі можуть забезпечити значне прискорення течії рідини. Причому, особливо значний ефект для вузьких пор, діаметр яких порядку 1–10 мкм. Навіть при амплітудах хвиль на поверхні пори (на рис. 3.4 цю амплітуду позначено літерою ε), що не перевищують долей відсотка від її діаметру, ефект прискорення течії може досягати п'яти і більше порядків.

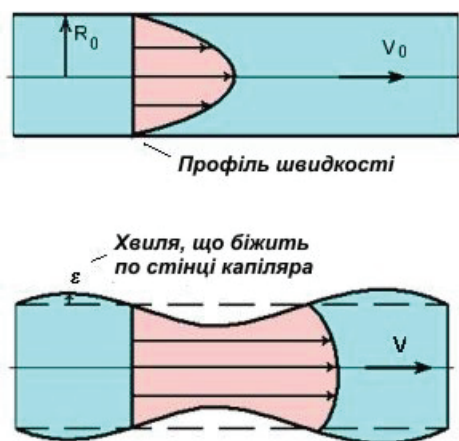


Рис. 3.4. Ефект підвищення швидкості течії V рідини в полі набігаючої хвилі [105]

У табл. 3.1, що супроводжує рис. 3.4, приведені результати розрахунків. Як видно, для вузьких пор збільшення швидкості течії рідини V в порі складає більше 10^3 разів. При цьому амплітуда хвилі на поверхні пори може бути дуже малою ($\varepsilon = 10^{-3}$).

Таблиця 3.1. Розрахункові значення V/V_0 в залежності від радіуса R_0 [105]

Вид капіляра	R_0 [м]	V_0 [м/с]	ε/R_0	V [м/с]	V/V_0 [%]
тріщина	10^{-3}	0,25	10^{-3}	0,344	137,6
пора	10^{-5}	$2,5 \cdot 10^{-5}$	10^{-3}	0,045	$1,8 \cdot 10^5$

Щоб досягти аналогічного ефекту шляхом підвищення статичного градієнта тиску уздовж пори потрібно було б його збільшити більше ніж в 10^5 разів, що практично нездійсненно. Цей факт дозволяє розглядати хвилі як один з найбільш ефективних механізмів прискорення течій в капілярах і пористих середовищах. Природно використовувати хвилі для прискорення течії рідини в привибійних зонах нагнітальних і видобувних свердловин для інтенсифікації припливу або нагнітання.

Гідромеханічні хвильові технології нового покоління в даний час об'єднують одну із нових і перспективних областей техніки і технології. Ця область механіки названа нелінійною хвильовою механікою гідромеханічних систем, а технології, засновані на цій науці, – гідромеханічними хвильовими технологіями нового покоління. При цьому відкрито ряд нових явищ і ефектів, що дозволяють ефективно провадити так зване резонансне накачування енергії в оброблювані гідромеханічні, зокрема, багатофазні середовища.

Хвильові технології нового покоління засновані на глибоких фізико-математичних дослідженнях складних гідромеханічних систем. Останніми роками в НЦ НВМТ РАН проводяться інтенсивні розробки методів математичного моделювання гідромеханічних, зокрема, багатофазних систем стосовно видобутку нафти.

Науковий центр має можливість здійснювати вибір свердловин і нафтових пластів для ефективної обробки і збільшення дебіту нафтовидобувних свердловин на 70–80 % (в окремих випадках в 2–5 разів), підвищення приймальності нагнітальних свердловин на 80–90 %.

Широке використання комп'ютерного моделювання дозволило створити наукові основи з нелінійного резонансного накачування енергії в нафтонасичені пласти (завтовшки від 1–10 м і більше, радіусом в кілометри). У цьому напрямі виконані окремі промислові експерименти, які продемонстрували [105]:

- можливість стимуляції і вилучення нафти з важковидобувних локальних скупчень типу ціликів та лінз;
- істотне зменшення обводнення свердловин (на 20–30 %);
- збільшення дебітів свердловин і підвищення нафтовіддачі пластів на 5–10 %.

Широкі перспективи відкриваються у поєднанні гідромеханічних і хвильових технологій з хімічними методами підвищення нафтовіддачі пластів. У зв'язку з цим організовано Об'єднаний інститут механіки машин і технологій в нафтовидобуванні (Росія), в якому працюють механіки-теоретики, машинобудівники, хіміки і досвідчені нафтовики в напрямі розробки нових механіко-хімічних методів підвищення нафтовіддачі пластів. Тут одним з нових напрямів є як поєднання гідромеханічних і хвильових методів з хімічним, так і отримання ефективних хімічних реагентів з використанням хвильових технологій.

Нафтові компанії проявляють все зростаючий інтерес до підвищення нафтовіддачі за рахунок дії на нафтові пласти знакозмінним тиском різної частоти та інтенсивності. Об'єктом дії можуть бути як пласт в цілому, так і привибійна зона пласта.

В основі акустичного методу лежить ряд фізичних процесів, що протікають в насиченому пористому середовищі під дією відносно потужного акустичного поля частотою від десятків герц до декількох кілогерц. Вважається [106, 107], що імпульсний режим сприятливіший для акустичної дії, оскільки при цьому випромінюється більш широкий спектр частот.

Важливе значення в процесі акустичної дії на нафтоносний пласт мають фізичні процеси, що посилюються під впливом акустичних полів: зміна сил поверхневого натягу і руйнування подвійного електричного шару в капілярах, турбулізація і підвищення швидкості фільтрації рідини в порах, акустичне розігрівання рідини, що зменшує її в'язкість та ін. [108–110]. Цікаве пояснення збільшення дебітів, що враховує нелінійну поведінку реології вуглеводнів, пропонується в роботі [25]. Розглядаючи поведінку тиксотропних рідин, автор вважає, що слабкі акустичні (вібраційні) дії різко зменшують динамічну в'язкість нафти і відіграють роль спускового механізму, що ініціює подальшу дію градієнта пластового тиску, який у багато разів перевищує акустичну дію по потужності і створюваній напрузі.

У роботі [107] розвивається ідея пружної дії на породи на резонансних частотах, що сприяє очищенню привибійної зони від забруднень і створенню в колекторі нових пор (міжпорових каналів) і тріщин. Збудження потоків рідини на резонансних частотах, які знаходяться в діапазоні частот $0,1-10^3$ Гц, відбувається і на значній віддалі від свердловини. Відмічено збільшення дебітів у сусідніх свердловинах, розташованих в радіусі одного кілометра від оброблюваної.

Автори розробок [111] підтверджують високу ефективність акустичної дії, успішність якої змінюється від 50 до 94 % в свердловинах з різними дебітами. Найбільш високі показники приростів характерні для пластів невеликої (6–8 м) товщини, неоднорідних за колекторськими властивостями, середня проникність яких знаходиться в межах (200–1 300) мД, а акустична дія виконується одночасно з кислотною обробкою порід [106, 111]. Ефективність дії зберігається протягом 4–5 місяців і навіть більше року [112]. У роботі [111] відмічено, що у високопроникних колекторах з великою ефективною товщиною з усіх видів інтенсифікації лише акустична дія давала позитивний ефект.

Як зазначалося вище, погіршення фільтраційних характеристик привибійної зони можливе через привнесення із пласта частинок парафінів (асфальтенів), що супроводжується структурованістю флюїду і він набуває властивостей неньютонівської рідини.

Для відновлення потенційної проникності ПЗП необхідно здійснити повне об'ємне руйнування просторової сітки флюїду. Це поверне рідині неньютонівські властивості, у тому числі, початкову в'язкість на деякий час, характерний для даної колоїдно-дисперсної системи (КДС). Якщо за цей час свердловина буде промита і надлишок часток дисперсної фази видалений з ПЗП, проникність виявиться відновленою [20].

Диспергування КДС можливо досягти за рахунок кавітації. При цьому визначаються параметри дії, зокрема, її частота (20–40 кГц), що відповідає резонансним радіусам бульбашок. Більш того, існує думка, що диспергування структурованих КДС можливо лише на основі кавітації. Експерименти, що

підтверджують цю думку, проводились із застосуванням відносно низькочастотних випромінювачів, що виключає переміщення порового флюїду відносно твердої фази у відсутності кавітації. Тим часом, такі переміщення є обов'язковою умовою руйнування сітки, і оскільки структурована КДС є насиченим пористим середовищем, вони проявляються лише при досягненні характеристичних частот. Для типових структурованих систем, що відрізняються високою пористістю і низькою проникністю, ці частоти лежать в мегагерцовому діапазоні. Так, при безкавітаційному ультразвуковому диспергуванні пластівців каолініту і монтморилоніту у водному середовищі оптимальний результат був отриманий на частотах вище за один мегагерц [113]. При АД такі частоти недосяжні. Проте забруднена привибійна зона відрізняється мозаїчною будовою. На ділянках підвищеної проникності, відносні переміщення рідина–тверде тіло виникають на частоті, яку можливо реалізувати в свердловині. На границях ділянок і бар'єрів, утворених структурованими КДС, ньютонівська рідина, що коливається, контактує з нерухомою структурованою, що і призводить до поступового руйнування просторової сітки.

Який же механізм руйнування?

Відповідно до існуючих теоретичних і експериментальних даних, руйнування може відбуватися в результаті механічних коливань зважених в рідині колоїдних часток відносно сітки або в результаті електроосмосу. Фактично, воно має комплексний характер. Руйнування лише в результаті механічних коливань можливо, якщо для цього достатня їх енергія. Вище вказувалося, що щільність енергії в циліндричній області, зовнішня границя якої знаходиться на віддалі один метр від стінки свердловини, має порядок 10^{-7} Дж/см³. Для руйнування ближніх структур її недостатньо. В той же час, коливання ньютонівської рідини відносно зважених в ній часток приводить до появи на поверхні часток некомпенсованого електричного заряду за рахунок руйнування подвійних електричних шарів, тобто до електроосмосу. Результируюча напруженість поля поблизу поверхні частки досягає 10^5 В/см. В процесі складних коливальних рухів заряджені частки виявляються на близьких відстанях від вузлів просторової сітки, що призводить до розриву Ван-дер-Ваальсівських зв'язків. Ефект цього типу спостерігався експериментально, проте кількісні співвідношення, що дозволяють оцінити необхідну для його виникнення акустичну інтенсивність, відсутні [114]. У кожному конкретному випадку рівень енергії руйнування залежить від конкретних властивостей матеріалу. Для крихких просторових сіток, утворених паличкоподібними частками парафіну, він мінімальний. Для еластичних полімерних систем – максимальний. Тверді полікристалічні утворення взагалі не можуть бути зруйновані при досяжній в свердловинних умовах енергії акустичного поля.

Підкреслимо, що специфіка КДС і оборотність процесів електроосмосу і електрофорезу обумовлюють спільність механізмів збільшення проникності при акустичній і електричній дії на колектори.

Для руйнування структури треба змусити ньютонівську рідину рухатися крізь пористе середовище, оскільки відомо, що при русі структурованих КДС сітка руйнується [24, 25]. Необхідний граничний градієнт тиску для початку руху ньютонівської рідини через пористе середовище можна оцінити за допомогою нерівності [115]

$$\text{grad}_c p > \tau_0 / k_{np}^{1/2},$$

де τ_0 – граничне напруження зсуву, необхідне для початку руху; k_{np} – коефіцієнт проникності. Наприклад, для колектора з $k_{np}=100$ мД (10^{-14} м²) маємо: $\text{grad}_p > \tau_0 \cdot 10^7$ м⁻¹. Видно, що навіть для добре проникних колекторів grad_p повинен чисельно на декілька десяткових порядків перевершувати граничне напруження зсуву.

Яким же чином здійснюється очищення ПЗП в тих випадках, коли градієнти тиску недостатні для руйнування структури?

Руйнування структурної сітки можна досягти шляхом надання енергії коливальних рухів колоїдним часткам. Збільшення інтенсивності коливань за рахунок підвищення температури забезпечує лише часткове її руйнування. Якщо ж реалізувати дію, при якій процес руйнування йтиме швидше, ніж релаксація, відбудеться повне руйнування структури і, як наслідок, відновлення початкової в'язкості флюїда [116, 117]. Таку можливість дає пряме збудження в середовищі пружних коливань. При акустичній дії досягається істотно більше руйнування структури, ніж при нагріванні, і якщо одразу після проведення акустичної дії забезпечити депресію на пласт, КДС почне рухатись і буде зруйнована повністю. При пониженні проникності або зростанні в'язкості grad_p зростає, що і призводить до зниження ефективності акустичної дії [116].

Повернення флюїду ньютонівських властивостей означає зниження його в'язкості на декілька порядків, у зв'язку з чим на декілька порядків знижується і граничний градієнт тиску, необхідний для початку руху флюїду. Якщо відразу після проведення акустичної дії забезпечити відповідну депресію на пласт, КДС прийде в рух і надлишок часток кольматанта буде видалений з ПЗП.

Акустичне поле знижує також сили міжфазної взаємодії, сприяючи тим самим руху флюїду в пористому середовищі. Для видобувних свердловин це означає, що нафтонасичені прошарки, які раніше не працювали через кольматацию, можуть включитися в процес фільтрації, що призведе до збільшення дебіту і зниження обводнення продукції. За рахунок інерційних сил, що діють на рідину, акустичні хвилі також ефективно очищають пористе середовище від кольматуючого матеріалу, що необхідно для відновлення роботи нагнітальних свердловин.

Частота, необхідна з точки зору виключення впливу релаксації, визначається умовою

$$T \ll \theta,$$

де T – період коливань; θ – час релаксації системи.

Аналіз показує, що частоти, при яких впливом релаксації можна нехтувати, мають порядок декількох десятків кілогерц. З перерахованих джерел, такі частоти досяжні лише для електроіскрових випромінювачів (спаркерів), а також джерел магнітострикційного і п'єзокерамічного типів.

Недолік високочастотних свердловинних технологій полягає в обмеженні по енергії, що передається з поверхні землі по кабелю. Основним об'єктом обробки тут є привибійна зона погіршеної проникності – так звана область гідродинамічного стоку, яка є критичною для ефективної роботи свердловини. Область стоку характеризується максимальними швидкостями фільтрації флюїду, тому саме тут виникає кольматация і, відповідно, погіршення проникності порід. Глибина цієї зони від стінки свердловини – від десятків сантиметрів до 1 метра [24].

Успішність застосування акустичної дії багато в чому залежить від правильного вибору об'єктів для її застосування, що проводиться на основі аналізу геолого-фізичних характеристик пластів і стану їх розробки. Основним критерієм відбору є погіршення показників роботи, як ділянок пластів, так і окремих свердловин з причин, не пов'язаних з роботою устаткування. Для обробки підбираються колектори теригенного типу з середньою або високою початковою проникністю, оскільки застосування акустичної дії на пласти із низькими колекторськими властивостями не дає позитивного результату [24].

Проблеми, які характерні для пластів, пов'язані з погіршенням гідродинамічних зв'язків між групами нагнітальних і видобувних свердловин і проривом витісняючого агента по найбільш високопроникних зонах пласта. В результаті частина запасів нафти залишається не залученою в розробку. У таких випадках ефективно застосування технології акустичної реабілітації свердловин і пластів (АРСіП) [118], що включає послідовну обробку відповідних ділянок пластів як нагнітальними, так і видобувними свердловинами. В результаті відбувається перерозподіл фільтраційних потоків в пласті, що активізує рух флюїда в застійних зонах, що приводить до збільшення видобутку нафти, вирівнювання водяного фронту, зниження обводнення продукції. За рахунок залучення до роботи раніше не працюючих прошарків, відбувається збільшення коефіцієнта нафтовилучення, і як наслідок, приріст вилучених запасів.

В свердловинних умовах домінуючим ефектом, що забезпечує очищення привибійної зони, є зниження в'язкості порозаповнюючого флюїду в акустичному полі. Суть цього явища може бути пояснена в рамках моделі Біо [119]. Відповідно до моделі Біо в насиченому пористому середовищі поширюються дві подовжні хвилі: першого роду P_1 – хвиля стискування, аналогічна подовжній хвилі, що виникає в однофазних середовищах і другого роду – хвиля P_2 , що пов'язана з коливальними рухами флюїду відносно скелета породи.

На частотах, вищих за деяку критичну частоту,

$$f_k = \eta k_n / 2\pi k_{np} \delta_f, \quad (3.1)$$

(де η – в'язкість флюїду; k_n і k_{np} – коефіцієнти пористості і проникності породи; δ_f – густина флюїду) виникає ефект уявного зниження в'язкості флюїду.

При коливальних рухах середовища поронасичуючий флюїд піддається дії сил в'язкого тертя, які зв'язують його з твердою фазою, і сил інерції, що намагаються порушити цей зв'язок. На низьких частотах вплив інерції зовсім малий, у порівнянні з впливом в'язкості, і флюїд коливається синфазно з твердою фазою. Коливання, що поширюються при цьому, є подовжньою хвилею першого роду P_1 .

Для врахування явищ, що виникають із зростанням частоти дії f , Біо ввів комплексний поправочний коефіцієнт F (чинник Біо), що зв'язує уявне значення в'язкості η_k з її дійсним значенням згідно виразу

$$\eta_k = \eta F(bf / f_k),$$

де b – коефіцієнт, залежний від геометрії пор.

На низьких частотах коефіцієнт F рівний одиниці, а при збільшенні частоти зростає, асимптотично наближаючись до комплексної величини, модуль якої пропорційний $f^{1/2}$, а фазовий кут рівний 45° . Таке явище пов'язане з тим, що із

зростанням частоти вплив сил інерції зростає, і вони вже не можуть компенсуватися силами в'язкого тертя у всьому об'ємі флюїду. В результаті сили тертя поступово зосереджуються поблизу поверхні твердого тіла в пограничному шарі рідини – скін-шарі, товщина якого зменшується за законом $f^{1/2}$. Такий скін-ефект рівносильний збільшенню в'язкості в пограничному шарі і її різкому зниженню в каналі, що виникає на осі капіляра. По мірі зростання частоти і, відповідно, перерізу каналу, зв'язок флюїда, що знаходиться в каналі, з твердою фазою швидко послаблюється, гідравлічний опір каналу відповідно знижується, а проникність зразка в цілому наближається до його проникності по газу. Сказане підтверджується результатами експериментів [120]. Відмітимо, що ні часткове зниження в'язкості рідини за рахунок температурних ефектів, ні слабке зростання пористості, що має місце нібито за рахунок кавітації, не можуть привести до настільки значного зростання проникності.

Слабо зв'язаний з твердою фазою флюїд в каналі коливається несинфазно з нею, що сприяє винесенню кольтанту, який накопичився в звуженнях порових каналів, розчиненню парафінів, руйнуванню подвійних електричних шарів. Поширення коливань флюїду являє собою подовжню хвилю другого роду P_2 . Коефіцієнти поглинання хвиль P_1 і P_2 пропорційні відповідно $f^{1/2}$ і f^2 . Тому хвиля P_2 затухає набагато швидше, ніж P_1 . Проте і при наближенні амплітуди хвилі P_2 до нуля, тобто при її практично повному загасанні, переміщення скін-шару відносно рідини в каналі зберігається, оскільки скін-шар коливається разом із скелетом породи в хвилі P_1 . Отже, канал існує у всьому інтервалі поширення хвилі P_1 за умови, що в її спектрі присутні відповідні частоти. Наявність каналу із зниженим гідравлічним опором ϵ , таким чином, необхідною (але недостатньою) умовою існування хвилі P_2 . Так само, виникнення такого каналу – необхідна умова ефективності акустичної дії. При цьому відмітимо, що хвиля P_1 безперервно генерує хвилю P_2 на неоднорідностях [121]. Оскільки присвердловинна зона колектора істотно неоднорідна, можна вважати, що області існування хвиль P_1 і P_2 в присвердловинній зоні збігаються [122].

Сказане дозволяє зробити висновок: необхідною умовою ефективності акустичної дії є наявність відповідних частот у спектрі випромінювання.

Які ж частоти є граничними?

Товщину скін-шару d_s можна розрахувати за формулою [123]

$$d_s = (\eta / \delta_f \pi f)^{1/2}. \quad (3.2)$$

Враховуючи, що для виникнення каналу повинна виконуватися умова $d_k > 2 d_s$ (де d_k – діаметр капіляра, що відповідає ефективному розміру пор) за формулою (3.2) можна знайти граничну частоту. Проте величину d_s важко визначити. З достатньою точністю відомі, як правило, такі параметри, як коефіцієнти пористості і проникності колектора, а також в'язкість флюїду-порозаповнювача, що входять у формулу (3.1). Формулою (3.1) користуються для визначення нижніх граничних частот, що забезпечують виникнення внутрішньокапілярних каналів із зниженим гідравлічним опором. При цьому враховують, що формула (3.1) отримана для умов, при яких $d_k \gg d_s$, тоді як, згідно експериментальних і теоретичних досліджень, інтенсивність хвиль P_2 досягає значних величин вже при частоті $0,1 f_k$ [122].

В табл. 3.2 приведені значення нижніх граничних частот для гіпотетичних зразків гірських порід, розрахованих за формулою (3.1) з коефіцієнтом 0,1 (відзначимо, що проникність при розрахунках по цій формулі виражають в позасистемних одиницях $\text{perm}=10^8$ Д). Динамічні в'язкості води, легкої і в'язкої нафти прийняті рівними 0,5; 1 і 10 сП, відповідно, що відповідає умовам природного залягання.

Таблиця 3.2. Оцінка граничних частот для гірських порід з різними колекторськими властивостями [122]

$k_p, \%$	$k_{пр}, \text{мД}$	Гранична частота, кГц		
		$\eta = 0,5$ сП Вода	$\eta = 1$ сП Легка нафта	$\eta = 10$ сП В'язка нафта
5	0,1	4000,0	8000,0	80000
10	1,0	800,0	1600,0	16000
15	20,0	60,0	120,0	1200
20	300,0	5,3	10,6	106
30	1000,0	2,5	5,0	50

В роботі [122] викладені фізичні основи акустичного впливу на колектори. Технологія полягає у застосуванні акустичного поля частотою 5–50 кГц та інтенсивністю (на осі свердловини) до 10 кВт/м^2 .

Інтенсивність поля в породі поблизу стінки свердловини досягає 1 кВт/м^2 , що забезпечує інтенсивність порядку $0,2 \text{ кВт/м}^2$ на відстані одного метра від стінки свердловини [110]. Неважко переконатися, що щільність акустичної енергії в цьому циліндричному шарі має порядок 10^{-1} Дж/м^3 . Переважаюча частота існуючих в даний час випромінювачів близько 20–25 кГц, у зв'язку з чим цей вид впливу можна назвати ультразвуковим.

Глибина залягання об'єктів дії досягає багатьох тисяч метрів, що вигідно відрізняє метод акустичного впливу від технології, заснованої на застосуванні електроіскрових випромінювачів.

Дія здійснюється вибірково, з роздільною здатністю до одного метра по вертикалі, тобто без впливу на необроблювані (наприклад, водоносні) інтервали. Устаткування і підготовка свердловини не відрізняються від таких при стандартних геофізичних дослідженнях. Широкий набір свердловинних приладів різного діаметру дозволяє проводити дію як у відкритому стовбурі, так і через насосно-компресорні труби. У нагнітальних свердловинах обробка може проводитися при закачуванні і під час зупинки, а в свердловинах газліфтного і фонтанного фондів – без припинення видобутку і підйому насосно-компресорних труб. На механізованих свердловинах обробку доцільно поєднувати з підземним або капітальним ремонтом устаткування. Акустична дія має ефект післядії, тобто позитивний ефект від її застосування зберігається від декількох тижнів до двох років і більше.

Тривалий досвід застосування АВ на продуктивні пласти і великий об'єм лабораторних даних дозволили зробити такі висновки [122]:

- позитивні результати застосування АВ отримані в основному в колекторах з проникністю більше 20 мД;
- з погіршенням колекторських властивостей порід ефективність АВ знижується у зв'язку із зростанням граничних частот (саме з цим пов'язане зниження

ефективності АВ в карбонатах, що відрізняються гіршими, ніж в теригенних породах колекторськими властивостями);

- по мірі збільшення в'язкості нафти ефективність АВ знижується;
- застосування АВ для підвищення вилучення в'язких нафт можливо лише в колекторах з підвищеною проникністю або на основі комплексування АВ з іншими методами інтенсифікації видобутку, направленими на зниження в'язкості;
- у нагнітальних свердловинах, тобто в тих випадках, коли робочим тілом є вода, ефективність АВ дещо вища, ніж в нафтових;
- у нагнітальних свердловинах застосування АВ в колекторах із зниженою проникністю дає результати кращі, ніж в аналогічних за колекторськими властивостями видобувних свердловинах, оскільки граничні частоти для водонасичених порід нижчі;
- у сприятливих випадках проникність колектора по воді або нафті збільшується в десятки разів і прямує до проникності по газу;
- при імпульсній дії зростання проникності більш значне, ніж при безперервній, і настає при меншій інтенсивності ультразвуку;
- при значній кольматації привибійної зони перед акустичною дією повинна проводитись кислотна обробка;
- доцільно розробити ряд випромінювачів, що забезпечують широкий (від 20 до 120 кГц) частотний діапазон акустичного впливу;
- акустична дія має ефект післядії, тривалість якого коливається від декількох діб до півтора року.

Метод екологічно чистий, а витрати на його проведення істотно нижчі, ніж при хімічній обробці або гідророзриві. Вважають, що технологія не має альтернативи при інтенсифікації припливів в горизонтальних свердловинах. Акустичний вплив може бути застосований і як профілактичний метод, що дозволяє істотно збільшити термін безремонтної роботи свердловин.

Із застосуванням методу АВ оброблено сотні свердловин. Коефіцієнт успішності, за різними оцінками, коливається від 50 до 75 % [20]. Проте механізм процесів, що протікають у пласті, не зовсім зрозумілий. Це обумовлено складністю і різноманітністю об'єктів дії. Проте, ефекти, які в принципі можливі в процесі АВ, можуть бути розділені на основні і другорядні. У загальній сонотехніці, тобто в широко застосовуваній в промисловості техніці ультразвукової дії на технологічні процеси, до основних відносять акустичну кавітацію і, набагато рідше, – акустичні мікропотоки [124]. Акустична інтенсивність, що реалізується в свердловинних умовах, недостатня для генерації цих процесів [110]. В зв'язку з цим, виникла думка, що ультразвукове очищення привибійної зони пов'язане з підвищенням температури порозаповнюючого флюїду за рахунок дисипації акустичної енергії і зростання теплопровідності порід в акустичному полі. Накопичений досвід, результати теоретичних та експериментальних досліджень [125] спростовують і це припущення.

В роботі [126] запропоновано спосіб хвильової дії на привибійну зону нафтоносного пласта, в якому існують пухирцеві режими течії нафти.

Суть способу полягає в тому, що хвильова дія на нафтоносний пласт, в якому існують пухирцеві режими течії флюїдів, відбувається в режимі на частотах 10–25 кГц з інтенсивністю випромінювання хвиль в межах 1,0–5,0 кВт/м². Процес взаємодії хвиль високої частоти із пухирцями газу в привибійній зоні супроводжується захопленням пухирців газу із одночасним утворенням ударних

хвиль, взаємодія яких з нафтою, що рухається в пористому середовищі пласта до вибою свердловини, призводить до зниження в'язкості нафти і зменшення її зв'язку з твердою фазою пласта, що сприяє покращанню припливу на вибій свердловини.

Основою технології *плазмово-імпульсного впливу (ПІВ) на продуктивні пласти з метою збільшення виділення нафти* є електричний розряд в рідині через калібрований металевий провідник (дріт). Утворюється плазмовий канал, а сам провідник перетворюється на пару з високою щільністю, температурою і високим тиском, представляючи собою ударну хвилю, що поширюється з надзвуковою швидкістю. При вибуху провідника в рідкому середовищі в порожнині свердловини максимальний тиск досягається у момент стискання середовища в ударній хвилі [127]. Ударна хвиля, виходячи через перфораційні отвори в пружне середовище, викликає його рух, швидко затухає, перетворюючись на ряд послідовних коливань, що поширюються зі швидкістю пружних хвиль.

Багаторазове повторення плазмового імпульсу в заданих точках робочого інтервалу формує широкопasmовий сигнал від 1 до 12 000 Гц з одночасним виділенням значної кількості направленої енергії, яка комплексно нелінійно впливає як на привибійну, так і віддалену зони пласта. Відбувається багатократна направлена термічна, акустична, ударно-хвильова і пружна дія на продуктивний пласт. В результаті відбувається декольматція привибійної зони, очищення тріщин і каналів від солей, твердих часток, ароматичних вуглеводнів, покращується проникність контура живлення свердловини, в роботу включаються раніше не промиті цілики нафти, відбуваються сприятливі умови для однієї міграції газорідного середовища із зони високого в зону зниженого тиску. Одночасно за рахунок резонансного ефекту (збіг частоти сигналу з частотою продуктивного пласта) відбувається перерозподіл двофазної рідини (нафта/газ – вода) по вертикалі.

Плазмово-імпульсний вплив збуджує коливальну систему в широкому діапазоні і створює дуже складну пружно-хвильову картину. Зокрема, в перехідних зонах на розділі рідин з різною густиною з'являються динамічні хвилі, існування яких обумовлене взаємодією інерційних сил і перенесенням імпульсу, а також кінематичні хвилі, пов'язані з перенесенням речовини за рахунок тиску. Уздовж продуктивного пласта, якщо він є резонатором, поширюється не сам імпульс, а викликані ним власні коливальні рухи. Якщо частота імпульсу збігається з частотою пласта-резонатора, з'являється ефект резонансної турбулізації, а також ефект просторового зсуву у високов'язких середовищах. Швидкість поширення пружних коливань залежить від властивостей колектора, а їх загасання – від його резонансних властивостей [128]. З'ясувавши процеси, що відбуваються в продуктивному покладі, створено джерело (генератор) пружних коливань, що нелінійно взаємодіє з продуктивним колектором на резонансних частотах [127].

Імпульсно-хвильова технологія підвищення дебіту продуктивного пласта свердловини при видобутку нафти і газу викладена в роботі [129].

Основна мета технології – ввести в розробку низькопроникні ізольовані зони продуктивного пласта шляхом застосування імпульсної дії, що поширюється на значну відстань і з достатньою інтенсивністю для збудження низькопроникних ділянок пласта.

З метою зниження фільтраційних опорів, відновлення гідродинамічного зв'язку системи «пласт–свердловина», розширення мережі мікротріщин, розроблені технічні засоби, що дозволяють створювати локальну геодинамічну дію на присвердловинні ділянки пласта. У якості джерела ударного і низькочастотного хвильового навантаження використовується вібратор «Хвиля» – установка з гідравлічним і пневматичним приводами, які призначені для зміни проникності масиву продуктивного пласта. Принцип роботи вібратора оснований на створенні направлених хвиль, які генеруються над гирлом свердловини і, використовуючи стовп технологічної рідини як хвилевід, передають імпульс тиску в зону продуктивного пласта. В процесі імпульсної дії виникає сукупність складних, взаємозв'язаних процесів, що призводять до того, що хвилі стискання, циклічно навантажуючи пористе середовище і багато разів відбиваючись, трансформуються в хвилі розтягування, створюючи умови для розвитку мережі тріщин і мікротріщин, як в стінках перфораційних каналів, так і в прилеглий до них породі пласта. Під дією імпульсу тиску свердловинна рідина проникає в перфораційні отвори, а потім – в породу зі швидкістю близько 150 м/с. Дана установка здатна підвищувати амплітуду тиску на фронті ударної хвилі до 150–200 МПа [129].

Технологія імпульсно-хвильової дії на привибійну зону нафтових, газоконденсатних, газових і нагнітальних свердловин

Нафтопродуктивний пласт є нестійкою термодинамічною системою, проявляє властивості автоколивальної нелінійної системи із зосередженими параметрами і має ряд власних частот. Встановлено, що при монохроматичній сейсмічній дії на нафтопродуктивний пласт виникає ендогенне випромінювання пружних коливань квазірезонансного характеру, джерелом енергії якого є нелінійні геомеханічні і гідродинамічні процеси у фрагментованому середовищі. Є експериментальні дані, що нафтовий пласт може сам генерувати сейсмічні хвилі в частотному діапазоні 10–15 Гц [130]. В основі технології лежить гідроударне збудження імпульсів тиску у флюїдозаповненій свердловині, що впливає на присвердловинну зону пласта змінними, або знакозмінними тисками (чергування депресій і репресій, циклічні депресії). Таким чином відбувається генерування пружних коливань в присвердловинній зоні і створюється хвильова дія на флюїдозаповнений пласт в частотному діапазоні від сотих одиниць до 20 000 Гц із забезпеченням величини енергії хвильової дії більше 100 кДж [131]. При цьому структури пластів можуть збудитися в резонанс на домінуючих частотах. Імпульсно-хвильова дія на ПЗП здійснюється генератором імпульсів гирловим (ГІГ), генератором імпульсно-хвильовим (ГІХ), насосом струминним (НС) і поверхневим генератором сейсмічних хвиль (ГСХ) як окремо, так і їх синергетичним з'єднанням в єдиний технологічний комплекс. Тривалість проведення обробки визначається експресом-методом оцінки поточного стану фільтраційних параметрів ПЗП, шляхом реєстрації темпу зміни тиску в свердловині [132, 133]. Режими роботи устаткування, програма управління їх роботою вибираються і формується спеціалізованим програмним забезпеченням [134, 135].

Способи хвильової обробки нафтоносних пластів на резонансних частотах пластів приведені в роботах [136–138]. Технології призначені для обробки привибійної зони пласта імпульсно-хвильовою дією з метою збільшення припливу рідини у видобувних свердловинах і збільшення приймальності нагнітальних свердловин. Можуть також застосовуватися для освоєння свердловин після капітального ремонту і буріння. Поставлена мета досягається поліпшенням

колекторських властивостей привибійної зони пласта шляхом очищення її від забруднюючих часток і створення в привибійній зоні мікротріщинуватості. Технологія і устаткування для її реалізації захищені патентами України і Російської Федерації.

В основу способу [139] поставлена задача створення в процесі хвильової обробки нафтоносного пласта на резонансній частоті вторинного високочастотного опромінення, частота ω якого визначається за формулою [140]

$$\omega = \frac{2\pi\sqrt{v_p^2/v_s^2 - 1}}{\lambda},$$

де λ – довжина хвилі вторинного високочастотного опромінення; v_p і v_s – хвильові швидкості, пов'язані із розповсюдженням по породі нафтоносного пласта повздовжніх хвиль і хвиль зсуву, відповідно.

В способі [141] створюється така хвильова дія на нафтоносний пласт, в результаті якої здійснюється збудження резонансу в нафтоносному пласті.

Першим джерелом резонансу є природна стратифікація масиву, при цьому резонансна частота ω_s хвильової дії визначається виразом [140]

$$\omega_s = v_s/(4H),$$

де H – товщина нафтоносного пласта.

Друге джерело резонансу пов'язано з мікроструктурою породи нафтоносного пласта, при цьому частота ω_m , при якій відбувається резонанс в породі нафтоносного пласта, визначається за формулою [140]

$$\omega_m = V/(10d),$$

де V – масова швидкість в породі нафтоносного пласта; d – діаметр зерен породи нафтоносного пласта.

Застосовуючи стандартні методики в лабораторних умовах із використанням кернів породи нафтоносного пласта визначають швидкість повздовжніх хвиль v_p і швидкість хвилі зсуву v_s . Використовуючи матеріали геофізичних досліджень по свердловині, визначають товщину нафтоносного пласта H . Діаметр зерен породи нафтоносного пласта d визначають в процесі дослідження під мікроскопом шліфів, виготовлених із керну породи нафтоносного пласта.

Метод електродії на продуктивний пласт заснований на ефекті необоротної перебудови структури порового простору середовища під дією електричного струму в спеціальних режимах, що визначаються геолого-фізичними умовами продуктивного пласта і насичуючих його флюїдів [142].

Обробка свердловин проводиться з використанням спеціальної установки, що працює від промислової електромережі (трансформатор, ЛЕП), або дизель-генератора, що встановлений на базі автомобіля або транспортується самостійним блоком (на причепі). Час обробки однієї свердловини складає 6–20 годин, споживана потужність – 100–400 кВт. Одна установка, що обслуговується 2–3 фахівцями, здатна обробляти до 100 свердловин на рік; за необхідності, можлива повторна обробка свердловини.

В роботі [143] представлені результати *моделювання інтенсифікації нафтовидобування при акустичному впливу на пласт зі свердловини*.

Розглядається модель фізичних процесів, що мають місце при акустичній дії на пласт. Флюїд, що заповнює пористе проникне середовище пласта-колектора, складається з легкої і важкої вуглеводневих фракцій, що знаходяться в умовах термодинамічної рівноваги. Фільтрація і акустична дія можуть порушувати рівноважний баланс між фракціями і призводити до поступового осадження або розчинення важкої компоненти. Зміна фільтраційно-ємнісних властивостей середовища, яка викликана дисбалансом концентрацій компонент флюїду, може мати вирішальну дію на процеси відновлення дебіту продуктивних свердловин.

Успішність застосування АВ залежить від безлічі чинників, серед яких можна виділити фільтраційно-ємнісні властивості середовища, в'язкість флюїду, початкове і поточне значення тиску пласта, історію зміни дебіту свердловини. Проте навіть велика кількість накопиченої статистичної інформації, що стосується використання методу, і досвід фахівців не можуть гарантувати позитивного результату акустичної обробки, не говорячи вже про отримання кількісної оцінки ефекту від можливого використання АВ. Таким чином, існує потреба в розумінні фізичних механізмів, що приводять до інтенсифікації нафтовіддачі при акустичній дії на пласт зі свердловини.

В даний час запропоновані різні фізичні процеси і явища, які за тих або інших умов, могли б бути відповідальні за інтенсифікацію при застосуванні АВ [110, 144–148]. До найбільш вірогідних механізмів дії відносять тіксотропічні зміни у флюїді пласта, кавітацію, теплове прогрівання. Проте існуючі оцінки ролі того або іншого механізму в ефекті інтенсифікації носять швидше якісний, а не кількісний характер, через відсутність моделі явища інтенсифікації в цілому, а не лише її окремих елементів.

Спроба розглянути явище інтенсифікації нафтовіддачі в цілому зроблена в роботі [144], в якій отримана кількісна оцінка ефективності АВ за рахунок зменшення в'язкості нафти лише шляхом нагріву, обумовленого дією акустичного джерела. У цій роботі послідовно моделювалися явища, що лежать в основі фізичних механізмів при акустичній дії по тепловому механізму. При формулюванні єдиної послідовності фізичних завдань враховувалося, що свердловинне джерело акустичних коливань випромінює акустичні хвилі в зовнішнє середовище. Через наявність в середовищі поглинання, частина механічної енергії акустичних хвиль дисипується, перетворюючись в теплову енергію. В результаті навколо свердловини виникає розподілене з деякою щільністю теплове джерело, яке розігріває навколишнє середовище. Оскільки в'язкість вуглеводнів експоненціально залежить від температури [145], то її підвищення призводить до зменшення в'язкості і підвищення швидкості фільтрації в околі свердловини, і, можливо, до ефективного промивання зони фільтрації з видаленням осівших часток, що заважають фільтрації нафти з пласта. Оцінки, що приводяться в статті [144], показали, що АВ по тепловому механізму забезпечує підвищення температури в білясвердловинному просторі до 10–13 °С, що підтверджується експериментально [149] і приводить до 5–12 % збільшення дебіту свердловини [144]. Проте, відносно швидка релаксація температурного поля (6–7 днів) обумовлює короткочасність позитивного ефекту. Крім того, цікавим може бути факт, що використання звичайного теплового джерела тієї ж потужності виявляється менш ефективним, не дивлячись на те, що величина температурного поля на стінках свердловини у багато разів перевищує її значення

при акустичній дії. Цей ефект пояснюється тим, що АВ забезпечує рівніше і глибше прогрівання середовища у порівнянні з тепловим джерелом.

Результати розрахунків збільшення дебіту свердловини внаслідок прогрівання білясвердловинного флюїду, які приведені в роботі [144], в цілому, підтверджують широко поширену думку фахівців в області інтенсифікації нафтовидобування про короткостроковість і, відповідно, малу величину ефекту від нагріву, виражену у відносно невеликій кількості додатково видобутої нафти в результаті зниження в'язкості пластового флюїду.

Проте, зміна в'язкості вуглеводнів залежно від величини температурного поля є лише одним із наслідків прогрівання в околі свердловини під дією акустичного випромінювання.

У роботі [144] також представлена вдосконалена модель фізичних процесів при АВ в рамках *теплого механізму*. Флюїд пласта передбачається таким, що складається з легкої і важкої вуглеводневих фаз, що знаходяться в термодинамічній рівновазі. Зовнішні дії, такі як фільтрація або АВ, можуть зміщувати рівновагу між фракціями так, що важка фракція може осідати на стінках пор або розчинятися. В рамках даної моделі вдається відтворити характерні особливості фільтрації флюїду зі свердловини до і після АВ, у тому числі отримати довготривалий ефект підвищення вилучення нафти з колектора, що характеризується поступовим зниженням дебіту. Важливою особливістю моделі є описання не лише самого ефекту та наслідків АВ, але і попереднього процесу кольтатації і замулювання білясвердловинного простору, який і призводить до необхідності проведення АВ.

Пластовий флюїд є надзвичайно неоднорідним середовищем, що складається із газу, води, легких вуглеводнів, смол, масел, асфальтенів і т. ін. Його фільтрація пов'язана з повільним осадженням важких вуглеводнів на стінках порового простору у вигляді твердої речовини, що призводить до поступового зменшення діаметру пор, зниження проникності і пористості. У пропонованій моделі рідина пласта складається з легкої і важкої фракцій вуглеводнів. Концентрація важкої фракції, що являється домішкою, є відношення кількості молекул речовини N_B , що розчиняється, до кількості молекул N_A розчинника $C=N_B/N_A$ в одиниці об'єму. В умовах термодинамічної рівноваги відносні концентрації обох фаз знаходяться в певному балансі. Стан термодинамічної рівноваги характеризується величиною рівноважної концентрації домішки C^* . Очевидно, що при зміні термодинамічних умов в колекторі рівноважна концентрація домішки також змінюється, викликаючи процеси релаксації поточної концентрації до її рівноважного значення. Наприклад, створення депресії в пласті при освоєнні свердловини приводить до зміни поля тиску і, відповідно, зміни рівноважної концентрації. Зниження рівня C^* означає те, що поточна концентрація домішки C наблизатиметься до її рівноважного значення, при якому зайва рідка фракція важкого вуглеводню починає осідати на стінках порового простору у вигляді твердої фази, погіршуючи фільтраційно-ємнісні властивості середовища. Зменшення радіусу пор веде до зниження пористості і проникності, особливо в присвердловинній зоні, помітно позначаючись на величині швидкості фільтрації флюїду, і тим самим поступово знижуючи дебіт нафти. Швидкість даного процесу може варіюватися в дуже широкому діапазоні, що залежить як від фізико-хімічних властивостей розчинника і домішки, так і від стадії освоєння свердловини, тобто рівня до якого вже сталося падіння дебіту. Подібне забруднення може тривати багато тижнів, а то і місяців.

У свою чергу, перевищення рівноважною концентрацією домішки значення поточної концентрації викликає процес розчинення твердої фази важких вуглеводнів і очищення порових каналів. Зокрема, акустичні хвилі, що генеруються ультразвуковим свердловинним випромінювачем, поглинаються у зовнішньому середовищі і формують в околі свердловини розподілене теплове джерело. Внаслідок цього, відбувається нагрівання зовнішнього середовища і зміна температури флюїда, що у свою чергу призводить до зміни рівноважної концентрації C_* , розчинення твердої важкої вуглеводневої фракції, очищення порових каналів і поліпшення фільтрації.

Таким чином, швидке очищення пор при АВ, особливо в порівнянні з попереднім процесом кольматації, може пояснити довготривалий ефект від АВ, залишаючись в рамках того ж таки простого теплового механізму [143].

Фізичним чинником в нових технологіях, розроблених фахівцями НВФ «Ойл-інжиніринг», є дистанційна дія на середовище нафтових пластів пружними коливаннями на додаток до гідродинамічної дії [150]. Для застосування даних технологічних процесів створений ряд гідродинамічних і газодинамічних генераторів коливань різної потужності з високим ККД.

Дія на пласт здійснюється в умовах тривалої керованої депресії, що чергується з репресіями, у сукупності з фізико-хімічним чинником. Завдяки такій дії підвищується якість обробки, яка виражається в істотному підвищенні продуктивності свердловин і вирівнюванні профілів припливу за рахунок відновлення проникності ПЗП і підключення в роботу раніше не освоєних прошарків.

Рациональні режими роботи віброхвильового устаткування визначаються з використанням спеціальної комп'ютерної програми і задаються відповідно до геолого-промислових характеристик кожної конкретної свердловини. Пружні коливання в умовах депресії на пласт сприяють тиксотропному розрідженню глинистих включень і дезінтеграції кольматуючого матеріалу. Вони зменшують блокуючий вплив фаз – води, нафти або газу, прискорюють фільтрацію рідини і винесення кольматуючого матеріалу в свердловину, внаслідок чого зростає проникність привибійної зони колектора [150].

Фізико-хімічний чинник дії реалізується двома шляхами:

- додаванням хімічних реагентів в циркулюючу робочу рідину;
- послідовним закачуванням в пласт через встановлені свердловинне устаткування і генератор розрахункових об'ємів реагентів певного функціонального призначення – розчинників, ПАВ, розчинів лугів, кислот, тепловиділяючих та інших активних реагентів або їх композицій.

При поєднанні всіх компонентів комплексної дії значно підвищується глибина проникнення реагентів в малопроникні зони колектора, інтенсифікуються хімічні реакції, прискорюється винесення їх продуктів, відбувається глибоке очищення ПЗП. В результаті створюються сприятливі умови для виклику припливу в свердловину і вилучення кольматуючих матеріалів із пласта. Все це, як правило, приводить до кратного підвищення продуктивності свердловин [150].

Досвід використання хвильових (вібраційних, ударних, імпульсних та ін.) дій на продуктивні пласти показує, що при оптимальному виборі об'єктів обробки і застосовуваних технічних засобів можна помітно інтенсифікувати фільтраційні процеси в пластах і підвищити їх нафтовіддачу [82, 151]. При цьому позитивний ефект хвильової дії проявляється як в одній безпосередньо оброблюваній

свердловині, так і в окремих свердловинах, віддалених від джерела імпульсів тиску на сотні і більше метрів, тобто при хвильовій обробці пластів реалізуються механізми локальної і далекої площадної дії.

Згідно з існуючими уявленнями про механізми хвильової дії на фільтраційні процеси умовно можна виділити дві групи спостережуваних явищ [98].

До першої групи відносяться явища, для існування яких необхідна постійна хвильова дія на пористе середовище з фільтруючою рідиною, оскільки після її припинення ефект зникає або відразу, або через досить короткий час, за який пористе середовище і фільтруюча рідина повертаються у вихідний стан. Очевидно, що в цьому випадку для досягнення ефекту в промислових умовах дія джерел хвильового випромінювання повинна поєднуватися з процесом експлуатації пласта.

До другої групи можна віднести явища і механізми, що мають ефект післядії, тобто їх вплив на фільтрацію зберігається тривалий час після припинення дії. До них відносяться процеси очищення порового простору від домішок, деякі незворотні процеси тріщиноутворення в гірській породі, що збільшують її проникність, процеси прискорення капілярного просочення та ін. Використання подібних явищ дозволяє розділяти в часі процеси обробки пласта і його експлуатації.

Разом з тим, при всій відмінності вказаних механізмів і способів їх реалізації загальною для них є умова прямої дії на оброблюваний об'єм середовища, тобто ефект обробки повинен спостерігатися лише в тій частині пласта, де інтенсивність хвильових процесів досить висока для приведення в дію вказаних механізмів. В той же час при дії джерел хвильового випромінювання в гірському масиві його інтенсивність неминуче згасає у міру віддалення від джерела як через незворотні втрати імпульсу, так і, головним чином, через геометричне розширення області, що охоплюється дією. Якщо прийняти, що міра згасання пропорційна $1/r^\alpha$ (де r – відстань від джерела, α – показник, більший або близький 1), то при радіусі свердловини рівному 0,1 м і віддаленні від неї на сотні метрів, інтенсивність випромінювання неминуче знизиться щонайменше в тисячі разів, тобто практично стане нульовою. Отже, ефекти далекої площадної дії, що реально спостерігаються при хвильовій обробці пластів свердловинними випромінювачами, не можуть бути пояснені за допомогою уявлень про механізми, що передбачають пряму, з відповідними втратами енергії, дію імпульсів тиску на фільтраційні процеси [98].

Це можна зробити при розгляді спостережуваних явищ з таких позицій. Продуктивний пласт, що знаходиться під дією ваги вищезалегаючої товщі порід, при зниженні в ньому пластового тиску в процесі експлуатації стискається внаслідок зростання ефективних вертикальних напружень. Згідно із загальноприйнятими уявленнями, насичені пористі середовища деформуються під дією ефективних напружень, тобто різниці між загальним навантаженням і поровим тиском. Якби пласт являв собою горизонтально розташований безмежний плоский однорідний шар, то при його стисканні вищезалегаюча товща порід повинна була б осісти рівномірно як жорстке тіло, що не деформується. Насправді продуктивний пласт при зниженні порового тиску деформується неоднорідно, що обумовлено багатьма причинами, зокрема, природною неоднорідністю властивостей пласта, його будовою, а також нерівномірним відбором флюїду і формуванням зон депресії. Існування неоднорідностей різних типів в стискуваному пласті і наявність пружних властивостей масиву гірських порід приводять до появи так званого склепінного ефекту. Він полягає в неповному стисканні одних ділянок пласта за рахунок перерозподілу навантаження і перенесення його частини на малостискувані області

пласта і порід, що обмежують його і які виконують функції «опор» для вищезалігаючого масиву. Такий перерозподіл вертикального навантаження впливає на формування областей складнонапруженого стану як в самому пласті, так і в породах, розташованих вище і нижче нього [98].

Таким чином, потенційна енергія гірських порід, що залягають над продуктивним пластом масиву, яка при ідеальній однорідній деформації пласта при зниженні в ньому порового тиску повинна переходити в енергію пружного стискання пласта і підтримувати в ньому поровий тиск, насправді частково витрачається на додаткову деформацію гірського масиву, викликану наявністю в пластах неоднорідностей. Отже, якщо ініціювати розвантаження складнонапружених областей, тобто зняти або зменшити дію «склепінних» ефектів, то вивільнятиметься накопичена енергія і відбудеться додаткове стискання пласта з підвищенням в ньому порового тиску. Ініціювати розвантаження, тобто викликати зміщення гірського масиву в «склепінних» областях, можна за допомогою вібраційних, імпульсних, ударних та інших динамічних способів дії на ці області.

З даного механізму виходить, що хвильова дія впливає не на області фільтрації течії в пласті, а на ділянки максимальної концентрації напружень в гірській породі, які можуть розташовуватися як в самому пласті, так і в масиві порід, що його оточує. Зоною прямої імпульсної дії мають бути відносно невеликі за об'ємом ділянки. При цьому область впливу ефекту розвантаження одної із «опор» тягнеться, принаймні, до сусідніх «опор» – до ділянок концентрації напружень. Відстані між ними визначаються розподілом неоднорідностей і можуть досягати десятків і сотень метрів. Фільтраційні процеси інтенсифікуються за рахунок додаткового стискання пласта і зростання порового тиску в області впливу ефекту розвантаження. Важливо відзначити, що додаткове стискання пласта відбувається не за рахунок енергії, що привноситься у пласт хвильовою дією, а за рахунок енергії, що вивільняється, а також накопиченої в масиві порід при його неоднорідній деформації в процесі експлуатації [98].

Аналіз розрахунків показує, що пластовий тиск, за рахунок використання накопиченої в масиві пружної енергії, може збільшитися від десятих доль одиниці до 1,0–1,5 МПа. Важливо відзначити, що ефект від перерозподілу пластового тиску визначатиметься не лише зростанням сумарного дебіту свердловин, пропорційним збільшенню середнього пластового тиску, але і залученням до руху нафти із застійних або малорухливих ділянок пласта, можливим навіть при незначному за абсолютною величиною перерозподілі навантаження на пласт. Останній чинник має значення при експлуатації заводнених родовищ, коли залучення до руху нерухомих до обробки ціликів нафти може істотно підвищити її долю в флюїді, не дивлячись на малу зміну загального дебіту.

Підставою для твердження, що імпульсні дії здатні змінити складнонапружений стан гірської породи, є явище втрати міцності твердих тіл при циклічних навантаженнях. Для типового випадку наявності вертикальної тріщинуватості в гірському масиві при виникненні прикладених до країв тріщини дотичних напружень τ краї тріщини зміщуватимуться один відносно одного за умови $\tau > k\rho_{б.г}$ (k – коефіцієнт тертя; $\rho_{б.г}$ – бічний гірський тиск). Іншими словами, якщо при формуванні складнонапружених областей зсувне зусилля перевищить силу тертя між краями тріщини, то гірський масив природним чином розвантажиться через взаємний зсув його блоків. Якщо ж дотичні напруження, що розвиваються, не перевищать критичної величини, але будуть близькі до неї, то періодичні динамічні

дії здатні за деякий час привести до зміщення блоків і відповідного розвантаження породи. Дотичні напруження, що розвиваються внаслідок неоднорідної деформації гірського масиву, можуть досягати перших одиниць мегапаскалей. При характерних значеннях $p_{б.з} = 20\text{--}40$ МПа критичні значення зсувних напружень знаходяться в тому ж діапазоні, що і дотичні напруження, що розвиваються в породі в процесі імпульсної дії. Це свідчить про принципову можливість прояву механізмів втомного руйнування. Крім того, можливі ситуації, коли в гірському масиві виявлятимуться початкові зсувні напруження, що збільшує можливість і ефективність розвантаження імпульсними діями [98].

Таким чином, ефекти далекої площадної дії при хвильовій обробці пластів можуть бути пояснені непрямим впливом хвильового процесу на віддалені ділянки пласта. Хвильовою дією розвантажується відносно невелика за розмірами область концентрації напружень поблизу джерела випромінювання, а подальший перерозподіл навантаження на продуктивний пласт проявляється на масштабах, що визначаються пластовими неоднорідностями, які можуть досягати десятків, сотень і більше метрів. Прямою причиною інтенсифікації фільтраційних процесів є збільшення середнього пластового тиску і його перерозподіл по пласту. Очевидно, що ефективність хвильової обробки залежить від вибору ділянки дії, розвантаження якої оптимально відіб'ється на перерозподілі тиску в пласті.

Сприятливими чинниками для реалізації описаного механізму дії на пласт є висока стисливість пласта, його велика товщина, наявність ділянок, що обумовлюють прояв склепінних ефектів – неоднорідностей фізичних властивостей, наявність скидів, наявність виклиновань, зміна товщини пласта та ін. Коли концентрація напружень буде близька до критичної, очевидно, що навіть слабкі дії від віброрейсмічних джерел на земній поверхні і слабкі сейсмічні хвилі від землетрусів, що відбуваються на великому віддаленні від родовища, можуть перерозподілити навантаження на пласт.

Крім того, є ще одна обставина, яка набуває важливого значення, якщо виходити з положень викладеної концепції. Зниження пластового тиску в процесі експлуатації родовищ закономірно призводить до осідання земної поверхні з можливим негативним впливом на стан цементного каменя в свердловинах, наземних споруд та ін. Локальні переміщення гірського масиву, викликані хвильовою обробкою, носять в цілому вторинний характер, незначні на загальному фоні і навіть сприяють зняттю накопиченого в гірському масиві напруження. В той же час, зміщення в масиві в результаті хвильової дії, на відміну від основного процесу осідання, відбуваються значно швидше в часі, що може підсилити їх негативний вплив. Для запобігання можливим ускладненням необхідна попередня оцінка потенційних змін в гірському масиві [98].

В гірських породах, як правило, присутні різного виду дефекти, одними з яких є тріщини геологічного та техногенного походження. За теорією Гриффітса на берегах тріщин акумулюється енергія пружної деформації, яка необхідна для утворення нових поверхонь. В подальшому, за рахунок релаксації напружень і деформацій по мірі розкриття тріщин, пружна енергія вивільнюється в масив гірської породи. Отже, тріщина в гірських породах є не тільки акумулятором, але і генератором пружної енергії.

Відомо також, що тріщина є концентратором напружень. В механіці руйнування концентрація напружень на тріщині характеризується коефіцієнтом K інтенсивності напружень. В роботі [152] розглянуто динаміку взаємодії гармонічної хвилі заданої

амплітуди q з тріщиною кінцевої довжини l . Встановлено, що коефіцієнт інтенсивності напружень нормального відриву залежить від хвильового числа $\omega l/v_p$ (де ω – частота гармонічної хвилі; v_p – швидкість поширення подовжніх хвиль в гірському масиві). На рис. 3.5 представлена залежність коефіцієнта інтенсивності напружень від хвильового числа $\omega l/v_p$ при $\nu=0,3$ (ν – коефіцієнт Пуассона). Із рис. 3.5 видно, що величина коефіцієнта інтенсивності напружень K на всьому діапазоні частот навантажень гірського масиву, що найбільш поширені у практиці, перевищує статичний коефіцієнт інтенсивності напружень (при $\omega=0$), причому максимальне значення K перевищує статичну величину на 30%. Максимальне значення K досягається при $\omega l/v_p=0,4$.

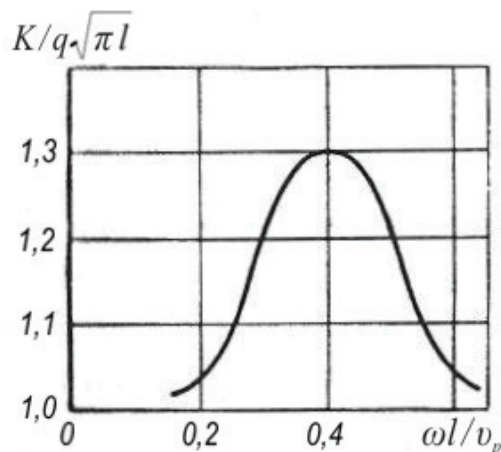


Рис. 3.5. Залежність коефіцієнта інтенсивності напружень K від хвильового числа $\omega l/v_p$ [152]

Таким чином, при фіксованих параметрах l і v_p шляхом зміни частоти гармонічної дії на тріщини в масиві, можна досягти максимальних значень коефіцієнта інтенсивності напружень, а отже збільшити концентрацію напружень на берегах тріщин, що приводить до підвищення рівня накопиченої пружної енергії, яка в подальшому буде вивільнятися і надходити в гірський масив за рахунок релаксаційних процесів по мірі розкриття тріщин.

Зазначене може бути використано для підсилення процесу утворення тріщин і пов'язаного з цим покращання фільтраційних характеристик гірського масиву у привибійній зоні продуктивних пластів в процесі їх обробки навантаженням гармонічного типу, що сприятиме збільшенню припливу флюїдів на вибої видобувних свердловин.

Одним із засобів підвищення продуктивності нафтових і поглинальних властивостей нагнітальних свердловин є *вібровплив* на вибій за допомогою різноманітних вібраторів, що створюють значні перепади тисків у свердловинній рідині. Ефект полягає в зниженні в'язкості рідини, поверхневого натягу і підвищенні провідності пластових систем під впливом віброударних хвиль [73].

Для генерування хвильових полів у ПЗП застосовують гідродинамічні випромінювачі (ГДВ), що використовують енергію потоку прокачаної через них рідини, а також високочастотні звукові та ультразвукові генератори.

Існує два основних методи збільшення нафтовіддачі за допомогою акустичних полів. Перший полягає у збудженні вібрації власне пласта на його резонансній частоті сейсмічними хвилями [153].

Енергію осциляції ΔE елементарної маси ΔM визначають за формулою

$$\Delta E = 0,5f^2 A^2 \Delta M, \quad (3.3)$$

де f – частота коливань; A – амплітуда зміщення.

Як видно з формули (3.3), для збудження вібрації породи необхідна дуже велика енергія, тому цей метод збільшення нафтовіддачі важко реалізувати.

Перспективним є другий метод, що полягає у генеруванні за допомогою ГДВ гідродинамічних хвиль тиску рідини за раніше встановленим законом та поширенні їх у порових каналах пласта. Проте керування частотою коливань за раніше встановленим законом не завжди є можливим. Найбільш керованими є низькочастотні вібратори, що використовують перетворення електричної енергії в механічну: електромагнітні, електророзрядні та інші, які можуть широко використовуватися при хвильових методах витіснення нафти.

Розроблений метод віброхвильового витіснення нафти з продуктивного пласта при внутрішньоконтурному заводненні шляхом створення керованого переміщення фронту біжучої хвилі акустичного впливу у напрямку від нагнітальної до видобувних свердловин шляхом періодичної плавної зміни довжини чверті хвилі випромінювача від значення, що дорівнює радіусу ближньої зони нагнітальної свердловини (5–10 м) до довжини чверті хвилі, що дорівнює радіусу кола розташування близьких видобувних свердловин [154].

При цьому максимальний ефект від хвильового акустичного впливу можна одержати у родовищі, яке розробляється методом внутрішньоконтурного заводнення за багатоточковою схемою, в якій видобувні свердловини розташовані по контуру кола, описаного навколо нагнітальної свердловини.

Для визначення крайніх значень частот діапазону випромінювання (f_{min} , f_{max}) користуються виразом

$$f_i = v_n / k\lambda_i, \quad (3.4)$$

де v_n – швидкість поширення пружної хвилі в пласті; λ_i – довжина хвилі акустичного випромінювання; $k=4$ – коефіцієнт, що враховує довжину чверті хвилі випромінювання, при якій амплітуда хвилі, що поширюється у пласті (перша гармоніка), досягає максимального значення [154].

Згідно з вибраними крайніми значеннями діапазону довжин хвиль встановлюють частотний діапазон роботи акустичного випромінювача.

Отже, із зміною частоти випромінювача відбувається повільна зміна відстані (коло з радіусом $\lambda/4$), де фокусується максимальна енергія пружних коливань.

За мінімальне значення довжини чверті хвилі береться радіус ближньої зони нагнітальної свердловини, а за максимальне значення – радіус кола розташування видобувних свердловин.

Після встановлення вибраних режимів роботи випромінювача його спускають на кабелі в нагнітальну свердловину і розміщують у зоні продуктивного пласта. Здійснюють акустичний вплив на пласт коловим горизонтально спрямованим полем, періодично плавно зменшуючи частоту випромінювання від її верхнього значення до нижнього, створюючи таким чином біжучу хвилю, яка переносить енергію випромінювання уздовж напрямку поширення від нагнітальної до видобувних свердловин.

Цей метод є ефективним у випадку монотонної і рівномірної роботи синхронно-взаємозв'язаної системи пласт – свердловина без різкої зміни і порушень гідродинамічної рівноваги у покладах у разі однорідного потоку флюїду через поровий простір колектора [154].

Фізичною основою *електророзрядної імпульсної дії*, викладеної в роботі [155], є сукупність складних взаємозв'язаних процесів, які полягають в тому, що хвилі стискання, які виникають внаслідок високовольтного імпульсного пробоя рідини, циклічно навантажують пористе насичене середовище і ініціюють процес розрядки напружень у гірському масиві навкруги джерела. Процес перерозподілу напружень, що здійснюється в імпульсному режимі і супроводжується генеруванням пружних хвиль з частотою, характерною для даних порід, активізує нерухомі та малорухомі цілики нафти у продуктивному пласті, що є причиною збільшення потоків нафти і пов'язаного з цим зниження обводненості видобувної продукції на площі, що охоплюється процесом перерозподілу напружень. Багаторазово відбиваючись, хвилі стискання трансформуються в хвилі напружень розтягу, за рахунок дії яких в перфораційних каналах виникають кільцеві напруження, які значно перевищують межу міцності кольматуючих відкладів на розтяг. За цементним кільцем амплітуди кільцевих і радіальних напружень близькі між собою і створюються умови для утворення тріщин, оскільки в цьому випадку досягається межа міцності породи пласта на розтяг. Свердловинна рідина проникає із швидкістю 150 м/с у перфораційні отвори, а потім і в породу, що також спричинює руйнування кольматуючих відкладів і розвиток тріщин.

Основою технології дії *акустичними коливаннями* на привибійну зону є: термоакустична дія, капілярний ефект і гравітаційні ефекти [155].

Під дією теплового поля у привибійній зоні відбувається розрідження парафіносмолистих відкладів. Вплив акустичного поля на рідку фазу у привибійній зоні проявляється у виникненні в ній знакозмінних напружень (стискання – розтяг), високих градієнтів тиску, значення яких є достатнім для руйнування просторової структури і граничних шарів рідини на поверхні порових каналів.

Відповідальними за рух рідин у нафтоносному шарі є гравітаційні та капілярні сили. Гравітаційні сили діють на неоднакові густини різних фаз, які насичують середовище. Прискорення нафтової фази більше, ніж води, а прискорення води більше, ніж породи.

Залишкова нафта у виснаженому нафтоносному шарі міститься у краплинах, які в дисперсному вигляді знаходяться у воді. Різниця в густині зумовлює відділення нафти від води, яке добре відоме як ефект гравітаційного об'єднання нафтових крапель емульсії. Капілярні сили відіграють важливу роль у просочуванні рідини через тонкі порові канали. Рідкі плівки адсорбуються на стінках пор протягом процесу просочування. Ці плівки зменшують нормальне просочування, оскільки зумовлюють зменшення ефективного діаметра пор. Якщо пора є невеликою, то така плівка може повністю блокувати просочування через неї. Просочування може відновитись тільки тоді, коли прикласти до цієї ділянки тиск з деяким критичним градієнтом. Більш того, наявність мінералізації у рідині, яка просочується, змінює товщину рідкої плівки.

У насичених нафтоносних шарах водна та нафтова фракції перемішані та дисперговані одна в одній. Важливим чинником відносної взаємопроникності фракцій є наявність порогу рівня нафтового насичення, нижче за який нафта стає

нерухомою. У разі нижчого рівня насичення нафта розбивається на ізольовані краплі [155].

Сили Бьйоркнеса (Bjerknes forces), які є силами притягання і діють між краплями (що коливаються) однієї рідини в іншій, викликають об'єднання нафтових крапель, що призводить до збільшення рухливості нафти і утворення струмків нафти у просторі пор. Таким чином, можна сформулювати з нафтових диспергованих крапель безперервні струмки нафти за допомогою хвильового збудження.

Фізико-хімічний стан системи пласт–флюїд описується рядом характеристик. До основних відносяться такі характеристики як взаємодія капілярних (порових) каналів з флюїдом пласта і структурний стан самого флюїду. Акустичні коливання впливають на ці характеристики, в тому числі на стан капілярної взаємодії флюїду з поверхнею порових каналів і стан самих частинок флюїду (желеподібний стан, утворення пластівців та інших твердоподібних частинок (тобто утворення сітчастих структур флюїду), явище тиксотропії, тощо [20, 24, 25].

Вказані характеристики мають різні частотні спектри реакцій на АД, які сприяють зменшенню уявної в'язкості флюїду і зменшенню сил зчеплення між стінками порових каналів і флюїдом, що збільшує рухомість флюїду та фільтраційну здатність пласта в ПЗП [150].

У будь-якому випадку в кожній свердловині система пласт–флюїд характеризується повним складом параметрів своїх характеристик, від свердловини до свердловини змінюються лише співвідношення між значеннями цих параметрів. Визначення величини параметрів характеристик системи пласт–флюїд для кожної окремої свердловини є непростим завданням. У роботі [20] відзначається, що імпульсна дія на ПЗП більш ефективна, ніж безперервна (квазігармонічна) і проводиться при меншій інтенсивності акустичної дії. В першу чергу це пояснюється більш широким спектром частот імпульсних АД порівняно з квазігармонічними. Широкий спектр частот АД дає змогу діяти на всі або більшість характеристик системи пласт–флюїд у різних свердловинах з достатньою ефективністю. Тому імпульсна АД на ПЗП має явні переваги порівняно з квазігармонічною тієї ж інтенсивності, оскільки квазігармонічні коливання мають досить обмежений спектр гармонічних складових. З цього зрозуміло, що велике значення з точки зору ефективної дії на ПЗП має, поряд з потрібною інтенсивністю акустичних коливань, також спектр цих коливань з необхідною інтенсивністю кожної спектральної складової. Не завжди невдалий вибір спектра коливань АД на пласт можна в достатній мірі компенсувати збільшенням інтенсивності цих коливань. Технологічно більш раціональним для АД на ПЗП є використання імпульсних гідрогенераторів багаторазової дії порівняно з пристроями одноразової імпульсної дії (вибухові, імпульсні, мембрани, що руйнуються, та інші) [156].

З метою збільшення видобутку нафти запропоновані три ефективні нетрадиційні електродинамічні методи: електродинамічний метод очищення привибійної зони пласта з одночасною дією підвищеної депресії (за допомогою компресора); електрокінетичний метод інтенсифікації притоку флюїду сумісно з методом підвищеної депресії; електрохімічний метод збільшення нафтовіддачі із штучним заводненням [157, 158].

1. Електродинамічний метод очищення привибійної зони пласта з одночасною дією підвищення депресії (за допомогою компресора) обумовлює проявлення в капілярно-пористому середовищі електрохімічного, електрокінетичного, теплового та інших факторів, які викликають у забрудненій привибійній зоні гідророзрив

стінок капілярів у тонкопористому шарі за рахунок електроосмосу, утворення кислотного або лужного середовища в залежності від знаку заряду на свердловинному електроді, підвищення в приелектродній зоні температури на 10–20 °С, зниження міжфазового поверхневого натягу, збільшення об'ємної швидкості витіснення флюїду в напрямку до свердловини. Потужність електричної установки 10...20 кВт. В даному випадку при електрообробці білясвердловинної зони пласта протягом 3...5 днів приплив флюїдів значно збільшується (інколи в 5 разів та більше) в залежності від ступеня забруднення, нафтонасиченості і проникності, а також від величини сили струму [157].

2. Електрокінетичний метод інтенсифікації припливу флюїдів полягає в тому, що на білясвердловинну частину продуктивного пласта цілодобово діють постійним електричним полем і підвищеною депресією, що створюється з допомогою насосу. При цьому дебіти свердловин значно підвищуються і інколи перевищують поточні в декілька разів при зменшенні заводненості на 20...40 %. Накопичений досвід показав, що ефективність методу залежить від глибини залягання, товщини, проникності та залишкової нафтогазонасиченості пласта, глибини занурення насосу і фільтра, положення динамічного рівня, фізико-хімічних властивостей рідин і порід.

У двох вищезазначених методах електричне устаткування складається із трансформатора ТМПН-100/1170, випрямляча постійного струму, свердловинного і поверхневого електродів, кабеля марки КРБП-3×16.

3. Електрохімічний метод збільшення нафтовіддачі пласта із штучним заводненням ґрунтується на додатковій дії на пласт постійним електричним струмом, який пропускається в межах куца свердловин через два електроди живлення, що знаходяться на рівні пласта в двох поруч розташованих свердловинах. Електрод із від'ємним зарядом розташовується у водонагнітальній свердловині, із позитивним зарядом – у нафтовидобувній. При цьому під дією електрорушійних сил у поровому просторі пласта виникають електрокінетичні і електрохімічні процеси, які підвищують ефективність штучного заводнення. Так, електрокінетичні процеси обумовлюють більш активне витіснення нафти водою із порового простору, оскільки цьому сприяє створення навколо нагнітальної свердловини лужного середовища з високими нафтовитісняючими властивостями. В результаті збільшується коефіцієнт охоплення дією лужного розчину заводненого неоднорідного пласта, значно зменшується заводненість видобувних свердловин в межах куца і, відповідно, збільшується видобуток нафти. Технологія проведення робіт технічно безпечна, екологічно чиста і дозволяє використовувати необхідне улаштування та обладнання вітчизняного виробництва [158].

Способи [159, 160] розроблені для покращання припливу флюїдів у випадку наявності у рідині пухирців газу, що з'являються на пізній стадії розробки нафтових родовищ, коли пластовий тиск набуває значень менших, ніж тиск насичення рідини газом.

Суть способу [159] полягає в тому, що хвильова дія на нафтоносний пласт, в якому існують пухирцеві режими течії флюїдів, відбувається в низькочастотному режимі на частотах до 50 Гц з амплітудою коливань до $5,0 \cdot 10^6$ МПа. Такі низькочастотні хвилі акустичної дії здатні поширюватись на досить значні відстані від джерела коливань, що створює можливість хвильової обробки пласта у віддалених від осередку збурення областях. Процес взаємодії набігаючої хвилі низької частоти із пухирцями газу, що присутні в нафті при наявності пухирцевого режиму течії, супроводжується випромінюванням газовими пухирцями хвиль

високої частоти. Взаємодія хвиль високої частоти із нафтою, що рухається в пласті, супроводжується зменшенням зв'язку нафти з твердою фазою пласта і сприяє покращенню припливу нафти на вибій свердловини.

В способі [160] після обробки в низькочастотному режимі нафтоносного пласта, в якому існують пухирцеві режими течії флюїдів, через певний проміжок часу, хвильова дія на пласт відбувається у високочастотному режимі на частотах 10–25 кГц з інтенсивністю випромінювання хвиль в межах 1,0–5,0 кВт/м². Процес взаємодії хвиль високої частоти із пухирцями газу в привибійній зоні супроводжується захопленням пухирців газу із одночасним утворенням ударних хвиль, які взаємодіють з нафтою, яка рухається в пористому середовищі нафтоносного пласта до вибою свердловини, що призводить до зниження в'язкості нафти [122] і зменшення зв'язку нафти з твердою фазою пласта.

Ультразвукова технологія

При ультразвуковій дії виникає сукупність складних, взаємозв'язаних процесів, що приводять до того, що хвилі стискання, циклічно навантажуючи пористе середовище, багато разів відбиваючись, трансформуються в хвилі напружень розтягування, створюючи умови для розвитку мережі тріщин і мікротріщин, як в стінках перфораційних каналів, так і в прилеглий до них породі пласта.

В основі технології дії ультразвуком на привибійну зону лежать [161]:

- термоакустична дія;
- ультразвуковий капілярний ефект;
- гравітаційні ефекти.

Під дією теплового поля в привибійній зоні відбувається розрідження парафіносмолистих відкладів. Вплив акустичного поля на рідку фазу в привибійній зоні полягає у виникненні в ній знакозмінних швидкоплинних високих градієнтів тиску, величини яких достатні для руйнування просторової структури колоїднодисперсних систем (КДС) і суміжних шарів рідини на поверхні порових каналів.

Ультразвуковий капілярний ефект збільшує глибину охопту й інтенсивність обробки привибійної зони хімічними реагентами.

Гравітаційні ефекти, що виникають у високо інтенсивному акустичному полі, приводять до очищення привибійної зони від механічних частинок, глинистого розчину, твердого парафіну і солей.

Відмінність дії ультразвуком на привибійну зону від дії низькочастотними коливаннями полягають у наступному:

- створюються значно більші стискуючі і розтягуючі градієнти тиску в масштабі, відповідно розмірам пор;
- не виникають порушення цементного каменю;
- існує можливість локальної і направленої дії на певні зони пласта як по його радіусу, так і по потужності;
- відбувається комплексна дія на пласт теплом і високими знакозмінними градієнтами тиску.

Умови найбільш повної передачі енергії імпульсного навантаження продуктивного пласту

Відомо [162], що умовою найбільш ефективного використання енергії імпульсного навантаження є забезпечення відповідності характеру навантаження

середовища характеру його деформування. Виходячи з цього, для ефективного використання енергії вибуху потрібно створювати в процесі підривання заряду таку вибухову дію на породу, коли в процесі вибухової обробки пласта забезпечується відповідність діаграми деформування породи продуктивного пласта діаграмі його імпульсного навантаження. При такій вибуховій дії відбувається найбільш ефективна передача енергії вибухового навантаження оброблюваному масиву пласта [163].

В лабораторних умовах з використанням зразків породи продуктивного пласта і стандартних методик з визначення фізико-механічних характеристик гірських порід визначають щільність породи пласта ρ , коефіцієнт Пуассона породи пласта ν і швидкість звуку в породі пласта V . В подальшому розраховують акустичну жорсткість породи пласта ρV і модуль об'ємного стиснення породи пласта K згідно виразу

$$K = \frac{\rho V^2 (1 + \nu)}{3(1 - \nu)}.$$

Знаючи акустичну жорсткість породи пласта і модуль об'ємного стиснення породи пласта, за відомими даними [162] вибирають відповідні параметри вибухового розкладу вибухової речовини в процесі вибухового навантаження породи продуктивного пласта (початковий тиск вибуху, швидкість детонації), при яких відбувається найбільш ефективна передача енергії вибухового навантаження оброблюваному масиву пласта.

Розділ 4

ДОСЛІДЖЕННЯ ДІЇ ІМПУЛЬСНИХ НАВАНТАЖЕНЬ НА ГІРСЬКІ ПОРОДИ

4.1. Вибух сферичного заряду в пласті гірської породи

У цьому підрозділі представлені результати теоретичних досліджень дії вибуху в гірських породах. Приведений розв'язок задачі про камуфлетний вибух сферичного заряду в пласті гірської породи [164].

При прийнятих початкових

$$a|_{t=0} = a_0; \quad \dot{a}|_{t=0} = 0 \quad (4.1)$$

(де a_0 – початковий радіус зарядної порожнини; a – радіус порожнини при розширенні) і граничних умовах:

на границі порожнини, що розширюється

$$\sigma_r|_{r=a} = -P_0 (a_0/a)^{3k}; \quad a|_{r=a_m} = 0 \quad (4.2)$$

(P_0 – початковий тиск продуктів вибуху; k – показник ізентропи розвантаження продуктів вибуху; a_m – максимальний радіус порожнини);

на фронті ударної хвилі (УХ)

$$v_{y\partial} = \varepsilon \dot{R}_{y\partial}; \quad \sigma_{r_{y\partial}} = -\rho_0 \varepsilon \dot{R}_{y\partial}^2 \quad (4.3)$$

($v_{y\partial}$ і $\sigma_{r_{y\partial}}$ – швидкість переміщення частинок і напруження на фронті УХ; R – радіус фронту УХ; ε – ущільнення середовища на ударному фронті)

$$\varepsilon = 1 - \rho_0 / \rho \quad (4.4)$$

(ρ_0 – початкова щільність середовища; ρ – щільність середовища на ударному фронті);

на межі b розділу середовищ

$$\sigma(b-0) = \sigma(b+0); \quad v(b-0) = v(b+0) \quad (4.5)$$

розв'язок рівнянь, що описують рух пласта і вміщуючої породи при вибуху сферичного заряду вибухової речовини (ВР)

$$\frac{\partial \sigma_{ri}}{\partial r} + \frac{2(\sigma_{ri} - \sigma_{\theta i})}{r} = \rho_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial r} \right); \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho_i}{\partial r} + \rho_i \left(\frac{\partial v_i}{\partial r} + 2 \frac{v_i}{r} \right) = 0 \quad (4.7)$$

(де v_i – швидкість руху породи; індекс $i = 1$ характеризує пластовий поклад; індекс $i = 2$ – вміщуючу породу) зводиться до інтегрування звичайного диференціального рівняння другого порядку

$$\ddot{a} = K\dot{a}^2 + L, \quad (4.8)$$

коефіцієнти K і L якого, являються функцією радіуса порожнини, що розширюється, а радіус дробіння середовища знаходиться із виразу

$$R_\partial = a_1 \varepsilon_1^{\frac{1}{3}} + (a_2 - a_1) \varepsilon_2^{\frac{1}{3}}, \quad (4.9)$$

де a_1 і a_2 – значення радіусу вибухової порожнини при $r = b$ і $r_{y\partial} = c_{y_2}$; ε_1 , ε_2 – ущільнення середовища на ударному фронті в областях пластової і вміщуючої породи

$$\varepsilon_1 = (\rho_{0_2} / \rho_{0_1}) \varepsilon_2; \quad \varepsilon_2 = \sigma_{0_2} / (\rho_{0_2} / c_{y_2}^2) \quad (4.10)$$

(σ_{0_2} і c_{y_2} – границя міцності на стискання і швидкість пружної хвилі у вміщуючій породі).

Радіус зони радіальних тріщин R_T визначається за відомою формулою, отриманою на основі рівнянь рівноваги для пружного середовища [165]

$$R_T = R_\partial \sqrt{\sigma_0 / 2\sigma_p}, \quad (4.11)$$

де σ_0 і σ_p – границі міцності вміщуючої породи на одноосне стискання і розтягування.

Числові обчислення зони руйнування масиву при вибуху сферичного заряду з використанням рівнянь (4.8)–(4.10) дозволили встановити:

- із зростанням міцності порід на одноосне стискання з $210 \cdot 10^5$ до $855 \cdot 10^5$ Па, тобто в 4,1 рази, радіус зони руйнування зменшується всього в 1,01 рази;
 - збільшення амплітуди вибухового навантаження (до 3-х разів) не призводить до суттєвого (в 1,12 рази) зростання розмірів зони руйнування;
 - із збільшенням віддалі від заряду приріст пористості швидко зменшується (для середовищ з початковою пористістю 2–5 % цей приріст на межі зони дробіння складає величину близько 1,0 %, а на межі зони радіальних тріщин – всього 0,05 %).
- Одержані результати цілком задовільно (з точністю 8–15 %) співпадають з літературними даними [166].

4.2. Моделювання вибухів сферичних зарядів у гірському масиві на великих глибинах'

Використання вибухових технологій у нафтогазовидобувній промисловості вимагає чіткого розуміння процесів, що мають місце в гірському масиві, який підлягає ударно-хвильовій обробці. В роботі [167] проведено комп'ютерне моделювання вибухових процесів в гірській породі на великих глибинах з урахуванням особливостей поведінки породи при термодинамічних параметрах, які відповідають великим глибинам. Гірський масив, що оточує свердловину, знаходиться в напруженому стані, тому при проведенні вибухових процесів необхідно враховувати початковий попередньо-напружений стан середовища. Як показують численні експериментальні дослідження [166, 168], при нерівномірному навантаженні такої структурованої гірської породи як пісковик, має місце зростання об'ємної деформації (дилатансія), зумовленої мікроповоротами анізотропних елементів структури.

У цьому підрозділі на основі моделі, яка враховує дилатансійне деформування [168], наведено результати комп'ютерного моделювання вибуху одного та двох сферичних зарядів у пісковіку із врахуванням попередньо-напруженого стану. Чисельно розв'язується система рівнянь, яка відповідає законам збереження маси, імпульсу та енергії і описує хвильовий процес у твердому тілі в циліндричній системі координат:

$$d\rho/dt + \rho(\partial u/\partial r + \partial v/\partial z + u/r) = 0; \quad (4.12)$$

$$\rho du/dt = \partial \sigma_{rr}/\partial r + \partial \sigma_{rz}/\partial z + (\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta})/r; \quad (4.13)$$

$$\rho dv/dt = \partial \sigma_{zz}/\partial z + \partial \sigma_{rz}/\partial r + \sigma_{rz}/r, \quad (4.14)$$

де r, z, θ – циліндричні координати; u, v – компоненти вектора швидкості; ρ – щільність; $\sigma_{rr}, \sigma_{zz}, \sigma_{rz}, \sigma_{\theta\theta}$ – компоненти тензора напружень; $S_{rr}, S_{zz}, S_{rz}, S_{\theta\theta}$ – компоненти дивергенції тензора напружень; $e_{rr}, e_{zz}, e_{rz}, e_{\theta\theta}$ – компоненти дивергенції тензора деформацій. Система диференціальних рівнянь (4.12)–(4.14) замикається визначальними рівняннями для пісковика. В пружній області та в області, де має місце мікроруйнування, використовується закон Гука, а в області макроруйнування – пружно-пластична модель. При цьому для опису об'ємного деформування використовується рівняння, запропоноване В.Н. Ніколаєвським [168], яке враховує дилатансійне розширення пісковика:

Підрозділ написаний сумісно з С.В. Микуляком

$$\frac{d\theta}{dt} = -\frac{dp}{Kdt} + \Lambda\sqrt{\dot{\varepsilon}_{(2)}}, \quad (4.15)$$

де Λ – швидкість дилатансії; $\dot{\varepsilon}_{(2)}$ – другий інваріант тензора швидкостей деформації.

Система рівнянь (4.12)–(4.14) з рівняннями стану та приведеними нижче крайовими умовами розв’язується чисельно. Розгляються вибухи сферичних зарядів з умовою на межі:

$$\text{при } \sqrt{r^2 + (z - z_i)^2} = r_0 \quad P(t) = At \exp(-\beta t^2), \quad (4.16)$$

де z_i – відстань від початку координат до центру заряду (у випадку одиничного заряду $z_i = 0$); $P(t)$ – функція, яка апроксимує експериментальну залежність [167]. Задача є симетричною відносно осі z , тому розрахункову область можна обмежити правою напівплощиною. На осі симетрії z задаються граничні умови як на жорсткій стінці

$$r = 0; \quad \partial\sigma_{rr} / \partial r = \partial\sigma_{zz} / \partial r = \partial\sigma_{rz} / \partial r = 0. \quad (4.17)$$

Початкові напруження залежать від глибини H розташування зарядів

$$\sigma_{zz} = 0,027H, \quad (4.18)$$

де H – глибина в метрах; σ_{zz} – вертикальна компонента тензора напружень.

В розрахунках для кварцового пісковика приймалися такі константи: $\rho_o = 2,36 \cdot 10^3$ кг/м³ (щільність пісковика в ненапруженому стані), $E = 1,4 \cdot 10^{10}$ Па (модуль Юнга), $\nu = 0,3$ (коефіцієнт Пуассона). Останні дві константи мало залежать від тиску, тому в розрахунку приймалися однаковими для всіх глибин. Для опису граничних станів використовується співвідношення Мізеса:

$$T = 2/\sqrt{3} \tau_e(p); \quad (4.19)$$

$$T = 2/\sqrt{3} \tau_d(p), \quad (4.20)$$

де T – інтенсивність зсувних напружень; τ_e , τ_d – межі пружності та міцності, відповідно. Швидкість дилатансії вибиралась рівною $\Lambda = 0,1$.

Проведені розрахунки вибуху одиничного сферичного заряду на п’яти глибинах. В розрахунках фіксувались зони, де відбувалося повне руйнування гірської породи, тобто виконувалась умова (4.19), та зони, де відбувалося мікроруйнування (виконання умови (4.20)). При цьому обчислювались об’єми кожної з областей. На рис. 4.1 приведені залежності об’ємів зон мікро- та макроруйнування від глибини залягання заряду. Для порівняння представлені аналогічні залежності для випадку, коли дилатансійне розушлінення середовища не враховується.

На рис. 4.2 приведені залежності нормальної компоненти σ_{rr} тензора напружень від часу для чотирьох відстаней від центру заряду, а на рис. 4.3 представлені їх спектри.

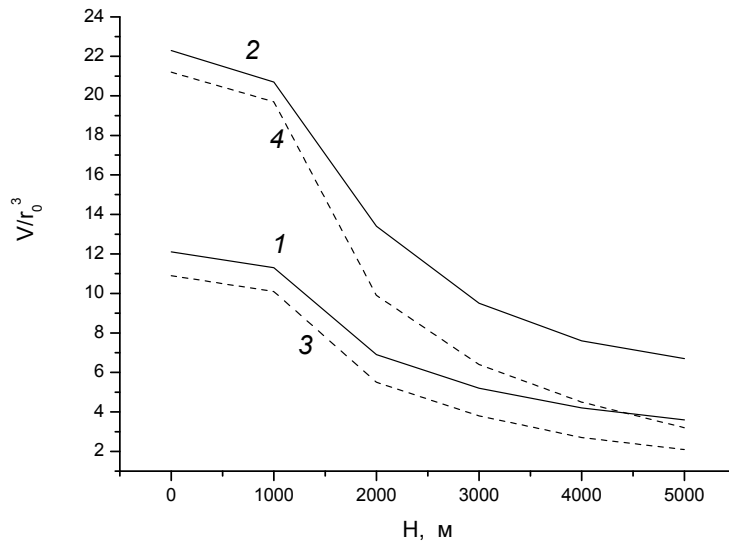


Рис. 4.1. Залежності об'єму зон макроруйнування (1, 3) та мікроруйнування (2, 4) від глибини залягання заряду H : суцільні лінії – модель з дилатанцією; штриховані лінії – без дилатанції

Із рис. 4.1 видно, що у випадку використання дилатансійної моделі обидві зони руйнування більші за зони руйнування, обчислені за допомогою моделі без дилатанції. В обох моделях із збільшенням глибини ці зони зменшуються.

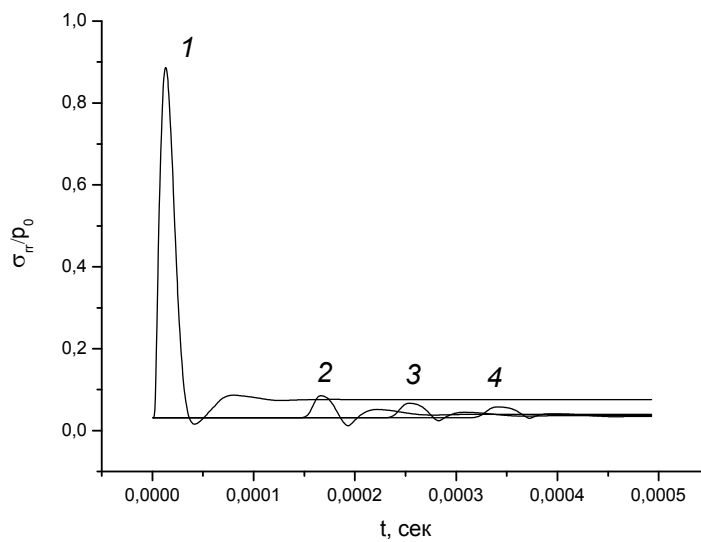


Рис. 4.2. Залежності напруження σ_{rr} від часу t для чотирьох відстаней від центра заряду: 1 – $r = 1,25 r_0$; 2 – $r = 12,5 r_0$; 3 – $r = 18,8 r_0$; 4 – $r = 25,0 r_0$

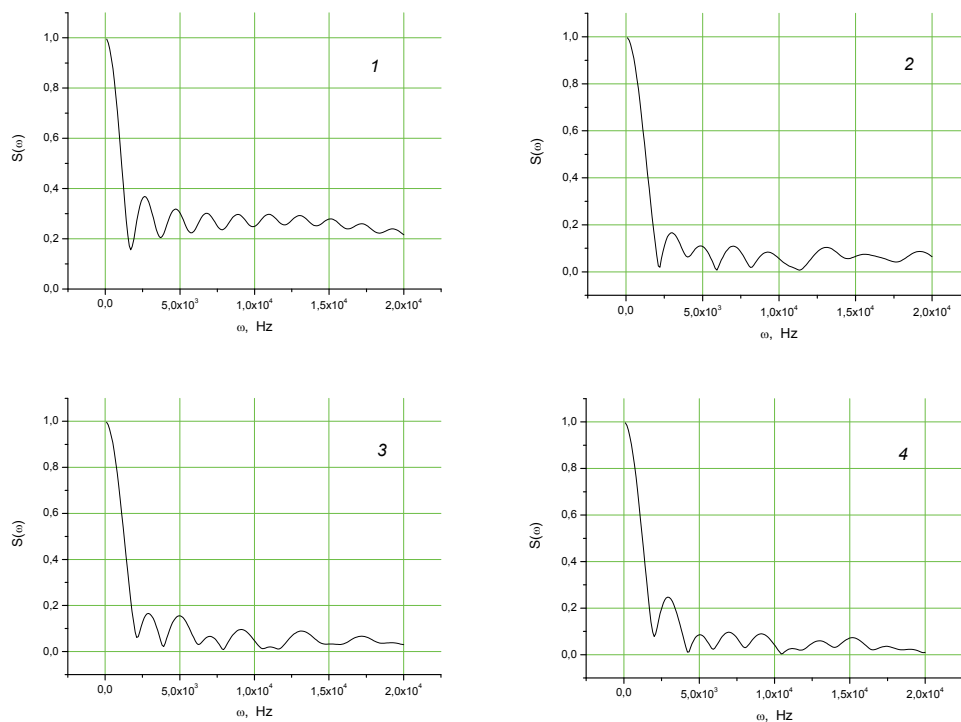


Рис. 4.3. Спектри сигналів $\sigma_{rr}(t)$ для чотирьох відстаней від центра заряду:
 1 – $r = 1,25 r_0$; 2 – $r = 12,5 r_0$; 3 – $r = 18,8 r_0$; 4 – $r = 25,0 r_0$

Аналіз кривих рис. 4.2 і 4.3 показує, що з відстанню відбувається згасання високочастотних гармонік.

Проведені також розрахунки одночасного вибуху двох сферичних зарядів на глибині $H = 1\ 000$ м. Відстань між центрами зарядів складала 5 радіусів заряду. Розрахунки проведені як для дилатансійної моделі, так і для моделі, в якій не враховується дилатансійне розширення породи. На рис. 4.4 приведені зони мікро- та макроруйнування, а в табл. 4.1 представлені відносні об'єми цих зон.

Таблиця 4.1. Відносні об'єми зон макро- та мікроруйнувань

	Модель без дилатансії		Модель з дилатансією	
	Об'єм зони макроруйнувань V_1 / r_0^3	Об'єм зони мікроруйнувань V_2 / r_0^3	Об'єм зони макроруйнувань V_1 / r_0^3	Об'єм зони мікроруйнувань V_2 / r_0^3
1 заряд	10,1	19,7	11,3	20,7
2 заряди	19,9	41,1	21,9	43,2

Аналіз даних табл. 4.1 і зон руйнування, представлених на рис. 4.4, показує, що врахування дилатансії супроводжується деяким збільшенням зон макроруйнувань і мікроруйнувань як при вибуху одного сферичного заряду, так і при одночасному вибуху двох зарядів.

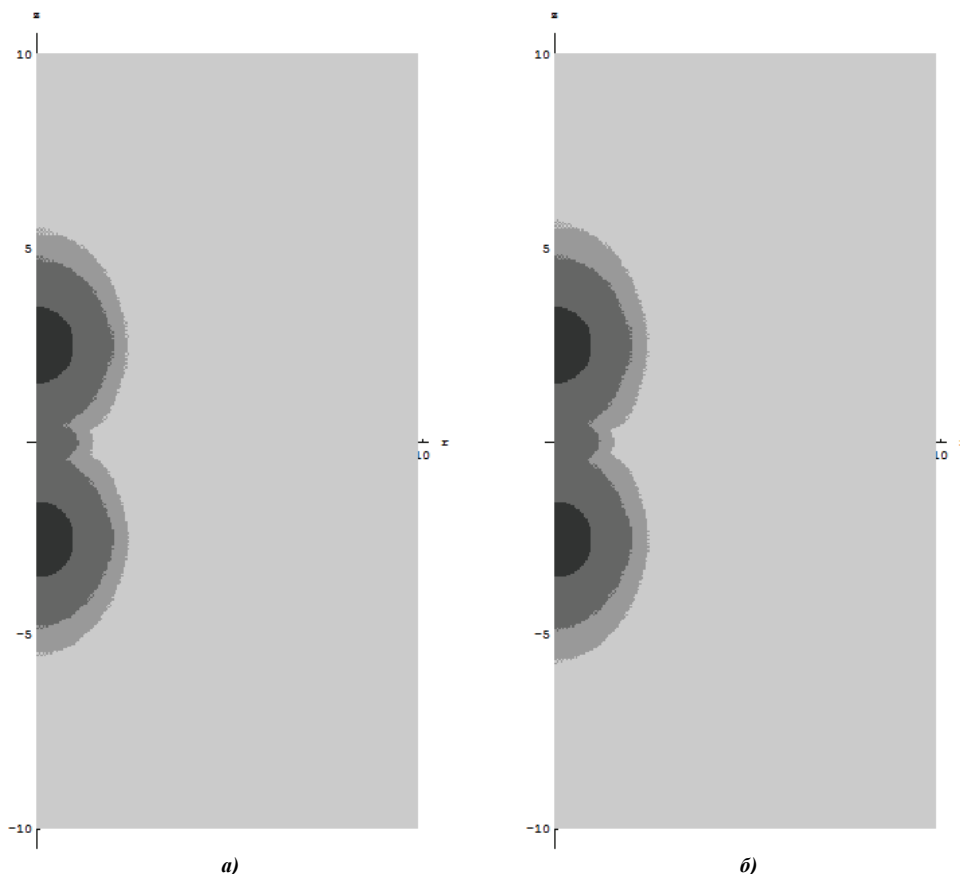


Рис. 4.4. Зони руйнування: найтемніша область – область, в якій тиск задається формулою (4.16), більш світла область – зона макроруйнувань, ще світліша – зона мікроруйнувань; глибина розташування зарядів $H = 1\,000$ м:

a) модель без дилатансії; *б)* модель з дилатансією

4.3. Розуцільнення і міцність гірських порід при динамічних навантаженнях

Відомо, що в результаті вибуху змінюється фізичний стан гірських порід, при цьому в зоні вибухової дії виникає штучна тріщинуватість, що призводить до зміни початкової пористості масиву.

В роботі [166] стверджується, що розвиток деформаційних процесів в гірських породах залежить як від їх вихідного фізичного стану, так і значною мірою від виду навантаження, що характеризується параметром $\zeta = \sigma_3 / \sigma_1$, де σ_3 і σ_1 – найменше і найбільше головні напруження.

В Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України під керівництвом докт. техн. наук А.В. Михалюка розроблений експериментальний комплекс для дослідження поведінки гірських порід при динамічному навантаженні. Методика проведення експериментів, опис випробувальної камери і експериментального комплексу детально викладені в [166]. Експериментальний комплекс забезпечує створення у випробовуваному зразку породи складного динамічного напружено-деформованого стану з імпульсним характером зміни всіх компонент тензорів напружень і деформацій. Комплекс дозволяє в широких межах змінювати вид

напруженого стану зразка при стисканні – від одноосного до всебічного рівномірного, що забезпечується співвідношенням розмірів робочого простору випробувальної камери і зразка, наявністю і відсутністю в камері рідини, яка створює тиск на зразок. Динамічне навантаження створюється ударом вільно падаючого вантажу у вертикальному копі 100-FU-122.

Непостійність властивостей зразків гірських порід, умов виконання експериментів, розшифровки осцилографічних записів, випадкові погрешності в роботі контрольно-виміральної апаратури [169] оцінюють із застосуванням методів математичної статистики [170]. При цьому випадкова похибка вимірюваної величини не перевищує $\pm 5\%$ при виконанні трьох експериментів при одних і тих же параметрах динамічного навантаження. Сумарна максимальна похибка визначення параметрів напружено-деформованого стану зразка не перевищує $\pm 5,1-10,8\%$ [166].

Мінімум спотворюючого впливу тертя на торцях і подовжнього вигину зразка при його навантаженні забезпечується відношенням висоти випробовуваних зразків до їх діаметрів, яке знаходиться у межах 1,8–2,5. З урахуванням цього, а також об'єму випробувальної камери, розміри випробовуваних зразків такі

$$h_0 \leq (7,0 - 7,5) \cdot 10^{-2} \text{ м}; \quad d_0 \leq 5 \cdot 10^{-2} \text{ м}.$$

В роботі [171] відмічено, що зразки таких розмірів для більшості гірських порід можуть розглядатися як елементарні об'єми породи.

При експериментальному вивченні деформації зразків гірських порід при динамічному навантаженні основна увага приділяється поведінці порід в області тисків близьких до міцності порід, оскільки просторова область більш високих тисків від вибуху заряду невелика в порівнянні із загальною зоною дії вибуху і достатньо вивчена [165, 172].

Вивчення процесів деформації в гірських породах здійснювалося шляхом аналізу діаграм динамічної деформації, побудованих на підставі даних обробки осцилограм експериментів часової зміни напружень і деформацій в досліджуваних зразках гірських порід.

Результати експериментальних досліджень пісковика, як найбільш характерної породи-колектора нафти і газу, приведені в роботах [166, 173, 174]. Деякі з результатів приведені нижче.

Фізико-механічні властивості пісковика, зразки якого підлягали динамічним навантаженням, приведені в табл. 4.2.

Таблиця 4.2. Фізико-механічні властивості пісковика

Порода	Щільність, $\rho (\times 10^3),$ кг/м ³	Пористість, $n, \%$	Швидкість подовжньої хвилі, $v_p (\times 10^3),$ м/с	Коефіцієнт Пуассона, ν	Границя міцності на стискання, $\sigma_0 (\times 10^5),$ Па	Модуль Юнга, $E (\times 10^{10}),$ Па
Пісковик	2,26–2,54	9,0–24,0	2,38–2,61	0,18–0,25	20–545	1,24–1,65

Розуцільнення порід при нерівномірному динамічному навантаженні, обумовлене зародженням і розвитком нових тріщин і збільшенням об'єму мікротріщинуватості, позначається на пружних і міцнісних характеристиках пісковика.

На рис. 4.5 показано вплив виду напруженого стану на межу пружності пісковика. Видно, що межа пружності σ_n із зменшенням показника нерівномірності навантаження ζ від 0,2 до 0,05 зменшується в 2,8 разів.

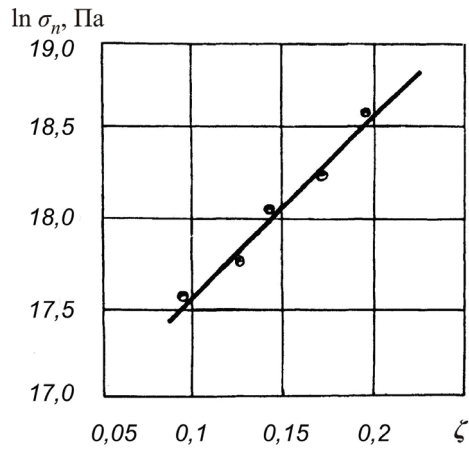


Рис. 4.5. Вплив нерівномірного навантаження на межу пружності

Вплив нерівномірного навантаження на величину зчеплення C в пісковикі представлено на рис. 4.6.

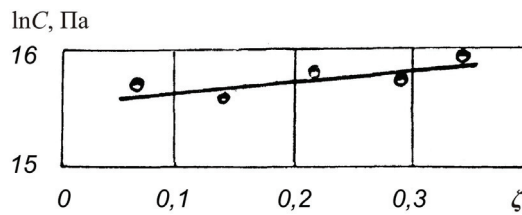


Рис. 4.6. Вплив нерівномірного навантаження на величину зчеплення

Аналізуючи графік рис. 4.6, приходимо до висновку про помітний вплив нерівномірного навантаження на величину зчеплення. Так при зміні ζ від 0,35 до 0,05 величина зчеплення зменшується в 1,22 рази.

На рис. 4.7 приведена залежність модуля Юнга для пісковика від числа нерівномірних динамічних навантажень. Як видно, зі збільшенням кількості навантажень модуль Юнга помітно зменшується.

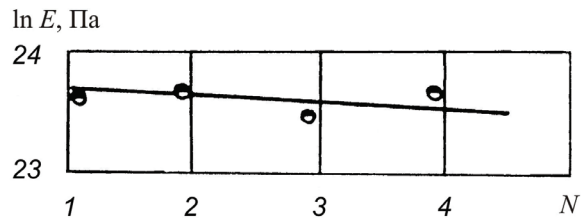


Рис. 4.7. Вплив кількості послідовних динамічних навантажень на модуль Юнга

На величину зчеплення у пісковикі досить сильно впливає кількість нерівномірних динамічних навантажень. Результати експериментів представлені на рис. 4.8. Графіки вказують на зменшення величини зчеплення із збільшенням кількості навантажень (у 2,5 разів при чотирикратному навантаженні). Це свідчить

про доцільність багаторазового нерівномірного навантаження для зниження міцнісних властивостей пісковика.

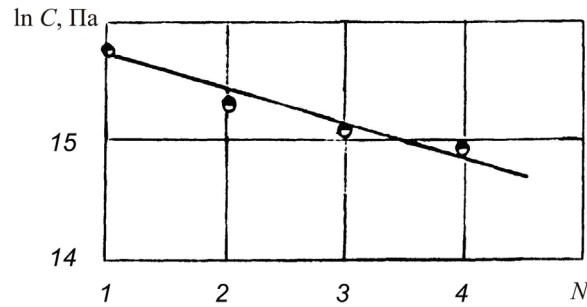


Рис. 4.8. Зміна величини зчеплення залежно від кількості послідовних динамічних навантажень

З рис. 4.5–4.8 видно, що пружні (межа пружності), міцнісні (зчеплення) і деформаційні (модуль Юнга) характеристики пісковика істотно залежать як від виду, так і від кількості нерівномірних навантажень, що має велике значення для підвищення ефективності вибухової дії на масив.

Отже, змінюючи нерівномірність напруженого стану в пісковикі можна досягати зміни його деформаційних і міцнісних характеристик. Це дає можливість ефективно керувати вибухом в технологічних процесах інтенсифікації припливу флюїдів до видобувних свердловин різного цільового призначення.

4.4. Дослідження розповсюдження хвиль тиску у в'язкопружних системах'

В'язкопружні властивості нафт суттєво впливають на параметри, які характеризують процеси фільтрації нафт в пористих середовищах. Експериментальними дослідженнями встановлено, що в результаті обробки нафти тиском, її структура руйнується і значно знижується в'язкість [175].

З метою вибору найбільш ефективного режиму імпульсної дії на привибійну зону пласта проведено дослідження закономірностей розповсюдження хвиль тиску в в'язкопружних системах. Розглянемо хвильові процеси для умов, коли реологічна модель фільтрації в'язкопружної рідини (нафти) лінійна, а процес – ізотермічний.

Обмежимося одновимірним випадком і представимо систему рівнянь процесу фільтрації, що включає чотири часи релаксації, у вигляді [175, 176]:

$$\begin{aligned}
 -\frac{k}{\mu} \left(\frac{\partial p}{\partial x} + T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} \right) &= u + T_1 \frac{\partial u}{\partial t}; \\
 -\beta \left(\frac{\partial p}{\partial t} + T_2 \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right) &= \frac{\partial u}{\partial x} + T_3 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t},
 \end{aligned}
 \tag{4.21}$$

де T, T_1, T_2, T_3 – часи релаксації реологічної системи; β – коефіцієнт пружноємності; p – тиск; u – швидкість фільтрації; k – проникність; μ – в'язкість нафти.

Припустимо, що дія на в'язкопружну систему має гармонічний характер:

$$p = Ae^{i(\omega t - Kx)}, \quad u = Be^{i(\omega t - Kx)},
 \tag{4.22}$$

'Підрозділ 4.4 написаний сумісно з В.В. Кулічом

де $\omega = 2\pi f$ – кругова частота; A, B – сталі (амплітуда дії); $K = \alpha - i\varphi$ – хвильове число. При цьому φ представляє собою коефіцієнт затухання (або підсилення), α – визначає зсув по фазі.

Визначимо похідні функцій p і u :

$$\begin{aligned}\frac{\partial p}{\partial x} &= Ae^{i(\omega t - Kx)}(-iK); & \frac{\partial p}{\partial t} &= Ae^{i(\omega t - Kx)}(i\omega); \\ \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} &= Ae^{i(\omega t - Kx)}(-\omega^2); & \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} &= Ae^{i(\omega t - Kx)}(\omega K); \\ \frac{\partial u}{\partial t} &= Be^{i(\omega t - Kx)}(i\omega); & \frac{\partial u}{\partial x} &= Be^{i(\omega t - Kx)}(-iK); \\ & & \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} &= Be^{i(\omega t - Kx)}(\omega K).\end{aligned}$$

Відповідні значення похідних підставимо у систему рівнянь (4.21) і після спрощень одержуємо алгебраїчну систему рівнянь:

$$\begin{aligned}A\left(\frac{k}{\mu}iK - \frac{k}{\mu}T\omega K\right) - B(1 + i\omega T_1) &= 0; \\ A(\beta T_2 \omega^2 - i\omega\beta) + B(iK - T_3 \omega K) &= 0.\end{aligned}\tag{4.23}$$

Із системи (4.23) одержуємо дисперсійне співвідношення:

$$i\omega^3 T_1 T_2 + (T_1 + T_2)\omega^2 - i\omega + K^2 \varkappa [T T_3 \omega^2 - i\omega(T + T_3) - 1] = 0,\tag{4.24}$$

де $\varkappa = \frac{k}{\mu\beta}$ – коефіцієнт п'єзопровідності, м²/с.

Підставляючи K в співвідношення (4.24), одержуємо рівняння:

$$\begin{aligned}i\omega^3 T_1 T_2 + (T_1 + T_2)\omega^2 - i\omega - \varkappa(\alpha^2 - \varphi^2)(1 - TT_3 \omega^2) - \\ - i\omega \varkappa(\alpha^2 - \varphi^2)(T + T_3) + 2\alpha\varphi \varkappa(1 - TT_3 \omega^2) - 2\alpha\varphi \varkappa \omega(T + T_3) = 0,\end{aligned}$$

звідки визначаємо систему рівнянь відносно невідомих α і φ :

$$\begin{aligned}(T_1 + T_2)\omega^2 - \varkappa(\alpha^2 - \varphi^2)(1 - TT_3 \omega^2) - 2\alpha\varphi \varkappa \omega(T + T_3) &= 0; \\ \omega^3 T_1 T_2 - \omega - \omega \varkappa(\alpha^2 - \varphi^2)(T + T_3) + 2\alpha\varphi \varkappa(1 - TT_3 \omega^2) &= 0.\end{aligned}\tag{4.25}$$

Систему (4.25) після деяких алгебраїчних операцій можна представити у вигляді:

$$\begin{aligned}(\alpha^2 - \varphi^2) + \frac{2\alpha\varphi\omega(T + T_3)}{1 - TT_3 \omega^2} - \frac{(T_1 + T_2)\omega^2}{\varkappa(1 - TT_3 \omega^2)} = 0; \\ -(\alpha^2 - \varphi^2) + \frac{2\alpha\varphi(1 - TT_3 \omega^2)}{\omega(T + T_3)} + \frac{\omega^2 T_1 + T_2}{\varkappa(T + T_3)} - \frac{1}{\varkappa(T + T_3)} = 0.\end{aligned}\tag{4.26}$$

Після додавання першого та другого рівняння системи (4.26) одержуємо співвідношення:

$$2\alpha\varphi \left[\frac{\omega(T+T_3)}{1-TT_3\omega^2} + \frac{1-TT_3\omega^2}{\omega(T+T_3)} \right] = \frac{(T_1+T_2)\omega^2}{\alpha(1-TT_3\omega^2)} + \frac{1}{\alpha(T+T_3)} - \frac{\omega^2 T_1 T_2}{\alpha(T+T_3)}. \quad (4.27)$$

Із співвідношення (4.27) знаходимо вираз для коефіцієнта φ :

$$\varphi = \frac{\omega}{2\alpha\alpha} \frac{1 + \omega^4 TT_1 T_2 T_3 + \omega^2 (T_1 + T_2)(T + T_3) - \omega^2 (TT_3 + T_1 T_2)}{1 + \omega^2 (T^2 + T_3^2) + \omega^4 T^2 T_3^2}. \quad (4.28)$$

Із виразу (4.28) видно, що при $\omega_1 = 0$ коефіцієнт $\varphi = 0$. Коефіцієнт φ також буде дорівнювати нулю при значеннях $\omega = \omega_2$ і $\omega = \omega_3$, які є коренями бікватратного рівняння:

$$\omega^4 TT_1 T_2 T_3 + \omega^2 [(T_1 + T_2)(T + T_3) - (TT_3 + T_1 T_2)] + 1 = 0. \quad (4.29)$$

Розв'язками рівняння (4.29) є:

$$\begin{aligned} \omega_{2,3}^2 &= \frac{(T_1 + T_2)(T + T_3) - (TT_3 + T_1 T_2)}{2TT_1 T_2 T_3} \pm \\ &\pm \sqrt{\frac{[(T_1 + T_2)(T + T_3) - (TT_3 + T_1 T_2)]^2}{4(TT_1 T_2 T_3)^2} - \frac{1}{TT_1 T_2 T_3}}. \end{aligned} \quad (4.30)$$

Із виразу (4.28) визначаємо параметр α і, підставивши його значення у перше рівняння системи (4.26), одержуємо:

$$\frac{\omega^2 A^2}{4\alpha^2 B^2 \varphi^2} - \varphi^2 + \frac{a\omega^2 A}{\alpha b B} - \frac{c\omega^2}{\alpha b} = 0. \quad (4.31)$$

Помноживши рівняння (4.31) на $(-\varphi^2)$, одержуємо:

$$\varphi^4 - \varphi^2 \frac{\omega^2 (Aa - cB)}{\alpha b B} - \frac{\omega^2 A^2}{4\alpha^2 B^2} = 0, \quad (4.32)$$

де

$$a = T + T_3; \quad b = 1 - TT_3\omega^2; \quad c = T_1 + T_2;$$

$$A = 1 + \omega^4 TT_1 T_2 T_3 + \omega^2 (T_1 + T_2)(T + T_3) - \omega^2 (TT_3 + T_1 T_2);$$

$$B = 1 + \omega^2 (T^2 + T_3^2) + \omega^4 T^2 T_3^2.$$

Розв'язавши бікватратне рівняння (4.32) відносно параметра φ^2 , знаходимо аналітичний вираз для коефіцієнта затухання в'язкопружної системи, яка описується системою рівнянь (4.21):

$$\varphi = \sqrt{\frac{\omega^2 (Aa - cB) + \omega \sqrt{\omega^2 (Aa - cB)^2 + A^2 b^2}}{2\alpha b B}}. \quad (4.33)$$

Розглянемо деякі випадки в'язкопружної системи.

1 випадок: $T = T_1 = T_2 = T_3 = 0$ (релаксаційні властивості системи відсутні). Тоді, згідно (4.33), коефіцієнт затухання змінюється за формулою:

$$\varphi = \sqrt{\frac{\omega}{2\alpha}}, \quad (4.34)$$

що співпадає із значенням, приведеним в роботі [175]. Коефіцієнт φ монотонно зростає із збільшенням частоти ω .

2 випадок: $T_1 = T_2 = T_3 = 0$; $T \neq 0$.

В цьому випадку із формули (4.33) одержуємо:

$$\varphi = \sqrt{\frac{\omega^2 T + \omega \sqrt{1 + \omega^2 T^2}}{2\alpha(1 + \omega^2 T^2)}}. \quad (4.35)$$

На рис. 4.9 приведена залежність коефіцієнта затухання від частоти для різних значень параметра релаксації T : крива 1 – $T = 10$ с, крива 2 – $T = 36$ с, крива 3 – $T = 360$ с. Із рис. 4.9 видно, що коефіцієнт затухання при частотах $\omega \geq 2$ Гц практично не залежить від частоти. Подібна залежність від частоти була встановлена для коефіцієнта поглинання повздовжніх хвиль при дослідженні впливу в'язкої релаксації в тріщинах на механізм дисипації повздовжніх хвиль в геофізичному середовищі [177].

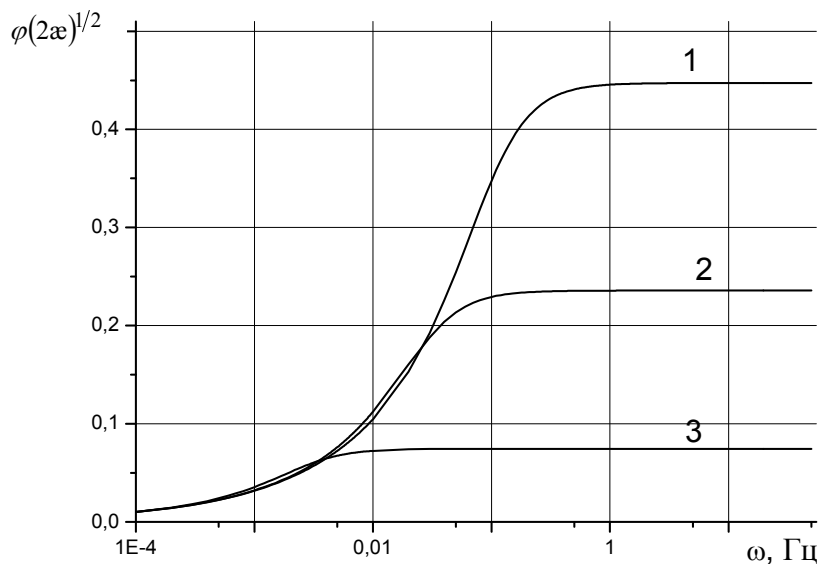


Рис. 4.9. Залежність φ від частоти ω і параметра релаксації T

Для визначення параметра релаксації T використаємо систему алгебраїчних рівнянь [175]:

$$\begin{aligned}
q \left(T_0 + T \ln \frac{R_K}{r_c} \right) &= m_0; \\
q \left(\frac{5}{8} T_0^2 + 2T T_0 + T^2 \ln \frac{R_K}{r_c} \right) &= m_1; \\
q \left(\frac{23}{27} T_0^3 + \frac{3}{4} T_0^2 T + 6T_0 T^2 + 2T^3 + T^3 \ln \frac{R_K}{r_c} \right) &= m_2,
\end{aligned} \tag{4.36}$$

де $q \ln \frac{R_K}{r_c} = \Delta p_0$; $q = \frac{Q_0 \mu}{2\pi k h}$; Δp_0 і Q_0 – відповідно депресія на пласт і дебіт свердловини до зупинки; T – час гідродинамічного процесу; m_0, m_1, m_2 , – детерміновані моменти, що визначаються за формулою

$$m_n = \int_0^{\infty} \Delta p(t) t^n dt, \tag{4.37}$$

де $n = 0, 1, 2$; $\Delta p(t)$ – експериментальна крива відновлення тиску (КВТ).

При умові, що параметри m_0, m_1, m_2 відомі, розв'язок системи (4.36) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned}
q &= \frac{m_1 - m_0 T}{T_0 (T + 0,625 T_0)}; \\
T_0 &= \frac{8}{5} \left(\frac{m_1 - T m_0}{m_0 - T \Delta p_0} - T \right); \\
T &= \frac{m_1}{m_0} \frac{d - 1 + \sqrt{1 - 0,5d}}{1 + 2\sqrt{1 - 0,5d}},
\end{aligned} \tag{4.38}$$

де $d = \frac{m_2 m_0}{m_1^2}$ – безрозмірний параметр.

Для знаходження детермінованих моментів m_0, m_1, m_2 необхідно мати експериментальну криву відновлення тиску (КВТ). Процедура отримання такої кривої описана в роботі [178].

В якості прикладу використаємо результати роботи [178], в якій крива КВТ представлена у вигляді

$$\Delta p(t) = 2,9 + 0,311 \ln t, \text{ МПа}. \tag{4.39}$$

По кривій відновлення тиску (4.39) визначені детерміновані моменти m_0, m_1, m_2 :

$$\begin{aligned}
m_0 &= 9905,76 \text{ МПа} \cdot \text{с} = 2,75 \text{ МПа} \cdot \text{год.}; \\
m_1 &= 10216761 \text{ МПа} \cdot \text{с}^2 = 0,788 \text{ МПа} \cdot \text{год.}^2; \\
m_2 &= 13,715 \cdot 10^9 \text{ МПа} \cdot \text{с}^3 = 0,294 \text{ МПа} \cdot \text{год.}^3.
\end{aligned}$$

Параметр d в цьому випадку дорівнює

$$d = \frac{m_0 m_2}{m_1^2} = \frac{2,75 \cdot 0,294}{(0,788)^2} = \frac{0,809}{0,621} = 1,30.$$

Для розглянутого прикладу параметр релаксації T такий:

$$T = \frac{0,788}{2,75} \cdot \frac{1,3 - 1 + \sqrt{1 - 0,5 \cdot 1,3}}{1 + 2\sqrt{1 - 0,5 \cdot 1,3}} = 0,286 \frac{0,3 + \sqrt{0,35}}{1 + 2\sqrt{0,35}} = \frac{0,255}{2,18} = 0,117 \text{ год.} = 420 \text{ с.}$$

3 випадок: $T = T_2 = T_3 = 0$; $T_1 \neq 0$.

Із виразу (4.33) одержуємо:

$$\varphi = \sqrt{\frac{\omega \sqrt{1 + \omega^2 T_1^2} - \omega^2 T_1}{2\alpha}}. \quad (4.40)$$

З використанням формули (4.40) на рис. 4.10 приведені залежності коефіцієнта згасання φ від частоти ω для різних значень параметра релаксації T_1 : крива 1 – $T_1 = 1$ с, крива 2 – $T_1 = 10$ с, крива 3 – $T_1 = 36$ с, крива 4 – $T_1 = 100$ с.

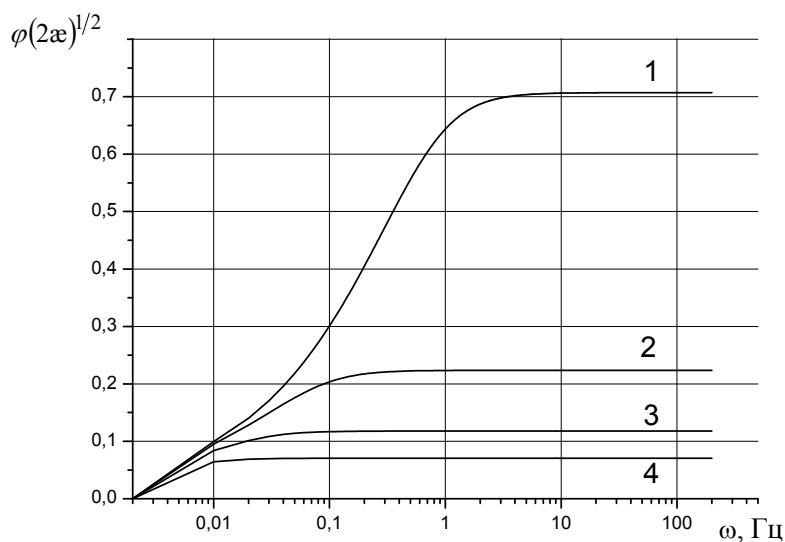


Рис. 4.10. Залежність φ від частоти ω і параметра релаксації T_1

Аналіз кривих рис. 4.10 показує, що коефіцієнт згасання φ із збільшенням величини параметра T_1 суттєво знижується.

4 випадок: $T = T_3 = 0$; $T_1 \neq 0$; $T_2 \neq 0$.

Із співвідношення (4.28) при $T = 0$, $T_3 = 0$ одержимо:

$$\varphi = \frac{\omega}{2\alpha \varkappa} (1 - \omega^2 T_1 T_2). \quad (4.41)$$

Формула (4.41) описує залежність коефіцієнта затухання хвиль тиску від кругової частоти та двох параметрів релаксації при фіксованому коефіцієнті α (зсув по фазі), що не залежить від частоти. Із цього співвідношення видно, що коефіцієнт затухання дорівнює нулю при $\omega_1 = 0$ і $\omega_2 = 1/\sqrt{T_1 T_2}$. З умови рівності першої похідної чисельника співвідношення (4.41), знаходимо кругову частоту $\omega_m = 1/\sqrt{3T_1 T_2}$, при якій коефіцієнт затухання досягає максимального значення.

Графік залежності φ від кругової частоти ω приведений на рис. 4.11. Із графіка видно, що при $\omega = \omega_m$ коефіцієнт затухання φ досягає максимального значення φ_{\max} , а при $\omega = \omega_2$ маємо $\varphi = 0$.

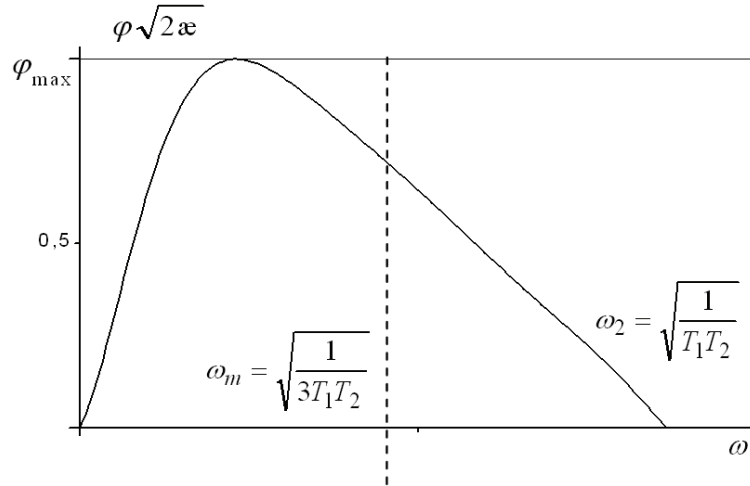


Рис. 4.11. Залежність φ від частоти ω та параметрів релаксації T_1 і T_2

При $\alpha = \alpha(\omega)$ із виразу (4.33) одержуємо залежність:

$$\varphi = \left[\frac{\omega \left[1 + \omega^2 (T_1^2 + T_2^2 + \omega^2 T_1^2 T_2^2) \right]^{1/2} - \omega^2 (T_1 + T_2)}{2\alpha} \right]^{1/2}. \quad (4.42)$$

З використанням залежності (4.42) проведені комп'ютерні розрахунки та встановлено, що максимуми лінійної частоти f_m , одержані за формулами (4.41) і (4.42), не співпадають (табл. 4.3). Це пов'язано з тим, що параметр α залежить як від частоти, так і від параметрів релаксації T_1 і T_2 . Для реальних в'язкопружних систем з двома параметрами релаксації розрахунки коефіцієнта затухання необхідно проводити за формулою (4.42).

З використанням залежності (4.41) розраховані деякі варіанти в'язкопружних систем. Результати розрахунків приведені в табл. 4.3 і на рис. 4.12, 4.13.

Таблиця 4.3. Значення частот f_m для в'язкопружних систем з двома параметрами релаксації T_1, T_2

№ варіанту	Параметри релаксації в'язкопружної системи	Частота f_m , Гц при $\alpha = \text{const}$	Частота f_m , Гц при $\alpha = \alpha(f)$	Частота f_2 , Гц, при якій $\varphi = 0$
1	$T_1 = 1 \cdot 10^{-4}$ с; $T_2 = 0,05$ с;	41	8,7	71,2
2	$T_1 = 0,001$ с; $T_2 = 0,05$ с;	13,0	4,61	22,5
3	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,05$ с;	4,1	2,15	7,1
4	$T_1 = 0,05$ с; $T_2 = 0,05$ с;	1,8	1,06	3,2
5	$T_1 = 0,1$ с; $T_2 = 0,05$ с;	1,3	0,736	2,25
6	$T_1 = 1$ с; $T_2 = 0,05$ с;	0,41	0,174	0,712
7	$T_1 = 10$ с; $T_2 = 0,05$ с;	0,13	0,034	0,225
8	$T_1 = 100$ с; $T_2 = 0,05$ с;	0,04	0,0062	0,071
9	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,005$ с;	13,0	7,36	22,5
10	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,5$ с;	1,3	0,46	2,25
11	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 1$ с;	0,92	0,281	1,59
12	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 10$ с;	0,29	0,052	0,503
13	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 100$ с;	0,092	0,0094	0,159
14	$T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 1000$ с;	0,029	0,0017	0,050
15	$T_1 = 1$ с; $T_2 = 5$ с;	0,041	0,022	0,071

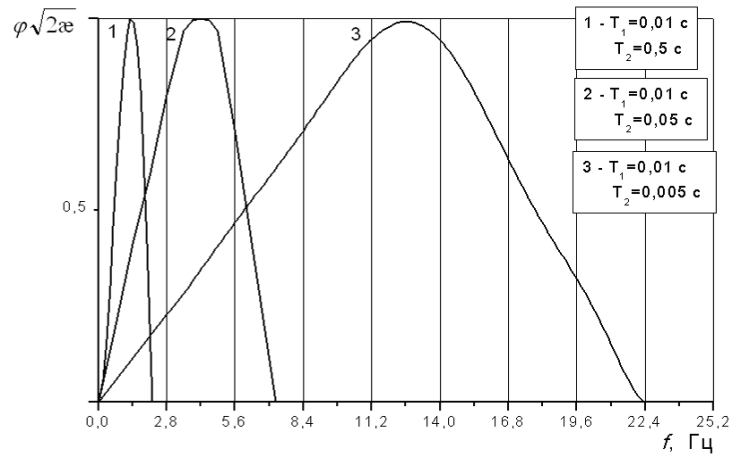


Рис. 4.12. Залежність φ від частоти f та параметрів релаксації T_1 і T_2

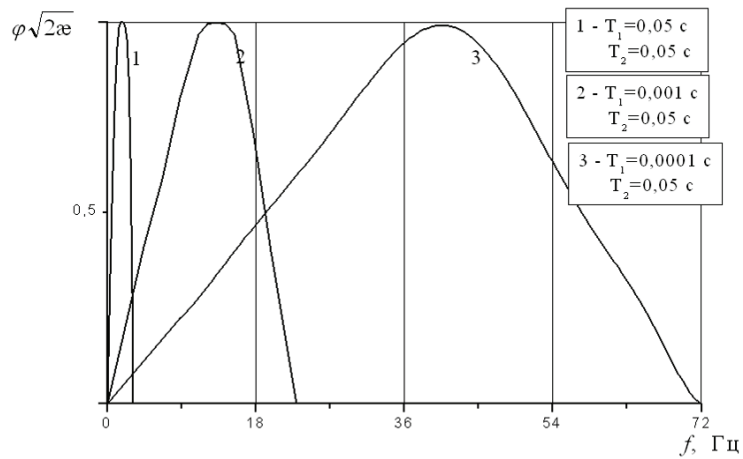


Рис. 4.13. Залежність φ від частоти f та параметрів релаксації T_1 і T_2

Із рис. 4.12 і рис. 4.13 видно, що при зменшенні параметра T_1 (при фіксованому T_2) і параметра T_2 (при фіксованому T_1) частота f_m збільшується.

З використанням залежності (4.42) при $\alpha \neq \text{const}$ проведені розрахунки в'язкопружних систем для 15 варіантів. Результати розрахунків приведені в табл. 4.3. На рис. 4.14 представлені характерні залежності φ від частоти f .

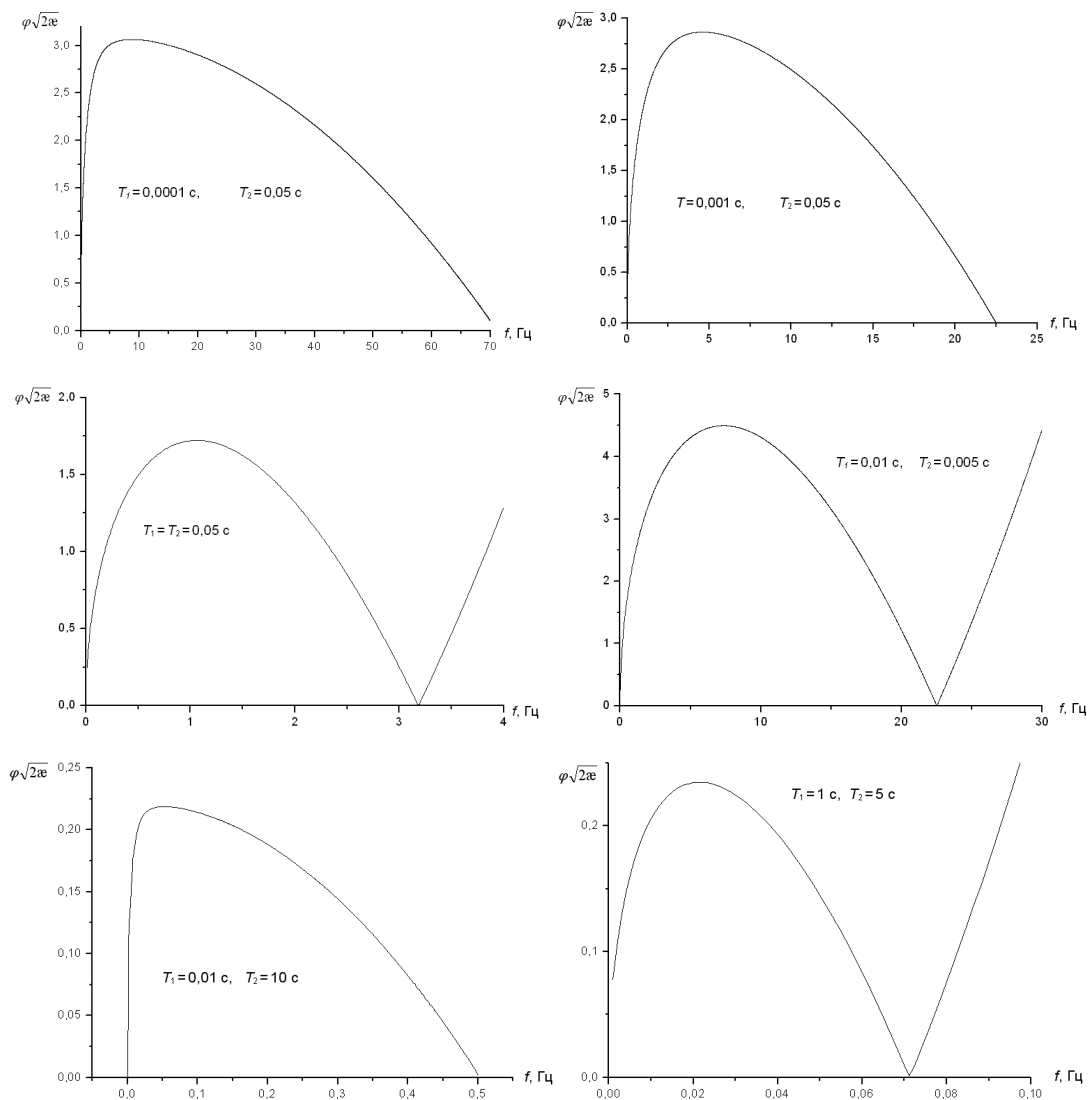


Рис. 4.14. Залежність φ від частоти f і параметрів релаксації T_1 , T_2 (при $\alpha = \alpha(f)$)

Із залежності (4.41) неважко перевірити, що на частотах $\omega > \omega_2$ значення коефіцієнта φ стає від'ємним, що відповідає нестійкому режиму коливань.

При розрахунку коефіцієнта φ за формулою (4.42) спостерігається, що на частотах $\omega > \omega_2$ значення коефіцієнта затухання стає додатнім і зростає за законом $\omega \sim \sqrt{\omega^3}$, який відповідає також нестійкому режиму коливань.

Оскільки коефіцієнт затухання максимальний при $\omega = \omega_m$, то найбільше розсіяння енергії, а, отже, найбільш інтенсивне руйнування структури в'язкопружної системи виникає при дії з частотою ω_m . Значення лінійних частот

$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi}$ для п'ятнадцяти варіантів в'язкопружних систем приведені в табл. 4.3.

Із використанням даних розрахунків, що приведені на рис. 4.14 і в табл. 4.3, на рис. 4.15, а, б зображені залежності максимальної частоти f_m від часів релаксації T_1, T_2 при $\alpha = \alpha(f)$ (розрахунок проводився за формулою (4.42)).

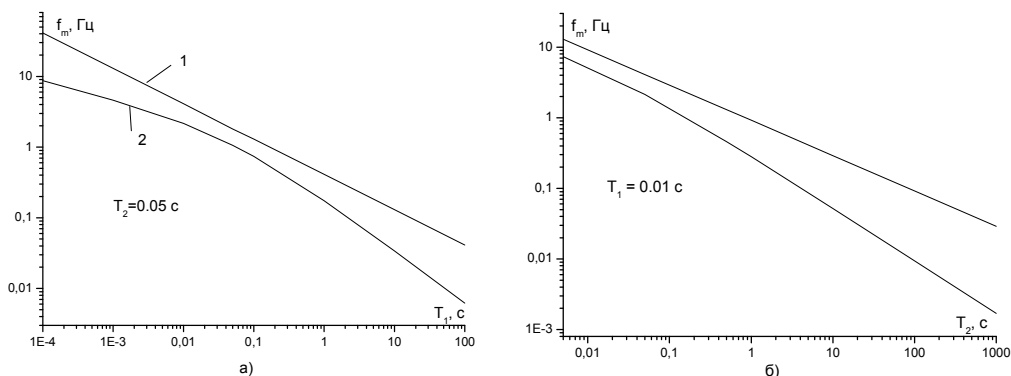


Рис. 4.15. Залежність частоти f_m від часу релаксації:

- а) – від T_1 при $T_2 = 0,05$ с : 1 – при $\alpha = \text{const}$; 2 – $\alpha = \alpha(f)$;
 б) – від T_2 при $T_1 = 0,01$ с : 1 – при $\alpha = \text{const}$; 2 – $\alpha = \alpha(f)$

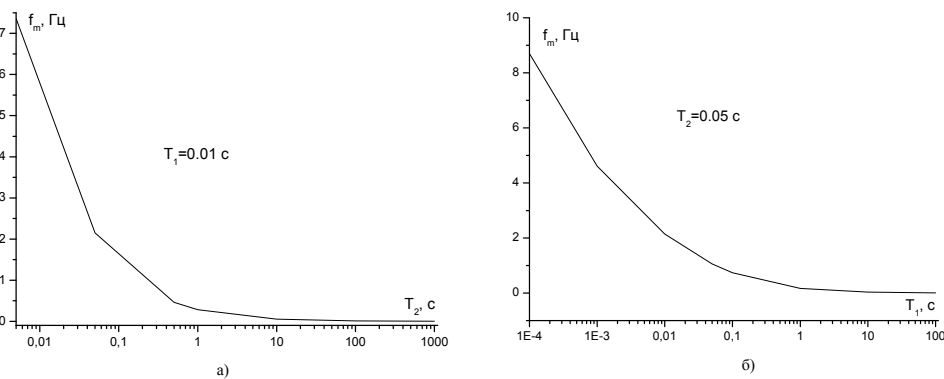


Рис. 4.16. Залежність частоти f_m від часу релаксації при $\alpha = \alpha(f)$:

- а) – від T_2 при $T_1 = 0,01$ с ; б) – від T_1 при $T_2 = 0,05$ с

Із цих графіків видно, що при $T_2 = 0,05$ с і при зменшенні параметра T_1 до нуля максимальна частота f_m збільшується, а при збільшенні T_1 частота f_m стрімко прямує до нуля. Аналогічну картину маємо і при $T_1 = 0,01$ с при зміні параметра T_2 . Криві $f_m(T_1)$, $f_m(T_2)$ носять гіперболічний характер (рис. 4.16). На рис. 4.15 ці криві побудовані в логарифмічних координатах.

5 випадок: $T_3 = 0$; $T \neq 0$; $T_1 \neq 0$; $T_2 \neq 0$.

Із формули (4.28) знаходимо:

$$\varphi = \frac{\omega [1 - \omega^2(T_1 T_2 - T T_1 - T T_2)]}{2\alpha \omega (1 + \omega^2 T^2)}. \quad (4.43)$$

Із цього виразу видно, що коефіцієнт згасання дорівнює нулю при значеннях $\omega = \omega_1 = 0$ і

$$\omega_2 = 1 / [(T_1 T_2 - T T_1 - T T_2)]^{1/2}. \quad (4.44)$$

Функція $\varphi(\omega)$, що описується залежністю (4.43), досягає максимального значення в точці

$$\omega = \omega_m = [1/3(T_1 T_2 - T T_1 - T T_2)]^{1/2}. \quad (4.45)$$

Це значення знаходиться з умови рівності нулю першої похідної чисельника виразу (4.43) за частотою ω .

Відмітимо, що в цьому випадку згідно співвідношення (4.43), необхідно виконання умови

$$T_1 T_2 > T(T_1 + T_2), \text{ або } T_1 T_2 / (T_1 + T_2) > T.$$

З урахуванням формули (4.45) в табл. 4.4 приведені результати розрахунків частоти $f_m = \omega_m / (2\pi)$, при якій коефіцієнт згасання досягає максимального значення.

Таблиця 4.4. Значення частоти f_m для в'язкопружних систем з трьома параметрами релаксації T , T_1 , T_2

№ варіанту	Параметри релаксації в'язкопружної системи	Частота f_m , Гц при $\alpha = \text{const}$	Частота f_m , Гц при $\alpha = \alpha(f)$
1	$T = 0,1$ с; $T_1 = 1$ с; $T_2 = 5$ с;	0,0380	0,0225
2	$T = 0,001$ с; $T_1 = 0,1$ с; $T_2 = 0,5$ с;	0,40	0,216
3	$T = 0,001$ с; $T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,05$ с;	4,40	2,25
4	$T = 0,001$ с; $T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,5$ с;	1,37	0,476
5	$T = 0,001$ с; $T_1 = 0,05$ с; $T_2 = 0,05$ с;	1,870	1,078
6	$T = 0,001$ с; $T_1 = 0,01$ с; $T_2 = 0,005$ с;	15,54	8,35
7	$T = 0,0001$ с; $T_1 = 0,001$ с; $T_2 = 0,05$ с;	13,70	4,76
8	$T = 0,00008$ с; $T_1 = 0,0001$ с; $T_2 = 0,05$ с;	92,30	13,20
9	$T = 1 \cdot 10^{-6}$ с; $T_1 = 1 \cdot 10^{-5}$ с; $T_2 = 1 \cdot 10^{-5}$ с;	10278,62	5760,00

У випадку, коли параметр $\alpha = \alpha(\omega)$ із залежності (4.33) одержуємо формулу:

$$\varphi = \left\{ \left[\omega^2(T - (T_1 + T_2) - \omega^2 T T_1 T_2) + \omega \left[\omega^2(T - (T_1 + T_2) - \omega^2 T T_1 T_2) + (1 + \omega^2 T(T_1 + T_2) - \omega^2 T_1 T_2)^2 \right]^{1/2} \right] / 2\alpha(1 + \omega^2 T_2) \right\}^{1/2}. \quad (4.46)$$

Із використанням залежності (4.46) проведені комп'ютерні розрахунки коефіцієнта згасання φ для дев'яти варіантів. Типові характерні графіки залежності φ від частоти f для трьох параметрів релаксації приведені на рис. 4.17.

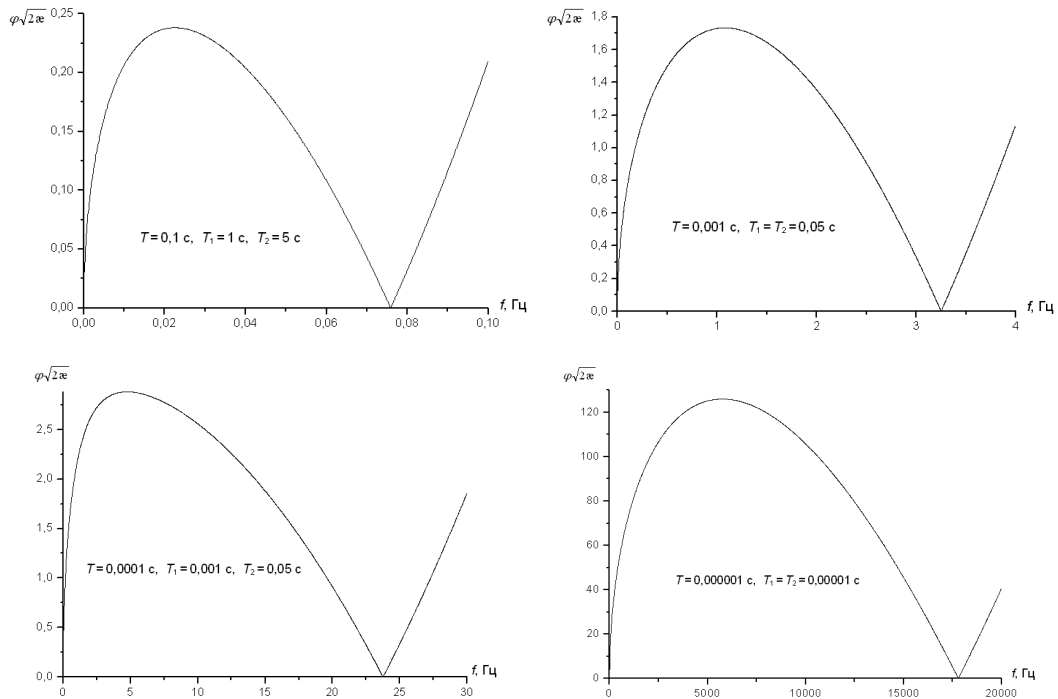


Рис. 4.17. Залежність φ від частоти f та параметрів релаксації T , T_1 і T_2

В роботі [175] проведені розрахунки частоти f_m для двох параметрів релаксації лише для випадку $\alpha = \text{const}$. В підрозділі 4.4 розглянуті більш загальні випадки.

Таким чином, коефіцієнт згасання в'язкопружної системи досягає максимального значення при імпульсній дії з певною частотою, що залежить від параметрів релаксації в'язкопружної системи. При цьому відбувається найбільше розсіювання енергії імпульсної дії, яке супроводжується найбільш інтенсивним руйнуванням структури в'язкопружної системи (із зниженням в'язкості нафти), що сприяє покращенню притоку нафти до вибою свердловини і підвищення її дебіту.

4.5. Вплив частоти імпульсної дії на зміну коефіцієнта в'язкості в'язкопружної системи

Аналіз експериментальних даних по розповсюдженню хвиль тиску в гірських породах, ґрунтах, в льоді і рідинах свідчить про залежність коефіцієнта

в'язкості μ від частоти коливань [179–182]. В цих роботах показано, що із зменшенням частоти дії величина μ зростає. Зміна μ досягає декількох порядків.

В підрозділі 4.4 одержані залежності коефіцієнта затухання φ гармонічних хвиль від кругової частоти ω у в'язкопружних системах з кількома параметрами релаксації. Для системи з одним параметром релаксації T отриманий вираз (4.35).

Враховуючи, що $\alpha = k/\mu\beta$, із (4.35) одержимо залежність коефіцієнта в'язкості μ від кругової частоти:

$$\mu = \frac{2k\varphi^2(1 + \omega^2 T^2)}{\beta(\omega^2 T + \omega\sqrt{1 + \omega^2 T^2})}. \quad (4.47)$$

Формула (4.47) одержана на підставі теоретичних досліджень процесу фільтрації рідини у в'язкопружних системах. Вона описує характер зміни коефіцієнта в'язкості μ від кругової частоти при заданих параметрах системи k , β , φ і T .

З використанням формули (4.47) розраховані різні варіанти зміни в'язкості рідини μ при $k = 8,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$; $\varphi = 2 \cdot 10^{-2} \text{ 1/м}$; $\beta = 1,2 \cdot 10^{-9} \text{ 1/Па}$. Результати розрахунків приведені в табл. 4.5.

Таблиця 4.5. Результати розрахунків коефіцієнта в'язкості μ для в'язкопружної системи з одним параметром релаксації T

Кругова частота ω , Гц	Коефіцієнт в'язкості μ (Па·с) при різних значеннях параметра релаксації T		
	$T = 1 \text{ с}$	$T = 10 \text{ с}$	$T = 100 \text{ с}$
0,1	$5,17 \cdot 10^{-5}$	$4,70 \cdot 10^{-5}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$
1	$4,69 \cdot 10^{-6}$	$2,85 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
10	$2,85 \cdot 10^{-6}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
10^2	$2,83 \cdot 10^{-6}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
10^3	$2,83 \cdot 10^{-6}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
10^4	$2,83 \cdot 10^{-6}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$
10^5	$2,83 \cdot 10^{-6}$	$2,83 \cdot 10^{-5}$	$2,83 \cdot 10^{-4}$

Для системи з двома параметрами релаксації T_1 і T_2 з використанням залежності (4.42) формула для визначення коефіцієнта в'язкості має вигляд:

$$\mu = \frac{2k\varphi^2}{\beta} \cdot \frac{1}{\omega \left[1 + \omega^2 (T_1^2 + T_2^2 + \omega^2 T_1^2 T_2^2) \right]^{1/2} - \omega^2 (T_1 + T_2)}. \quad (4.48)$$

З використанням залежності (4.48) при вихідних параметрах $k = 8,5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$; $\varphi = 2 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{м}}$; $\beta = 1,2 \cdot 10^{-9} \frac{1}{\text{Па}}$ для різних варіантів параметрів релаксації T_1 і T_2 в табл. 4.6 приведені значення параметра μ для широкого діапазону частот ω .

Таблиця 4.6. Результати розрахунків коефіцієнта в'язкості μ для в'язкопружної системи з двома параметрами релаксації T_1, T_2

Кругова частота ω , Гц	Коефіцієнт в'язкості μ (Па·с) при різних значеннях параметрів релаксації T_1 і T_2		
	$T_1=1$ с; $T_2=5$ с	$T_1=0,01$ с; $T_2=0,05$ с	$T_1=0,001$ с; $T_2=0,05$ с
0,1	$1,31 \cdot 10^{-4}$	$5,69 \cdot 10^{-5}$	$5,70 \cdot 10^{-5}$
1	$4,67 \cdot 10^{-6}$	$6,01 \cdot 10^{-6}$	$5,95 \cdot 10^{-6}$
10	$1,28 \cdot 10^{-9}$	$1,08 \cdot 10^{-6}$	$9,31 \cdot 10^{-7}$
10^2	$1,14 \cdot 10^{-12}$	$4,67 \cdot 10^{-8}$	$2,32 \cdot 10^{-8}$
10^3	$1,13 \cdot 10^{-15}$	$1,28 \cdot 10^{-11}$	$2,87 \cdot 10^{-10}$
10^4	$1,13 \cdot 10^{-18}$	$1,14 \cdot 10^{-14}$	$1,25 \cdot 10^{-13}$
10^5	$1,13 \cdot 10^{-21}$	$1,13 \cdot 10^{-17}$	$1,14 \cdot 10^{-16}$

Аналіз даних табл. 4.5 і 4.6 показує, що експериментальні дані [179–181] про залежність коефіцієнта μ від частоти ω збігаються з результатами проведених теоретичних досліджень затухання хвиль тиску в в'язкопружних системах. Встановлено, що при збільшенні кругової частоти гармонічної дії на систему, в'язкість рідини суттєво зменшується. Даний факт може бути використаний при розробці методів інтенсифікації видобутку рідких вуглеводнів із підвищеною в'язкістю (в'язких і сильнов'язких нафт і т. ін.). Одержані теоретичні результати підтверджуються експериментальними даними по вивченню повздовжніх хвиль в середовищах із змінною в'язкістю [182]. Відмітимо, що в роботі [183] приводиться залежність коефіцієнта в'язкості для твердих тіл від кругової частоти у вигляді:

$$\mu = \frac{2\rho v_s^3 \varphi}{\omega^2},$$

де ρ – щільність середовища; v_s – швидкість поперечних хвиль; φ – коефіцієнт затухання (поглинання).

Розділ 5

РОЗРОБКА ТЕОРЕТИЧНИХ ОСНОВ КЕРУВАННЯ ІМПУЛЬСНИМ НАВАНТАЖЕННЯМ НА ОСНОВІ ТЕОРІЇ СПЕКТРІВ

5.1. Основні співвідношення теорії спектрів

За основні параметри вибухового імпульсу в гірській справі приймають максимальне значення напруження і тривалість дії імпульсу. Змінюючи тим чи іншим способом ці параметри, здійснюють керування імпульсним навантаженням масиву. Хоча ці характеристики є важливою інформацією, практично неможливо, користуючись лише ними, з достатньою точністю передбачити результати імпульсної дії в гірському масиві. Знання цих двох параметрів імпульсу є неповним для оцінки дії хвиль на масив, для розкриття фізичної суті керування їх параметрами, для обґрунтованої розробки імпульсних технологій, що використовуються в різних галузях народного господарства. Найбільшу інформацію дають спектральні характеристики імпульсних процесів [184]. Залучення теорії спектрів для дослідження імпульсного навантаження – досить ефективний метод вивчення дії імпульсу в різних середовищах. Цьому напряму присвячені деякі

роботи, що стосуються дробіння гірських порід [185], ущільнення ґрунтових масивів [186–188], а також розробки імпульсних технологій в інтересах нафтогазової галузі [189, 190]. Систематизовані дані із вказаного напрямку досліджень відсутні.

У цьому розділі розглядаються характеристики, що більш повно відображають імпульсний процес і, тим самим, дозволяють точніше оцінити його ефективність.

Нехай на деякій відстані r від джерела імпульсної дії напруження описується аналітичною функцією

$$\sigma(t) = f(t). \quad (5.1)$$

Введемо спектральну щільність імпульсної дії [191]

$$S(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-j\omega t} dt, \quad (5.2)$$

де $j = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця.

З теорії спектрів відомо, що між співвідношеннями (5.1) і (5.2) існує зв'язок

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S(j\omega)e^{j\omega t} d\omega. \quad (5.3)$$

Формули (5.2) і (5.3) є основними в теорії спектрів. Вони являють собою пару перетворень Фур'є, що пов'язують між собою дійсну функцію часу $f(t)$ і комплексну функцію частоти $S(j\omega)$.

Формула (5.3) є інтегралом Фур'є в комплексній формі. Її зміст полягає в тому, що функція $f(t)$ представлена сумою синусоїдальних складових, тому вона може бути лише сумою нескінченно великого числа нескінченно малих коливань, нескінченно близьких по частоті. Комплексна амплітуда кожного окремого коливання нескінченно мала і рівна

$$dC = \frac{1}{\pi} S(j\omega)d\omega.$$

Формулу (5.3) можна записати в дійсній формі і тоді інтегрування буде відбуватися лише по додатних частотах. Вводячи позначення $S(j\omega) = A(\omega) + jB(\omega)$, і враховуючи, що $A(\omega)$ – парна, а $B(\omega)$ – непарна функції, отримаємо

$$\sigma(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} [A(\omega) \cos \omega t - B(\omega) \sin \omega t] d\omega. \quad (5.4)$$

Можна отримати ще один запис формули (5.4)

$$\sigma(t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} [S(j\omega)e^{j\omega t} + S(-j\omega)e^{-j\omega t}] d\omega.$$

У квадратних дужках стоїть сума спряжених величин, яка рівна подвоєній дійсній частині.

Отже

$$\sigma(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S(j\omega) e^{j\omega t} d\omega.$$

Введемо ще одне уточнення. Підінтегральна функція у формулі (5.3) виражає окремий безкінечно малий доданок, тобто коливання з нескінченно малою амплітудою dC :

$$\frac{1}{\pi} S(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = dC e^{j\omega t}.$$

Звідси знаходимо

$$S(j\omega) = \pi \frac{dC}{d\omega}.$$

Таким чином, величина $S(j\omega)$ представляє безпосередньо не амплітуду, а так звану спектральну щільність.

Проте, як правило, цю деталь опускають і називають $S(j\omega)$ комплексним спектром неперіодичної функції, а абсолютне значення (модуль) цієї величини $|S(j\omega)| = S(\omega)$ просто спектром.

Окрім спектральної функції, розглянемо наступні характеристики, які глибше відображають імпульсний процес:

а) енергія спектру

$$W_S = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S^2(j\omega) d\omega; \quad (5.5)$$

б) діюча тривалість імпульсу Δt (під якою розуміється проміжок часу, в якому зосереджена переважна частина енергії імпульсу), що знаходиться з виразу

$$\int_{t_0 - \Delta t/2}^{t_0 + \Delta t/2} \sigma^2(t) dt = \mu_i \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(t) dt = \mu_i A_t, \quad (5.6)$$

де μ_i – доля повної енергії імпульсу за проміжок часу Δt (як правило, приймають

$\mu_i = 0,9$); $A_t = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma^2(t) dt$ – величина, пропорційна повній енергії імпульсу;

в) діюча ширина спектру Δf знаходиться з виразу

$$\int_0^{2\pi\Delta f} S^2(j\omega) d\omega = \mu_i \int_0^{\infty} S^2(j\omega) d\omega; \quad (5.7)$$

г) коефіцієнт форми імпульсу $\eta_i = \Delta f \Delta t$, що характеризує не лише форму імпульсу, але і його спотворення при проходженні через вимірювальний тракт з обмеженою смугою робочих частот;

д) частоти істотних гармонічних складових, що визначаються на кривій спектру $S(\omega)$.

Спектральна характеристика імпульсного навантаження, що визначається за формулою (5.2), дозволяє оцінити зміну його параметрів на різних відстанях від джерела імпульсного навантаження з урахуванням дисипативних втрат.

При поширенні імпульсу в гірському масиві складові спектру поглинаються неоднаково на різних частотах, внаслідок чого змінюється не лише величина, але і форма імпульсу [192]. Якщо прийняти спектральну щільність імпульсу біля стінки свердловини $S_0(\omega)$, то в результаті поглинання спектральна щільність в досліджуваній точці масиву, розташованій на відстані r від джерела імпульсного навантаження, зміниться до величини $S_r(\omega)$.

Значення $S_r(\omega)$ можна визначити із співвідношення

$$S_r(\omega) = S_0(\omega)\eta_n(\omega)\eta_z, \quad (5.8)$$

де $\eta_n(\omega)$ – коефіцієнт пропускання середовища; η_z – коефіцієнт геометричного розходження хвилі (для плоскої симетрії рівний 1, осьової – 2 і центральної – 3).

Розв'язавши рівняння (5.8) відносно $S_0(\omega)$, знаходимо

$$S_0(\omega) = \frac{S_r(\omega)}{\eta_n(\omega)\eta_z}. \quad (5.9)$$

Згідно співвідношення (5.3) напруження біля стінки свердловини визначається формулою

$$\sigma_0(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{S_r(\omega)}{\eta_n(\omega)\eta_z} e^{j\omega t} d\omega. \quad (5.10)$$

Інтеграл виду (5.10) визначають за допомогою теореми, приведеної в [193].

Таким чином, експериментально визначивши спектральну щільність імпульсної дії на певній відстані від джерела обурень, за формулою (5.10) можна знайти напруження біля стінки свердловини.

5.2. Визначення зони руйнування гірського масиву при камуфлетному вибуху'

У багатьох задачах вибухової справи утворення тріщин в гірському масиві під дією вибуху має вирішальне значення. Утворення тріщин впливає на зміну фізико-механічних властивостей масиву, зокрема, фільтраційних. З поліпшенням фільтраційних характеристик порід в привибійній зоні нафтогазоносних пластів підвищується дебіт видобувних свердловин. Відомо, що для підвищення проникності порід в привибійній зоні пластів широко застосовуються кислоти, поверхнево-активні речовини і розчинники, різні види теплової обробки та ін. [195, 196]. Перспективним є метод, направлений на керувану зміну фізико-механічних властивостей порід у привибійній зоні за допомогою імпульсної дії, у тому числі, енергії вибуху [166].

У даний час існує ряд моделей, за допомогою яких досліджується дія вибуху на тверде середовище [165, 197–199]. Найбільш повний перелік зміни властивостей середовища і характеру розвитку процесу руйнування під дією вибуху дані в зонній моделі В.М. Родіонова [165]. Для реальних умов гірського масиву теоретичний опис

Підрозділ 5.2 написаний сумісно з В.О. Вахненко і А.В. Міщенко [194].

утворення тріщин під дією вибухового навантаження є досить складною задачею. І, насамперед, це пов'язано з тим, що реальне середовище істотно неоднорідне, а вибухові навантаження являють собою високоінтенсивні нелінійні навантаження, що приводять до необоротних процесів всередині середовища. Знайти хвильове поле, виходячи з аналітичного розв'язку системи диференціальних рівнянь, вдається тільки для деяких модельних середовищ [179, 200, 201]. Для реальних середовищ обчислення параметрів нелінійних збурень, що поширюються, з подальшим визначенням зміни фізико-механічних властивостей середовища для кожного конкретного випадку є можливим лише із застосуванням числових методів і використанням електронних обчислювальних машин.

В підрозділі 5.2 пропонується метод оцінки зони утворення тріщин під дією інтенсивних хвильових навантажень з використанням теорії спектрів. Розглядається зміна хвильового спектра з урахуванням геометричного розходження хвилі і необоротних втрат в середовищі. Як критерій руйнування гірського масиву при проходженні ударної хвилі вибраний енергетичний критерій. В результаті не лише підтверджена функціональна залежність зони руйнування від енергії вибуху, але і знайдені аналітичні співвідношення, що дозволяють, з одного боку – вказати визначальні характеристики ударної хвилі, що впливають на процес руйнування, а з другого – закласти теоретичні основи оцінки властивостей ударних хвиль по відомій зоні руйнування.

5.2.1. Модель затухання хвильового збурення

Під час розповсюдження хвильового збурення в середовищі зі складними внутрішніми обмінними процесами відбувається затухання хвилі, зумовлене не тільки геометричним розходженням хвилі, але і необоротними втратами енергії, в тому числі, і на утворення тріщин. З фізичної точки зору функціональна незалежність першого і другого процесів можлива тільки в акустичному наближенні. В загальному випадку в процесі утворення тріщин, навантаження настільки сильні, що хвилі не є лінійними. Розуміючи ці обставини і, обмежуючи розгляд тільки оцінкою зони вибухового руйнування, для математичного опису хвильового поля все ж припустимо, що ці два процеси функціонально незалежні.

У рамках модельного підходу будемо вважати, що при відсутності енергетичних втрат в середовищі зміна тиску на фронті ударної хвилі p_f від відстані для одновимірної течії визначається залежністю [200]

$$p_f = A \left(\frac{Q^{1/\nu}}{r} \right)^\mu. \quad (5.11)$$

Тут Q – енергія вибуху; параметр ν визначає симетрію одновимірного потоку ($\nu=1$ – плоска симетрія, $\nu=2$ – циліндрична, $\nu=3$ – сферична); μ – постійна величина; розмірний коефіцієнт A залежить від властивостей середовища і вибухової речовини.

Будемо вважати, що після приходу в момент $t=t_1$ ударної хвилі на відстань r тиск в цій точці простору змінюється за експоненціальним законом [200]

$$p(r,t) = \theta(t-t_1) p_f(r) \exp\left(-\frac{t-t_1}{\tau}\right), \quad (5.12)$$

де $\theta(t)$ – функція Тета. Для зручності, там, де це не викликає розбіжностей, приймемо $t_1 = 0$.

Характерний час впливу хвильового навантаження, у разі відсутності енергетичних втрат, має наступну функціональну залежність від відстані r і енергії вибуху Q [200]

$$\tau(r, Q) = BQ^{1/\nu} \left(\frac{r}{Q^{1/\nu}} \right)^\beta, \quad (5.13)$$

де B – розмірний коефіцієнт.

Оскільки переміщення середовища незначне в порівнянні з відстанню, що розглядається, то можна стверджувати, що співвідношення (5.12), (5.13) справедливі для конкретного мікрооб'єму середовища, тобто при відсутності енергетичних втрат мікрооб'єм середовища відчуває тиск, який виражається залежністю (5.12).

Значення постійних μ і β пов'язані між собою. Цю залежність можна встановити за умови, що потік енергії через замкнену поверхню (для сферичного випадку це значення рівне $4\pi r^2$) не залежить від відстані

$$r^{\nu-1}W(r) = \text{const}. \quad (5.14)$$

Для слабо нелінійних ударних хвиль потік енергії через одиницю поверхні виражається співвідношенням [162, 183]

$$W(r) = \int_{t_1}^{\infty} \frac{P^2(r, t)}{\rho c} dt, \quad (5.15)$$

де ρ – щільність середовища; c – швидкість звуку. Вимагаючи, щоб величина $r^{\nu-1}W(r)$ не залежала від відстані, отримуємо зв'язок між постійними μ і β

$$\beta = 1 - \nu + 2\mu. \quad (5.16)$$

Тут доречно зазначити, що функціональна залежність (5.13) відома для води [200, 202]. У той же час для геофізичного середовища використовується, як правило, емпіричне співвідношення (сферичний випадок) [200, 202]

$$\tau = Q^{1/3} a_+ + b_+ r. \quad (5.17)$$

Коефіцієнти a_+ і b_+ – суть експериментальні дані. Обчислення часу дії ударної хвилі τ за формулами (5.13), (5.17) показало, що з прийнятною точністю ці значення співпадають для відстаней $r \leq 20r_0$ (r_0 – радіус заряду). Ще раз зазначимо, що з фізичної точки зору функціональна залежність (5.13) має більш реальні підстави.

Співвідношення (5.12) і (5.13) мають місце для ударної хвилі без поглинання енергії середовищем, тобто при умові (5.14). У загальному випадку під час інтенсивних хвильових навантажень, якими є ударні хвилі, в середовищі відбуваються необоротні процеси. Ці внутрішні нерівноважні процеси призводять до додаткового затухання хвильового збурення і, зокрема, обумовлюють утворення тріщин. Експериментальні дослідження вказують, що високочастотні збурення затухають швидше, ніж низькочастотні. Скористаємося однією із залежностей, що

часто застосовується для зміни спектральної щільності імпульсного навантаження $S(r, \omega)$ [162, 185, 203, 204]

$$S(r, \omega) = S_0(\omega) \exp(-\alpha |\omega| r). \quad (5.18)$$

Фізично це співвідношення виражає факт, що монохроматична хвиля з частотою ω затухає експоненціально, причому енергія поглинається середовищем, а не перерозподіляється в хвилі між різними частотами. Спектральна щільність хвильового збурення визначається за допомогою Фур'є-перетворення і для навантаження (5.12) має вигляд

$$S_0(\omega) = F[p(t)](\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \theta(t) p(t) \exp(j\omega t) dt = \frac{P_f}{\tau^{-1} - j\omega}. \quad (5.19)$$

Необхідно зазначити, що в законі затухання (5.18) залежність від частоти повинна бути парною функцією. Дійсно, з фізичної точки зору зрозуміло, що хвилі з частотою ω і $-\omega$ затухають однаково, оскільки вони відрізняються одна від одної тільки зсувом фаз. У більшості літературних джерел цей факт не відмічається, а функція затухання (5.18) записана без модуля $|\omega|$ [162].

Обернене перетворення Фур'є $F^{-1}[S(\omega)](t)$ за змінними r і t визначає залежність тиску в середовищі $p(r, t)$ від відстані і часу.

Внаслідок спектрального представлення хвильового збурення, є можливість врахувати як еволюцію спектра, так і зміну хвильового збурення від відстані не тільки за рахунок геометричного розходження хвилі (співвідношення (5.19)), але і за рахунок необоротних втрат в середовищі (співвідношення (5.18)).

5.2.2. Оцінка зони утворення тріщин

За критерій руйнування гірської породи під час розповсюдження ударної хвилі, вибраний енергетичний критерій. Вважається, що утворення тріщин відбувається, поки поглинена середовищем енергія перевищує деяке граничне значення.

Для того, щоб визначити енергію, яка залишається в середовищі після проходження ударної хвилі, спочатку підрахуємо повний потік енергії через одиницю поверхні згідно з формулою (5.15) [191]

$$W(r) = \frac{1}{\rho c} \int_0^{\infty} p^2(r, t) dt = \frac{P_f^2}{\pi \rho c} \int_0^{\infty} \frac{\exp(-2\alpha \omega r)}{\omega^2 + \tau^{-2}} d\omega. \quad (5.20)$$

Остання рівність впливає з теореми Парсеваля [191].

Значення інтеграла

$$I(r, \omega) = \int_0^{\infty} \frac{\exp(-2\alpha \omega r)}{\omega^2 + \tau^{-2}} d\omega \quad (5.21)$$

можна знайти через спеціальні функції. Однак, такий запис дуже громіздкий і малоінформативний. Більш ефективним виявляється наближення, в якому інтеграл (5.21) оцінюється методом перевалу $I = e^{-1} \sqrt{2\pi\tau} \arctg(\tau/2\alpha r)$. Отже, повний потік енергії, який пройде через поверхню $\sigma(\nu)r^{\nu-1}$, рівний

$$G(r) \equiv \sigma(\nu)r^{\nu-1}W(r) = \sigma(\nu)D \frac{Q}{\rho c} \operatorname{arctg} \frac{\tau(r, Q)}{2\alpha r}; \quad (5.22)$$

Тут $\sigma(\nu) = 2\pi(\nu-1) + (\nu-2)(\nu-3)$; $D = e^{-1} \sqrt{2/\pi} A^2 B$.

Повертаючись до наміченого шляху, маємо нагоду знайти енергію, яка залишається в прошарку середовища $\sigma(\nu)r^{\nu-1}dr$ після проходження ударної хвилі

$$G(r) - G(r+dr) = -\sigma(\nu) \frac{dr^{\nu-1}W(r)}{dr} dr.$$

Згідно з прийнятим критерієм руйнування, якщо k -частка цієї енергії перевищує деяке допустиме значення, то утворюється тріщина. Позначивши гранично допустиму енергію утворення тріщин на одиницю об'єму як γ_ν , отримуємо критерій утворення тріщин у вигляді

$$-k\sigma(\nu) \frac{dr^{\nu-1}W(r)}{dr} \geq \sigma(\nu)r^{\nu-1}\gamma_\nu. \quad (5.23)$$

Зазначимо, що в загальному випадку питома енергія руйнування γ_ν для різних симетрій ударної хвилі різна, оскільки механізм руйнування може бути різним. Наприклад, в пласкому випадку відсутні радіальні напруження, які істотні під час руйнування масиву під дією циліндричної або сферичної хвиль.

Тут доречно обговорити питання стосовно коефіцієнта k . На утворення тріщин пішла k частка від поглиненої середовищем енергії ударної хвилі. Зрозуміло, що в зоні руйнування значення k може залежати від відстані. Однак, з певною точністю можна вважати, що для різних Q на межі зони тріщиноутворення енергія γ_ν однакова. Таким чином, вважаємо, що для різних Q значення k співпадають на межі зони тріщиноутворення.

Після підстановки (5.22) у (5.23) можна знайти рівняння, що зв'язує енергію вибуху Q з розміром зони руйнування r_b

$$\frac{Q^{2-\frac{2}{\nu}\mu} r_b^{2(1+\mu-\nu)}}{(2\alpha r_b)^2 + \tau^2(r_b, Q)} = \frac{\gamma_\nu}{H}; \quad H = k2e^{-1} \sqrt{2/\pi} (1-\beta) \frac{\alpha A^2 B^2}{\rho c}. \quad (5.24)$$

Легко перевірити прямою підстановкою, що розв'язок цього рівняння можна подати у вигляді

$$r_b = RQ^{1/\nu}, \quad (5.25)$$

причому, як випливає з (5.24), розмірна константа R задовольняє рівнянню

$$\frac{R^{2(1+\mu-\nu)}}{(2\alpha R)^2 + (BR^\beta)^2} = \frac{\gamma_\nu}{H}. \quad (5.26)$$

Таким чином, отримано декілька співвідношень, які дозволяють зробити наступні висновки. По-перше, теоретично обґрунтовано співвідношення (5.25), раніше отримане експериментальним шляхом [162, 192, 202–204]. З іншого боку, збіг теоретичних і експериментальних результатів (про що також говориться в пункті 5.2.5) вказує на вірний вибір основних положень запропонованої моделі

такого фізичного явища як тріщиноутворення в масиві. По-друге, співвідношення (5.26) дає можливість оцінити коефіцієнт R за властивостями середовища і вибухової речовини. Це – новий результат. З іншого боку, залучаючи (5.26), можна розглядати обернену задачу і оцінювати параметри ударної хвилі, а також властивості середовища по відомій зоні руйнування (знаходження величин α , γ_v , A , B за допомогою заданого значення R).

5.2.3. Геометрична подібність зони вибухового руйнування

У [162] стверджується, що всі розміри, в тому числі, зони дробіння і тріщиноутворення повинні задовольняти умові $r_b \sim Q^{1/3}$ (див. стор. 206 в [162]). Іншими словами, стверджується, що існує геометрична подібність. Однак, таке твердження далеко неочевидне. Дійсно, якщо співвідношення (5.11) масштабується (обезрозмірюється) на вибрану величину $r_0/Q_0^{1/\nu}$, то співвідношення (5.13) не може бути приведені до такого масштабу (тобто обезрозмірено тільки за допомогою величини $r_0/Q_0^{1/\nu}$). Нехтувати ж співвідношенням (5.13) не вдається у разі розгляду фізичних явищ, пов'язаних з поглинанням середовищем енергії ударної хвилі. Тому говорити про геометричну подібність $r_b \sim Q^{1/\nu}$ тільки з тих міркувань, які приводяться в [185], не зовсім коректно. У той же час, виходячи із загальних закономірностей поширення ударної хвилі (5.11), приходимо до результату (5.25), який прямо вказує на геометричну подібність від енергії вибуху. Тим самим, твердження В.М. Мосинця [162] отримало строге математичне обґрунтування.

5.2.4. Енергія і область тріщиноутворення

Проаналізуємо співвідношення (5.26). З'ясуємо, як змінюється зона утворення тріщин при фіксованій енергії вибуху в залежності від необхідної енергії на тріщиноутворення γ_v .

Ввівши безрозмірні величини $\Gamma = \gamma_v B^{1-\nu/(1-\beta)} \rho c / (2e^{-1} \sqrt{2/\pi} (1-\beta) k A^2 \alpha^{\nu/(1-\beta)})$, $l = (2\alpha/B)^{1/(1-\mu)} R$, співвідношення (5.26) зручно представити в безрозмірному вигляді

$$\frac{l^{1-\nu-\beta}}{l^{2(1-\beta)} + 1} = \Gamma. \quad (5.27)$$

Графіки залежності (5.27) для деяких β для циліндричного ($\nu=2$) і сферичного ($\nu=3$) випадків представлені на рисунках 5.1 і 5.2, відповідно.

Представивши (5.27) у вигляді $\Gamma^{-1} = l^\nu (l^{1-\beta} + l^{-(1-\beta)})$, можна помітити, що маємо асимптотики $\Gamma^{-1} = l^{\nu-|\beta-1|}$ при $l \ll 1$ і $\Gamma^{-1} = l^{\nu+|\beta-1|}$ при $l \gg 1$. У логарифмічних координатах це прямі лінії, що проходять через точку $l=1$, $\Gamma=0,5$ (темні точки на рисунках 5.1 і 5.2). При $\beta=1$ обидві асимптотики співпадають, а графік функції співпадає з цією прямою. При будь-якому $\beta \neq 1$ графіки випуклі вгору. Звертаємо увагу на те, що для будь-яких двох μ_1 і μ_2 , що задовільняють співвідношенню $\mu_1 + \mu_2 = \nu$ (при цьому $|\beta_1 - 1| = |\beta_2 - 1|$), графіки співпадають. Зокрема, це видно на

рис. 5.1; крива 3 відповідає як $\mu = 0,5$, так і $\mu = 1,5$. Те ж саме на рис. 5.2 – крива 3 відповідає величинам $\mu = 1$ і $\mu = 2$ одночасно.

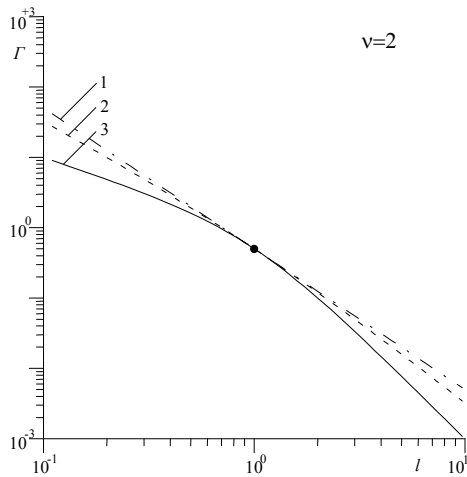


Рис. 5.1. Графіки залежності (5.27):
1 – $\beta = 1$; 2 – $\beta = 1 \pm 0,44$; 3 – $\beta = 1 \pm 1$

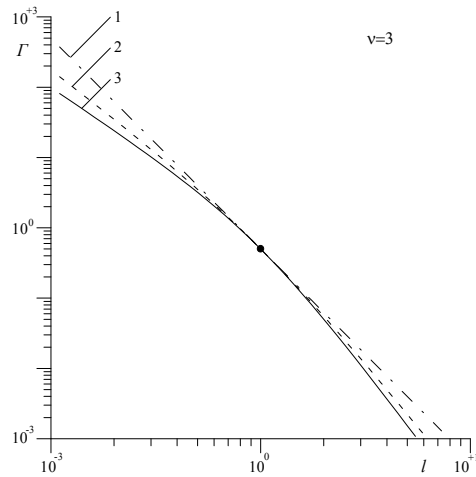


Рис. 5.2. Графіки залежності (5.27):
1 – $\beta = 1$; 2 – $\beta = 1 \pm 0,74$; 3 – $\beta = 1 \pm 1$

У різних областях $\Gamma > 1$ і $\Gamma < 1$ однакова відносна зміна енергії, необхідна на руйнування середовища Γ , призводить до різних змін величини зони руйнування. Зменшення енергії Γ в два рази для області $\Gamma > 1$ спричиняє більш значне збільшення зони руйнування, чим таке ж зменшення Γ в області $\Gamma < 1$.

Необхідно зазначити, що в реальному процесі реалізуються умови, які в безрозмірних величинах l , Γ відповідають величині, близькій до $l = 1$. Наприклад, для вибуху в граніті величини $2\alpha r_b$ і $\tau(r_b, Q)$ повністю співпадають (тобто $l = 1$). А це означає, що фізика процесу визначається одночасно як характерним часом впливу ударного навантаження τ на окремий мікрооб'єм, так і характерним часом затухання хвилі з відстанню $2\alpha r$. При $l \ll 1$ процес утворення тріщин визначається величиною τ , а при $l \gg 1$, навпаки, важливою характеристикою виступає ступінь затухання ударної хвилі з відстанню.

5.2.5. Порівняння з експериментом

В пункті 5.2.2 встановлена теоретична залежність розміру зони тріщиноутворення від енергії вибуху (5.25). Безпосередньо співвідношення (5.25) містить тільки один невизначений параметр R . Ясно, що для того, щоб обчислити R і, отже, знайти залежність $r_b = r_b(Q)$, досить одного прямого експерименту по руйнуванню твердого середовища, в якому для конкретного Q знайдена зона з тріщинами r_b . Порівняння експериментальних результатів [162, 166] з теоретичною залежністю (5.25) приведені на рис. 5.3. Для розрахунку величини R взято реперну точку, значення якої для граніту і вапняку приведені в табл. 5.1. Ясно, що в логарифмічних координатах графік теоретичної залежності (5.25) має вигляд прямої лінії, що проходить через реперну точку. Реперні точки на рис. 5.3 затемнені.

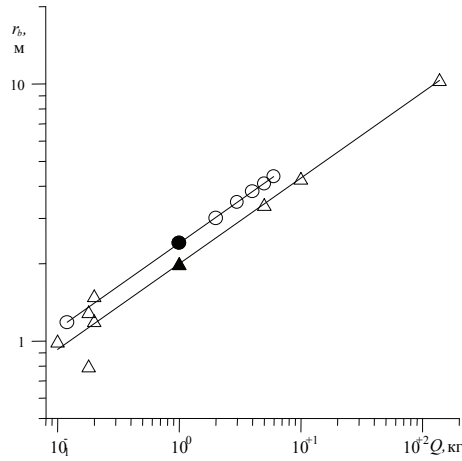


Рис. 5.3. Розмір зони утворення тріщин як функція енергії вибуху: прями – теорія; точки – експеримент: O – граніт, Δ – вапняк

Таблиця 5.1. Вихідні дані для розрахунку величин R і γ_v/k

Середовище	Властивості			Ударна хвиля				Реперна точка		Розрахунок	
	ρ , кг/м ³	c , м/с	$\alpha \cdot 10^5$, с/м	μ	$A' \cdot 10^{-8}$, Па	$a_* \cdot 10^5$, с/кг ^{1/3}	$b_* \cdot 10^4$, с/м	Q , кг	r_b , м	R , м/кг ^{1/3}	γ_v/k , Дж/м ³
граніт	2600	5720	2.0	1,13	1,09	3,6	0,184	1,0	2,4	2,4	0,67
вапняк	2580	4650	6.0	1,13	0,30	4,1	4,69	1,0	2,0	2,0	0,19

Параметри ударної хвилі взяті для тротилу. Величина B знайдена з умови збігу величин τ , розрахованих за (5.13) і (5.17) на відстані, рівній радіусу заряду. Розмірна константа A в (5.11) пов'язана з величиною A' , поданою в табл. 5.1, співвідношенням: $A' = A(Q_0^{1/3} / r_0)^\mu$ (де $Q_0 = 1$ кг, $r_0 = 0,054$ м).

В принципі, сама залежність (5.25) – не новий результат. Однак, збіг теоретичної залежності $r_b \sim Q^{1/3}$ з експериментальними даними вказує на те, що припущення, закладені в розглянутій моделі, є прийнятними. Якщо це так, то можна говорити про функціональну залежність R від ρ , c , α , μ , A , B , γ_v (але без Q), тобто від властивостей середовища і вибухової речовини. Виходячи із співвідношення (5.26), можна розглядати як пряму задачу – знаходження R за вписаними вище величинами, так і вирішувати обернену задачу – знаходження γ_v (або будь-якої іншої з вписаного ряду величини) по відомій величині R .

Розглядаючи обернену задачу, проведена оцінка щільності енергії γ_v/k , яка поглинається середовищем біля межі зони тріщиноутворення. Значення γ_v/k , отримані за формулою (5.26), подані у табл. 5.1.

У той же час, пряма задача (обчислення R за енергією тріщиноутворення) розширює можливості залучення додаткових теоретичних і експериментальних результатів, що безпосередньо не відносяться до вибуху. При цьому, крім добре відомих величин ρ , c , μ , A , B і α [185, 203, 204] (див. табл. 5.1), необхідно знати величини γ_v і k (або величину γ_v/k). Якби були відомі значення γ_v і k , то із

(5.25) можна було б оцінити R , не вдаючись безпосередньо до експерименту. У даний час питання про знаходження значень γ_v та k за іншими теоретичними і експериментальними даними залишається відкритим.

5.3. Визначення частоти власних коливань блоку гірського масиву, що руйнується

З метою якнайповнішого поглинання енергії вибухового імпульсу і, як наслідок, досягнення найкращого ефекту руйнування гірського масиву, необхідно вибрати такий режим дії випромінюваного імпульсу в блок, що руйнується, який забезпечив би їх резонансну взаємодію. Якщо розглядати свердловинний заряд ВР як випромінювач імпульсного тиску, а руйнований масив як приймач цих хвиль тиску, то виникає питання про їх можливу резонансну взаємодію.

Для визначення основної (несучої) частоти імпульсної дії $f(t)$, що генерується вибухом свердловинного заряду ВР, скористаємось співвідношенням (5.2) і знайдемо її спектральну характеристику $S(\omega)$ (рис. 5.4).

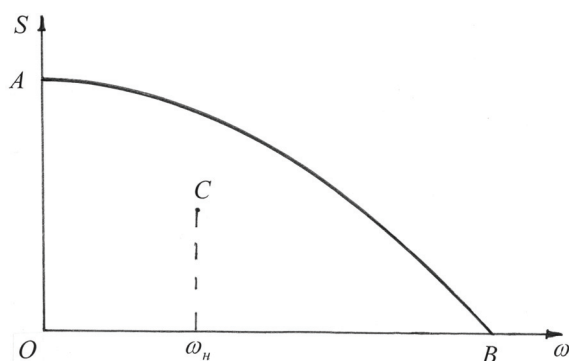


Рис. 5.4. Амплітудно-частотний спектр імпульсної дії $f(t)$

Несуча кругова частота ω_n – це та частота, поблизу якої переноситься основна частина енергії. Ця частота визначається як центр тяжіння фігури OAB, обмеженої осями $S(\omega)$ і ω (рис. 5.4) [191]. Якщо відоме рівняння кривої AB, то неважко визначити кругову частоту ω_n . Цю частоту можна визначити ще й іншим способом за допомогою частотного розподілу енергії, як це наведено нижче в підрозділі 5.5.

Для оцінки частоти власних коливань блоку гірського масиву, розташованого між свердловинним зарядом і вільною поверхнею, представимо його як сектор товстостінного циліндра внутрішнім радіусом, рівним радіусу зарядженої свердловини, і зовнішнім, рівним довжині лінії найменшого опору (л. н. о.).

Згідно [205] частота власних коливань товстостінного циліндра визначається коренем трансцендентного рівняння:

$$\begin{aligned} & [apI_1'(ap) + k_r I_1(ap)][bpY_1(bp) + k_r Y_1(bp)] - \\ & - [bpI_1'(bp) + k_r I_1(bp)][apY_1'(ap) + k_r Y_1(ap)] = 0, \end{aligned} \quad (5.28)$$

де a і b – внутрішній і зовнішній радіуси циліндра; p – корінь рівняння (5.28),

пов'язаний з круговою частотою дії співвідношенням $\omega = \nu p$ (ν – швидкість поширення подовжніх хвиль); I_1, Y_1 – функції Бесселя I і II роду першого порядку; $k_\tau = \frac{\nu}{1-\nu}$ – коефіцієнт бокового тиску; ν – коефіцієнт Пуассона; $I_1' = \frac{dI_1}{dr}$; $Y_1' = \frac{dY_1}{dr}$; r – відстань від осі свердловинного заряду.

Представимо функції Бесселя в асимптотичному наближенні [206]:

$$\begin{aligned} I_1(r) &= \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \cos\left(r - \frac{3\pi}{4}\right); \\ Y_1(r) &= \sqrt{\frac{2}{\pi r}} \sin\left(r - \frac{3\pi}{4}\right). \end{aligned} \quad (5.29)$$

Визначимо похідні функцій Бесселя $I_1(r)$ і $Y_1(r)$, представлених виразами (5.29):

$$\begin{aligned} \frac{dI_1}{dr} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(-\frac{1}{2r}\right) r^{-\frac{1}{2}} \cos\left(r - \frac{3\pi}{4}\right) - \sqrt{\frac{2}{\pi}} r^{-\frac{1}{2}} \sin\left(r - \frac{3\pi}{4}\right) = \\ &= -\frac{1}{2r} I_1(r) - Y_1(r). \end{aligned}$$

$$\frac{dY_1}{dr} = -\frac{1}{2r} Y_1(r) + I_1(r).$$

Використовуючи отримані співвідношення, рівняння (5.28) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} &\left\{ ap \left[-\frac{1}{2ap} I_1(ap) - Y_1(ap) \right] + k_\tau I_1(ap) \right\} \times \left\{ bp \left[-\frac{1}{2bp} Y_1(bp) + I_1(bp) \right] + k_\tau Y_1(bp) \right\} = \\ &= \left\{ bp \left[-\frac{1}{2bp} I_1(bp) - Y_1(bp) \right] + k_\tau I_1(bp) \right\} \left\{ ap \left[-\frac{1}{2ap} Y_1(ap) + I_1(ap) \right] + k_\tau Y_1(ap) \right\}. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Після алгебраїчних спрощень з виразу (5.30) отримаємо:

$$\begin{aligned} &\left[\left(k_\tau - \frac{1}{2} \right)^2 + abp^2 \right] [I_1(ap)Y_1(bp) - I_1(bp)Y_1(ap)] + \\ &+ p \left(k_\tau - \frac{1}{2} \right) (b-a) [I_1(ap)I_1(bp) + Y_1(ap)Y_1(bp)] = 0. \end{aligned} \quad (5.31)$$

Маючи на увазі співвідношення (5.29), проведемо наступні перетворення:

$$\begin{aligned} &[I_1(ap)Y_1(bp) - I_1(bp)Y_1(ap)] = \\ &= \frac{2}{\pi p \sqrt{ab}} \left[\cos\left(ap - \frac{3\pi}{4}\right) \sin\left(bp - \frac{3\pi}{4}\right) - \cos\left(bp - \frac{3\pi}{4}\right) \sin\left(ap - \frac{3\pi}{4}\right) \right] = \\ &= \frac{2}{\pi p \sqrt{ab}} \sin p(b-a); \end{aligned}$$

$$[I_1(ap)I_1(bp) + Y_1(ap)Y_1(bp)] = \frac{2}{\pi p \sqrt{ab}} \left[\cos\left(ap - \frac{3\pi}{4}\right) \cos\left(bp - \frac{3\pi}{4}\right) + \sin\left(ap - \frac{3\pi}{4}\right) \sin\left(bp - \frac{3\pi}{4}\right) \right] = \frac{2}{\pi p \sqrt{ab}} \cos p(b-a).$$

З урахуванням наведених вище спрощень, рівняння (5.31) має вигляд:

$$\left[\left(k_\tau - \frac{1}{2}\right)^2 + abp^2 \right] \sin p(b-a) = p \left(\frac{1}{2} - k_\tau\right) (b-a) \cos p(b-a).$$

Або в іншій формі:

$$\frac{\left(k_\tau - \frac{1}{2}\right)^2 + abp^2}{p \left(\frac{1}{2} - k_\tau\right) (b-a)} = \frac{\cos p(b-a)}{\sin p(b-a)} = \operatorname{ctgp}(b-a). \quad (5.32)$$

Співвідношення (5.32) перетворимо до вигляду

$$\frac{0,5 - k_\tau}{p(b-a)} + \frac{abp}{(b-a)(0,5 - k_\tau)} = \operatorname{ctgp}(b-a). \quad (5.33)$$

Рівняння (5.33) можна розв'язати графічно і визначити корінь p . Знаючи корінь p , неважко визначити частоту власних коливань блоку гірського масиву із співвідношення

$$f_c = \frac{\nu p}{2\pi}.$$

Розглянемо кілька прикладів визначення частоти власних коливань f_c блоку гірського масиву, що руйнується.

Приклад 1. Вихідні дані:

$$\nu = 0,15; \quad k_\tau = \frac{\nu}{1-\nu} = 0,176; \quad a = 0,3 \text{ м}; \quad b = 5 \text{ м}; \quad \nu = 3200 \text{ м/с}.$$

При цих даних знаходимо графічно корінь трансцендентного рівняння (5.33) $p_1 = 0,23$.

Частота власних коливань блоку гірського масиву рівна:

$$f_{1c} = \frac{3200 \cdot 0,23}{6,28} = 117,2 \text{ Гц}.$$

Приклад 2. Вихідні дані:

$$\nu = 0,15; \quad k_\tau = \frac{\nu}{1-\nu} = 0,176; \quad a = 0,3 \text{ м}; \quad b = 10 \text{ м}; \quad \nu = 3200 \text{ м/с}.$$

При цих даних корінь рівняння (5.33) $p_2 = 0,125$.

Частота власних коливань блоку гірського масиву в цьому випадку

$$f_{2c} = \frac{3200 \cdot 0,125}{6,28} = 63,7 \text{ Гц}.$$

Залежно від частоти власних коливань блоку гірського масиву, що руйнується, підбирають відповідний режим імпульсного навантаження з тим, щоб досягти збігу несучої частоти f_n цього навантаження з частотою власних коливань блоку гірського масиву f_c .

5.4. Амплітудно-частотний спектр при вибуху циліндричного заряду'

Із літературних джерел [45, 207–209] відомо, що для інтенсифікації видобутку вуглеводнів застосовується енергія вибуху циліндричного заряду вибухових речовин. Розглядаються також різні конструкції торпед, які дозволяють керувати процесами вибухового навантаження в білясвердловинній області продуктивного пласта. З метою цілеспрямованого збільшення зони вибухової дії на продуктивний пласт в процесі торпедування (що особливо важливо при значних забрудненнях привибійної зони) доцільно провести аналіз процесу поширення коливань, що генеруються циліндричним зарядом вибухових речовин. Одним із ефективних методів дослідження при цьому є застосування теорії спектрів [191].

В монографії [186] розглянута задача про знаходження амплітудно-частотного спектру сейсмічних хвиль при вибуху сферичного заряду вибухової речовини. Оскільки при торпедуванні свердловин переважно використовують циліндричні заряди, то в цьому зв'язку розглянута задача з визначення амплітудно-частотного спектру пружних коливань при дії циліндричного заряду ВР.

Розглянемо пружне ізотропне середовище, яке характеризується пружними постійними λ , μ , щільністю ρ і в якому діє випромінювач циліндричних хвиль радіусом r_0 . В якості джерел випромінювання може бути торпеда, генератори пружних коливань різних конструкцій і т. ін. На межі пружного випромінювання прикладена дія

$$p(t) = \sigma(t).$$

Поле зміщень, що виникає при такій дії, має циліндричну симетрію і задовільняє хвильовому рівнянню:

$$\frac{\partial^2 a}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial a}{\partial r} - \frac{a^2}{r^2} = \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2}, \quad (5.34)$$

де $v_p^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho}$ – квадрат швидкості поздовжніх хвиль.

Розв'язок рівняння (5.34) знаходимо у вигляді:

$$a = \frac{\partial f(\tau/r)}{\partial r} = -\frac{f(\tau/r)}{r^2} - \frac{\lambda}{r v_p} \cdot \frac{\partial f(\tau/r)}{\partial \tau}, \quad (5.35)$$

де $\tau = t - \frac{r-r_0}{v_p}$; $f(\tau/r)$ – невідома функція, яка визначається із граничної умови

$$\left[(\lambda + 2\mu) \frac{\partial a}{\partial r} + \lambda \frac{a}{r} \right]_{r=r_0} = -\sigma(t). \quad (5.36)$$

Із умови (5.35) знаходимо:

'Підрозділ 5.4 написаний сумісно з В.М. Ліхваном

$$\frac{\partial a}{\partial r} = \frac{1}{r\nu_p^2} \frac{\partial^2 f(\tau/r)}{\partial \tau^2} + \frac{2}{r^2\nu_p} \frac{\partial f(\tau/r)}{\partial \tau} + \frac{2f(\tau/r)}{r^3}. \quad (5.37)$$

Підставляючи в граничну умову (5.36) вирази для a і $\frac{\partial a}{\partial r}$ за формулами (5.35) і (5.36), одержуємо:

$$\begin{aligned} \sigma(t) = & \left(-(\lambda + 2\mu) \frac{\partial a}{\partial r} - \lambda \frac{a}{r} \right)_{r=r_0} = -\frac{(\lambda + 2\mu)}{r\nu_p^2} f''(\tau/r) - \frac{f'(\tau/r)}{r_0^2\nu_p} (\lambda + 4\mu) - \\ & - \frac{f(\tau/r)}{r_0^3} (\lambda + 4\mu). \end{aligned} \quad (5.38)$$

Помноживши ліву та праві частини виразу (5.38) на $e^{-j\omega\tau}$ та проінтегрувавши його по ω від 0 до $+\infty$, одержимо комплексний спектр дії $\sigma(t)$:

$$S_\sigma(j\omega) = -S_f(j\omega) \left[\frac{\lambda + 4\mu}{r_0^3} + \frac{\lambda + 4\mu}{r_0^2\nu_p} j\omega - \frac{\lambda + 2\mu}{r_0\nu_p^2} \omega^2 \right], \quad (5.39)$$

де $S_\sigma(j\omega)$ – комплексний спектр функції $\sigma(t)$; $S_f(j\omega)$ – комплексний спектр функції $f(\tau/r)$.

Знайдемо комплексний спектр зміщення $S_a(j\omega)$. Для цього застосуємо перетворення Фур'є до виразу (5.35):

$$S_a(j\omega) = -S_f(j\omega)/r^2 - j\omega S_f(j\omega)/(r\nu_p) = -S_f(j\omega) \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r\nu_p} \right). \quad (5.40)$$

Із виразу (5.40) знаходимо спектр невідомої функції $f(\tau/r)$:

$$S_f(j\omega) = -\frac{S_a(j\omega)}{\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r\nu_p}}. \quad (5.41)$$

Підставляючи вираз (5.41) у співвідношення (5.39), знаходимо:

$$S_\sigma(j\omega) = \frac{S_a(j\omega)}{\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r\nu_p}} \left[\frac{\lambda + 4\mu}{r_0^3} + \frac{(\lambda + 4\mu)j\omega}{r_0^2\nu_p} - \frac{(\lambda + 2\mu)\omega^2}{r_0\nu_p^2} \right]. \quad (5.42)$$

Із виразу (5.42) визначимо комплексний спектр зміщень, що генерується дією $\sigma(t)$ на межі пружного випромінювання ($r = r_0$):

$$S_a(j\omega) = \frac{r_0 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r\nu_p} \right)}{\frac{\lambda + 4\mu}{r_0^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\nu_p^2} \omega^2 + \frac{(\lambda + 4\mu)j\omega}{r_0\nu_p}} \cdot S_\sigma(j\omega). \quad (5.43)$$

Позначимо

$$M(j\omega) = \frac{r_0 \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{r\nu_p} \right)}{\frac{\lambda + 4\mu}{r_0^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\nu_p^2} \omega^2 + \frac{(\lambda + 4\mu)j\omega}{r_0\nu_p}}. \quad (5.44)$$

Представимо вираз (5.43) у вигляді

$$S_a(j\omega) = S_\sigma(j\omega) \cdot M(j\omega). \quad (5.45)$$

Величину $M(j\omega)$, згідно роботи [210], можна розглядати як комплексну частотну характеристику циліндричного випромінювача поздовжніх хвиль на відстанях $r \geq r_0$.

Амплітудно-частотний спектр зміщень, що виникає при дії циліндричного заряду ВР, буде визначатися виразом:

$$F(\omega) = |S_a(j\omega)| = |S_\sigma(j\omega)| \cdot |M(j\omega)|. \quad (5.46)$$

Модуль комплексної величини $M(j\omega)$ має вигляд:

$$\begin{aligned} |M(j\omega)| &= \text{mod} \frac{r_0 \frac{\nu_p + j\omega r}{r^2 \nu_p}}{\frac{\lambda + 4\mu}{r_0^2} - \frac{(\lambda + 2\mu)}{\nu_p^2} \omega^2 + \frac{(\lambda + 4\mu)}{r_0 \nu_p} \cdot j\omega} = \\ &= \frac{1}{r^2} \frac{r_0^3 \nu_p \sqrt{\nu_p^2 + \omega^2 r^2}}{\sqrt{[(\lambda + 4\mu)\nu_p^2 - (\lambda + 2\mu)r_0^2 \omega^2]^2 + (\lambda + 4\mu)^2 r_0^2 \nu_p^2 \omega^2}}. \end{aligned} \quad (5.47)$$

Після алгебраїчних перетворень в знаменнику виразу (5.47), одержимо:

$$|M(j\omega)| = \frac{1}{r^2} \frac{r_0 \nu_p \sqrt{\nu_p^2 + \omega^2 r^2}}{\sqrt{(\lambda + 2\mu)^2 \omega^4 - \lambda(\lambda + 4\mu) \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \omega^2 + (\lambda + 4\mu)^2 \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^4}}. \quad (5.48)$$

Таким чином, амплітудно-частотний спектр зміщень, що виникають при дії циліндричного заряду ВР в гірському масиві з урахуванням виразу (5.48), має вигляд:

$$F(\omega) = |S_\sigma(j\omega)| \frac{1}{r^2} \frac{r\nu_p \sqrt{\nu_p^2 + \omega^2 r^2}}{\sqrt{(\lambda + 2\mu)\omega^4 - \lambda(\lambda + 4\mu) \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \omega^2 + (\lambda + 4\mu)^2 \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^4}}. \quad (5.49)$$

Як видно, амплітудно-частотний спектр зміщень залежить від параметрів гірського масиву (ν_p, λ, μ) , відстані r , параметра r_0 , що характеризує радіус пружного (сейсмічного) випромінювача та спектру $|S_\sigma(j\omega)|$.

Визначимо параметр r_0 . В роботі [211] відмічається, що на межі області руйнування гірського масиву $r_0 = R_p$ (R_p – радіус області руйнування). За даними роботи [212] у випадку дії циліндричного заряду ВР

$$R_p = 6,9 \cdot 10^{-4} d_3 \sqrt{\rho_{BP} e_0}, \quad (5.50)$$

де d_3 – діаметр заряду, м; ρ_{BP} – щільність вибухової речовини; e_0 – питома енергія ВР, Дж/кг.

Для тротилу при $\rho_{BP} = 1500 \text{ кг/м}^3$ – $e_0 = 4,187 \cdot 10^6 \text{ кДж/кг}$; для гексогену при $\rho_{BP} = 1600 \text{ кг/м}^3$ – $e_0 = 5,57 \cdot 10^6 \text{ кДж/кг}$.

Згідно формули (5.50) для циліндричного тротилового заряду ВР маємо:

$$r_0 = R_p \approx 114 r_3.$$

Для циліндричного заряду із гексогену:

$$r_0 \approx 130 r_3.$$

Виразимо відстань r через параметр r_0 у вигляді $r = nr_0$ ($n \geq 1$ – довільне число). Тоді формулу (5.49) можна представити у вигляді [213]

$$F(\omega) = |S_\sigma(j\omega)| \frac{\nu_p \sqrt{\left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 + n^2 \omega^2}}{n^2 \sqrt{(\lambda + 2\mu)^2 \omega^4 - \lambda(\lambda + 4\mu) \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \omega^2 + (\lambda + 4\mu)^2 \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^4}}. \quad (5.51)$$

Знайдемо екстремальні точки для виразу (5.51). Із умови $F'(\omega) = 0$ знайдемо:

$$\omega_m^2 = \frac{1}{n^2} \left[-\left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \sqrt{1 + n^2 \frac{(\lambda + 4\mu)\lambda}{(\lambda + 2\mu)^2} + n^4 \frac{(\lambda + 4\mu)^2}{(\lambda + 2\mu)^2}} \right]. \quad (5.52)$$

Якщо від параметрів λ, μ перейти до параметрів E, ν (модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона), то одержимо:

$$\omega_m^2 = \frac{1}{n^2} \left[-\left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \sqrt{1 + n^2 \frac{(2-3\nu)\nu}{(1-\nu)^2} + n^4 \frac{(2-3\nu)^2}{(1-\nu)^2}} \right]. \quad (5.53)$$

Для $n = 1$ ($r = r_0$), $\nu = 0,17$ (пісковик) із виразу (5.53) одержуємо:

$$\omega_m^2 = -\left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 + \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 \sqrt{1+0,368+3,22} = 2,1425 \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 - \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2 = 1,1425 \left(\frac{\nu_p}{r_0}\right)^2.$$

$$\omega_m = 1,0688 \frac{\nu_p}{r_0}. \quad (5.54)$$

$$\text{Для } r_0=1,1, \omega_m = 0,972\nu_p. \quad (5.55)$$

Для порівняння одержаних результатів за допомогою теорії спектрів (формула (5.51)) знайдемо точний аналітичний розв'язок рівняння (5.34). Згідно роботи [213] цей розв'язок представимо у вигляді:

$$A(r, t) = T(t) \cdot R(r), \quad (5.56)$$

де

$$T(t) = c_1 \sin \nu_p k t + c_2 \cos \nu_p k t;$$

$$R(r) = c_3 J_1(kr) + c_4 Y_1(kr);$$

k – довільне число (розмірність 1/м); $J_1(kr)$ – функція Беселя I роду першого порядку; $Y_1(kr)$ – функція Беселя II роду першого порядку; c_1, c_2, c_3, c_4 – постійні, які знаходяться з початкових та граничних умов конкретної фізичної задачі.

Знайдемо амплітудно-частотний спектр розв'язку (5.56). Для цього застосуємо перетворення Фур'є до виразу:

$$F_A(j\omega) = \int_0^{\infty} T(t)R(r)e^{-j\omega t} dt = R(r) \int_0^{\infty} (c_1 \sin \nu_p k t + c_2 \cos \nu_p k t) e^{-j\omega t} dt. \quad (5.57)$$

Згідно таблиці, приведеної в роботі [193], маємо:

$$F_A(j\omega) = R(r) \frac{b + cj\omega}{(\nu_p k)^2 - \omega^2}, \quad (5.58)$$

де b, c – сталі, що знаходяться з початкових умов задачі.

Амплітудно-частотний спектр знаходимо як модуль комплексної величини (5.58):

$$F_A(j\omega) = |F_A(j\omega)| = R(r) \frac{|b + cj\omega|}{(\nu_p k)^2 - \omega^2} = R(r) \frac{\sqrt{b^2 + c^2 \omega^2}}{(\nu_p k)^2 - \omega^2}. \quad (5.59)$$

Знайдемо екстремальні точки виразу (5.59) відносно змінної кругової частоти ω . Для цього знайдемо похідну виразу $\frac{\sqrt{b^2 + c^2 \omega^2}}{(\nu_p k)^2 - \omega^2}$ за частотою ω , прирівнюючи її до

нуля. В результаті отримаємо:

$$(\bar{\omega}_m)^2 = (\nu_p k)^2 - \frac{b^2}{c^2} \pm \sqrt{2(\nu_p k)^4 - 2(\nu_p k)^2 + \left(\frac{b^2}{c^2}\right)},$$

де b, c – довільні сталі.

Для $b=1$, $c=\sqrt{\sqrt{2}}$ маємо:

$$(\bar{\omega}_m)^2 = (\nu_p k)^2 - \frac{1}{\sqrt{2}} + \sqrt{2} \left[(\nu_p k)^2 - \frac{1}{2} \right] = (\nu_p k)^2 (1 + \sqrt{2}) - \sqrt{2} - \frac{1}{2} = 2,4142(\nu_p k)^2 - 1,207$$

$$\bar{\omega}_m = \sqrt{(2,4142)^2 (\nu_p k)^2 - 1,207} \approx 1,5537(\nu_p k). \quad (5.60)$$

Для $k=0,6256$ значення $\bar{\omega}_m$ співпадає із значенням, одержаним за формулою (5.54):

$$\bar{\omega}_m = 0,6256 \cdot 1,5537 \nu_p \approx 0,972 \nu_p.$$

Таким чином, із застосуванням теорії спектрів одержана аналітична формула (5.51) для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в гірських породах в залежності від їх фізичних властивостей та параметрів циліндричного заряду ВР.

5.5. Частотний розподіл енергії імпульсної дії в гірському масиві при його навантаженні

При проведенні імпульсної обробки масиву з метою створення штучної тріщинуватості та поліпшення фільтраційних можливостей порід важливе значення має режим навантаження, а саме розподіл енергії навантаження по діапазонах частот. Для розширення області імпульсної обробки масиву необхідно формувати такі навантаження, щоб основна частина енергії була зосереджена в низькому діапазоні частот, тому що низькі частоти із збільшенням відстані від джерела збурення згасають в меншій мірі у порівнянні з високими частотами.

Для вибору найбільш оптимального режиму імпульсного навантаження на масив дослідимо розподіл енергії по різних діапазонах частот в процесі розповсюдження імпульсного збурення по гірському масиву [214]. Нехай імпульсна дія, що генерується в процесі підірвання вибухової речовини, описується функцією:

$$\sigma(t) = \sigma_m f(t). \quad (5.61)$$

Згідно роботи [191] спектральна щільність вибухової дії (5.61) визначається за формулою:

$$S(\omega) = |S(j\omega)|,$$

де $S(j\omega) = \sigma_m \int_0^{\infty} f(t) \exp(-j\omega t) dt$; $j = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця.

Енергію вибухової дії, що описується залежністю (5.61), представимо у вигляді [191]:

$$W(\omega) = \pi^{-1} \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega. \quad (5.62)$$

Доля енергії вибухової дії n , що припадає на певний інтервал частот $\omega_1 \dots \omega_2$, визначається як відношення визначених інтегралів:

$$n = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S^2(\omega) d\omega \bigg/ \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega.$$

Розподіл енергії імпульсної дії по різних діапазонах частот розглянемо на прикладі, коли дія задається згідно виразу

$$\sigma(t) = \sigma_m \exp(-t/\theta), \quad (5.63)$$

де θ – постійна часу, яка залежить від фізико-механічних властивостей гірської породи, c .

Із врахуванням виразу (5.63), знайдемо спектральну щільність:

$$\begin{aligned} S(j\omega) &= \sigma_m \int_0^{\infty} \exp(-t/\theta) \exp(-j\omega t) dt = \sigma_m \int_0^{\infty} \exp(-(1/\theta + j\omega)t) dt = \\ &= \sigma_m \frac{\exp(-(1/\theta + j\omega)t)}{-(1/\theta + j\omega)} \bigg|_0^{\infty} = \frac{\sigma_m}{1/\theta + j\omega}; \\ S(\omega) &= S|(j\omega)| = \frac{\sigma_m}{(1/\theta^2 + \omega^2)^{1/2}}. \end{aligned}$$

У відповідності з виразом (5.62), енергію імпульсної дії (5.63) представимо у вигляді:

$$W(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sigma_m^2}{1/\theta^2 + \omega^2} d\omega.$$

Доля енергії, що припадає на певний діапазон частот, визначається виразом:

$$n = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \frac{d\omega}{1/\theta^2 + \omega^2} \bigg/ \int_0^{\infty} \frac{d\omega}{1/\theta^2 + \omega^2} = \frac{2}{\pi} (\arctg \theta \omega_2 - \arctg \theta \omega_1). \quad (5.64)$$

Постійна часу θ по мірі розповсюдження імпульсної дії від джерела вибуху визначається залежністю [183]:

$$\theta = B \left(\frac{r}{r_3} \right)^\mu \rho c, \quad c,$$

де ρ – щільність гірської породи; c – швидкість розповсюдження повздовжніх хвиль; B , μ – параметри, що залежать від типу гірської породи.

Для прикладу: для вапняку ($\rho = 2390 \text{ кг/м}^3$; $c = 3880 \text{ м/с}$) значення параметру θ на різних відстанях від джерела вибуху приведені в табл. 5.2.

Таблиця 5.2. Значення θ на різних відстанях від джерела вибуху

r/r_3	1	10	20	30	40	50
$\theta, \text{ с}$	$0,62 \cdot 10^{-3}$	$0,88 \cdot 10^{-3}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$7,04 \cdot 10^{-3}$	$10,6 \cdot 10^{-3}$	$13,64 \cdot 10^{-3}$

де r/r_3 – відносна відстань від джерела вибуху; r_3 – радіус заряду.

Результати розрахунків частотного розподілу долі n енергії вибухового навантаження на різних відстанях від джерела вибуху за формулою (5.64) з урахуванням даних табл. 5.2 зведені в табл. 5.3.

Таблиця 5.3. Частотний розподіл долі n енергії вибухового навантаження на різних відстанях від джерела вибуху

Відносна відстань r/r_3 від джерела навантажень	Доля n енергії в діапазоні частот, Гц				
	0–50	50–100	100–150	150–300	300–500
1	0,120	0,114	0,100	0,210	0,150
10	0,170	0,150	0,120	0,210	0,120
20	0,600	0,180	0,070	0,074	0,030
40	0,813	0,091	0,031	0,032	0,013
50	0,850	0,070	0,025	0,025	0,010

За даними табл. 5.3 побудовані графіки розподілу долі n енергії імпульсної дії в залежності від частоти f (рис. 5.5) і постійної часу θ (рис. 5.6). Графіки рис. 5.6 показують, що для кожного із діапазонів частот існує оптимальне значення параметра $\theta_{\text{опт}}$, при якому n досягає максимального значення, тобто вихід енергії вибухової дії максимальний. Визначимо це значення аналітично. Для цього знаходимо похідну виразу (5.64) за параметром θ і прирівнюємо її до нуля:

$$\frac{\omega_2}{1+(\theta\omega_2)^2} - \frac{\omega_1}{1+(\theta\omega_1)^2} = 0. \quad (5.65)$$

Із співвідношення (5.65) знаходимо

$$\theta_{\text{опт}} = \frac{1}{(\omega_1\omega_2)^{1/2}} = \frac{1}{2\pi(f_1f_2)^{1/2}}. \quad (5.66)$$

Із виразу (5.66) знаходимо значення $\theta_{\text{опт}}$ для різних діапазонів частот (табл. 5.4).

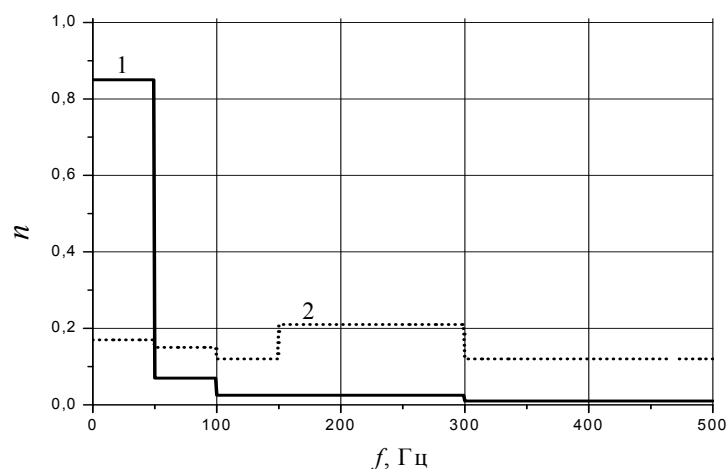


Рис. 5.5. Розподіл долі n енергії імпульсної дії в залежності від частоти f :
1 – на відстані $r = 50 r_3$; 2 – $r = 10 r_3$

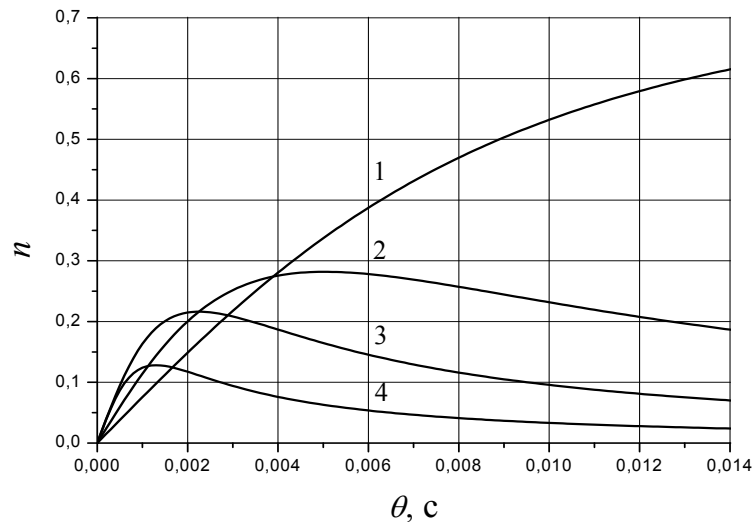


Рис. 5.6. Розподіл долі n енергії імпульсної дії в залежності від постійної по часу θ : 1 – в діапазоні частот 1...20 Гц; 2 – 20...50 Гц; 3 – 50...100 Гц; 4 – 100...150 Гц, відповідно

Таблиця 5.4. Значення $\theta_{\text{онт}}$ для різних діапазонів частот

$f_1 \dots f_2$, Гц	1...20	20...50	50...100	100...150
$\theta_{\text{онт}}$, с	$3,56 \cdot 10^{-3}$	$5,03 \cdot 10^{-3}$	$2,25 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Отже, тривалість вибухового навантаження, що характеризується параметром θ , суттєво впливає на частотний розподіл енергії вибухової дії на гірський масив (рис. 5.6). Цей параметр змінюється в залежності від відстані до джерела вибуху. На малих відстанях від джерела вибуху ($1 \dots 10$) r_3 в спектрі присутні більш високі частоти (до 500 Гц). На більших відстанях ($40 \dots 50$) r_3 основна енергія вибуху зосереджена на частотах в діапазоні (0...50) Гц (рис. 5.5).

Розглянемо більш складний вид вибухового навантаження. В роботі [215] представлена математична модель вибухового імпульсу, що діє на стінки порожнини і описується функцією виду:

$$\sigma(t) = \sigma_m k_1 (\exp(-\alpha t/t_r) - \exp(-m\alpha t/t_r)), \quad (5.67)$$

де t_r – час наростання радіальної компоненти імпульсу σ_r до максимального значення σ_m , с; $k_1 = [\exp(-\alpha) - \exp(m\alpha)]^{-1}$; $\alpha = \ln m(m-1)^{-1}$, $m > 1$; m – параметр, що регулює тривалість імпульсу.

Використовуючи приведенний вище алгоритм розрахунку, одержимо залежність для визначення долі n енергії при вибуховому навантаженні виду (5.67):

$$n = \frac{2}{\pi} \frac{m}{m-1} \left[\left(\arctg \frac{\omega_2 t_r}{\alpha} - \arctg \frac{\omega_1 t_r}{\alpha} \right) - \frac{1}{m} \left(\arctg \frac{\omega_2 t_r}{m\alpha} - \arctg \frac{\omega_1 t_r}{m\alpha} \right) \right]. \quad (5.68)$$

В роботі [173] приведена залежність для визначення параметру t_r для різних гірських порід

$$t_r = aQ^{1/3} + br, \quad (5.69)$$

де a, b – експериментальні коефіцієнти, що залежать від типу гірської породи; Q – маса заряду ВР, кг; r – відстань від джерела навантаження, м.

Залежність (5.69) з використанням значень коефіцієнтів a і b , згідно [173], має вигляд: для мармуру $t_r = 0,8 \cdot 10^{-5} Q^{1/3} + 0,0973 \cdot 10^{-3} r$; для силурійського вапняку $t_r = 1,0 \cdot 10^{-5} Q^{1/3} + 0,5084 \cdot 10^{-3} r$; для граніту $t_r = 0,5 \cdot 10^{-5} Q^{1/3} + 0,0483 \cdot 10^{-3} r$.

З використанням залежності (5.68) побудована табл. 5.5, де приведені розрахункові дані частотного розподілу n енергії вибухового навантаження виду (5.67) в мармурі на відстанях $10 r_3$ і $100 r_3$ при $m = 2$ і $Q = 1,0$ кг ($r_3 = 0,054$ м).

Таблиця 5.5. Частотний розподіл долі n енергії вибухового навантаження в мармурі на різних відстанях від джерела вибуху

$r/r_3, \text{ м}$	Доля n енергії в діапазоні частот, Гц							
	0...50	50...100	100...200	200...400	400...800	800...1200	1200...1600	1600...1800
10	0,033	0,018	0,052	0,101	0,183	0,149	0,115	0,085
100	0,285	0,196	0,270	0,210	0,078	0,012	0,003	0,001

За даними табл. 5.5 побудовані графіки розподілу долі n енергії в залежності від частоти f (рис. 5.7).

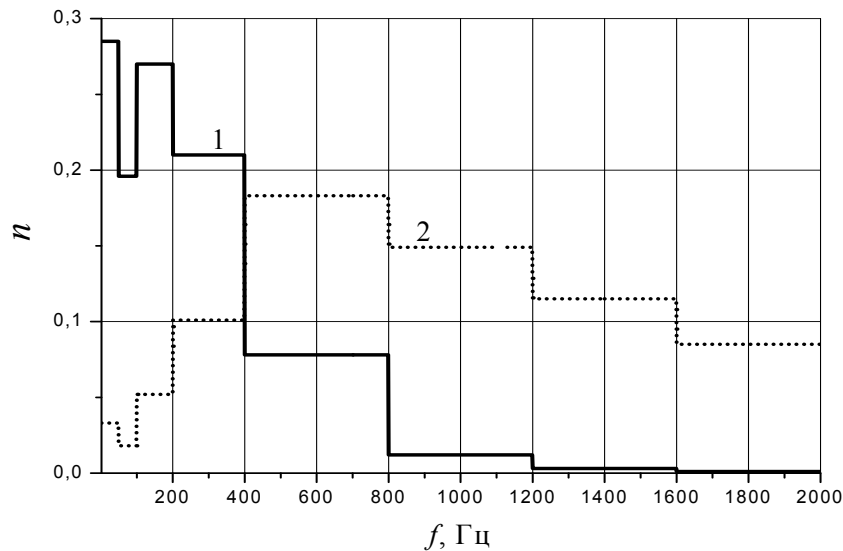


Рис. 5.7. Розподіл долі n енергії імпульсної дії в залежності від частоти f :
1 – на відстані $r = 100 r_3$; 2 – $r = 10 r_3$

Таким чином, одержані аналітичні залежності (5.64) і (5.68), які дозволяють прогнозувати частотний розподіл енергії вибухового навантаження в гірському масиві, що дає можливість активно керувати процесом імпульсного навантаження порід.

5.6. Дослідження впливу поперечних хвиль на ефективність імпульсної обробки масиву у привибійній зоні продуктивного пласта'

Відомо, що в процесі спорудження та експлуатації свердловин відбувається кольматація білясвердловинної області фільтрації і стан привибійних зон продуктивних пластів погіршується, що негативно позначається на дебіті видобувних свердловин. Для підвищення дебіту свердловин застосовують загальновідомі методи обробки ПЗП, такі як кислотні і теплові, обробки поверхнево-активними речовинами і різного виду розчинниками [216]. Проте, в деяких випадках використання зазначених методів не дає бажаного результату.

Очистити канали фільтрації флюїдів та створити додаткову тріщинуватість можливо шляхом імпульсної обробки масиву в привибійній зоні пласта. Для цього використовують підривання зарядів вибухової речовини в області залягання продуктивного пласта. При цьому створення штучної тріщинуватості більшість дослідників пов'язують із розповсюдженням по масиву повздовжньої складової імпульсного навантаження [165].

Нижче приведені теоретичні дослідження впливу поперечної складової імпульсного навантаження на ефективність імпульсної обробки масиву.

Розглянемо задачу про дію сферичного заряду вибухової речовини радіусом $r_3 = a$ в однорідному ізотропному геофізичному середовищі. Рівняння розповсюдження пружних збурень в такому середовищі має вигляд [165]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - 2 \frac{u}{r^2} = \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \quad (5.70)$$

де u – зміщення середовища по радіусу r ; v_p – швидкість поширення повздовжніх хвиль в середовищі.

Розв'язок рівняння (5.70) при початкових $t=0$ і граничних $r=a$ умовах ($u=0$; $\sigma_r = -p_0$) приведений в роботах [165, 186] і для радіальної компоненти поля напружень σ_r має вигляд:

$$\sigma_r = \frac{E}{(1-\nu)(1-2\nu)} \left[(1-\nu) \frac{f''(\xi)}{v_p^2 r} + 2(1-2\nu) \frac{f'(\xi)}{v_p r^2} + 2(1-2\nu) \frac{f(\xi)}{r^3} \right], \quad (5.71)$$

де p_0 – початкове максимальне значення напруження; E і ν – модуль Юнга і коефіцієнт Пуассона середовища, відповідно; $\xi = t - \frac{r-a}{v_p}$; $f(\xi)$ – довільна функція параметра ξ .

При прийнятих початкових і граничних умовах та з урахуванням відомого співвідношення [217]:

Тідрозділ 5.6 написаний сумісно з В.М. Ліхваном.

$$E = \frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{1-\nu} \rho \nu_p^2 \quad (5.72)$$

функція $f(\xi)$ має вигляд:

$$f(\xi) = \frac{a^3 p_0}{2\rho \nu_p^2} \frac{1-\nu}{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a} \xi\right) \left(\sqrt{1-2\nu} \sin \Re \xi + \cos \Re \xi\right) - 1 \right], \quad (5.73)$$

$$\text{де } \Re = \frac{\sqrt{1-2\nu}}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a}.$$

В роботах [165, 186] дослідження поля напружень обмежуються розглядом лише радіальної компоненти σ_r . Визначимо поперечну компоненту поля напружень, виходячи із відомого в теорії пружності співвідношення [217]:

$$\sigma_\varphi = \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(\frac{u}{r} + \nu \frac{\partial u}{\partial r} \right).$$

Згідно [165] переміщення u виражається через функцію $f(\xi)$ наступним чином:

$$u = -\frac{f'(\xi)}{\nu_p r} - \frac{f(\xi)}{r^2}. \quad (5.74)$$

Із використанням залежності (5.74) та співвідношення (5.73) поперечну (тангенціальну) компоненту поля напружень представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} \sigma_\varphi &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[-\frac{f'(\xi)}{\nu_p r^2} - \frac{f(\xi)}{r^3} + \frac{\nu f''(\xi)}{\nu_p^2 r} + \frac{2\nu f'(\xi)}{\nu_p r^2} + \frac{2\nu f(\xi)}{r^3} \right] = \\ &= \frac{E}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left[\frac{\nu}{\nu_p^2 r} f''(\xi) - \frac{1-2\nu}{\nu_p r^2} f'(\xi) - \frac{1-2\nu}{r^3} f(\xi) \right]. \end{aligned} \quad (5.75)$$

Із врахуванням співвідношення (5.72) формула (5.75) має вигляд:

$$\sigma_\varphi = \frac{\rho}{r} \frac{\nu}{1+\nu} f''(\xi) - \frac{\rho \nu_p}{r^2} \frac{1-2\nu}{1-\nu} f'(\xi) - \frac{\rho \nu_p^2}{r^3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} f(\xi). \quad (5.76)$$

Використовуючи залежність (5.73), знайдемо першу та другу похідні функції $f(\xi)$.

Перша похідна:

$$\begin{aligned} f'(\xi) &= \frac{a^3 p_0}{2\rho \nu_p^2} \frac{(1-\nu)}{(1-2\nu)} \sqrt{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a} \xi\right) \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a}\right) + \right. \\ &+ \Re \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a} \xi\right) \cos \Re \xi \left. \right] + \frac{a^3 p_0}{2\rho \nu_p^2} \frac{1-\nu}{1-2\nu} \left[\exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a} \xi\right) \cos \Re \xi \times \right. \\ &\times \left. \left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a}\right) - \Re \exp\left(-\frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\nu_p}{a} \xi\right) \sin \Re \xi \right]. \end{aligned} \quad (5.77)$$

Після алгебраїчних спрощень вираз (5.77) має вигляд:

$$f'(\xi) = -\frac{a^2 p_0}{\rho v_p} \frac{1-v}{\sqrt{1-2v}} \exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \sin \Re \xi. \quad (5.78)$$

Друга похідна:

$$f''(\xi) = -\frac{a^2 p_0}{\rho v_p} \frac{1-v}{\sqrt{1-2v}} \left[\exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a}\right) \sin \Re \xi + \Re \exp \times \right. \\ \left. \times \left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \cos \Re \xi \right] = \frac{a^2 p_0}{\rho} \exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \left[\sqrt{1-2v} \sin \Re \xi - \cos \Re \xi \right]. \quad (5.79)$$

Підставивши вирази (5.73), (5.78) і (5.79) в залежність (5.76), після алгебраїчних спрощень отримуємо:

$$\sigma_\varphi = -\frac{a^3 p_0}{2r^3} + \exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \sin \Re \xi \left(\frac{ap_0}{r} \frac{v}{1-v} + \frac{a^2 p_0}{r^2} - \frac{a^3 p_0}{r^3} \right) \sqrt{1-2v} - \\ - \exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} \xi\right) \cos \Re \xi \left(\frac{ap_0}{r} \frac{v}{1-v} + \frac{a^3 p_0}{2r^3} \right). \quad (5.80)$$

Вираз (5.80) описує тангенціальну складову поля напружень в геофізичному середовищі на довільній відстані r від джерела дії сферичного заряду.

При $r = a(\xi = t)$ тангенціальна складова визначається виразом:

$$\sigma_\varphi = -\frac{p_0}{2} \left[1 - \frac{1+v}{1-v} \exp\left(-\frac{1-2v}{1-v} \frac{v_p}{a} t\right) (\cos \Re t - \sqrt{1-2v} \sin \Re t) \right]. \quad (5.81)$$

Вираз (5.81) співпадає з одержаним результатом для тангенціальної складової поля напружень на границі порожнини, що приведений в роботі [165].

Із використанням отриманих виразів компонент поля напружень σ_r і σ_φ та процедури одержання комплексної частотної характеристики $M(j\omega)$ [186] співвідношення для спектральної характеристики вхідної дії $\sigma(t)$ має вигляд:

$$S_\sigma = S_f \left[\left(-\frac{\rho}{r} \omega^2 + \frac{\omega \rho v_p}{r^2} \frac{1-2v}{1-v} + \frac{2(1-2v)}{1-v} \frac{\rho v_p^2}{r^3} \right) + \right. \\ \left. + j \left(\frac{\rho c}{r^2} \frac{2\omega(1-2v)}{1-v} - \frac{\rho}{r} \frac{v}{1-v} \omega^2 - \frac{1-2v}{1-v} \frac{\rho v_p^2}{r^3} \right) \right]. \quad (5.82)$$

Згідно [186], спектр функції $f(\xi)$ визначається через спектр зміщення S_u наступним чином:

$$S_f = -S_u(j\omega) \left/ \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{rv_p} \right) \right. \quad (5.83)$$

Приймаючи до уваги співвідношення (5.83), із формули (5.82) визначимо комплексний спектр зміщень:

$$S_u(j\omega) = \frac{-S_\sigma(j\omega) \left(\frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{rv_p} \right)}{A + jB}, \quad (5.84)$$

де

$$A = \frac{2(1-2\nu)}{1-\nu} \frac{\rho v_p^2}{r^3} + \frac{\omega \rho v_p}{r^2} \frac{1-2\nu}{1-\nu} - \frac{\rho}{r} \omega^2;$$

$$B = \frac{2\omega(1-2\nu)}{1-\nu} \frac{\rho v_p}{r^2} - \frac{\rho}{r} \frac{\nu}{1-\nu} \omega^2 - \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\rho v_p^2}{r^3}.$$

Амплітудно-частотний спектр імпульсної дії $\sigma(t)$ на геофізичне середовище визначається формулою:

$$S_u(\omega) = |S_u(j\omega)| = \frac{|-S_\sigma(j\omega)| \left| \frac{1}{r^2} + \frac{j\omega}{rv_p} \right|}{\sqrt{A^2 + B^2}} = \frac{S_\sigma(\omega) \sqrt{1 + \left(\frac{\omega r}{v_p} \right)^2}}{r^2 \sqrt{A^2 + B^2}}, \quad (5.85)$$

де

$$\sqrt{A^2 + B^2} = \frac{\rho v_p^2}{r^3} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \sqrt{a_1 \bar{\omega}^4 - b_1 \bar{\omega}^3 + c_1 \bar{\omega}^2 + 5}; \quad (5.86)$$

$$a_1 = \frac{(1-\nu)^2 + \nu^2}{(1-\nu)^2}; \quad b_1 = \frac{2(1+\nu)}{1-2\nu}; \quad c_1 = \frac{1-4\nu}{1-2\nu}; \quad \bar{\omega} = \frac{\omega r}{v_p} \text{ – безрозмірна кругова частота.}$$

Формула (5.85), із врахуванням прийнятих позначень (5.86), має вигляд:

$$S_u(\bar{\omega}) = \frac{S_\sigma(\bar{\omega}) r (1-\nu)}{\rho v_p^2} \frac{1-2\nu}{1-\nu} \frac{\sqrt{1 + \bar{\omega}^2}}{\sqrt{a_1 \bar{\omega}^4 - b_1 \bar{\omega}^3 + c_1 \bar{\omega}^2 + 5}}. \quad (5.87)$$

З використанням співвідношення $\nu = \frac{k_\tau}{1+k_\tau}$ в формулі (5.87) від параметра ν перейдемо до параметра k_τ – коефіцієнта бокового тиску (коефіцієнта поперечних деформацій):

$$S_u(\bar{\omega}) = \frac{S_\sigma(\bar{\omega}) r}{\rho v_p^2} \frac{1}{1-k_\tau} \frac{\sqrt{1 + \bar{\omega}^2}}{\sqrt{a_2 \bar{\omega}^4 - b_2 \bar{\omega}^3 + c_2 \bar{\omega}^2 + 5}}, \quad (5.88)$$

де

$$a_2 = \frac{1+k_\tau^2}{(1-k_\tau)^2}; \quad b_2 = \frac{2(1+2k_\tau)}{1-k_\tau}; \quad c_2 = \frac{1-3k_\tau}{1-k_\tau}.$$

Після спрощень вираз (5.88) має вигляд:

$$S_u(\bar{\omega}) = \frac{S_\sigma(\bar{\omega})r}{\rho v_p^2} M(\bar{\omega}), \quad (8.89)$$

де

$$M(\bar{\omega}) = \sqrt{\frac{1 + \bar{\omega}^2}{a_3 \bar{\omega}^4 - b_3 \bar{\omega}^3 + c_3 \bar{\omega}^2 + d_3}}; \quad (5.90)$$

$$a_3 = 1 + k_\tau^2; \quad b_3 = 2(1 + 2k_\tau)(1 - k_\tau); \quad c_3 = (1 - 3k_\tau)(1 - k_\tau); \quad d_3 = 5(1 - k_\tau)^2.$$

Аналіз експериментальних досліджень [218, 219] дає підставу розглядати коефіцієнт поперечних деформацій k_τ і, зокрема, коефіцієнт Пуассона, як характеристику стану твердого тіла. Термін «коефіцієнт Пуассона» використовується тоді, коли мова йде про пружні деформації; при непружному деформуванні застосовується термін «коефіцієнт поперечних деформацій». Саме коефіцієнт поперечних деформацій характеризує прояв дії поперечної хвилі.

В багатьох розрахунках, що пов'язані з руйнуванням гірських порід в процесі вибухового навантаження, використовують параметри Ламе λ і μ або їх відношення λ/μ .

З урахування відомого співвідношення [217]

$$v = \frac{\lambda/\mu}{2(1 + \lambda/\mu)}$$

частотна характеристика $M(\bar{\omega})$ має вигляд:

$$M(\bar{\omega}) = \sqrt{\frac{1 + \bar{\omega}^2}{a\bar{\omega}^4 - b\bar{\omega}^3 + c\bar{\omega}^2 + d}}, \quad (5.91)$$

де

$$a = \frac{1}{\left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2} \left[\left(\frac{\lambda}{\mu}\right)^2 + \left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2 \right]; \quad b = \frac{4}{\left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2} \left(2 + 3\frac{\lambda}{\mu}\right);$$

$$c = \frac{4}{\left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2} \left(1 - \frac{\lambda}{\mu}\right); \quad d = \frac{20}{\left(2 + \frac{\lambda}{\mu}\right)^2}.$$

На рис. 5.8 і 5.9 з використанням виразів (5.90) і (5.91) побудовані частотні характеристики $\frac{M(\bar{\omega})}{M_m(\bar{\omega})}$ в залежності від параметра k_τ і відношення λ/μ .

Із рис. 5.8 і рис. 5.9 видно, що при $-0,5 < k_\tau < 0$ і $-0,65 < \lambda/\mu < 0$ частотні характеристики зазнають найменших спотворень. Як наслідок, вибухове навантаження поширюється по масиву з меншим згасанням. В результаті в більш віддалені області масиву передається більш високий рівень енергії імпульсного навантаження.

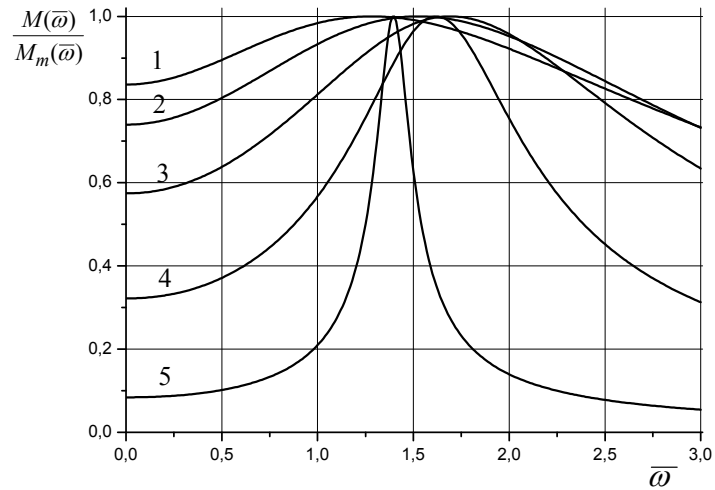


Рис. 5.8. Частотні характеристики $\frac{M(\bar{\omega})}{M_m(\bar{\omega})}$ в залежності від параметра k_τ :
 1-5 – $k_\tau = -0,5; -0,25; 0; 0,25; 0,43$, відповідно

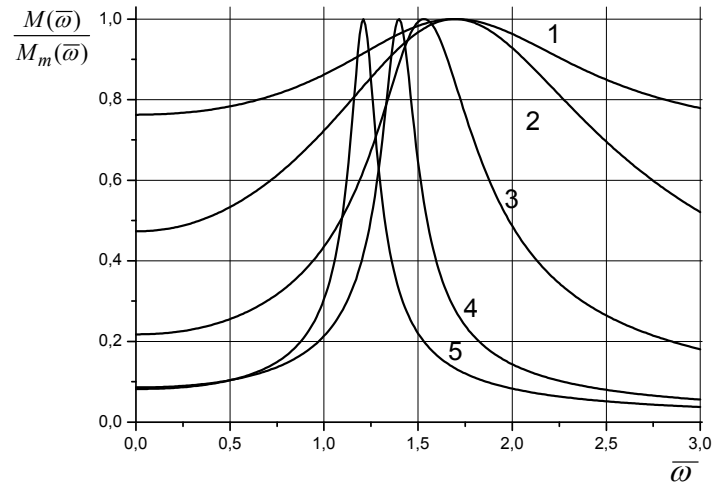


Рис. 5.9. Частотні характеристики $\frac{M(\bar{\omega})}{M_m(\bar{\omega})}$ в залежності від відношення λ/μ :
 1-5: $\lambda/\mu = -0,65; -0,3; 0; 0,25; 1,0$, відповідно

Одержаний висновок узгоджується з даними робіт [166, 220], в яких встановлено, що з метою збільшення радіуса тріщинуватості, утвореної в процесі імпульсного навантаження, необхідно створювати в масиві напружений стан з нерівномірністю навантажень у межах $-1 < \sigma_3/\sigma_1 < 0$, де σ_1 і σ_3 головні найбільше і найменше значення компонент тензора напружень. При такому режимі

навантаження в масиві створюються переважно зсувні напруження, що пов'язано з поширенням по масиву поперечних хвиль. Оскільки межа руйнування гірських порід на зсув у 8...12 разів менша, ніж на стискання [162], то область вибухової обробки гірського масиву при такому режимі навантаження збільшується. Одним із способів досягнення такого напруженого стану є відповідний вибір кількості зарядів, що підриваються, та порядку їх ініціювання.

5.7. Дослідження впливу параметрів імпульсних навантажень на їх спектральні характеристики

5.7.1. Амплітудно-частотні спектри при різних режимах взаємодії хвиль напружень

Із літературних джерел та практики проведення робіт з інтенсифікації видобутку вуглеводнів відомо, що одним із ефективних методів в цьому напрямку є застосування енергії вибуху. З метою удосконалення технологічних процесів інтенсифікації видобутку нафти та газу досліджувався вплив нестационарних навантажень на гірський масив із застосуванням теорії спектрів.

Проведено дослідження розповсюдження вибухових хвиль в гірському масиві в залежності від тривалості їх дії. Розглянемо два випадки вибухового навантаження з різною тривалістю дії на гірський масив.

Розглянемо дію на гірський масив вибухових навантажень, що моделюються залежностями:

$$P_1(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ P_m, & 0 \leq t \leq \tau, \\ 0, & t > \tau, \end{cases} \quad (5.92)$$

$$P_2(t) = \begin{cases} 0, & t < 0, \\ P_m, & 0 \leq t \leq 2\tau, \\ 0, & t > 2\tau, \end{cases} \quad (5.93)$$

де P_m – максимальне значення навантаження; τ – тривалість дії навантаження.

Знайдемо для кожного з цих випадків амплітудно-частотні спектри. Для першого випадку (5.92) маємо:

$$S_1(\omega) = P_m \tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{0,5\omega\tau}. \quad (5.94)$$

Для випадку (5.93), коли тривалість вибухового навантаження становить 2τ , амплітудно-частотний спектр має вигляд:

$$S_2(\omega) = 2P_m \tau \frac{\sin \omega\tau}{\omega\tau}. \quad (5.95)$$

На рис. 5.10 побудовані амплітудно-частотні спектри (спектральні щільності) навантажень (5.93) і (5.94) в залежності від безрозмірного параметра $\omega\tau$ (де $\omega = 2\pi f$ – кругова частота). Крива 1 відповідає спектру $S_1(\omega)$, крива 2 – $S_2(\omega)$.

Для більш повного вивчення переваг, або недоліків того чи іншого способу навантаження на гірський масив, визначимо діючу тривалість навантаження Δt та діючу ширину спектра $\Delta\omega$.

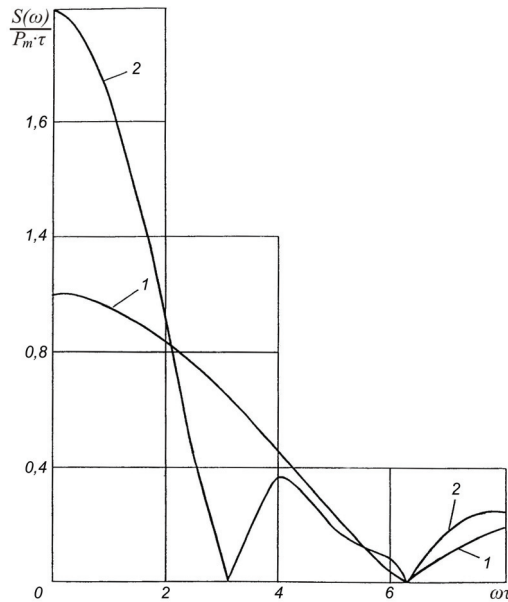


Рис. 5.10. Амплітудно-частотні спектри вибухових навантажень різної тривалості біля джерела вибуху:
1 – для $t_1 = \tau$; 2 – для $t_2 = 2\tau$

Для цього скористаємось відомими формулами із теорії спектрів [191]:

$$\Delta t^2 = \frac{I_t}{A_t} - \frac{M_t^2}{A_t^2}; \quad (5.96)$$

$$\Delta \omega^2 = \frac{I_\omega}{A_\omega} - \frac{M_\omega^2}{A_\omega^2}, \quad (5.97)$$

де відповідні величини визначаються наступним чином:

$$\begin{aligned} A_t &= \int_{-\infty}^{\infty} P^2(t) dt; & A_\omega &= \int_0^{\infty} S^2(\omega) d\omega; \\ M_t &= \int_{-\infty}^{\infty} t P^2(t) dt; & M_\omega &= \int_0^{\infty} \omega S^2(\omega) d\omega; \\ I_t &= \int_{-\infty}^{\infty} t^2 P^2(t) dt; & I_\omega &= \int_0^{\infty} \omega^2 S^2(\omega) d\omega. \end{aligned} \quad (5.98)$$

Для випадку, коли вибухове навантаження описується залежністю (5.92) з використанням формул (5.98) одержимо:

$$\begin{aligned} A_{1t} &= \int_0^{\tau} P_m^2 dt = P_m^2 \tau; & M_{1t} &= \int_0^{\tau} t P_m^2 dt = \frac{P_m^2 \tau^2}{2}; \\ I_{1t} &= \int_0^{\tau} t^2 P_m^2 dt = \frac{P_m^2 \tau^3}{3}; & \Delta t_1^2 &= \frac{\tau^2}{3} - \frac{\tau^2}{4} = \frac{\tau^2}{12}; \end{aligned}$$

$$\Delta t_1 = \frac{\tau}{\sqrt{12}} - \frac{\tau}{3,464} = 0,288\tau.$$

Для випадку навантаження, що описується залежністю (5.93), знайдемо:

$$A_{2t} = \int_0^{2\tau} P_m^2 dt = 2\tau P_m^2; \quad M_{2t} = \int_0^{2\tau} t P_m^2 dt = 2P_m \tau^2; \quad I_{2t} = \int_0^{2\tau} t^2 P_m^2 dt = \frac{8\tau^3}{3} P_m^2;$$

$$\Delta t_2^2 = \frac{8\tau^3 P_m^2}{3 \cdot 2\tau P_m^2} - \frac{16P_m^4 \tau^4}{4 \cdot 4\tau^2 \cdot P_m^4} = \frac{\tau^2}{3}; \quad \Delta t_2 = \sqrt{\frac{\tau^2}{3}} = \frac{\tau}{\sqrt{3}} = 0,577\tau.$$

Отже, $\Delta t_2 = 2\Delta t_1$.

Аналогічно, якщо провести обчислення $\Delta \omega_1$ та $\Delta \omega_2$ для кожного конкретного випадку, одержимо

$$\Delta \omega_1 = \frac{\pi}{2\sqrt{3}\tau}; \quad \Delta \omega_2 = \frac{\pi}{4\sqrt{3}\tau}.$$

Отже, $\Delta \omega_1 = 2\Delta \omega_2$.

Таким чином, для довгого вибухового навантаження діюча тривалість навантаження в 2 рази більша, ніж для короткого. А ширина амплітудно-частотного спектру для випадку навантаження, що описується формулою (5.93), в 2 рази менша.

Оскільки низькочастотний спектр зазнає менших спотворень ніж спектр, що насичений більш високочастотними гармоніками [192], застосування більш довгих вибухових навантажень дає деякі переваги з точки зору досягнення формування більшої за геометричними розмірами області тріщиноутворення в масиві.

Цей висновок підтверджується додатковими дослідженнями. Відомо [185], що амплітудно-частотний спектр на деякій відстані від джерела вибуху описується залежністю

$$S_R(\omega) = S_0(\omega)e^{-\alpha R\omega}, \quad (5.99)$$

де α – коефіцієнт, що характеризує поглинаючі властивості гірського масиву; R – відстань від джерела вибуху; $S_0(\omega)$ – спектр безпосередньо біля джерела вибуху.

Розглянемо як приклад: $\alpha = 0,2 \cdot 10^{-4}$ с; $\tau_1 = 100$ мкс (10^{-4} с); $\tau_2 = 200$ мкс ($2 \cdot 10^{-4}$ с).

Тоді на відстані R для кожного із випадків одержимо:

$$S_{R1}^{(\omega)}(\omega) = S_{01}(\omega)e^{-2R\omega} = P_m \tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{\omega\tau} e^{-\alpha R\omega} = P_m \tau \frac{\sin \pi f \cdot 10^{-4}}{2\pi f \cdot 10^{-4}} e^{-5,652 \cdot 10^{-4} f};$$

$$S_{R2}^{(\omega)}(\omega) = S_{02}(\omega)e^{-2R\omega} = 2P_m \tau \frac{\sin \omega\tau}{\omega\tau} e^{-\alpha R\omega} = P_m \tau \frac{\sin 4\pi f \cdot 10^{-4}}{4\pi f \cdot 10^{-4}} e^{-5,652 \cdot 10^{-4} f}.$$

З використанням залежностей (5.100) на рис. 5.11 побудовані відповідні спектральні характеристики вибухових навантажень на відстані $R = 4,5$ м від джерела вибуху.

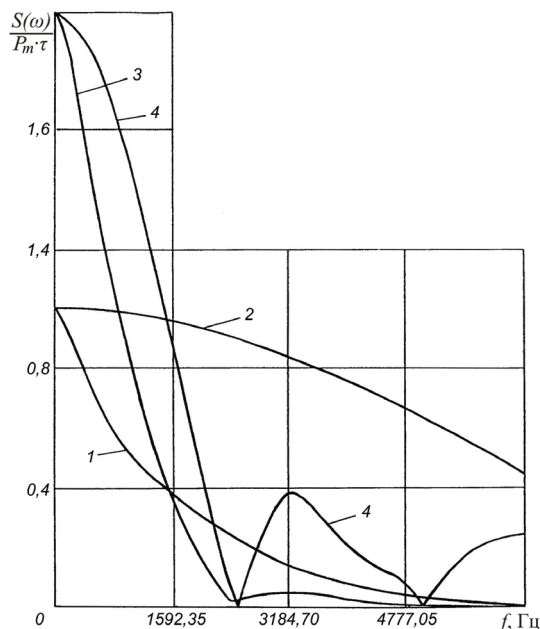


Рис. 5.11. Амплітудно-частотні спектри вибухових навантажень біля джерела вибуху і на відстані $R = 4,5$ м :

при $\tau_1 = 100$ мкс: 1 – на відстані $R = 4,5$ м; 2 – біля джерела вибуху;
 при $\tau_2 = 200$ мкс: 3 – на відстані $R = 4,5$ м; 4 – біля джерела вибуху

На рис. 5.11 такі позначення: крива 1 відповідає спектру $S_{R1}(\omega)$, 2 – спектру $S_{01}(\omega)$, 3 – $S_{R2}(\omega)$, 4 – $S_{02}(\omega)$.

На підставі обробки результатів, що представлені на рис. 5.11, побудовані діаграми розподілу спектральних щільностей вибухових навантажень (5.92) і (5.93) біля джерела вибуху в залежності від різних діапазонів частот (рис. 5.12, а, б).

Із аналізу діаграм видно: для довгого вибухового навантаження спектральна щільність в діапазоні частот від 0 до 1592,35 Гц складає 70%; для короткого імпульсного навантаження ця доля становить 30,8%. В діапазоні частот 1592,35 Гц – 5000,0 Гц розподіл долей спектральних щільностей складає: для довгого навантаження – 23,9%, для короткого – 54,6%.

Ці дані свідчать про суттєвий вплив тривалості вибухового навантаження на характер розподілу спектральної щільності по частотах, а отже і на розподіл енергії спектру.

Із порівняння кривих 3 і 4 та 1 і 2 (рис. 5.12) можна зробити висновок, що при розповсюдженні довгого вибухового імпульсу по гірському масиву на поглинання йде 44,8% від початкової енергії, а при розповсюдженні короткого – 69,25%.

Далі розглянемо деякі технологічні схеми взаємодії зарядів, ґрунтуючись на дослідженнях їх амплітудно-частотних спектрів.

Перша схема: в свердловині підривають один заряд масою 5 кг. При цьому на гірський масив діє вибухове навантаження, зображене на рис. 5.13, а. Тривалість дії даного навантаження складає τ . Для цього випадку в гранітному масиві $\tau = 875$ мкс [162].

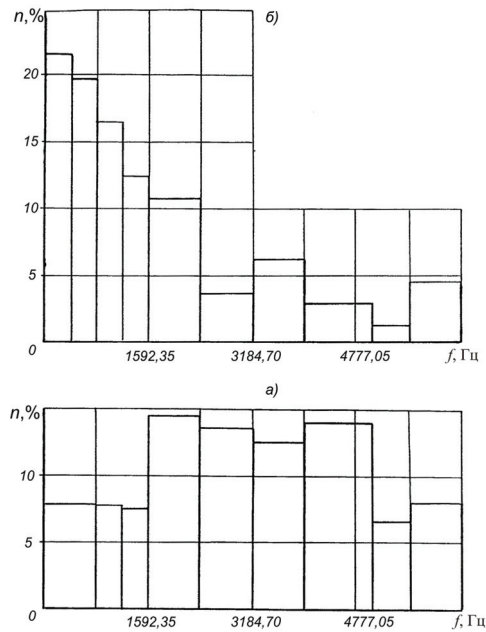


Рис. 5.12. Діаграми розподілу спектральних щільностей вибухових навантажень біля джерела вибуху для різних тривалостей дії вибухових навантажень:
a) – для $t_1 = \tau$; *б)* – для $t_2 = 2\tau$

Друга схема: в свердловині розміщені два заряди масою по 2,5 кг кожний. Ці заряди можуть підриватись одночасно або з коротким сповільненням у часі Δt (рис. 5.13, б). Тривалість дії навантаження, що генерується кожним із зарядів, складає $\tau_1 = \tau_2 = 0,9\tau = 809$ мкс [162].

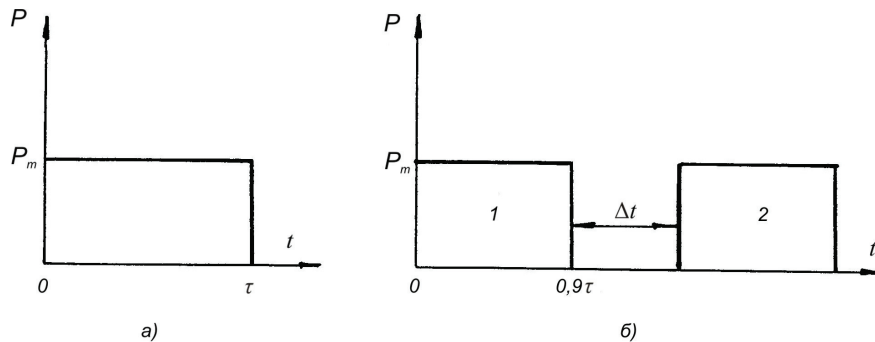


Рис. 5.13. Схеми взаємодії зарядів при проведенні вибухових робіт:
a) – підривання одного заряду; *б)* – підривання двох зарядів

Знайдемо для кожної схеми амплітудно-частотні спектри вибухових навантажень. Для першої схеми (рис. 5.13, *a*)

$$S_1(\omega) = P_m \tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{0,5\omega\tau}. \quad (5.101)$$

Для другої схеми (рис. 5.13, б), згідно роботи [191], сумарний комплексний амплітудно-частотний спектр має вигляд:

$$S_2(j\omega) = S_0(\omega) + S_0(\omega)e^{j\omega\Delta t},$$

де $S_0(\omega)$ – амплітудно-частотний спектр поодинокого вибухового навантаження тривалістю $0,9\tau$:

$$S_0(\omega) = 0,9P_m\tau \frac{\sin 0,5\omega\tau}{0,45\omega\tau}.$$

Отже

$$\begin{aligned} S_2(j\omega) &= S_0(\omega) + S_0(\omega)e^{j\omega\Delta t} = S_0(\omega)(1 + e^{j\omega\Delta t}) = \\ &= S_0(\omega)(1 + \cos \omega\Delta t + j \sin \omega\Delta t). \end{aligned} \quad (5.102)$$

Амплітудно-частотний спектр сумарного вибухового навантаження, що виникає від взаємодії двох зарядів масою по 2,5 кг кожний, визначається як модуль комплексної величини (5.102):

$$\begin{aligned} S_2(\omega) &= |S_2(j\omega)| = S_0(\omega)|1 + \cos \omega\Delta t + j \sin \omega\Delta t| = \\ &= S_0(\omega)\sqrt{(1 + \cos \omega\Delta t)^2 + \sin^2 \omega\Delta t} = S_0(\omega)\sqrt{2(1 + \cos \omega\Delta t)} = S_0(\omega)2 \cos \frac{\omega\Delta t}{2}. \end{aligned}$$

Таким чином:

$$S_2(\omega) = 0,9P_m\tau \frac{\sin 0,45\omega\tau}{0,45\omega\tau} 2 \cos \frac{\omega\Delta t}{2}. \quad (5.103)$$

Для випадку, коли заряди підриваються одночасно ($\Delta t = 0$), амплітудно-частотний спектр має вигляд:

$$S_2(\omega) = 1,404P_m\tau \frac{\sin 0,45\omega\tau}{0,45\omega\tau}. \quad (5.104)$$

Із використанням залежностей (5.103) і (5.104) проведені розрахунки амплітудно-частотних спектрів на відстані $R = 50r_3$ (r_3 – радіус заряду ВР) від джерела із врахуванням поглинаючих властивостей гранітного масиву ($\alpha = 0,2 \cdot 10^{-4}$ м/с). Результати розрахунків представлені на рис. 5.14.

Із аналізу кривих рис. 5.14 видно, що короткосповільнене підривання двох зарядів суттєво впливає на формування амплітудно-частотного спектру. За розрахунками розподілу енергії по діапазонах частот встановлено: для випадку, коли $\Delta t = 405$ мкс 93 % енергії, що пройшла на відстань $R = 50r_3$, зосереджено в діапазоні 0–750 Гц; для випадку $\Delta t = 607$ мкс в цьому діапазоні частот зосереджено 95,4 % енергії вибухового навантаження. Таким чином, найбільш доцільні інтервали підривання двох зарядів один відносно іншого (з точки зору наявності в спектрі імпульсу низькочастотних складових) знаходяться в межах $\Delta t = (0,5-0,75)\tau_1$, де τ_1 – тривалість імпульсної дії одного заряду масою 2,5 кг.

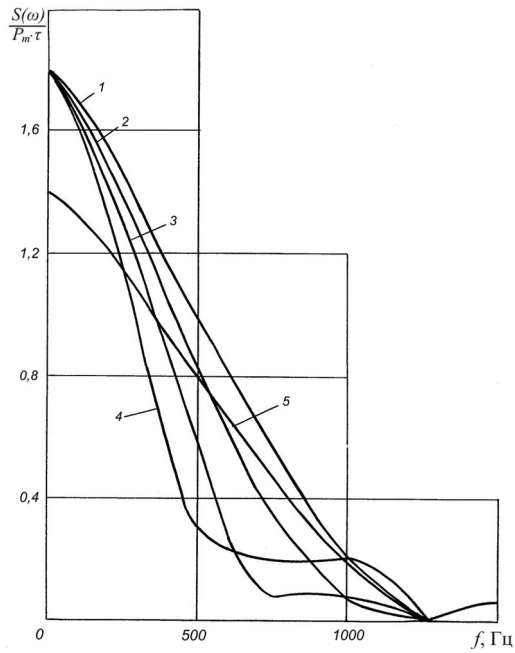


Рис. 5.14. Амплітудно-частотні спектри на відстані $R = 50r_3$ для різного часу Δt сповільнення підірвання зарядів:
 1–5 – $\Delta t = 185; 405; 607; 809; 0,0$ мкс, відповідно

На рис. 5.15 представлені діаграми розподілу спектральних щільностей вибухових навантажень на віддалі $R = 50r_3$ в залежності від діапазонів частот для різних інтервалів сповільнення Δt .

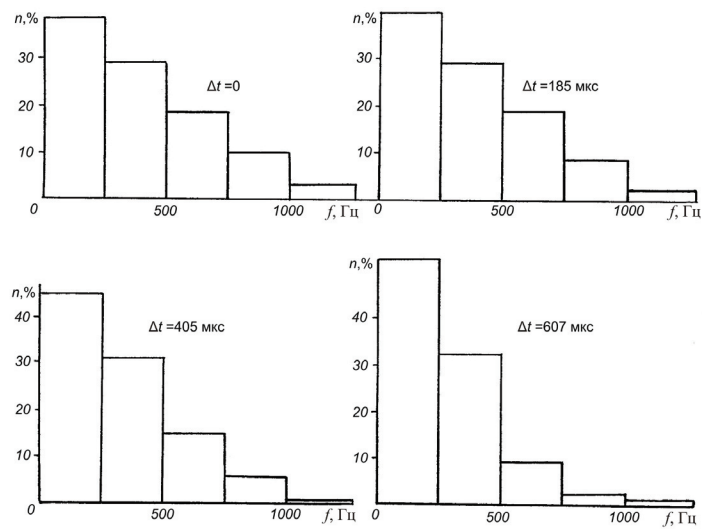


Рис. 5.15. Діаграми розподілу спектральних щільностей вибухових навантажень на відстані $R = 50r_3$ для різних інтервалів сповільнення Δt

5.7.2. Дослідження циклічної імпульсної дії на гірську породу із застосуванням теорії спектрів

При проведенні вибухових робіт широко застосовуються системи групових зарядів [215, 221], що дозволяє підвищити ефективність робіт. При інтенсифікації видобутку рідких та газоподібних вуглеводнів з метою покращання фільтраційних характеристик порід у привибійній зоні продуктивних пластів підривають два та більше зарядів невеликих мас. Нижче із застосуванням теорії спектрів приведені результати теоретичних досліджень при використанні групових зарядів циклічної дії.

Будемо вважати, що в свердловині розташована система k однакових по масі зарядів вибухової речовини, які підриваються з певним інтервалом сповільнення $\Delta\tau$. Для спрощення математичних викладок розглянемо випадок, коли при підриванні кожного із зарядів генеруються збурення, що моделюються імпульсом прямокутної форми. При дії k зарядів з періодом їх повторення $T = \tau + \Delta\tau$ (τ – тривалість дії одного імпульсу) в гірському масиві формується сумарне збурення, амплітудно-частотний спектр якого має вигляд:

$$F(\omega) = |S_0(j\omega)| \frac{\sin \frac{\omega k T}{2}}{\sin \frac{\omega T}{2}}, \quad (5.105)$$

де $|S_0(j\omega)| = P_m \tau \frac{\sin \frac{\omega \tau}{2}}{\frac{\omega \tau}{2}}$ – амплітудно-частотний спектр одного збурення, яке

моделюється імпульсом прямокутної форми; P_m – максимальне значення збурення.

При $k=1$, $T=0$ (діє один заряд ВР) із виразу (5.105) одержуємо амплітудно-частотний спектр для одного імпульсу $F_1(\omega)$:

$$F_1(\omega) = |S_0(j\omega)|.$$

Із використанням залежності (5.105) визначені амплітудно-частотні характеристики для різних схем взаємодії зарядів ВР в свердловині. Розглянута циклічна дія 2, 3, 4, 5 та 6 сферичних зарядів із загальною масою ВР 6 кг.

Дані для розрахунків амплітудно-частотних спектрів приведені в табл. 5.6.

Таблиця 5.6. Вихідні дані для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в гірському масиві на відстані $r=1,0$ м від джерела імпульсної дії при дії групових зарядів

Кількість зарядів в групі	Маса одного сферичного заряду, кг	Радіус заряду, r_s , м	Максимальне значення імпульсної дії P_m , н/м ²	Тривалість імпульсної дії τ , с	$q = P_m \tau$, н/м ² ·с
1	6	0,098	$2,2588 \cdot 10^9$	$84 \cdot 10^{-6}$	$189,74 \cdot 10^2$
2	3	0,078	$1,4977 \cdot 10^9$	$70,3 \cdot 10^{-6}$	$105,28 \cdot 10^2$
3	2	0,068	$1,17 \cdot 10^9$	$63,75 \cdot 10^{-6}$	$74,58 \cdot 10^2$
4	1,5	0,0618	$9,85 \cdot 10^7$	$59,6 \cdot 10^{-6}$	$58,71 \cdot 10^2$
5	1,2	0,057	$8,516 \cdot 10^7$	$56,65 \cdot 10^{-6}$	$48,24 \cdot 10^2$
6	1	0,054	$7,72 \cdot 10^7$	$54,40 \cdot 10^{-6}$	$42,0 \cdot 10^2$

На рис. 5.16 зображені амплітудно-частотні спектри при дії 1, 2, 3, 4, 5 та 6 зарядів з періодом повторення імпульсів $T = 2\tau$.

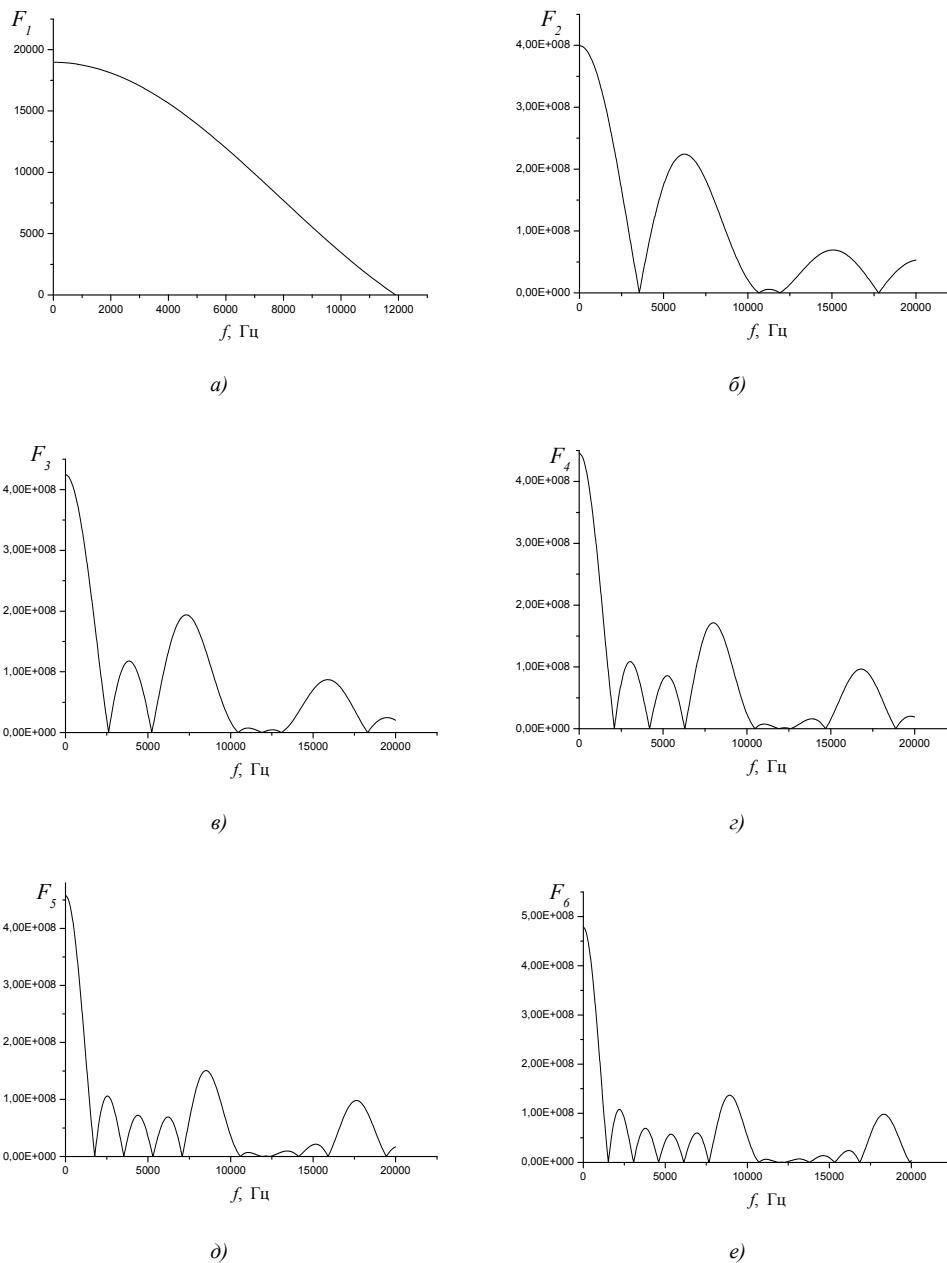


Рис. 5.16. Амплітудно-частотні спектри при дії групових зарядів:
a), б), в), г), д), е) – відповідно, 1, 2, 3, 4, 5, 6 зарядів

Аналіз рис. 5.16 показує, що криві амплітудно-частотних спектрів мають максимальні значення, які повторюються з певною циклічністю в залежності від кількості k зарядів та періоду T повторення вибухового навантаження.

Дійсно, розглянемо функцію $\sin(0,5\omega kT)$, що входить до виразу (5.105). Ця функція приймає максимальні значення в точках

$$0,5\omega kT = \frac{\pi}{2}(2m-1), \quad (5.106)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$

Із виразу (5.106) одержуємо так звані резонансні (домінантні) частоти

$$f_{mk} = \frac{2m-1}{2kT}, \quad (5.107)$$

на яких амплітудно-частотні спектри досягають максимальних значень. Значення цих частот залежать від кількості k зарядів та періоду повторення T вибухових навантажень. Шляхом зміни параметрів k та T можливо керувати частотою f_{mk} .

Наприклад, при $k=4$ торпеда складається із 4-х зарядів, маса кожного із яких дорівнює 1,5 кг. Період повторення вибухових навантажень $T = 2\tau = 2 \cdot 59,6 \cdot 10^{-6} \text{ с} = 119,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. В цьому випадку одержуємо наступні резонансні частоти: $f_{14} = 1048,65 \text{ Гц}$; $f_{24} = 3145,97 \text{ Гц}$; $f_{34} = 5243,28 \text{ Гц}$;

$$\left(\bar{f}_{44} = \frac{f_{44} + f_{54}}{2} \right) = 8389,2 \text{ Гц}; \quad f_{64} = 11535,23 \text{ Гц}; \quad f_{74} = 13632,5 \text{ Гц}.$$

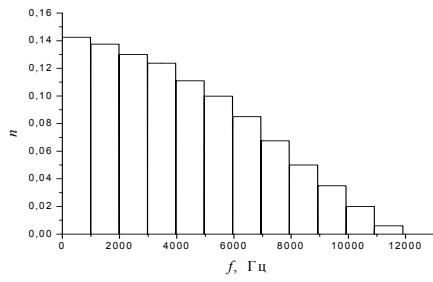
На рис. 5.17 приведені діаграми частотного розподілу долі n енергії вибухового навантаження в залежності від кількості зарядів, що підриваються в групі (для $T = 2\tau$).

Аналіз діаграм показує, що застосовуючи схеми підривання зарядів з різною кількістю зарядів в групі і періодичним повторенням навантажень, можна досягати перерозподілу енергії імпульсної дії на гірській масив по частотах. При цьому, як видно із рис. 5.16 і 5.17, максимальне значення енергії, що передається гірському масиву, реалізується на частоті повторення імпульсу і тим виразніше, чим більше зарядів в групі, що погоджується з даними роботи [192]. Окрім того, зі збільшенням кількості зарядів в групі відбувається деякий зсув резонансної частоти максимуму енергії, що передається гірському масиву, в бік зменшення величини частоти. Встановлена закономірність спостерігається і на інших відстанях від джерела імпульсної дії, відмінних від 1,0 м.

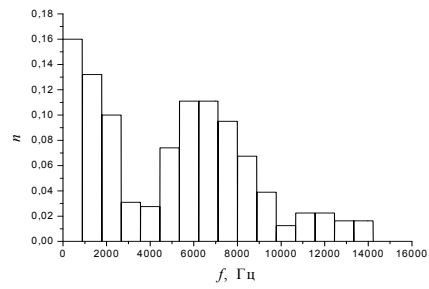
Циклічність повторення вибухових імпульсів необхідно вибирати такою, щоб вона забезпечувала максимальну передачу енергії породі привибійної зони продуктивного пласта та достатню інтенсивність напружень у віддалених точках. Вище в пункті 5.7.1 для двох зарядів був встановлений найбільш оптимальний період T повторення імпульсу $T = \tau + \Delta\tau$, де $\Delta\tau = (0,5 \dots 0,75)\tau$.

Одержаний результат погоджується з висновком роботи [192], в якій зазначається, що потужним засобом перерозподілу енергії імпульсного навантаження за частотами є його періодичне повторення. Проте, теоретичного обґрунтування зазначеного результату в роботі [192] немає.

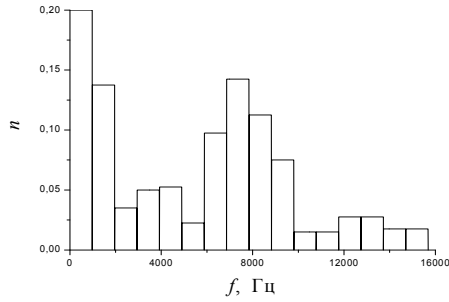
Характерна особливість розглянутого методу повторення імпульсних навантажень полягає в тому, що послідовні збурення повинні здійснюватись з однієї свердловини. Саме ця вимога відрізняє цей метод від методу короткосповільненого підривання між сусідніми свердловинами.



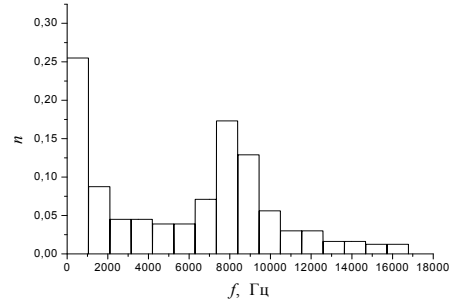
a)



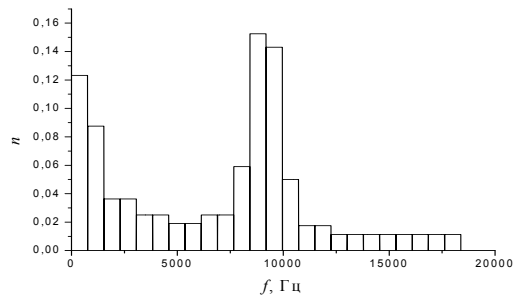
б)



в)



г)



д)

Рис. 5.17. Діаграми частотного розподілу енергії вибухового навантаження при дії групових зарядів:
a), б), в), г), д) – відповідно, 1, 2, 3, 4, 6 зарядів

Таким чином, одним із способів перерозподілу по частотах максимуму енергії імпульсної дії на гірський масив є відповідний вибір кількості зарядів і періоду повторювання підривання їх в групі. Вказана обставина може бути використана для підсилення імпульсної дії на гірський масив на певних частотах.

5.7.3. Вплив параметрів імпульсного навантаження на перенесення енергії

Питанню зміни параметрів імпульсного навантаження при його розповсюдженні в гірському масиві присвячені роботи [192, 215]. Встановлено, що імпульс низької амплітуди сприяє більш рівномірному розподілу енергії в гірському

масиви і більш рівномірному його дробінню [222]. Відомо також, що форма імпульсу спотворюється в процесі розповсюдження його по гірському масиву, оскільки різні частотні складові імпульсного навантаження розповсюджуються по гірському масиву з різною швидкістю [192].

Розглянемо вплив швидкості імпульсного навантаження та тривалості розвантаження на спектральні характеристики приймаючи, що імпульсне навантаження моделюється імпульсом трикутної форми (рис. 5.18) [223]. Такий імпульс описується залежністю:

$$\sigma(t) = \begin{cases} \sigma_m \frac{v}{\tau} t, & 0 \leq t \leq \frac{\tau}{v} \\ \sigma_m \frac{v}{(v-1)\tau} \left(1 - \frac{t}{\tau}\right), & \frac{\tau}{v} \leq t \leq \tau \\ 0, & t < 0; t > \tau \end{cases}, \quad (5.108)$$

де σ_m – максимальне значення імпульсного навантаження; τ – тривалість імпульсної дії; τ/v – час наростання імпульсного навантаження до максимального значення (v – довільне число більше одиниці).

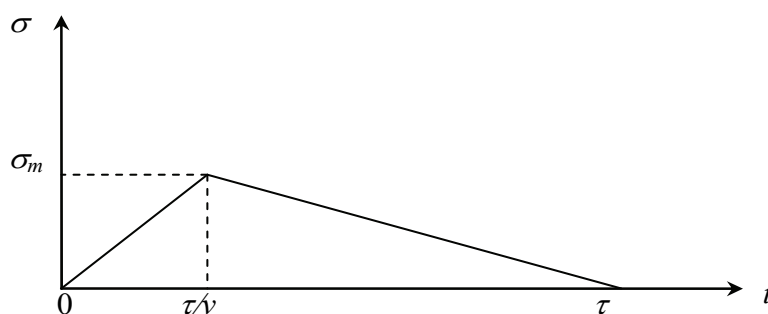


Рис. 5.18. Імпульс трикутної форми з тривалістю дії τ

Для побудови амплітудно-частотного спектру функції (5.108) знайдемо її зображення за Лапласом, в подальшому від знайденого зображення перейдемо до амплітудно-частотного спектру.

Користуючись узагальненою одиничною функцією, $\sigma(t)$ можна представити у вигляді:

$$\sigma(t) = \sigma_m \left[\frac{v}{\tau} + \eta(t) - \frac{v^2}{(v-1)\tau} \left(t - \frac{\tau}{v}\right) \eta\left(t - \frac{\tau}{v}\right) + \frac{v}{(v-1)\tau} (t - \tau) \eta(t - \tau) \right], \quad (5.109)$$

де $\eta(t - t_0)$ – узагальнена одинична функція:

$$\eta(t - t_0) = \begin{cases} 1, & t > t_0 \\ 0 & t < t_0. \end{cases}$$

Зображення за Лапласом функції (5.109), згідно [193], таке:

$$\sigma(s) = \sigma_m \left[\frac{v}{\tau} \frac{1}{s^2} - \frac{v^2}{(v-1)\tau} \frac{1}{s^2} e^{-\frac{\tau}{v} p} + \frac{v}{(v-1)\tau} \frac{1}{s^2} e^{-\tau s} \right]. \quad (5.110)$$

Після спрощень вираз (5.110) має вигляд:

$$\sigma(s) = \sigma_m \frac{(v-1)v + ve^{-\tau p} - v^2 e^{-\frac{\tau s}{v}}}{(v-1)\tau s^2}, \quad (5.111)$$

де s – комплексний параметр.

Для знаходження амплітудно-частотного спектру імпульсної дії (5.109) приймемо $s = j\omega$ і знайдемо модуль комплексної величини $\sigma(j\omega)$:

$$S_\sigma(\omega) = |\sigma(j\omega)| = \sigma_m \operatorname{mod} \frac{(v-1)v + ve^{-j\omega} - v^2 e^{-\frac{\tau j\omega}{v}}}{(v-1)\tau (j\omega)^2}. \quad (5.112)$$

У виразі (5.112) введемо безрозмірну кругову частоту $\bar{\omega} = \omega\tau$, в результаті одержимо:

$$\begin{aligned} S_\sigma(\bar{\omega}) &= \frac{\sigma_m \tau}{(v-1)\bar{\omega}^2} \operatorname{mod} \left[v^2 e^{-j\frac{\tau\bar{\omega}}{v}} ve^{-j\bar{\omega}} - (v-1)v \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(v-1)\bar{\omega}^2} \operatorname{mod} \left[v^2 \left(\cos \frac{\bar{\omega}}{v} - j \sin \frac{\bar{\omega}}{v} \right) - v(\cos \bar{\omega} - j \sin \bar{\omega}) - v(v-1) \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(v-1)\bar{\omega}^2} \operatorname{mod} \left[\left(v^2 \cos \frac{\bar{\omega}}{v} - v \cos \bar{\omega} - (v-1)v \right) + j \left(v \sin \bar{\omega} - v^2 \sin \frac{\bar{\omega}}{v} \right) \right] = \\ &= \frac{\sigma_m \tau}{(v-1)\bar{\omega}^2} \left\{ \left[v^2 \cos \frac{\bar{\omega}}{v} - v \cos \bar{\omega} - (v-1)v \right]^2 + \left(v \sin \bar{\omega} - v^2 \sin \frac{\bar{\omega}}{v} \right)^2 \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.113)$$

Після алгебраїчних перетворень вираз (5.113) має вигляд:

$$\begin{aligned} S_\sigma(\bar{\omega}) &= \frac{\sigma_m \tau}{\bar{\omega}^2} \left(\frac{v}{v-1} \right) \left[2(v^2 - v + 1) - 2v \cos \left(\frac{v-1}{v} \bar{\omega} \right) - \right. \\ &\quad \left. - 2v(v-1) \cos \frac{\bar{\omega}}{v} + 2(v-1) \cos \bar{\omega} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (5.114)$$

При $v=2$ (імпульс має форму рівнобедреного трикутника) із (5.114), після спрощень, одержимо

$$\begin{aligned} S_\sigma(\bar{\omega}) &= \frac{2\sigma_m \tau}{\bar{\omega}^2} [2(3 - 2 \cos 0,5\bar{\omega} - 2 \cos 0,5\bar{\omega} + \cos \bar{\omega})]^{1/2} = \\ &= \frac{2\sigma_m \tau}{\bar{\omega}^2} [2(3 - 4 \cos 0,5\bar{\omega} + \cos \bar{\omega})]^{1/2} = \frac{4\sigma_m \tau}{\bar{\omega}^2} (1 - \cos 0,5\bar{\omega}). \end{aligned} \quad (5.115)$$

Вираз (5.115) співпадає з одержаним в роботі [191] амплітудно-частотним спектром для імпульсу в формі рівнобедреного трикутника.

З використанням залежності (5.114) дослідимо амплітудно-частотний спектр імпульсу трикутної форми в залежності від параметра ν , що характеризує швидкість імпульсного навантаження. Результати досліджень приведені в табл. 5.7 та на рис. 5.19.

Таблиця 5.7. Результати розрахунків амплітудно-частотного спектра при зміні швидкості імпульсного навантаження

Безрозмірна частота $\bar{\omega}$	Амплітуда частотного спектра $\frac{S(\bar{\omega})}{q}$ при різних значеннях параметра ν		
	$\nu = 2$	$\nu = 100$	$\nu = 500$
0	1	1	1
1	0,980	0,968	0,943
2	0,920	0,894	0,891
3	0,826	0,776	0,773
4	0,708	0,632	0,629
5	0,576	0,484	0,480
6	0,442	0,352	0,349
8	0,206	0,222	0,222
10	0,057	0,214	0,214
12	0,002	0,175	0,174
14	0,010	0,133	0,133
16	0,036	0,128	0,128
18	0,047	0,116	0,116
20	0,036	0,096	0,095
22	0,016	0,091	0,091
24	0,002	0,087	0,086
26	0,001	0,075	0,074

Розрахунки виконувались за формулами:

$$\text{при } \nu = 2, \quad \frac{S(\bar{\omega})}{q} = \frac{1 - \cos 0,5\bar{\omega}}{0,5(0,5\bar{\omega})^2};$$

$$\text{при } \nu = 100, \quad \frac{S(\bar{\omega})}{q} = \frac{2,857}{\bar{\omega}^2} (9901 - 100 \cos 0,99\bar{\omega} - 9900 \cos 0,01\bar{\omega} + 99 \cos \bar{\omega})^{1/2};$$

$$\text{при } \nu = 500, \quad \frac{S(\bar{\omega})}{q} = \frac{2,834}{\bar{\omega}^2} (249501 - 500 \cos 0,998\bar{\omega} - 249500 \cos 0,002\bar{\omega} + 499 \cos \bar{\omega})^{1/2},$$

де $q = \frac{\sigma_m \tau}{2}$ – величина імпульсу трикутної форми.

Аналіз графіків рис. 5.19 показує, що при малому часі наростання імпульсу до максимального значення спектр зсувається в область більш високих частот. А так, як високі частоти при проходженні по гірській породі затухають значно швидше, ніж низькі [192], для перенесення енергії імпульсного навантаження в геофізичному середовищі на більш значні відстані необхідно, щоб початковий імпульс мав у своєму складі більше низьких частот, що досягається зменшенням крутості

наростання початкового імпульсу. Відмічений факт може бути використаний для створення такої вибухової дії на гірські породи, що дозволить підвищити ефективність вибухового руйнування порід в привибійній зоні пласта.

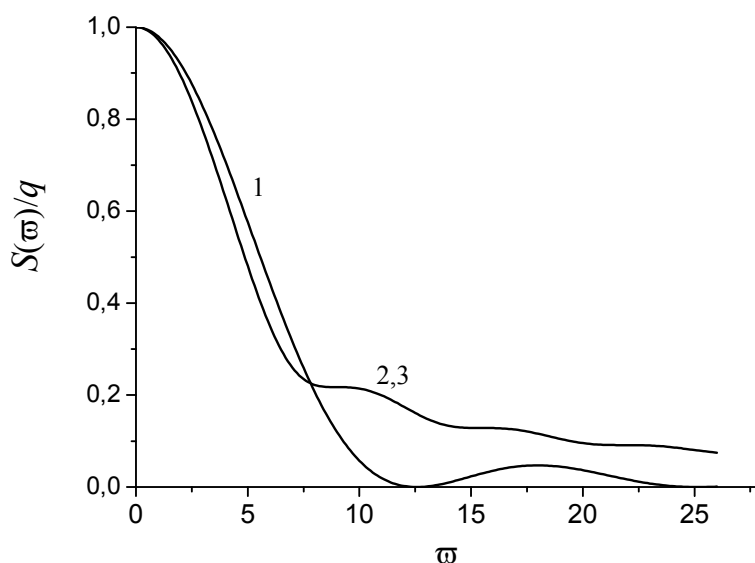


Рис. 5.19. Спектри імпульсів при різних значеннях параметра ν :
1, 2, 3 – $\nu=2; 100; 500$, відповідно

Розглянемо вплив розвантаження на амплітудно-частотний спектр в процесі імпульсної дії на гірський масив при постійній швидкості навантаження (час наростання імпульсної дії до максимуму однаковий). На рис. 5.20 зображений модельний імпульс, тривалість дії τ_1 якого перевищує тривалість імпульсу τ , представленого на рис. 5.18. Із умови $\frac{\tau}{\nu} = \frac{\tau_1}{\nu_1}$ знаходимо параметр $\nu_1 = \frac{\tau_1 \nu}{\tau}$ (при умові, що τ , τ_1 , ν – відомі).

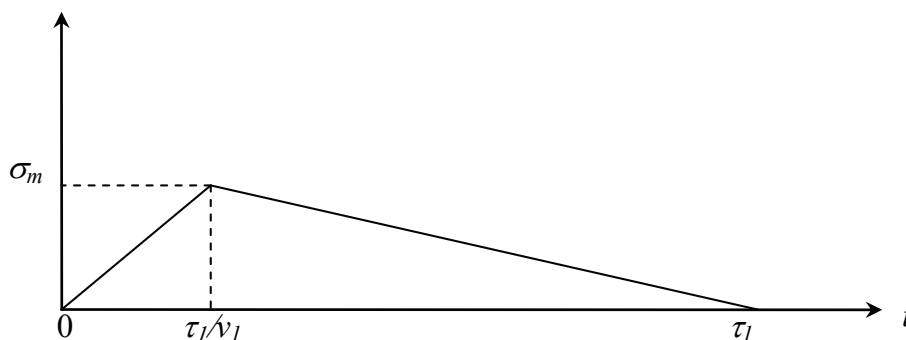


Рис. 5.20. Імпульс трикутної форми тривалістю τ_1

В табл. 5.8 приведені результати обчислень амплітудно-частотних спектрів для імпульсів з різним часом розвантаження: тривалість першого імпульсу $\tau = 100$ мс; $\nu = 500$, тривалість другого імпульсу $\tau_1 = 160$ мс; $\nu = 800$. Із аналізу даних табл. 5.8 очевидно, що час розвантаження майже не впливає на частотний склад імпульсів. Різниця помітна лише на частотах $\bar{\omega} = 1 - 3$.

Таблиця 5.8. Результати розрахунків амплітудно-частотних спектрів при зміні тривалості процесу розвантаження і незмінній швидкості навантаження

Безрозмірна частота $\bar{\omega}$	Амплітуда частотного спектра $\frac{S(\bar{\omega})}{q}$ при різних значеннях параметрів τ_1 і ν	
	$\tau_1 = 100$ мс; $\nu = 500$	$\tau_1 = 160$ мс; $\nu = 800$
0	1	1
1	0,943	0,987
2	0,891	0,895
3	0,773	0,774
4	0,629	0,629
5	0,480	0,480
6	0,349	0,348
8	0,222	0,222
10	0,214	0,214
12	0,174	0,174
14	0,133	0,133
16	0,128	0,128
18	0,116	0,116
20	0,095	0,095
22	0,091	0,091
24	0,086	0,086
26	0,075	0,075

Таким чином, відповідальною за передачу енергії імпульсної дії у віддаленні від джерела навантаження точки гірського масиву є крутість наростання імпульсної дії до максимального значення, в той час як тривалість процесу розвантаження на спектральні характеристики імпульсу впливає незначно.

5.8. Дослідження спектральних характеристик в процесі обробки в'язкопружних систем тиском

В підрозділі 4.4 досліджені різні реологічні моделі фільтрації рідин у в'язкопружних системах при обробці продуктивного пласта хвильовою дією, що змінюється за гармонічним законом. Значний теоретичний і практичний інтерес представляє дослідження спектральних характеристик таких систем при дії в свердловині імпульсних тисків, що змінюються за іншими законами.

Розглянемо систему рівнянь, що описують фільтрацію в'язкопружної рідини в умовах, коли реологічна модель фільтрації в'язкопружної рідини лінійна, а процес ізотермічний [175]:

$$\begin{aligned} \frac{k}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} + u + T \frac{\partial u}{\partial t} &= 0; \\ \beta \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} &= 0, \end{aligned} \quad (5.116)$$

де p – тиск; u – швидкість фільтрації; k – проникність пласта; μ – в'язкість рідини; T – час релаксації реологічної системи.

Розв'язок системи (5.116) знаходимо при наступних початкових і граничних умовах:

$$\text{при } t = 0, \quad p = p_m; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = 0; \quad u = 0; \quad (5.117)$$

$$\text{при } x = 0, \quad p = p_m; \quad \text{при } x = l, \quad p = p_T,$$

де l – довжина продуктивного пласта.

Для знаходження розв'язку системи рівнянь (5.116) скористаємося методом операційного числення. Застосувавши до системи рівнянь (5.116) при умовах (5.117) перетворення Лапласа за змінною t , одержимо систему рівнянь в зображеннях:

$$\begin{aligned} \frac{k}{\mu} \frac{dp(x,s)}{dx} + u(x,s) + Tsu(x,s) &= 0; \\ \beta sp(x,s) - \beta p_m + \frac{du(x,s)}{dx} &= 0; \end{aligned} \quad (5.118)$$

де $p(x,s) = \int_0^{\infty} p(x,t)e^{-st} dt$; $u(x,s) = \int_0^{\infty} u(x,t)e^{-st} dt$; s – комплексна змінна.

Введемо позначення

$$\begin{aligned} p_1(y,s) &= \int_0^{\infty} e^{-yx} p(x,s) dx, \\ u_1(y,s) &= \int_0^{\infty} e^{-yx} u(x,s) dx. \end{aligned}$$

Розв'язок системи звичайних диференціальних рівнянь (5.118) одержимо, застосувавши ще раз перетворення Лапласа (на цей раз за змінною x).

В результаті отримаємо систему алгебраїчних рівнянь відносно невідомих функцій $p_1(y,s)$ та $u_1(y,s)$:

$$\begin{aligned} \frac{k}{\mu} [yp_1(y,s) - p(0,s)] + (Ts+1)u_1(y,s) &= 0; \\ \beta s p_1(y,s) - \beta p_m + yu_1(y,s) - u(0,s) &= 0. \end{aligned} \quad (5.119)$$

Розв'язок системи (5.119) має у вигляді:

$$p_1(y,s) = \frac{\beta p_m (0,s) - \frac{1+Ts}{\beta} [u(0,s) + \beta p_m]}{\beta y^2 - s(Ts+1)}; \quad (5.120)$$

$$u_1(y, s) = \frac{\alpha y [u(0, s) + \beta p_m] - \alpha \beta s p(0, s)}{\alpha y^2 - s(Ts + 1)}, \quad (5.121)$$

де $\alpha = \frac{k}{\mu \beta}$ – коефіцієнт п'єзопровідності в'язкопружної системи (пласта), м²/с;

$$p(0, s) = \int_0^{\infty} p(t) e^{-st} dt; \quad u(0, s) = \int_0^{\infty} u(t) e^{-st} dt.$$

Позначивши $h^2(s) = s(Ts + 1)$, вирази (5.120), (5.121) представимо у вигляді:

$$p_1(y, s) = \frac{\alpha y p(0, s)}{\alpha y^2 - h^2(s)} - \frac{h^2(s)}{\beta s} \frac{[u(0, s) + \beta p_m]}{\alpha y^2 - h^2(s)}; \quad (5.122)$$

$$u_1(y, s) = \frac{\alpha y [u(0, s) + \beta p_m]}{\alpha y^2 - h^2(s)} - \frac{\alpha \beta s p(0, s)}{\alpha y^2 - h^2(s)}.$$

Перейдемо від зображень із змінною y у виразах (5.122) до оригіналів із змінною x :

$$p(x, s) = p(0, s) ch \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}} - \frac{h(s)[u(0, s) + \beta p_m]}{s\beta\sqrt{\alpha}} sh \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}}; \quad (5.123)$$

$$u(x, s) = [u(0, s) + \beta p_m] ch \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}} - \frac{s\beta\sqrt{\alpha}}{h(s)} p(0, s) sh \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}}. \quad (5.124)$$

Підставивши у вираз (5.123) значення $x = l$, виключимо із (5.123), (5.124) невідому функцію $u(0, s)$:

$$p(l, s) = p(0, s) ch \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}} - \frac{u(0, s)h(s)}{s\beta\sqrt{\alpha}} sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}} - \frac{p_m h(s)}{s\sqrt{\alpha}} sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}. \quad (5.125)$$

Для визначення функції $p(l, s)$ скористаємося граничною умовою $p(x = l) = p_T$, отже

$$p(l, s) = \int_0^{\infty} p_T e^{-st} dt = \frac{p_T}{s}.$$

Із виразу (5.125) знаходимо:

$$u(0, s) = p(0, s) \frac{s\beta\sqrt{\alpha}}{h(s)} \frac{ch \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}}{sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}} - p(l, s) \frac{s\beta\sqrt{\alpha}}{h(s) sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}} - \beta p_m. \quad (5.126)$$

Підставивши у вирази (5.123), (5.124) значення $u(0, s)$, після алгебраїчних перетворень отримаємо:

$$p(x, s) = p(0, s) \frac{sh \frac{(l-x)h(s)}{\sqrt{\alpha}}}{sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}} + p(l, s) \frac{sh \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}}}{sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}}; \quad (5.127)$$

$$u(x, s) = p(0, s) \frac{s\beta\sqrt{\alpha}}{h(s)} \frac{ch \frac{(l-x)h(s)}{\sqrt{\alpha}}}{\frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}} - p(l, s) \frac{s\beta\sqrt{\alpha}}{h(s)} \frac{ch \frac{xh(s)}{\sqrt{\alpha}}}{\frac{lh(s)}{h(s)sh \frac{lh(s)}{\sqrt{\alpha}}}}. \quad (5.128)$$

Вирази (5.127) і (5.128) є розв'язками системи рівнянь (5.118). Переходячи у виразах (5.127), (5.128) від зображень Лапласа до оригіналів, отримуємо розв'язок системи (5.116). Взагалі цей перехід не завжди є тривіальним.

Визначимо спектральну щільність функції $p(x, s)$. Підставивши у вираз (5.127) значення комплексного параметра $s = j\omega$ (j – уявна одиниця), отримуємо спектральну щільність тиску $S_p(j\omega)$. Модуль спектральної щільності $|S_p(j\omega)|$ дає значення амплітудно-частотного спектру $S_p(\omega)$ тиску $p(x, t)$.

При $s = j\omega$ вираз (5.127) набуває вигляду:

$$p(x, j\omega) = \frac{p_m}{i\omega} \frac{sh \frac{(l-x)h(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}}{sh \frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} + \frac{p_T}{j\omega} \frac{sh \frac{xh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}}{sh \frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}}, \quad (5.129)$$

де $p(0, s) = \frac{p_m}{s}$; $p(l, s) = \frac{p_T}{s}$.

Зауважимо, що

$$h(j\omega) = \sqrt{j\omega(1+Tj\omega)} = \sqrt{j\omega - T\omega^2}. \quad (5.130)$$

Комплексне число (5.130) після нескладних перетворень має вигляд:

$$h(j\omega) = \pm \left(\frac{\omega}{\sqrt{2A}} + j\sqrt{\frac{A}{2}} \right), \quad (5.131)$$

де $A = T\omega^2 + \sqrt{\omega^2(1+T^2\omega^2)}$.

Вираз (5.131) представимо дещо в іншому вигляді:

$$p(x, j\omega) = S_p(j\omega) = \frac{p_m \begin{pmatrix} \frac{(l-x)h(j\omega)}{\sqrt{\alpha}} & -e^{-\frac{(l-x)h(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \\ e^{\frac{(l-x)h(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} & -e^{-\frac{(l-x)h(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \end{pmatrix} + p_T \begin{pmatrix} \frac{xh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}} & -e^{-\frac{xh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \\ e^{\frac{xh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} & -e^{-\frac{xh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \end{pmatrix}}{j\omega \begin{pmatrix} \frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}} & -e^{-\frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \\ e^{\frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} & -e^{-\frac{lh(j\omega)}{\sqrt{\alpha}}} \end{pmatrix}}. \quad (5.132)$$

З урахуванням співвідношення (5.131), модуль комплексної величини (5.132) матиме вигляд:

$$|S_p(j\omega)| = S_p(\omega) = \left[\frac{2(p_m^2 + p_T^2)ch2m - 2(p_m^2 \cos 2\alpha + p_T^2 \cos 2\beta) + 4p_m p_T(C - D)}{4\omega^2 \left(\sin^2 l \sqrt{\frac{A}{2\alpha}} ch^2 \frac{l\omega}{\sqrt{2\alpha A}} + \cos^2 l \sqrt{\frac{A}{2\alpha}} sh^2 \frac{l\omega}{\sqrt{2\alpha A}} \right)} \right]^{1/2}, \quad (5.133)$$

де

$$m = \frac{(l-x)\omega}{\sqrt{2\alpha A}}; \quad n = \frac{x\omega}{\sqrt{2\alpha A}}; \quad \alpha = (l-x)\sqrt{\frac{A}{2\alpha}};$$

$$\beta = x\sqrt{\frac{A}{2\alpha}}; \quad C = ch \frac{l\omega}{\sqrt{2\alpha A}} \cos(\alpha - \beta); \quad (5.134)$$

$$D = ch \left(\frac{l\omega}{\sqrt{2\alpha A}} - 2n \right) \cos(\alpha + \beta).$$

У виразі (5.133) введемо безрозмірну кругову частоту $\bar{\omega} = \omega\tau$, де τ – тривалість імпульсної дії на пласт при $x=0$. Після нескладних перетворень із (5.133) отримуємо:

$$S_p(\bar{\omega}) = \left\{ \frac{\tau^2(p_m^2 + p_T^2)ch2\bar{m} - (p_m^2 \cos 2\bar{\alpha} + p_T^2 \cos 2\bar{\beta}) + 2p_m p_T(\bar{C} - \bar{D})}{2\bar{\omega}^2 \left(\sin^2 l \sqrt{\frac{A}{2\alpha}} ch^2 \frac{l\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}} + \cos^2 l \sqrt{\frac{A}{2\alpha}} sh^2 \frac{l\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}} \right)} \right\}^{1/2}, \quad (5.135)$$

де

$$\bar{m} = \frac{(l-x)\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}}; \quad \bar{n} = \frac{x\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}}; \quad \bar{\alpha} = (l-x)\sqrt{\frac{A}{2\alpha}};$$

$$\bar{\beta} = x\sqrt{\frac{A}{2\alpha}}; \quad \bar{A} = \frac{1}{\tau^2} \left[T\bar{\omega}^2 + \sqrt{\bar{\omega}^2(\tau^2 + T^2\bar{\omega}^2)} \right];$$

$$\bar{C} = ch \frac{l\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}} \cos(\bar{\alpha} - \bar{\beta}); \quad \bar{D} = ch \left(\frac{l\bar{\omega}}{\tau\sqrt{2\alpha A}} - 2\bar{n} \right) \cos(\bar{\alpha} + \bar{\beta}).$$

Із використанням виразу (5.135) розраховані амплітудно-частотні характеристики хвиль тиску (тривалістю $\tau = 0,1$ с) для наступних прикладів:

- 1) $T = 1$ с; $\alpha = 0,01$ м²/с; 2) $T = 1$ с; $\alpha = 0,1$ м²/с; 3) $T = 10$ с; $\alpha = 0,1$ м²/с.

Розрахунки проведені при вихідних значеннях: $x = 1$ м; $l = 5$ м; $p_m = 10^7$ Па; $p_T = 5 \cdot 10^6$ Па. На рис. 5.21 приведені спектральні характеристики розглянутих прикладів.

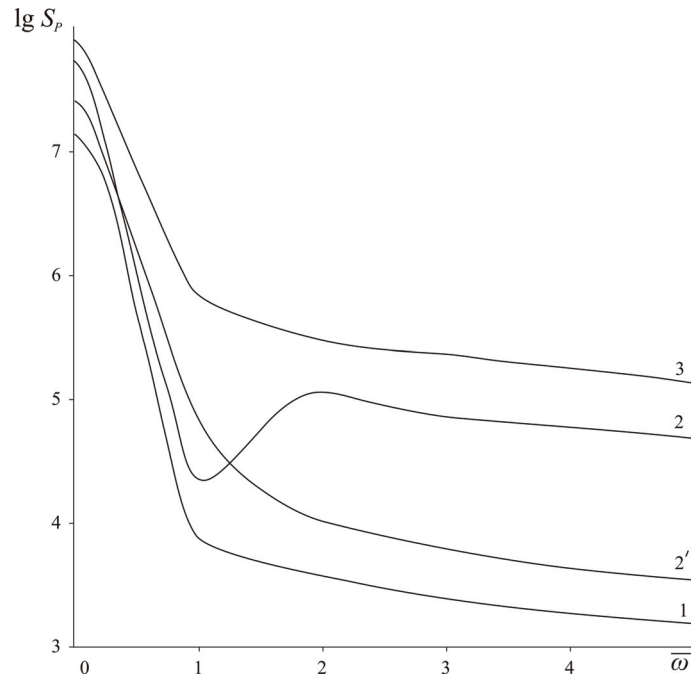


Рис. 5.21. Амплітудно-частотні спектри хвиль тиску, що діють на в'язкопружні системи з параметрами:
 1 – $T = 1$ с; $\varkappa = 0,01$ м²/с; 2 – $T = 1$ с; $\varkappa = 0,1$ м²/с; 3 – $T = 10$ с; $\varkappa = 0,1$ м²/с

Із рис. 5.21 видно, що для другого прикладу амплітудно-частотна характеристика тиску має резонансну частоту $\bar{\omega} = 2$. Крім того, із збільшенням \varkappa амплітуда частотної характеристики зростає. Це означає, що при розглянутих режимах фільтрації рідини у в'язкопружній системі згасання складових спектра у кривій 2 менше порівняно з кривою 1. Отриманий результат погоджується з раніше встановленою залежністю для коефіцієнта затухання в'язкопружної системи $\varphi = [\omega/2\varkappa]^{1/2}$ [175]. На рис. 5.21 приведена також крива 2', що відображає характер зміни амплітудно-частотного спектра на відстані 3 м при $\tau = 0,1$ с; $T = 1$ с; $\varkappa = 0,1$ м²/с. Порівняння кривих 2 і 2' вказує на те, що на відстані 3 м спостерігається затухання амплітуд частотного спектра вже на частотах $\bar{\omega} > 1,2$. Вплив параметра T на амплітудно-частотний спектр прослідковується при порівнянні кривих 1 і 3. При збільшенні часу релаксації T амплітуда частотного спектра підвищується, тобто згасання його складових зменшується. Цей висновок погоджується з результатами, які отримані раніше [224], де встановлено, що при збільшенні величини T коефіцієнт затухання φ зменшується.

Дослідимо вплив граничних умов на характер зміни амплітудно-частотних характеристик поля тиску для моделі в'язкопружної системи, що описується рівняннями (5.116).

Розглянемо розв'язок системи (5.116) у випадку, коли початкові умови ті ж самі, що і в попередній задачі

$$\text{при } t = 0, \quad p(t) = p(0) = p_0; \quad \frac{\partial p}{\partial t} = 0; \quad u = 0,$$

а граничні умови наступні:

$$\begin{aligned} \text{при } x=0, \quad p(t) &= p_0[\eta(t) - \eta(t - \tau_0)]; \\ \text{при } x=l, \quad p(t) &= p_l[\eta(t - t_l) - \eta(t - \tau_l)], \end{aligned} \quad (5.136)$$

де $\eta(t)$ – узагальнена одинична функція [193]; t_0, t_l – часи початку імпульсної дії на відстанях $x=0$ і $x=l$, відповідно; τ_0, τ_l – часи закінчення імпульсної дії на відстанях $x=0$ і $x=l$, відповідно.

Застосувавши той же алгоритм розв'язку системи рівнянь (5.116), що і в попередньому випадку, при граничних умовах (5.136) отримуємо амплітудно-частотний спектр поля тиску на довільній відстані x :

$$S_p(x, \bar{\omega}) = \frac{2\tau}{\bar{\omega}} \left\{ \frac{\left[p_0^2 \left(sh^2 \bar{m} + \sin^2 \bar{\alpha} \right) \sin^2 \frac{\bar{\omega}}{2} + p_l^2 \left(sh^2 \bar{n} + \sin^2 \bar{\beta} \right) \sin^2 \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} + p_0 p_l (F_1 + F_2) \right]}{\left(sh^2 \frac{l \bar{\omega}}{\tau \sqrt{2 \varkappa A}} + \sin^2 l \sqrt{\frac{A}{2 \varkappa}} \right)} \right\}^{1/2}, \quad (5.137)$$

де

$$\bar{A} = \frac{1}{\tau^2} \left[T \bar{\omega}^2 + \sqrt{\bar{\omega}^2 (\tau^2 + T^2 \bar{\omega}^2)} \right]; \quad \bar{\omega} = \omega \tau \quad (\text{де } \tau = \tau_0 - t_0);$$

$$\bar{m} = \frac{(l-x)\bar{\omega}}{\tau \sqrt{2 \varkappa A}}; \quad \bar{n} = \frac{x \bar{\omega}}{\sqrt{2 \varkappa A}}; \quad \bar{\alpha} = (l-x) \sqrt{\frac{A}{2 \varkappa}}; \quad \bar{\beta} = x \sqrt{\frac{A}{2 \varkappa}};$$

$$\bar{a}^2 + \bar{b}^2 = 4 \sin^2 \frac{\bar{\omega}}{2}; \quad \bar{c}^2 + \bar{d}^2 = 4 \sin^2 \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} \left(k_1 = \frac{\tau_l - t_l}{\tau_0 - t_0} \right),$$

$$\bar{a} \bar{c} + \bar{b} \bar{d} = 4 \sin \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} \sin \frac{\bar{\omega}}{2} \cos \frac{k_2 \bar{\omega}}{2} \left(k_2 = \frac{t_l + \tau_l - t_0 - \tau_0}{\tau_0 - t_0} \right),$$

$$\bar{b} \bar{c} - \bar{a} \bar{d} = 4 \sin \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} \sin \frac{\bar{\omega}}{2} \sin \frac{k_2 \bar{\omega}}{2};$$

$$\bar{F}_1 = 4 \sin \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} \sin \frac{\bar{\omega}}{2} \cos \frac{k_2 \bar{\omega}}{2} [\cos(\bar{\alpha} - \bar{\beta}) ch(\bar{m} + \bar{n}) - \cos(\bar{\alpha} + \bar{\beta}) ch(\bar{m} - \bar{n})];$$

$$\bar{F}_2 = 4 \sin \frac{k_1 \bar{\omega}}{2} \sin \frac{\bar{\omega}}{2} \sin \frac{k_2 \bar{\omega}}{2} [\sin(\bar{\alpha} + \bar{\beta}) sh(\bar{m} - \bar{n}) - \sin(\bar{\alpha} - \bar{\beta}) sh(\bar{m} + \bar{n})].$$

$$F_1 = \frac{1}{4} \bar{F}_1; \quad F_2 = \frac{1}{4} \bar{F}_2.$$

Із використанням залежності (5.137) розраховані спектральні характеристики хвиль тиску (тривалістю $\tau = 0,6345 \cdot 10^{-4}$ с) для наступних прикладів:

- 1) $T = 1$ с; $\varkappa = 0,01$ м²/с; 2) $T = 1$ с; $\varkappa = 0,1$ м²/с; 3) $T = 10$ с; $\varkappa = 0,1$ м²/с.

Розрахунки проведені при тих же вихідних значеннях, що і в першій задачі:
 $x = 1$ м; $l = 5$ м; $p_m = 10^7$ Па; $p_T = 5 \cdot 10^6$ Па.

На рис. 5.22 представлені спектральні характеристики для розглянутих вище прикладів. Аналіз кривих приводить до висновку, що для кривої 3 частота $\bar{\omega} = 3$ є резонансною. Характер зміни амплітудно-частотних спектрів, як і в попередній задачі, залежить від параметрів T і α .

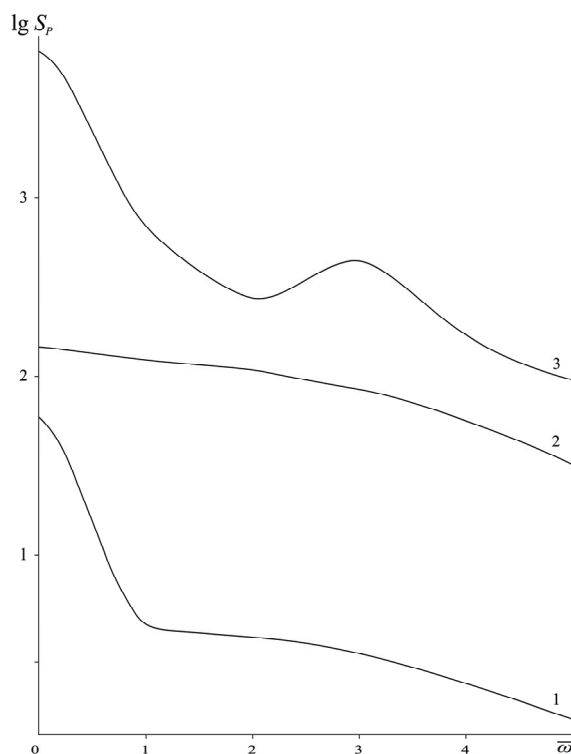


Рис. 5.22. Амплітудно-частотні спектри імпульсної дії на в'язкопружні системи з параметрами:
 1 – $T = 1$ с; $\alpha = 0,01$ м²/с; 2 – $T = 1$ с; $\alpha = 0,1$ м²/с; 3 – $T = 10$ с; $\alpha = 0,1$ м²/с

Таким чином, за допомогою методів операційного числення знайдено розв'язок системи рівнянь, що описують фільтрацію рідини (нафти) у в'язкопружній системі. Із використанням отриманих розв'язків визначено та досліджено амплітудно-частотний спектр поля тиску в межах продуктивного пласта. Встановлені значення параметра релаксації T і коефіцієнта п'єзопровідності в'язкопружної системи α , при яких спостерігаються резонансні режими і відбуваються зростання амплітуди тиску.

Отримані дані можуть бути використані для вибору оптимальних параметрів обробки масиву привибійної зони продуктивних пластів тиском для покращання фільтраційних характеристик рідини (нафти), що надходить до вибою свердловини (зниження її в'язкості, поверхневого натягу).

Розділ 6

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ВЗАЄМОДІЇ ХВИЛЬ ЗБУРЕНЬ У ФЛЮЇДАХ З ПУХИРЦЕВИМ РЕЖИМОМ ТЕЧІЇ

Реальне геофізичне середовище пласта являє собою складну блоково-ієрархічну структуру із наявністю тріщинуватості. З достатньою для практики точністю неоднорідне геосередовище представляється деякою модельною структурою. Умовою застосування такого підходу є задовільнення деяким вимогам, в числі яких і необхідність виконання співвідношень вигляду $\lambda \ll L \ll l$ (де l – досліджуваний масштаб задачі, L – характерний розмір неоднорідності, λ – довжина хвилі акустичного збурення). Якщо величини λ і L одного порядку, тоді усереднення не приводить до ефективного вирішення; якщо ж $L \sim l$, тоді несправедливі диференціальні співвідношення, до яких зводиться задача про поширення пружних хвиль в геосередовищі [225].

Для задач, що нами розглядаються, виконується умова $\lambda \ll L \ll l$ і в межах цього співвідношення будемо досліджувати вплив дискретної структури геосередовища на поширення в ньому імпульсних збурень.

Типові розрізи гірської породи дозволяють чітко виділити системи тріщин, які розбивають породний масив на окремі блоки. Всі тріщини знаходяться в певній геометрично-ієрархічній підпорядкованості: великі тріщини пронизують масиви під деякими певними кутами; всередині крупних окремоостей, утворених системою великих тріщин, знаходяться мілкі тріщини, що розділяють крупні куски породи на ряд менших блоків. Останні поділені на ще дрібніші куски системою більш мілких тріщин і т. д., аж до найдрібнішої зернистої структури.

Структурна будова спостерігається і в рідинному середовищі (флюїді). В якості прикладу можна вказати на різномасштабні пухирцеві утворення в нафтогазовому пласті, зокрема, на пізній стадії його експлуатації. На відміну від геофізичних перебудов, що відбуваються при імпульсному зовнішньому впливу, процес утворення різномасштабних неоднорідностей – газових пухирцевих структур швидкоплинний, що дозволяє глибше проникнути у фізику процесу та скласти більш чітке уявлення про закон розподілу газових пухирів за розмірами.

Всі ці структурні утворення геофізичних і флюїдонасичених середовищ мають локальні резонансні властивості [226]. Стосовно геофізичних середовищ резонанс у самому загальному вигляді можна визначити як збіг умов збудження коливань на даній частоті в деякому структурному досліджуваному утворенні (шар, об'єм, окремість, блок, система блоків) і коливань цього структурного утворення на одній із власних частот, що співпадає з частотою збуджуючої сили.

У зв'язку з важливістю врахування резонансних структур в підрозділі 6.3 значна увага приділена дослідженню динаміки газових пухирів в газонасиченому флюїді.

Врахування резонансних властивостей мікроструктурних елементів геофізичного середовища (зерен) дозволило виявити наявність довгокороткохвильового резонансу (див. підрозділ 7.3). Врахування потужності шару геосередовища продуктивного пласта дає структурний резонанс [140, 141]. Дослідження поведінки пор, як структурних утворень, дозволяє визначити їх резонансні особливості.

В розділах 6 і 7 показано, що врахування деяких структурних елементів геофізичних середовищ (таких, як газовий пухир, розмір зерна, час релаксації, в'язкість та ін.) зводиться до розв'язку нелінійних диференціальних рівнянь.

Наявність резонансної структури впливає на віддачу потужності імпульсного збурення середовищу, а, отже, приводить в ряді випадків до збільшення відгуку – відбитого або розсіяного акустичного поля. Крім цього, поблизу частоти резонансу збільшуються деформації та напруження, що в свою чергу приводить до виділення локальних резонансів, які визначають механізми трансформації полів, а також проявлення нелінійних акустичних ефектів. Дослідження нелінійних акустичних ефектів в структурованих геосередовищах досить перспективний науковий напрямок у зв'язку з можливістю створення новітніх імпульсних технологій інтенсифікації видобутку вуглеводнів.

6.1. Основні рівняння руху газорідних середовищ

Для вивчення довільних, в тому числі і хвильових, рухів суцільних середовищ існує два способи опису руху часток. Перший спосіб, широко розповсюджений в гідро- та аеродинаміці, пов'язаний з вибором методу опису руху середовища: усі величини, що характеризують рух суцільного середовища, задаються в координатах нерухомого простору. Такий вибір незалежних змінних був застосований вперше Ейлером і тому координати називають ейлеровими.

Вихідна система рівнянь Ейлера в одномірному випадку має вигляд [227, 228]:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} \right] = -\Delta p + \rho F_x; \quad (6.1)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{v} = 0; \quad (6.2)$$

$$p = p(\rho) \quad (6.3)$$

і справедлива для ідеального середовища. Система є повною і складається з рівняння руху (6.1), рівняння неперервності (6.2) і рівняння стану (6.3).

У системі рівнянь Ейлера введено такі позначення: ρ – густина середовища; \vec{v} – швидкість руху в даній точці середовища; p – тиск; ∇ – диференціальний оператор; F_x – поверхнева сила.

Для ідеального середовища рівняння стану записують у вигляді:

$$p = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \quad (6.4)$$

де p_0 – тиск при $\rho = \rho_0$; $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ для газів і емпірична константа $\gamma = 1 + \left(\frac{\partial c^2}{\partial \rho} \right) \frac{\rho_0}{c^2}$

для конденсованих середовищ; c_p, c_v – теплоємності при постійному тиску і постійному об'ємі, відповідно; c – адіабатична швидкість звуку.

У багатьох практичних питаннях, де доводиться враховувати стисливість рідин, у якості адіабатичного використовується емпіричне рівняння Тета, що має вигляд, аналогічний рівнянню Пуассона (6.4):

$$p = p_* \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n, \quad (6.5)$$

де p^* – тиск при $\rho = \rho_0$; n – параметр, що характеризує відхилення адиабатичної стисливості рідини від закону Гука. Як p^* , так і n є емпіричними постійними.

Відмітимо, що рівняння (6.1), (6.2) та (6.5) при $\gamma \neq 1$ нелінійні.

Рівняння (6.1) – це рівняння Ейлера динаміки ідеальних рідини чи газу.

У сферичних координатах рівняння руху рідини при відсутності дисипації і зовнішніх сил – рівняння Ейлера (6.1) спрощується:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}. \quad (6.6)$$

Рівнянню Ейлера можна надати інший, корисний для подальших висновків вигляд, вказаний Громеком І.С. та Лембом Г. [228].

В одномірному випадку воно має вигляд:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} = 0, \quad (6.7)$$

де $B = \frac{v^2}{2} + \Phi(p) + \Pi$ – тричлен Бернуллі; $\Phi(p) = \int_{p_0}^p \frac{dP}{\rho(p)}$ – функція тиску;

Π – потенціал, який пов'язаний з поверхневою силою F_x співвідношенням

$$F_x = -\text{grad} \Pi.$$

У випадку безвихрового руху ідеальної рідини легко вказати перший інтеграл рівняння руху (6.7) – інтеграл Лагранжа-Коші [228]

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \Phi + \Pi = f(t), \quad (6.8)$$

де φ – функція потенціалу швидкості $v(v = \text{grad} \varphi)$; $f(t)$ – довільна функція часу, що визначається з граничних умов.

У випадку руху нестисливої рідини за відсутності об'ємних сил, де $\Phi = p/\rho$, $\Pi = 0$, із (6.8) знайдемо

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} = f(t). \quad (6.9)$$

У випадку стаціонарного поля $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ із формули (6.2) отримаємо:

$$\text{div}(\rho \vec{v}) = 0.$$

В декартовій прямокутній системі координат для одномірного плаского випадку рівняння нерозривності набуває вигляду:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0. \quad (6.10)$$

У випадку стаціонарного поля

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0.$$

Відмітимо, що в частковому випадку нестисливої рідини ($\rho = \text{const}$) рівняння нерозривності переходить в рівняння нестисливості

$$\text{div} \vec{v} = \frac{\partial v}{\partial x} = 0.$$

Приведемо рівняння нерозривності в сферичних координатах для нестисливої рідини. Через сферичну симетрію матимемо лише одну компоненту v_r , яку позначимо, як і в пласкому однорідному випадку, через v . Похідні за кутовими координатами дорівнюють нулю і у виразі для дивергенції залишиться лише похідна за радіусом, тобто

$$\text{div}(\rho \vec{v}) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 (\rho v)) = 0. \quad (6.11)$$

Зміст цієї формули ясний – у нестисливій рідині масова швидкість з віддаленням від центру зменшується пропорційно $1/r^2$.

6.2. Рівняння Релея

Розглянемо виведення рівняння Релея, що описує пульсації газового пухиря у нестисливій рідині. Розташуємо початок координат сферичної системи координат у центрі пухиря. Наша головна мета – отримати рівняння руху стінки пухиря газу і розв'язати його, тобто знайти $R = R(t)$ (R – радіус пухиря).

З цією метою скористаємось одномірним рівнянням Ейлера (6.6) і рівнянням нерозривності (6.11), представленими в сферичній системі координат.

З рівняння (6.11) видно, що кількість рідини, яка протікає через уявно виділену навколо пухиря сферичну поверхню радіусом r , є величиною постійною. Рівняння (6.6) та (6.11) справедливі при $r \geq R$.

Розв'язок рівняння (6.11) очевидний:

$$v = \frac{C}{r^2},$$

де постійна C визначається із граничної умови на поверхні пухиря $v(R) = \dot{R}$ ($\dot{R} = dR/dt$), яка встановлює рівність швидкості поверхні пухиря \dot{R} і рідини на поверхні пухиря.

Звідси $C = R^2 \dot{R}$ і розв'язок для швидкості рідини, що оточує пульсуючий пухир, має вигляд

$$v(r, t) = \frac{R^2 \dot{R}}{r^2}. \quad (6.12)$$

З метою отримання залежності $R(t)$ необхідно із рівнянь (6.6) та (6.12) виключити r . Для цього проінтегруємо рівняння Ейлера (6.6) за цією змінною:

$$\int_R^\infty \frac{\partial v}{\partial t} dr + \int_R^\infty v \frac{\partial v}{\partial r} dr + \frac{1}{\rho} \int_R^\infty \frac{\partial p}{\partial r} dr = 0. \quad (6.13)$$

Використовуючи співвідношення (6.12), знаходимо визначені інтеграли I_1, I_2, I_3 , що входять до (6.13):

$$\begin{aligned} I_1 &= \int_R^\infty \frac{\partial v}{\partial t} dr = \int_R^\infty \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{R^2}{r^2} \dot{R} \right) dr = \\ &= \int_R^\infty \left(\frac{2R\dot{R}^2}{r^2} + \frac{R^2}{r^2} \ddot{R} \right) dr = \left(2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R} \right) \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} = \\ &= \left(2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R} \right) \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_R^\infty = \left(2R\dot{R}^2 + R^2\ddot{R} \right) \frac{1}{R} = 2\dot{R}^2 + R\ddot{R}. \end{aligned}$$

$$I_2 = \int_R^\infty v \frac{\partial v}{\partial r} dr = \int_R^\infty v dv = \frac{v^2}{2} \Big|_R^\infty = \frac{1}{2} \frac{R^4 \dot{R}^2}{r^4} \Big|_R^\infty = -\frac{\dot{R}^2}{2}$$

$$I_3 = \frac{1}{\rho} \int_R^\infty \frac{\partial p}{\partial R} dr = \frac{1}{\rho} \int_{p(R)}^{p_\infty} dp = \frac{1}{\rho} (p_\infty - p(R)).$$

Тут p_∞ – тиск в рідині далеко від пухиря (при відсутності зовнішніх впливів – це гідростатичний тиск p_0); $p(R)$ – тиск в рідині на поверхні пухиря.

Підставляючи в (6.13) значення I_1, I_2, I_3 , отримаємо рівняння Релея, яке описує рух межі газового пухиря в рідині:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho}(p_\infty - p(R)) = 0. \quad (6.14)$$

Щоб визначити тиск в рідині на поверхні пухиря, використовуємо граничну умову рівності тисків зовні на поверхні пухиря і тиску газу всередині його. Тиск зовні дорівнює сумі тисків рідини $p(R)$ і тиску, викликаного силами поверхневого натягу $\frac{2\sigma}{R}$ (σ – коефіцієнт поверхневого натягу рідини), тобто $p(R) + \frac{2\sigma}{R}$.

Тиск всередині дорівнює тиску газу в пухирі $p_g(R)$. Вважаючи процеси, що проходять в газі, адіабатичними, можна $p_g(R)$ представити наступним чином

$$p_g(R) = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma}, \quad (6.15)$$

де γ – показник адіабати; R_0 – початковий радіус пухиря; p_0 – гідростатичний тиск.

Прирівнюючи $p_g(R)$ і тиск зовні $p(R) + \frac{2\sigma}{R}$, отримаємо

$$p(R) = \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{+3\gamma} - \frac{2\sigma}{R}. \quad (6.16)$$

Якщо пухир знаходиться в полі гармонічної акустичної хвилі з довжиною $\lambda \gg R_0$, тоді $p_\infty = p_0 + p_m \sin \omega t$. При цьому рівняння Релея (6.14) має вигляд:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left(p_0 + p_m \sin \omega t + \frac{2\sigma}{R} - \left(p_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) = 0. \quad (6.17)$$

У випадку, коли поверхневий тиск рідини незначний, із (6.17) отримуємо:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho} \left(p_m \sin \omega t + p_0 \left(1 - \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} \right) \right) = 0. \quad (6.18)$$

6.3. Визначення динамічних параметрів газового пухиря в рідині

6.3.1. Визначення періоду коливань газового пухиря

Отримане вище рівняння Релея не враховує в'язких властивостей середовища. У роботі [229] приводиться рівняння коливань пухиря у припущенні, що рідина однорідна, нестислива і підпорядковується закону Нав'є-Стокса:

$$\frac{1}{2R^2\dot{R}} \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dt} = \frac{1}{\rho} \left(p_e - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right), \quad (6.19)$$

де $\dot{R} = dR/dt$, R – поточний радіус пухиря; p_e – тиск у газовому пухирі; p_∞ – тиск у рідині (на глибині); σ – поверхневий натяг; η – коефіцієнт динамічної в'язкості рідини.

Враховуючи, що $\frac{1}{\dot{R}} \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dt} = \frac{1}{(dR/dt)} \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dt} = \frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dR}$, рівняння (6.19)

представимо у вигляді:

$$\frac{d(R^3\dot{R}^2)}{dR} = \frac{2}{\rho} R^2 \left(p_e - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} \right) - \frac{8\eta}{\rho} R\dot{R}. \quad (6.20)$$

Нелінійне рівняння (6.20) описує динаміку газового пухиря з урахуванням сил поверхневого натягу і в'язкості рідини. У загальному вигляді воно не має розв'язків. Деякі часткові випадки рівняння (6.20) розглянуті в літературі [230, 231].

Лінеаризований вигляд рівняння (6.20) розглянутий в роботі [230]. В роботі [184] отримано інтегро-диференціальне рівняння, що описує динаміку газового пухиря при дії слабких акустичних хвиль. Воно розв'язане відносно R за допомогою методів операційного числення.

Якщо функція $p_e(R)$ задана, тоді рівняння (6.20) при $\eta=0$ і $\sigma = \text{const}$ розв'язується в квадратурах.

Розглянемо властивості розв'язків рівняння (6.20) у припущенні, що $p_\infty = \text{const}$, а тиск p_e для політропних процесів ідеального газу описується залежністю

$$p_e = p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3n}, \quad (6.21)$$

де p_0 – рівноважний статичний тиск у середовищі; $n \geq 1$ – показник політропи.

Якщо $n = \gamma$ (γ – коефіцієнт Пуассона), то співвідношення (6.21) дає адіабатичний закон для $p_c(R)$. Для простоти прийемо, що p_0 і R_0 відповідають стану при $\dot{R} = 0$, який відповідає початковому моменту стану газового пухиря при $t = 0$.

Відмітимо, що рівняння (6.20) легко приводиться до вигляду, аналогічного рівнянню Релея (6.14). З цією метою знаходимо

$$\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} = 3R^2 \dot{R}^2 + R^3 \frac{d\dot{R}^2}{dR}. \quad (6.22)$$

У співвідношенні (6.22) визначимо похідну $\frac{d\dot{R}^2}{dR}$. Позначивши $y = (\dot{R})^2 = \left(\frac{dR}{dt}\right)^2$, знаходимо $\frac{dy}{dt} = 2 \frac{dR}{dt} \cdot \frac{d^2R}{dt^2}$. З останнього співвідношення отримаємо

$$\ddot{R} = \frac{d^2R}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{dy}{dR} = \frac{1}{2} \frac{d\dot{R}^2}{dR}. \quad (6.23)$$

Враховуючи (6.23), вираз (6.22) має вигляд

$$\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} = 3R^2 \dot{R}^2 + 2R^3 \ddot{R}.$$

Підставляючи останнє співвідношення в (6.20), після нескладних перетворень отримаємо:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left(p_c - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right). \quad (6.24)$$

Рівняння (6.24) в літературі іноді називають рівнянням Херинга-Фліне [230].

Визначимо розв'язок рівняння (6.20) при $\sigma = \text{const}$, $\eta = 0$. При таких значеннях параметрів співвідношення (6.20) представимо виразом

$$d(R^3 \dot{R}^2) = \frac{2}{\rho} R^2 \left(p_c - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} \right) dR. \quad (6.25)$$

Проінтегрувавши співвідношення (6.25) по R , отримаємо

$$R^3 \dot{R}^2 = \int_{R_0}^R \frac{2}{\rho} \left[(p_c - p_\infty) R^2 - 2\sigma R \right] dR.$$

Звідки знаходимо

$$\dot{R}^2 = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2}{\rho R^3} \int_{R_0}^R \left[(p_c - p_\infty) R^2 - 2\sigma R \right] dR. \quad (6.26)$$

Здобуваючи корінь з правої частини виразу (6.26), знаходимо

$$\frac{dR}{dt} = \left\{ \frac{2}{\rho R^3} \int_{R_0}^R [(p_z - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{1/2}. \quad (6.27)$$

Розділивши змінні, із співвідношення (6.27) визначимо

$$dt = \left\langle \left(\frac{\rho}{2} \right)^{1/2} R^{3/2} \left\{ \int_{R_0}^R [(p_z - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{-1/2} \right\rangle dR. \quad (6.28)$$

Після інтегрування (6.28) отримаємо

$$t = \sqrt{\frac{\rho}{2}} \left\langle \int_{R_0}^R R^{3/2} \left\{ \int_{R_0}^R [(p_z - p_\infty)R^2 - 2\sigma R] dR \right\}^{-1/2} \right\rangle dR. \quad (6.29)$$

Знак перед коренем вибирається з умови збільшення часу.

Припускаючи, що $\frac{R}{R_0} = x$, $\frac{p_z}{p_\infty} = \bar{p}$, $\frac{2\sigma}{p_\infty R_0} = \bar{\sigma}$, формулу (6.29) представимо у вигляді

$$\frac{t}{R_0} \sqrt{\frac{2p_\infty}{\rho}} = \tau^* = \pm \int_1^{\bar{R}} \left\langle x^{3/2} \left\{ \int_1^x [(\bar{p}-1)x^2 - \bar{\sigma}x] dx \right\}^{-1/2} \right\rangle dx. \quad (6.30)$$

Враховуючи адіабатичний закон розширення газового пухиря ($\gamma = n$), із (6.21) отримаємо

$$p_z = p_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3n} = p_0 x^{3n}. \quad (6.31)$$

З урахуванням (6.31) знаменник виразу (6.30) має вигляд

$$\left\{ \frac{1}{3} \left[\frac{p_0}{p_\infty (1-n)} (1-x^{-3(1-n)}) + (1-x^3) - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2-1) \right] \right\}^{1/2}. \quad (6.32)$$

Підставивши вираз (6.32) у формулу (6.30), отримаємо:

$$\tau^* = \pm \sqrt{3} \int_1^{\bar{x}} \left\langle x^{3/2} \left\{ \frac{p_0}{p_\infty} (n-1) [1-x^{3(1-n)}] + (1-x^3) - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2-1) \right\}^{-1/2} \right\rangle dx. \quad (6.33)$$

Знаки кореня та dx необхідно брати однаковими, тому що параметр τ – монотонно зростаюча функція.

Відмітимо, що при $p_2 - p_\infty = \Delta p = \text{const}$ і $\sigma = 0$ із розв'язку (6.29) отримаємо розв'язок Релея, який розглядав схлопування пустої порожнини, тобто $p_2(R) = 0$ [230]:

$$t_p = \sqrt{\frac{\rho}{2}} \int_{R_0}^R \left[R^{3/2} \left(\int_{R_0}^R \Delta p R^2 dR \right)^{-1} \right] dR = \sqrt{\frac{3\rho}{2\Delta p}} \int_{R_0}^R \frac{R^{3/2} dR}{(R^3 - R_0^3)}. \quad (6.34)$$

Ввівши параметр $x = \frac{R}{R_0}$, із (6.34) отримаємо час схлопування пухиря до радіуса R/R_0 :

$$t_p = R_0 \sqrt{\frac{3\rho}{2\Delta p}} \int_1^x \frac{x^{3/2} dx}{(x^3 - 1)^{1/2}}. \quad (6.35)$$

Залежність (6.35) детально досліджена в монографії [230] з використанням бета-функції.

Формула (6.33) визначає період коливань пухиря в залежності від параметрів $\frac{p_0}{p_\infty}$, $\bar{\sigma}$ і показника політропи n . Дослідження цього параметра для деяких часткових випадків $\frac{p_0}{p_\infty}$ та $\bar{\sigma}$ приведені в роботі [229].

Як видно із залежності (6.33), параметр τ^* значною мірою залежить від функції $f(x)$, що стоїть під знаком кореня:

$$f(x) = \frac{p_0}{p_\infty(n-1)} \left[1 - x^{3(1-n)} \right] + (1 - x^3) - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2 - 1). \quad (6.36)$$

Характер зміни функції $f(x)$ залежить від виразу:

$$\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma}.$$

Розглянемо випадок $n = \frac{4}{3}$. Визначимо корені рівняння $f(x) = 0$ для цього випадку. Із (6.36) при $n = \frac{4}{3}$ маємо:

$$\frac{3p_0}{p_\infty} \left(1 - x^{3\left(1-\frac{4}{3}\right)} \right) + 1 - x^3 - \frac{3\bar{\sigma}}{2} (x^2 - 1) = 0. \quad (6.37)$$

Після алгебраїчних перетворень із (6.37) отримаємо:

$$x^4 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} x^3 - x \left(\frac{3p_0}{p_\infty} + 1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2} \right) + \frac{3p_0}{p_\infty} = 0. \quad (6.38)$$

Рівняння (6.38) можна представити у вигляді

$$(x-1)\left[x^3 + x^2\left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2}\right) + x\left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2}\right) - \frac{3p_0}{p_\infty}\right] = 0. \quad (6.39)$$

Отже, один з коренів рівняння (6.39) буде $x_1 = 1$. Інші корені визначаються з розв'язку рівняння

$$x^3 + x^2\left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2}\right) + x\left(1 + \frac{3\bar{\sigma}}{2}\right) - \frac{3p_0}{p_\infty} = 0. \quad (6.40)$$

Вигляд розв'язку (6.40) залежить від знаку дискримінанту D цього рівняння. У даному випадку $D > 0$. Отже, рівняння (6.40) має один дійсний корінь x_2 і два комплексно-спряжених x_3 та x_4 . Фізичний зміст має дійсний корінь x_2 , який визначає період коливань газового пухиря.

На рис. 6.1 приведені графіки функції $f(x)$ при часткових значеннях $\frac{p_0}{p_\infty} = 0,1$; 10; $\bar{\sigma} = 0$; 6,7.

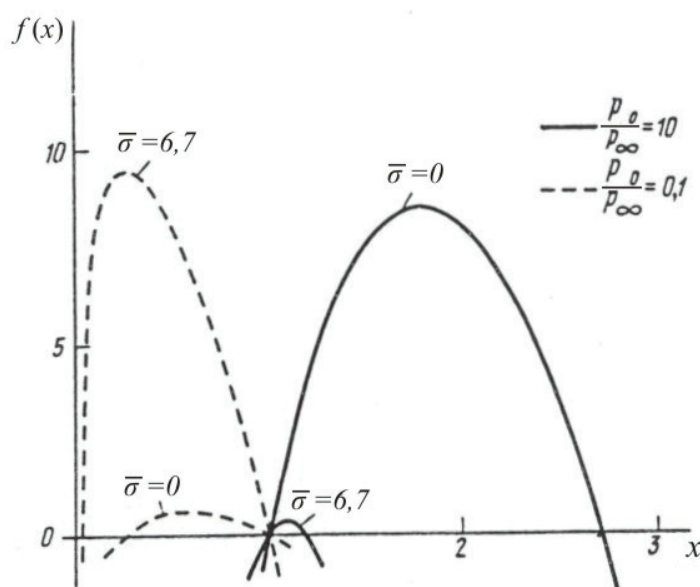


Рис. 6.1. Графіки функції $f(x)$

Вигляд функції $f(x)$ залежить також від знаку співвідношення

$$\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} > 0, \quad \text{або} \quad \frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} < 0.$$

При $\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} < 0$ коливання будуть відбуватися між $x_1 = 1$ та $x_2 < 1$; при

$\frac{p_0}{p_\infty} - 1 - \bar{\sigma} > 0$ — між $x_1 = 1$ та $x_3 > 1$, де x_1, x_2, x_3 — корені рівняння (6.39).

З використанням виразу (6.36) на рис. 6.2 і рис. 6.3 побудовані залежності безрозмірних періодів коливань радіусів газового пухиря у нестисливій рідині від показника n політропи рівняння стану газу (при $\bar{\sigma} = 0$) і від співвідношення p_0/p_∞ .

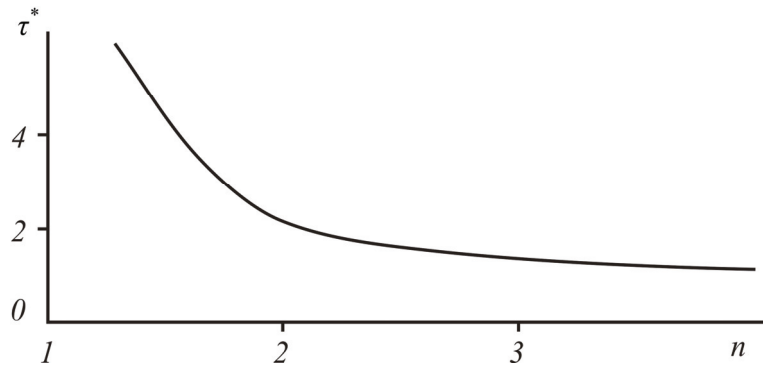


Рис. 6.2. Залежність періоду коливань радіусу газового пухиря τ^* від показника n

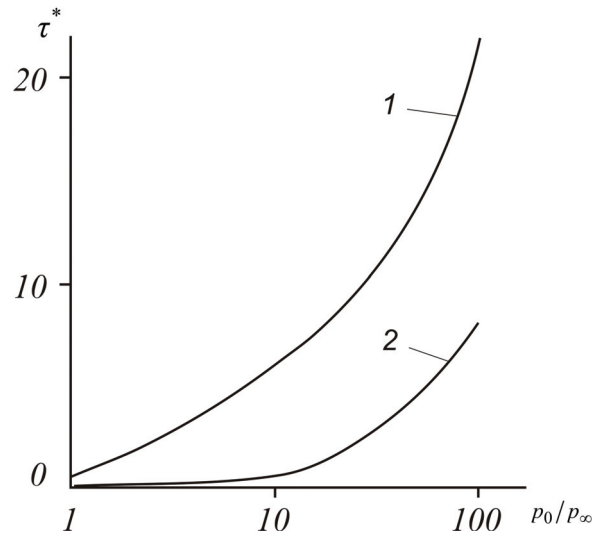


Рис. 6.3. Залежність періоду коливань радіусу газового пухиря від p_0/p_∞ при:
1 – $\bar{\sigma} = 0$; 2 – $\bar{\sigma} = 10$

Наведені криві (рис. 6.2 і рис. 6.3) дозволяють оцінити вплив показника політропи n (іншими словами – теплообміну) і відношення p_0/p_∞ на безрозмірні періоди коливань пухиря.

6.3.2. Визначення розподілу тиску в рідині біля газового пухиря

Якщо рідина нестислива, тоді її рух поза газовим пухирем потенційний і, згідно роботи [228], перший інтеграл рівнянь руху ідеальної нестисливої рідини визначається через інтеграл Коші-Лагранжа. У випадку відсутності об'ємних сил ($\Pi = 0$) він має вигляд (6.9).

Із (6.9) знаходимо:

$$\frac{p}{\rho} = \frac{p_{\infty}(t)}{\rho} - \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \frac{v^2}{2}$$

або

$$p = p_{\infty}(t) - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \rho \frac{v^2}{2}, \quad (6.41)$$

де

$$\varphi = -\frac{\dot{R}R^2}{r}; \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = \frac{\dot{R}R^2}{r^2}. \quad (6.42)$$

З урахуванням (6.42) формула (6.41) має вигляд

$$p = p_{\infty}(t) + \frac{\rho}{r} \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) - \frac{\rho}{2r^4} R^4 \dot{R}^2. \quad (6.43)$$

Зауважимо, що залежність (6.43) описує поле тиску при руху рідини, в якій знаходиться газовий пухир радіусом R на довільній відстані в межах $R \leq r \leq \infty$. В роботі [183] одержана формула для визначення тиску рідини на поверхні пухиря

$$p = p_{\infty} + \frac{\rho}{2} \left[\frac{d^2(R^2)}{dt^2} + (\dot{R})^2 \right]. \quad (6.44)$$

При $r = R$ із виразу (6.43) випливає залежність (6.44), тобто залежність (6.43) більш загальна, ніж (6.44).

Використовуючи залежність (6.43), знайдемо p_{\max} .

Тиск $p(t)$ досягає екстремуму по радіусу r для значень r_1 , що визначаються рівнянням

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{1}{r_1^2} \left[-\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) + \frac{2R^4 \dot{R}^2}{r_1^3} \right] = 0.$$

Звідси $r_1 = \infty$, або в іншому вигляді

$$\frac{2R^4 \dot{R}^2}{r_1^3} - \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) = 0,$$

із якого знаходимо

$$r_1^3 = 2R^4 \dot{R}^2 / \frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}). \quad (6.45)$$

Знайдемо p_{\max} для r_1 , що визначається виразом (6.45).

З формули (6.45) знаходимо r_1 :

$$r_1 = (2R^4 \dot{R}^2)^{1/3} / \left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{1/3}. \quad (6.46)$$

Тоді

$$r_1^4 = (2R^4 \dot{R}^2)^{4/3} / \left[\frac{d}{dt}(R^2 \dot{R}) \right]^{4/3}. \quad (6.47)$$

Співвідношення (6.46), (6.47) підставимо в (6.43):

$$p_{\max} = p_{\infty} + \frac{\rho \left[\frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) \right] \left[\frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) \right]^{1/3}}{(2R^4 \dot{R}^2)^{1/3}} - \frac{\rho (R^4 \dot{R}^2) \left[\frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) \right]^{4/3}}{(2R^4 \dot{R}^2)^{4/3}} =$$

$$= p_{\infty} + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_1} \frac{d}{dt} (R^2 \dot{R})$$

Таким чином, максимальний тиск в рідині біля газового пухиря визначається формулою

$$p_{\max} = p_{\infty} + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_1} \frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) \quad (6.48)$$

У формулі (6.48) визначимо вираз $\frac{d}{dt} (R^2 \dot{R})$. З цією метою здійснимо такі перетворення:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) &= \dot{R} \frac{d(R^2 \dot{R})}{dR} = R^2 \dot{R} \frac{d\dot{R}}{dR} + 2R\dot{R}^2 = \\ &= \frac{R^2}{2} \frac{d\dot{R}^2}{dR} + 2R\dot{R}^2 = \frac{1}{R} \left(\frac{R^3}{2} \frac{d\dot{R}^2}{dR} + 2R^2 \dot{R}^2 \right) = \frac{1}{2R} \frac{d}{dR} (R^3 \dot{R}^2) + \frac{R}{2} \dot{R}^2. \end{aligned} \quad (6.49)$$

Враховуючи співвідношення для $\frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR}$ і \dot{R}^2 згідно формул (6.20) та (6.26), взятих при $\sigma=0$, $\eta=0$, вираз (6.49) представимо у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} (R^2 \dot{R}) &= \frac{1}{2R} \frac{d(R^3 \dot{R}^2)}{dR} + \frac{R}{2} \dot{R}^2 = \frac{R}{\rho} (p_z - p_{\infty}) + \\ &+ \frac{1}{\rho R^2} \int_{R_0}^R (p_z - p_{\infty}) R^2 dR = \frac{R}{\rho} (p_z - p_{\infty}) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}, \end{aligned} \quad (6.50)$$

де $E = \int_{R_0}^R 4\pi(p_z - p_{\infty}) R^2 dR$.

Таким чином, формула (6.48) має вигляд

$$p_{\max} = p_{\infty}(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_1} \left[\frac{R(p_z - p_{\infty})}{\rho} + \frac{E}{4\pi\rho R^2} \right]. \quad (6.51)$$

Враховуючи, що $E = 2\pi\rho R^3 \dot{R}^2$ [229], співвідношення (6.51) представимо наступним чином:

$$\begin{aligned} p_{\max} &= p_{\infty}(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_1} \left[\frac{R(p_z - p_{\infty})}{\rho} + \frac{2\pi\rho R^3 \dot{R}^2}{4\pi\rho R^2} \right] = \\ &= p_{\infty}(t) + \frac{3}{4} \frac{\rho}{r_1} \left[\frac{R(p_z - p_{\infty})}{\rho} + \frac{1}{2} R\dot{R}^2 \right] = p_{\infty}(t) + \frac{3}{8} \rho \dot{R}^2 \frac{R}{r_1} \left[1 + \frac{2(p_z - p_{\infty})}{\rho \dot{R}^2} \right]. \end{aligned} \quad (6.52)$$

Визначимо відношення $\frac{R}{r_1}$, що входить до формули (6.52). З цією метою із формули (6.46) знаходимо:

$$\left(\frac{R}{r_1}\right)^3 = \frac{d(R^2 \dot{R})}{2R\dot{R}^2}. \quad (6.53)$$

З використанням співвідношень (6.50) і (6.26) для чисельника і знаменника виразу (6.53) знаходимо:

$$\left(\frac{R}{r_1}\right)^3 = \frac{\frac{R}{\rho}(p_z - p_\infty) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}}{\frac{E}{\pi\rho R^2}} = \frac{\left[\frac{R}{\rho}(p_z - p_\infty) + \frac{E}{4\pi\rho R^2}\right]}{4\left(\frac{E}{4\pi\rho R^2}\right)} = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{4\pi R^3(p_z - p_\infty)}{E}\right]. \quad (6.54)$$

Формулу (6.54) з урахуванням співвідношення $E = 2\pi\rho R^3 \dot{R}^2$ представимо у вигляді:

$$\left(\frac{R}{r_1}\right)^3 = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{4\pi R^3(p_z - p_\infty)}{2\pi\rho R^3 \dot{R}^2}\right] = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right].$$

Таким чином:

$$\frac{R}{r_1} = \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} \left(1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right)^{1/3}. \quad (6.55)$$

Підставивши (6.55) в формулу (6.52), отримаємо

$$\begin{aligned} p_{\max} &= p_\infty(t) + \frac{3}{8} \left(\frac{1}{4}\right)^{1/3} \rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right]^{4/3} = p_\infty(t) + \frac{3\rho}{2^{11/3}} \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right]^{4/3} = \\ &= p_\infty(t) + 0,236\rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right]^{4/3}. \end{aligned}$$

Таким чином, максимальний тиск в рідині біля пухиря визначається формулою

$$p_{\max} = p_\infty(t) + 0,236\rho \dot{R}^2 \left[1 + \frac{2(p_z - p_\infty)}{\rho \dot{R}^2}\right]^{4/3}. \quad (6.56)$$

В момент повного схлопування, що може відбуватися при $p_z - p_\infty < 0$ або, в більш загальному випадку, при $R \rightarrow 0$, маємо $\dot{R} \rightarrow \infty$ [229].

Тоді згідно формули (6.56) в рідині поблизу границі пухиря при $R \rightarrow 0$ тиск p_{\max} такий:

$$p_{\max} \approx p_\infty(t) + 0,236\rho \dot{R}^2. \quad (6.57)$$

В табл. 6.1, у якості прикладу, приведені величини p_{\max} при $p_c - p_\infty = 5 \cdot 10^5$ Па ($p_\infty = 10^5$ Па) для деяких значень \dot{R} .

Таблиця 6.1. Величини p_{\max} для деяких значень \dot{R}

\dot{R} , м/с	83,6	161,2	251,0	999,5
$p_{\max} \cdot 10^{-5}$, Па	19,65	64,50	152,0	2 360,8

6.3.3. Швидкість схлопування пухири

При $\eta = 0$, $\sigma = 0$ із (6.20) маємо

$$\frac{dR^3 \dot{R}^2}{dR} = \frac{2R^2}{\rho} (p_c - p_\infty). \quad (6.58)$$

Тиск p_∞ , стискаючи газовий пухир до радіусу R , надає масі рідини $m = \rho \cdot 4\pi r^2 dr$ кінетичну енергію $E = \frac{m \cdot v^2}{2}$, або

$$E = \int_R^\infty \rho v^2 2\pi r^2 dr. \quad (6.59)$$

Враховуючи, що $v = \frac{\dot{R}R^2}{r^2}$ [197, 232] і підставляючи це значення в (6.59), після обчислень отримуємо

$$E = \int_R^\infty \rho 2\pi r^2 \left(\frac{\dot{R}R^2}{r^2} \right)^2 dr = \int_R^\infty 2\pi \rho \frac{\dot{R}^2 R^4}{r^2} dr = 2\pi \rho \dot{R}^2 R^4 \left(-\frac{1}{r} \right) \Big|_R^\infty = 2\pi \rho \dot{R}^2 R^3.$$

Таким чином, кінетична енергія нестисливої рідини

$$E = 2\pi \rho \dot{R}^2 R^3. \quad (6.60)$$

З рівняння (6.58) видно, що його ліва частина з точністю до множника $2\pi\rho$ є похідною від кінетичної енергії рідини:

$$\frac{1}{2\pi\rho} \frac{dE}{dR} = \frac{2R^2}{\rho} [p_c - p_\infty]. \quad (6.61)$$

Представимо інтеграл рівняння (6.61) у вигляді

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dR} &= 2\pi\rho \frac{2R^2}{\rho} (p_c - p_\infty) = 4\pi R^2 (p_c - p_\infty); \\ dE &= 4\pi R^2 p_c dR - 4\pi R^2 p_\infty dR. \end{aligned} \quad (6.62)$$

Інтегруючи (6.62) по R у межах від R_0 до R , отримуємо:

$$E_0 + \int_{R_0}^R 4\pi R^2 p_\infty dR = \int_{R_0}^R 4\pi R^2 p_z dR, \quad (6.63)$$

де $E_0 = 2\pi\rho R_0^3 \cdot \dot{R}^2$.

Права частина рівняння (6.63) – це робота сил тиску газів в пухирі, ліва – сума кінетичної енергії E_0 і роботи проти сил гідростатичного тиску. Таким чином, рівняння (6.63) виражає закон збереження енергії.

Виконавши інтегрування, із отримуюємо

$$2\pi\rho\dot{R}^2 R_0^3 = \frac{4}{3}\pi(p_z - p_\infty)(R^3 - R_0^3). \quad (6.64)$$

Із (6.64) знаходимо

$$\dot{R}^2 = \frac{2(p_z - p_\infty)}{3\rho} \left(\frac{R^3 - R_0^3}{R_0^3} \right);$$

$$\dot{R} = \sqrt{\frac{2(p_z - p_\infty)}{3\rho} \left(\frac{R^3}{R_0^3} - 1 \right)}. \quad (6.65)$$

Співвідношення (6.65) визначає швидкість руху стінки газового пухиря.

В момент повного схлопування, що може відбуватися при $p_z - p_\infty < 0$, або в більш загальному випадку, при $E \neq 0$, ($R_0 \rightarrow 0$) маємо

$$\dot{R} \rightarrow \infty \quad \text{і} \quad E \rightarrow \int_{R_0}^0 (p_z - p_\infty) 4\pi R^2 dR,$$

тому E відмінне від нуля, якщо $p_z < p_\infty$, і відповідний інтеграл не перетворюється в нуль.

При повному схлопуванні ($R_0 \rightarrow 0$) $\dot{R} \rightarrow \infty$, чого не може відбуватись через кінцевість процесу скорочення радіусу газового пухиря.

Із (6.65) видно, що швидкість схлопування пухиря залежить від тиску p_∞ і відносного радіусу пухиря $\left(\frac{R}{R_0}\right)$. Деякі значення швидкості схлопування приведені в табл. 6.2.

Таблиця 6.2. Величини \dot{R} для деяких значень R/R_0 та $p_z - p_\infty$

R/R_0	2			3			4			5			10		
$(p_z - p_\infty)$, Па	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$10 \cdot 10^5$
\dot{R} , м/с	21,6	48,2	68,2	41,6	93,0	131,5	64,7	144,8	204,8	90,8	203,2	287,3	257,9	576,7	815,6

6.3.4. Стійкість газового пухиря в рідині

Умова рівноважного стану пухиря в рідині має вигляд [233, 234]:

$$p_z = p + p_H, \quad (6.66)$$

де p_z – тиск газу в пухирі; p – збурений тиск в рідині; $p_H = \frac{2\sigma}{R}$ – тиск, викликаний поверхневим натягом.

У випадку адіабатичного процесу стискання

$$p_z = p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma},$$

де p_0 – незбурений (статичний) тиск; γ – показник адіабати.

Умову (6.66) представимо у вигляді

$$p = p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} - \frac{2\sigma}{R}. \quad (6.67)$$

Відомо [234], що загальна умова рівноважності термодинамічної системи має вигляд

$$\left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_s < \left(\frac{\partial p}{\partial V} \right)_T < 0; \quad V = \frac{4}{3} \pi R^3. \quad (6.68)$$

Знайдемо $\frac{\partial p}{\partial V} \Big|_{R=R_0} = \left(\frac{\partial p}{\partial R} / \frac{\partial V}{\partial R} \right) \Big|_{R=R_0}$.

Із (6.67) визначаємо $\frac{\partial p}{\partial R}$:

$$\frac{\partial p}{\partial R} = (-3\gamma) p_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} R^{-1} + 2\sigma R^{-2} = \frac{2\sigma}{R^2} - \frac{3\gamma p_0}{R} \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma}. \quad (6.69)$$

Із (6.68) маємо:

$$\frac{\partial V}{\partial R} = 4\pi R^2. \quad (6.70)$$

З урахуванням співвідношень (6.69), (6.70) отримаємо умову стійкої рівноваги пухиря в рідині:

$$\frac{\partial p}{\partial V} \Big|_{R=R_0} = \frac{2\sigma_0}{4\pi} \left(1 - \frac{3\gamma p_0 R_0}{2\sigma} \right);$$

$$R_0 > \frac{2\sigma}{3\gamma p_0}. \quad (6.71)$$

При невиконанні умови (6.71) рівновага нестійка і відбувається схлопування пухиря. Таким чином, пухирі радіусом $R_0^* \leq \frac{2\sigma}{3\gamma p_0}$ в рідині не можуть існувати через їх нестійку рівновагу в рідкому середовищі.

6.4. Нелінійні коливання газових пухирів в рідині

Відомо, що в процесі експлуатації нафтового покладу пластовий тиск в продуктивному пласті знижується. При зниженні тиску до величини, меншої тиску насичення нафти газом, з нафти виділяється газ, що раніше знаходився в розчиненому стані. При цьому, в нафтоносному пласті спостерігається течія флюїду з пухирями газу, що характеризується низьким коефіцієнтом нафтовіддачі.

Пухирцеві режими течії рідин досліджувались в роботах [230, 233, 235–237]. Відмічається, що у випадку неньютонівських рідин з пухирями має місце явище, коли фізичні властивості одного середовища (рідини) істотно змінюються при невеликих по масі і об'єму домішках іншого середовища (пухирів газу) [233].

6.4.1. Дослідження пульсацій газового пухиря в рідині (перше наближення)

Нижче розглянуті взаємодія набігаючої хвилі тиску з пухирем газу і нелінійні коливання газового пухиря в рідині, що виникають при цьому процесі.

Розглянемо зміну радіусу в процесі пульсації пухиря в нестисливій і нев'язкій рідині при дії на нього гармонічної акустичної хвилі:

$$p_e = p_m \sin \omega_0 t,$$

де p_m – максимальна амплітуда набігаючої хвилі; ω_0 – кругова частота.

У разі, коли поверхневий натяг в пухирі незначний, пульсації газового пухиря описуються рівнянням Рейля:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 + \frac{1}{\rho_0} \left[p_m \sin \omega_0 t + p_0 \left(1 - \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} \right) \right] = 0, \quad (6.72)$$

де ρ_0 – початкова густина рідини; p_0 – гідростатичний тиск в рідині; γ – показник адиабати; R_0 і R – початковий і поточний радіуси пухиря.

Припустимо, що зміна радіусу пухиря $x = R - R_0$ мала у порівнянні з його початковим радіусом, тобто відношення x/R_0 значно менше одиниці.

Розкладемо вираз $\left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma}$ в ряд за степенями $\left(\frac{x}{R_0} \right)$, обмежившись членами

порядку $\left(\frac{x}{R_0} \right)^2$ (перше наближення):

$$\left(\frac{R}{R_0} \right)^{-3\gamma} = \left(\frac{x + R_0}{R_0} \right)^{-3\gamma} = \left(1 + \frac{x}{R_0} \right)^{-3\gamma} = 1 - 3\gamma \frac{x}{R_0} + \frac{3\gamma(3\gamma + 1)}{2} \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 + \dots \quad (6.73)$$

З урахуванням (6.73) рівняння (6.72) має вигляд:

$$R_0 \ddot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0} x = -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \left[x\ddot{x} + \frac{3}{2}\dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma + 1)}{2} \left(\frac{x}{R_0} \right)^2 \frac{p_0}{\rho_0} \right], \quad (6.74)$$

де $\dot{R} = \dot{x}$; $\ddot{R} = \ddot{x}$.

Розділивши праву і ліву частини виразу (6.74) на постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\ddot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{P_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t - \left[\ddot{x} \frac{x}{R_0} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2} \frac{x^2}{R_0} \right], \quad (6.75)$$

де $\Omega_0^2 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0^2}$ – кругова власна частота пульсацій газового пухиря.

Розглянемо спочатку лінійні коливання газового пухиря. При $\frac{x}{R_0} \rightarrow 0$ можна нехтувати малими нелінійними членами в рівнянні (6.75) і представити його у вигляді:

$$\ddot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{P_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t. \quad (6.76)$$

Рівняння (6.76) – рівняння лінійних коливань в середовищі під дією гармонічної акустичної хвилі за відсутності дисипативних втрат енергії.

В'язкі втрати енергії врахуємо введенням в рівняння (6.76) дисипативного члена, пропорційного першій похідній \dot{x} . З урахуванням дисипативних ефектів рівняння (6.76) має вигляд:

$$\ddot{x} + g\dot{x} + \Omega_0^2 x = a \sin \omega_0 t, \quad (6.77)$$

де $a = -p_m / (\rho_0 R_0)$; $g = \frac{\Omega_0}{Q}$, Q – добротність газового пухиря (g – параметр демпфірування).

Загальний розв'язок диференціального рівняння (6.77) складається з двох розв'язків: загального розв'язку x_0 відповідного однорідного рівняння і часткового розв'язку x_1 рівняння (6.77).

Згідно [238] при $g < \Omega_0$ (що впливає із співвідношення $g = \delta \Omega_0$, де $\delta = \frac{1}{Q}$ – декремент загасання, а він завжди менше 1) розв'язок однорідного рівняння (6.77) можна представити у вигляді:

$$x_0 = e^{-\frac{\delta \Omega_0 t}{2}} (c_1 \sin kt + c_2 \cos kt), \quad (6.78)$$

де c_1, c_2 – постійні інтегрування, що визначаються з початкових умов задачі;

$$k = \sqrt{\Omega_0^2 - \frac{\delta^2 \Omega_0^2}{4}}.$$

Визначимо частковий розв'язок неоднорідного диференціального рівняння (6.77). Лінійність рівняння (6.77) дозволяє замість $\sin \omega_0 t$ розглядати $\exp(j\omega_0 t)$. Тоді частковий розв'язок рівняння (6.77), згідно [238], будемо шукати у вигляді зсунутої по фазі синусоїди:

$$x_1 = A \exp(j(\omega_0 t + \varphi)), \quad (6.79)$$

де A – амплітуда коливань; φ – зсув по фазі.

Із співвідношення (6.79):

$$\dot{x}_1 = j\omega_0 x_1; \quad \ddot{x}_1 = -\omega_0^2 x_1. \quad (6.80)$$

Після підстановки виразів (6.80) у рівняння (6.77), маємо:

$$Ae^{j\omega_0 t} e^{j\varphi} (-\omega_0^2 + j\omega_0 g + \Omega_0^2) = ae^{j\omega_0 t},$$

або в кінцевому результаті

$$Ae^{j\varphi} (\Omega_0^2 - \omega_0^2 + j\omega_0 g) = a.$$

З урахуванням виразів

$$l + jm = \sqrt{l^2 + m^2} e^{j\theta}; \quad \operatorname{tg}\theta = m/l$$

представимо комплексне число $(\Omega_0 - \omega_0^2 + j\omega_0 g)$ в показовій формі:

$$Ae^{j\varphi} \sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2} e^{j \operatorname{arctg} \frac{\omega_0 g}{\Omega_0^2 - \omega_0^2}} = a.$$

Число a – дійсне, тому:

$$A = \frac{a}{\sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2}}; \quad (6.81)$$

$$\varphi = -\operatorname{arctg} \frac{\omega_0 g}{\Omega_0^2 - \omega_0^2}. \quad (6.82)$$

Таким чином, частковий розв'язок неоднорідного рівняння має вигляд:

$$x_1 = A \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (6.83)$$

де параметри A і φ визначаються виразами (6.81), (6.82).

З урахуванням залежностей (6.78) і (6.83) загальний розв'язок рівняння (6.77) представимо у вигляді:

$$x = e^{-\frac{\delta\Omega_0}{2}t} (c_1 \sin kt + c_2 \cos kt) + A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (6.84)$$

При нульових початкових умовах $x=0$, $\dot{x}=0$ значення постійних c_1 і c_2 мають вигляд:

$$c_1 = -\frac{A}{k} \left(\omega_0 \cos \varphi + \frac{\delta\Omega_0}{2} \sin \varphi \right);$$

$$c_2 = -A \sin \varphi.$$

Підставивши значення c_1 і c_2 у розв'язок (6.84), знайдемо закон пульсацій газового пухиря при дії на нього набігаючої хвилі виду $a \sin \omega_0 t$:

$$x = e^{-\frac{\delta\Omega_0}{2}t} \left[-\frac{A}{k} \left(\omega_0 \cos \varphi + \frac{\delta\Omega_0}{2} \sin \varphi \right) \sin kt - A \sin \varphi \cos kt \right] + A \sin(\omega_0 t + \varphi). \quad (6.85)$$

Отже, рух газового пухиря складається з вільних затухаючих коливань (перший доданок), обумовлених початковими умовами, і чисто вимушених коливань (другий доданок).

Оскільки перший рух з часом згасає, то основним коливанням, що визначає характер пульсацій газового пухиря, є чисто вимушене коливання з амплітудою A і частотою ω_0 . Слід зауважити, що за наявності опору, вимушені коливання зсунуті по фазі відносно збуджуючої сили на кут φ .

Введемо безрозмірну частоту $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$, при цьому декремент згасання $\delta = g / \Omega_0$.

Враховуючи, що добротність $Q = 1 / \delta$, розв'язок (6.83), згідно [239], представимо у вигляді:

$$x_1 = \left(-\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right) \frac{\sin(\omega_0 t + \varphi)}{\Omega_0^2 \sqrt{(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2}}, \quad (6.86)$$

де $\operatorname{tg} \varphi = -\frac{\delta \Omega}{1 - \Omega^2}$.

Проведемо аналіз формули (6.86).

1. $\Omega \rightarrow 0$ (при цьому частота змущувальної сили у набіжній хвилі набагато менша резонансної частоти пухиря).

Використовуючи формулу для власної частоти коливань пухиря, амплітуду A можна представити у вигляді:

$$A = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0 \Omega_0^2} = -\frac{p_m R_0}{3\gamma p_0}.$$

Знак мінус вказує, що збільшення зовнішнього тиску призводить до зменшення радіусу пухиря.

2. $\Omega \rightarrow \infty$ (частота змущувальної сили набагато вища за власну частоту пухиря). При цьому $A \rightarrow 0$. Пухир не встигає реагувати на високочастотну дію.

3. $\Omega \rightarrow 1$. Це резонанс і $A = -\left(\frac{p_m R_0}{3\gamma p_0} \right) Q$. Амплітуда збільшилася в Q раз у порівнянні з коливаннями на низьких частотах. При цьому, як відомо [239], добротність Q чисельно дорівнює числу періодів, на яких амплітуда вільних коливань зменшується в e^π раз.

Розглянемо далі рівняння Релея (6.77) з нелінійними членами, що входять до правої частини рівняння (6.75). Розв'язок рівняння (6.77) шукатимемо у вигляді $x = x_1 + x_{21}$. При цьому x_1 – частковий розв'язок лінійного рівняння (6.77), що має вигляд (6.86), а x_{21} – мала добавка до лінійних гармонічних коливань, обумовлена наявністю малих по величині нелінійних членів у рівнянні (6.75).

Підставивши $x = x_1 + x_{21}$ у рівняння (6.77) з нелінійною частиною

$$\left[\ddot{x} \frac{x}{R_0} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2} \frac{x^2}{R_0} \right], \text{ маємо:}$$

$$\begin{aligned}
& (\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + \ddot{x}_{21} + g\dot{x}_{21} + \Omega_0^2 x_{21} = a \sin \omega_0 t - \\
& - \left[\frac{\ddot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_1 x_{21}}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{21} x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{21} x_{21}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{21}}{R_0} + \right. \\
& \left. + \frac{3\dot{x}_{21}^2}{2R_0} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{21} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{21}^2 \right].
\end{aligned} \tag{6.87}$$

З урахуванням того, що $\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1 = a \sin \omega_0 t$ і члени правої частини (6.87) виду x_{21}^2/R_0 , $x_{21}\ddot{x}_{21}/R_0$, \dot{x}_{21}^2/R_0 , $x_1 x_{21}/R_0$, $x_{21}\dot{x}_1/R_0$, $\dot{x}_1 \dot{x}_{21}/R_0$, $\ddot{x}_{21} x_1/R_0$ малі (оскільки x_{21}/x_1 і x_1/R_0 значно менше одиниці) і, крім того, ці члени малі у порівнянні з членами, що залишилися, рівняння (6.87) представимо у вигляді:

$$\ddot{x}_{21} + g\dot{x}_{21} + \Omega_0^2 x_{21} = b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0}, \tag{6.88}$$

де $b = \frac{(3\gamma+1)}{2} \Omega_0^2$.

З урахуванням співвідношення (6.86) функцію x_1 та її похідні \dot{x}_1 і \ddot{x}_1 , представимо у вигляді:

$$\begin{aligned}
x_1 &= A \sin(\omega_0 t + \varphi); & x_1^2 &= A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi); \\
\dot{x}_1 &= A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); & \ddot{x}_1 &= -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi) = -x_1 \omega_0^2.
\end{aligned} \tag{6.89}$$

Враховуючи (6.89), права частина рівняння (6.88) має вигляд:

$$b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} = \frac{A^2}{R_0} \left[\frac{2b - \omega_0^2}{4} - \frac{2b + 5\omega_0^2}{4} \cos 2(\omega_0 t + \varphi) \right]. \tag{6.90}$$

Таким чином, рівняння (6.88) з урахуванням співвідношення (6.90) має вигляд:

$$\ddot{x}_{21} + g\dot{x}_{21} + \Omega_0^2 x_{21} = C + D \cos 2(\omega_0 t + \varphi), \tag{6.91}$$

де $C = \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0}$, $D = \frac{-A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0}$.

Частковий розв'язок рівняння (6.91) представимо у вигляді:

$$x_{21} = B + A_1 \sin[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta], \tag{6.92}$$

де A_1 – амплітуда коливань; φ – зсув по фазі першої гармоніки (визначається згідно формули (6.82)); ζ – зсув по фазі другої гармоніки; B – постійна інтегрування.

Рівняння (6.91) – лінійне, відповідно, розв'язок (6.92) має вигляд:

$$x_{21} = A_1 e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta]}. \tag{6.93}$$

З виразу (6.97) знаходимо:

$$\begin{aligned}\dot{x}_{21} &= A_1 e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon]} (2j\omega_0); \\ \ddot{x}_{21} &= A_1 e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon]} (-4\omega_0^2).\end{aligned}\quad (6.94)$$

Підставивши співвідношення (6.93), (6.94) у вираз (6.91), маємо:

$$A_1 (-4\omega_0^2 + 2j\omega_0 g + \Omega_0^2) = D. \quad (6.95)$$

Із співвідношення (6.95) визначаємо A_1 :

$$A_1 = \frac{|D|}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}} = \frac{A^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right)}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}. \quad (6.96)$$

З урахуванням співвідношення (6.81) для амплітуди A , вираз (6.96) має вигляд:

$$\begin{aligned}A_1 &= \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) a^2 \frac{1}{\left[(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2 \right] \sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}} = \\ &= \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \frac{1}{\left[(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + (\omega_0 g)^2 \right] \sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}.\end{aligned}\quad (6.97)$$

Як і вище, вважаємо, що безрозмірна частота $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$, декремент затухання $\delta = g / \Omega_0$, добротність $Q = 1 / \delta$. З урахуванням прийнятих позначень, вираз (6.97) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned}A_1 &= \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \frac{1}{\Omega_0^6 \left[(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2 \right] \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}} = \\ &= \frac{A_{1m}}{\left[(1 - \Omega^2)^2 + (\delta \Omega)^2 \right] \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}},\end{aligned}\quad (6.98)$$

$$\text{де } A_{1m} = \left(\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0 \Omega_0^6} \right).$$

Графік залежності A_1 / A_{1m} другої гармоніки від частоти Ω при $Q = 10$ ($\delta = 1 / Q = 0,1$) приведений на рис. 6.4. В табл. 6.3 приведені розрахункові дані відносних амплітуд коливань A_1 / A_{1m} другої гармоніки в залежності від безрозмірної частоти Ω при різних значеннях параметра Q .

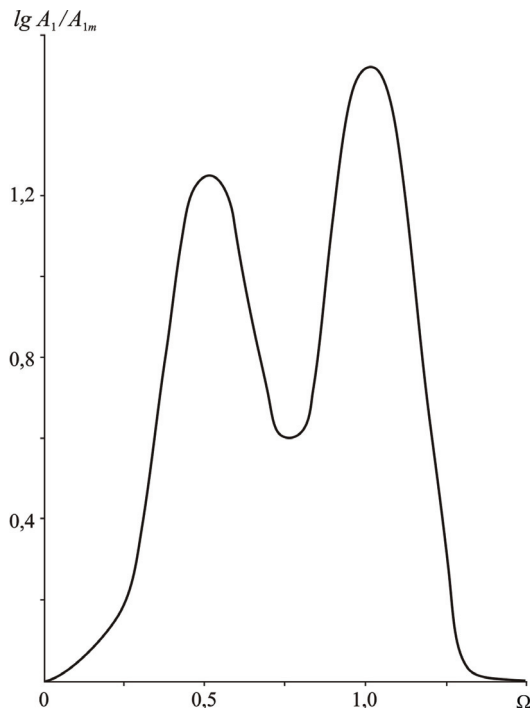


Рис. 6.4. Залежність безрозмірної амплітуди коливань A_1/A_{1m} другої гармоніки від частоти Ω (при $Q = 10$)

Таблиця 6.3. Відносна амплітуда нелінійних коливань газового пухиря (перше наближення)

Безрозмірна частота $\Omega = \frac{\omega_0}{\Omega_0}$	Відносна амплітуда нелінійних коливань газового пухиря A_1/A_{1m} при добротностях Q		
	$Q = 10$	$Q = 50$	$Q = 100$
0	1	1	1
0,25	1,512	1,516	1,517
0,50	17,70	88,87	177,77
0,75	4,03	4,17	4,18
1,0	33,26	833,26	3333,25
1,25	0,573	0,601	0,601
1,50	0,078	0,079	0,080

Із рис. 6.4 видно, що друга гармоніка має максимуми при збігу частоти змушувальної сили з власною частотою пухиря і при частоті змушувальної сили, що вдвоє менша власної. І наявність другої гармоніки коливань, і двогорба резонансна крива – це суттєво нелінійні ефекти, що відсутні при лінійних коливаннях.

Аналіз даних табл. 6.3 свідчить про суттєвий вплив добротності Q на відносну амплітуду коливань газового пухиря в області резонансних частот. На інших частотах Ω вплив параметра Q на співвідношення A_1/A_{1m} несуттєвий.

Таким чином, частковий розв'язок рівняння (6.77) з урахуванням нелінійних ефектів і співвідношення (6.83) має вигляд:

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi) + B + A_1 \sin[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta], \quad (6.99)$$

де амплітуда A_1 визначається виразом (6.98).

У якості прикладу розглянемо нелінійні коливання газового пухиря радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м при вихідних параметрах: $\rho_0 = 10^3$ кг/м³; $P_0 = 10^5$ Па; $P_m = 10^5$ Па; $\gamma = 4/3$; $\delta = 0,1$ ($Q = 10$).

З урахуванням прийнятих значень в табл. 6.4 приведені параметри для визначення пульсацій газового пухиря в полі набігаючої хвилі.

Таблиця 6.4. Параметри для визначення пульсацій газового пухиря

$\omega_0, 1/c$	$\Omega_0, 1/c$	$k, 1/c$	φ	ζ	$A, м$	$B, м$	$A_1, м$
При $\Omega=1$ (резонанс)							
57142,856	57142,856	0,999	$-\frac{\pi}{2}$	-1,7033	$8,75 \cdot 10^{-4}$	$1,8028 \cdot 10^{-3}$	$1,8188 \cdot 10^{-3}$
При $\Omega=1,25$							
71428,57	57142,856	0,999	0,2186	0,6271	$-1,5185 \cdot 10^{-4}$	$-2,35603 \cdot 10^{-5}$	$4,01506 \cdot 10^{-5}$

У випадку резонансу ($\Omega = 1$) пульсації газового пухиря, які обумовлені нелінійними ефектами, описуються залежністю:

$$x = 8,75 \cdot 10^{-4} \cos \bar{t} + 1,818 \cdot 10^{-3} \sin(2\bar{t} - 1,703) + 1,802 \cdot 10^{-3}, \quad (6.100)$$

де $\bar{t} = \Omega_0 t$ – безрозмірний час.

При $\Omega = 1,25$, маємо:

$$x = -1,5185 \cdot 10^{-4} \sin(1,25\bar{t} + 0,218) + 4,015 \cdot 10^{-5} \sin(2,5\bar{t} + 0,627) - 2,356 \cdot 10^{-5}. \quad (6.101)$$

Згідно формул (6.100), (6.101) побудовані графіки нелінійних коливань газового пухиря для розглянутих умов (рис. 6.5). Крива 1 описує коливання середовища, викликані набігаючою хвилею $p_e = p_m \sin \omega_0 t$, крива 2 відповідає резонансу ($\Omega = 1$). Крива 3 описує зміщення середовища при початковій імпульсній дії $p_e = p_m \sin 1,25 \omega_0 t$, крива 4 відображає нелінійні пульсації газового пухиря при $\Omega = 1,25$.

Аналіз коливань, представлених на рис. 6.5 (крива 2), показує, що в разі резонансу максимальні відносні амплітуди відхилень досягають значень порядку $\frac{x}{R_0} = 10,3$. В абсолютних значеннях це складає $x = 3,605 \cdot 10^{-3}$ м (3,605 мм). Для коливань газового пухиря в полі набігаючої хвилі при $\Omega = 1,25$ (крива 4) максимальні відносні амплітуди пульсацій пухиря складають всього $\frac{x}{R_0} = 0,497$, або

$x = 1,74 \cdot 10^{-4}$ м (0,174 мм) в абсолютних значеннях.

Таким чином, отримано частковий розв'язок (6.99) неоднорідного диференціального рівняння (6.77) з нелінійними членами, що описує коливання газового пухиря в полі набігаючої хвилі. Встановлено, що основний вклад в коливання пухиря вносять складові його руху, що привносяться дією змушувальної сили.

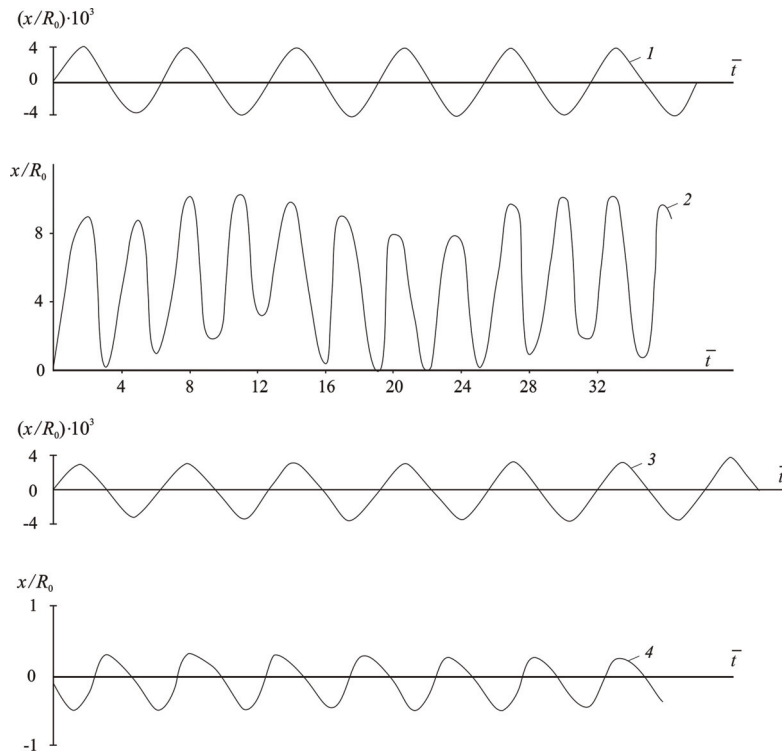


Рис. 6.5. Нелінійні коливання газового пухиря при різних режимах взаємодії з набігаючою хвилею

Врахування нелінійних членів у рівнянні стану газу в пухирі дозволило отримати залежність амплітуди нелінійних коливань від частоти зовнішньої дії і власної частоти коливань газового пухиря, а також від добротності середовища, що визначає його дисипативні властивості.

Встановлено, що при $\omega_0 = \Omega_0$ і $\omega_0 = 0,5\Omega_0$, амплітуда нелінійних коливань має резонанси. В процесі коливань газового пухиря на цих частотах випромінюється максимум енергії, яка дисипуючи, призводить до нагрівання рідини (флюїду). Як відомо [240], з підвищенням температури, в'язкість нафти знижується і збільшується її фільтраційна здатність.

Таким чином, в процесі взаємодії набігаючої хвилі тиску з пухирем газу в навколишньому середовищі (рідині) виникають нелінійні коливання пухиря, максимум амплітуди яких спостерігається на частотах, пов'язаних з власною частотою коливання пухиря. Коливання пухиря, через опір навколишнього середовища його руху, супроводжуються дисипацією енергії пухиря, що йде на нагрівання середовища. Відмічене явище може бути використане при руху нафти з виділенням газових пухирів в продуктивному пласті, що характерно для виснажених нафтових родовищ, які знаходяться на завершальній стадії експлуатації. В результаті взаємодії пухирів газу з набігаючою хвилею тиску в режимі резонансу і подальшої дисипації енергії пухирів, яка йде на нагрівання нафти, в'язкість нафти знижується, що покращує її приплив до вибою свердловини і сприяє підвищенню дебіту нафтовидобувних свердловин.

6.4.2. Вплив нелінійних членів $\left(\frac{x}{R_0}\right)^3$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (друге наближення)

У пункті 6.4.1 виконані дослідження впливу врахування нелінійних членів $\left(\frac{x}{R_0}\right)^2$ (перше наближення) у рівнянні стану газу (6.73) на характер пульсацій газового пухиря в полі набігаючої хвилі заданої частоти. Це врахування виявило наявність другої гармоніки в нелінійних коливаннях пухиря. Дослідимо вплив наступних наближень на характер нелінійних пульсацій газового пухиря. Спочатку розглянемо питання впливу кубічної нелінійності на амплітудні характеристики хвильових рухів пухиря. З цією метою рівняння (6.73) запишемо у вигляді (друге наближення):

$$\begin{aligned} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-3\gamma} &= \left(\frac{x+R_0}{R_0}\right)^{-3\gamma} = \left(1+\frac{x}{R_0}\right)^{-3\gamma} = 1 - 3\gamma \frac{x}{R_0} + \\ &+ \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{x}{R_0}\right)^3 + \dots \end{aligned} \quad (6.102)$$

З урахуванням (6.102) рівняння (6.72) має вигляд:

$$\begin{aligned} R_0 \ddot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0} x &= -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \\ - \left[x \ddot{x} + \frac{3}{2} \dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{x}{R_0}\right)^3 \frac{p_0}{\rho_0} \right], \end{aligned} \quad (6.103)$$

де $\dot{R} = \dot{x}$; $\ddot{R} = \ddot{x}$.

Розділивши праву і ліву частини виразу (6.103) на постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\ddot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t \left[\frac{x}{R_0} \ddot{x} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0}\right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2} \frac{x^2}{R_0} + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} \right]. \quad (6.104)$$

Дослідимо рівняння (6.77) з нелінійними членами, що входять до правої частини рівняння (6.104). Розв'язок рівняння (6.77) шукатимемо у вигляді $x = x_1 + x_{22}$. Вважаємо, як і раніше, що x_1 – частковий розв'язок лінійного рівняння (6.77), що має вигляд (6.86), а x_{22} – мала добавка до лінійних гармонічних коливань, обумовлена наявністю малих за величиною нелінійних членів у виразі (6.104).

Підставивши $x = x_1 + x_{22}$ у рівняння (6.77) з нелінійною частиною, маємо:

$$\begin{aligned}
& (\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + \ddot{x}_{22} + g\dot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} = a \sin \omega_0 t - \\
& - \left[\frac{\ddot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_1 x_{22}}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{22} x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{22} x_{22}}{R_0} + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{22}}{R_0} + \right. \\
& + \frac{3\dot{x}_{22}^2}{2R_0} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{22} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{22}^2 + \\
& + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2} x_1^3 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2} x_{22}^3 + \\
& \left. + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2} 3x_1^2 x_{22} + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{2R_0^2} x_1 x_{22}^2 \right]. \quad (6.105)
\end{aligned}$$

З урахуванням того, що $\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1 = a \sin \omega_0 t$ і члени правої частини (6.105) виду x_{22}^2/R_0 , $x_{22}\ddot{x}_{22}/R_0$, \dot{x}_{22}^2/R_0 , $x_1 x_{22}/R_0$, $x_{22}\dot{x}_1/R_0$, $\dot{x}_1 \dot{x}_{22}/R_0$, $\ddot{x}_{22} x_1/R_0$ малі (оскільки x_{22}/x_1 і x_1/R_0 значно менше одиниці) і ці члени малі у порівнянні з членами, що залишилися, рівняння (6.105) представимо у вигляді:

$$\ddot{x}_{22} + g\dot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} = b \frac{x_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \dot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - d \cdot x_1^3, \quad (6.106)$$

$$\text{де } b = \frac{(3\gamma+1)}{2} \Omega_0^2; \quad d = \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2}.$$

Вигляд членів правої частини рівняння (6.106) визначимо з урахуванням співвідношення (6.86):

$$\begin{aligned}
x_1 &= A \sin(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^2 = A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^3 = A^3 \sin^3(\omega_0 t + \varphi); \\
\dot{x}_1 &= A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \quad \dot{x}_1^2 = -A \omega_0^2 (\omega t + \varphi) = -x_1 \omega_0^2; \\
\sin^3(\omega_0 t + \varphi) &= \frac{3}{4} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \frac{1}{4} \sin 3(\omega_0 t + \varphi).
\end{aligned} \quad (6.107)$$

Враховуючи співвідношення (6.107), праву частину рівняння (6.106) після спрощень представимо у вигляді:

$$\begin{aligned}
& \frac{A^2}{R_0} \left[\frac{2b - \omega_0^2}{4} - \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4} \right) \cos 2(\omega_0 t + \varphi) \right] - \\
& - \frac{3dA^3}{4R_0} \sin(\omega_0 t + \varphi) + \frac{A^3 d}{4R_0} \sin 3(\omega_0 t + \varphi). \quad (6.108)
\end{aligned}$$

Таким чином, рівняння (6.106) з урахуванням співвідношення (6.108) має вигляд:

$$\begin{aligned}
\ddot{x}_{22} + g\dot{x}_{22} + \Omega_0^2 x_{22} &= C + L \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + \\
& + M \sin(\omega_0 t + \varphi) + N \sin 3(\omega_0 t + \varphi), \quad (6.109)
\end{aligned}$$

$$\text{де } C = \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0}; \quad L = -\frac{A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0}; \quad M = -\frac{3dA^3}{4R_0}; \quad N = \frac{A^3d}{4R_0}.$$

Рівняння (6.109) – лінійне неоднорідне рівняння. Отже, розв’язок (6.109) складається з суми трьох розв’язків:

$$x_{22} = A_1 \exp j[(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_1] + A_2 \exp j[2(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_2] + A_3 \exp j[3(\omega_0 t + \varphi) + \zeta_3] \quad (6.110)$$

Підставивши співвідношення (6.110) та похідні \dot{x}_{22} і \ddot{x}_{22} у рівняння (6.109), визначасмо:

$$A_1 = \frac{-3dA^3}{4R_0 \sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 g^2}};$$

$$A_2 = A^2 \left(\frac{2b + 5\omega_0^2}{4R_0} \right) \cdot \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}};$$

$$A_3 = \frac{A^3 d}{4R_0 \sqrt{(\Omega_0^2 - 9\omega_0^2)^2 + 9\omega_0^2 g^2}}.$$
(6.111)

Враховуючи співвідношення (6.81), коефіцієнти (6.111) мають вигляд:

$$A_1 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^3 \frac{15}{4R_0^2 \Omega_0^6} \frac{1}{\left[(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^2};$$

$$A_2 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^2 \frac{5(1 + \Omega^2)}{4R_0 \Omega_0^4 \left[(1 + \Omega^2)^2 + \delta^2 \Omega^2 \right] \sqrt{(1 - 4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2 \delta^2}};$$

$$A_3 = \left(\frac{-p_m}{\rho_0 R_0} \right)^3 \frac{5}{4R_0^2 \Omega_0^6} \cdot \frac{1}{\sqrt{\left[(1 - \Omega^2)^2 + \Omega^2 \delta^2 \right]^3} \sqrt{(1 - 9\Omega^2)^2 + 9\Omega^2 \delta^2}},$$
(6.112)

де $\Omega = \omega_0 / \Omega_0$ – безрозмірна частота; $\delta = g / \Omega_0$ – декремент згасання ($Q = 1/\delta$ – добротність).

З використанням виразів (6.112) на рис. 6.6 і рис. 6.7 приведені залежності відносних та абсолютних амплітуд коливань першої, другої і третьої гармонік від безрозмірної частоти Ω при наступних параметрах: $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м; $P_0 = 10^5$ Па; $P_m = 10^5$ Па; $\rho_0 = 10^3$ кг/м³; $\gamma = 4/3$; $Q = 10$; $\Omega_0 = 57\,142,856$ 1/с; $a = -285\,714,28$ м.

На рис. 6.6 значення відносних амплітуд відкладені в логарифмах.

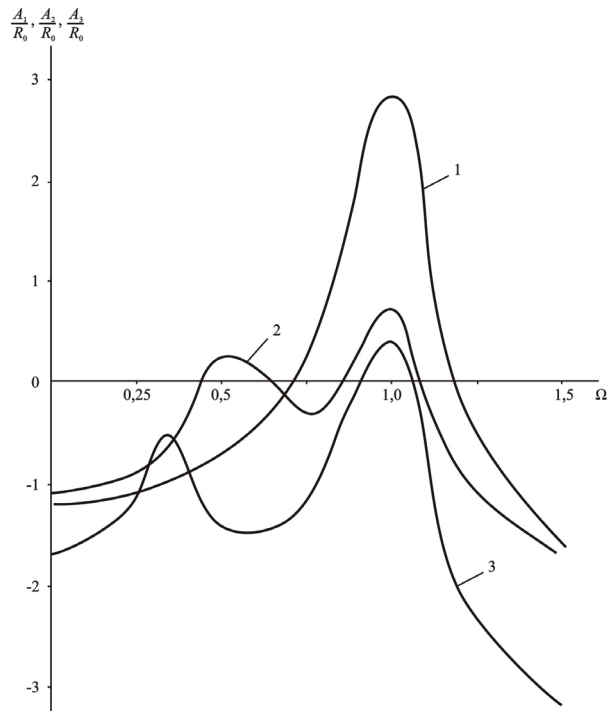


Рис. 6.6. Залежності відносних амплітуд коливань від безрозмірної частоти

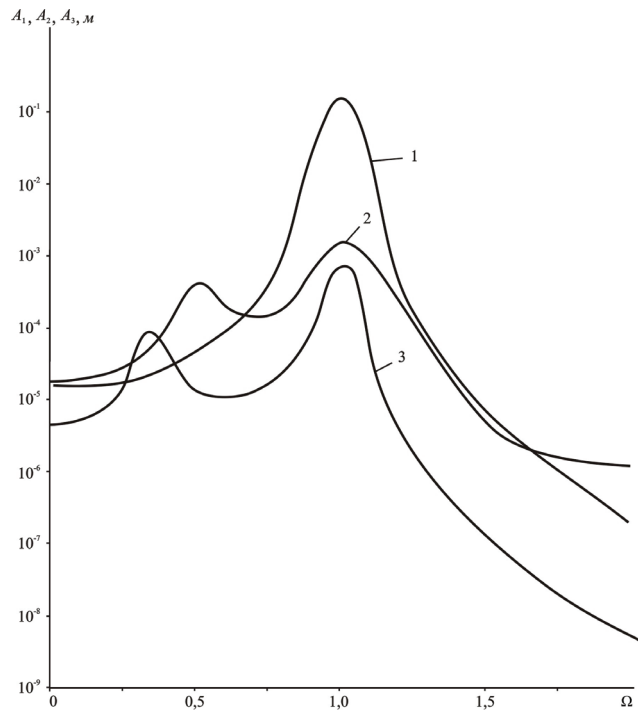


Рис. 6.7. Залежності абсолютних амплітуд коливань від безрозмірної частоти

Крива 1 відповідає амплітуді першої гармоніки, 2 – амплітуді другої гармоніки, 3 – амплітуді третьої гармоніки.

Із графіків рис. 6.6, рис. 6.7 видно, що криві 2, 3 мають два явно виражених максимуми, відповідно, на безрозмірних частотах $\Omega=0,5; 1,0$ і $\Omega=0,3; 1,0$.

Врахування нелінійності $\left(\frac{x}{R_0}\right)^3$ призводить до появи коливань з частотою $3\omega_0$ (третья гармоніка).

В інтервалі безрозмірних частот $\Omega > 1,5$ (рис. 6.7) амплітуди вказаних гармонік не перевищують значення $1 \cdot 10^{-5}$ м.

В табл. 6.5 приведені відносні амплітуди коливань розглянутих гармонік залежно від безрозмірної частоти.

Таблиця 6.5. Відносні амплітуди коливань першої (A_1/R_0), другої (A_2/R_0) і третьої (A_3/R_0) гармонік залежно від Ω (друге наближення)

$\Omega = \omega_0 / \Omega_0$	0	0,25	0,33	0,50	0,75	1,0	1,25	1,50
A_1/R_0	0,058	0,075	0,092	0,183	1,508	585,7	0,531	0,023
A_2/R_0	0,078	0,125	0,192	1,73	0,491	5,20	0,114	0,020
A_3/R_0	0,019	0,053	0,273	0,036	0,055	2,44	0,008	0,0005

6.4.3. Вплив нелінійних членів $\left(\frac{x}{R_0}\right)^4$ у рівнянні стану газу на характер формування амплітудних характеристик (третє наближення)

Врахування нелінійних членів четвертого порядку $\left(\frac{x}{R_0}\right)^4$ у рівнянні (6.73)

приводить рівняння Релея (6.72) до вигляду:

$$R_0 \ddot{x} + \frac{3\gamma p_0}{\rho_0} \frac{x}{R_0} = -\frac{p_m}{\rho_0} \sin \omega_0 t - \left[x \ddot{x} + \frac{3}{2} \dot{x}^2 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)}{2} \left(\frac{x}{R_0}\right)^2 \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \left(\frac{p_0}{\rho_0}\right) \left(\frac{x}{R_0}\right)^3 - \frac{3\gamma(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \left(\frac{p_0}{\rho_0}\right) \left(\frac{x}{R_0}\right)^4 \right]. \quad (6.113)$$

Розділивши праву та ліву частини (6.113) та постійну величину R_0 , отримаємо:

$$\ddot{x} + \Omega_0^2 x = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0} \sin \omega_0 t - \left[\frac{x}{R_0} \ddot{x} + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0}\right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)}{2} \frac{\Omega_0^2}{R_0} x^2 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} - \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \Omega_0^2 \frac{x^4}{R_0^3} \right]. \quad (6.114)$$

Із (6.114) після підстановки $x = x_1 + x_{2,3}$ отримаємо:

$$\begin{aligned}
& (\ddot{x}_1 + g\dot{x}_1 + \Omega_0^2 x_1) + (\ddot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23}) = \\
& = a \sin \omega_0 t - \left[\frac{\ddot{x}_1 x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_1 x_{23}}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{23} x_1}{R_0} + \frac{\ddot{x}_{23} x_{23}}{R_0} + \right. \\
& + \frac{3\dot{x}_1^2}{2R_0} + \frac{3\dot{x}_1 \dot{x}_{23}}{R_0} + \frac{3}{2R_0} \dot{x}_{23}^2 - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_1^2 - \\
& - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{R_0} x_1 x_{23} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x_{23}^2 + \\
& + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6R_0^2} \Omega_0^2 x_1^3 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6R_0^2} \Omega_0^2 x_{23}^3 + \\
& + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2} 3x_1^2 x_{23} + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0^2} 3x_1 x_{23}^2 - \\
& \left. - \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \frac{\Omega_0^2}{R_0^3} (x_1^4 + 4x_1^3 x_{23} + 6x_1^2 x_{23}^2 + 4x_1 x_{23}^3 + x_{23}^4) \right]. \tag{6.115}
\end{aligned}$$

Враховуючи, що $\frac{x_{23}}{x_1} \ll 1$ (або $x_{23} \ll x_1$) і $\frac{x_1}{R_0} \ll 1$ і ці члени набагато менші тих, що залишилися в правій частині рівняння (6.115), можемо записати:

$$\begin{aligned}
\ddot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} &= \frac{bx_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \ddot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - \\
& - \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6R_0^2} \Omega_0^2 x_1^3 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24R_0^3} \Omega_0^2 x_1^4, \tag{6.116}
\end{aligned}$$

де $b = \frac{(3\gamma+1)}{2} \Omega_0^2$.

Позначивши $d = \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)\Omega_0^2}{6R_0}$; $f = \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24R_0^2} \Omega_0^2$, маємо:

$$\ddot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} = \frac{bx_1^2}{R_0} - \frac{x_1 \ddot{x}_1}{R_0} - \frac{3}{2} \frac{\dot{x}_1^2}{R_0} - d \frac{x_1^3}{R_0} + f \frac{x_1^4}{R_0}. \tag{6.117}$$

Із (6.77) визначимо вид членів в правій частині (6.117):

$$x_1 = A \sin(\omega_0 t + \varphi); \quad x_1^2 = A^2 \sin^2(\omega_0 t + \varphi) = \frac{A^2}{2} [1 - \cos 2(\omega_0 t + \varphi)];$$

$$\dot{x}_1 = A \omega_0 \cos(\omega_0 t + \varphi); \quad \ddot{x}_1 = -A \omega_0^2 \sin(\omega_0 t + \varphi) = -x_1 \omega_0^2;$$

$$x_1^3 = A^3 \sin^3(\omega_0 t + \varphi) = A^3 \left[\frac{3}{4} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \frac{1}{4} \sin 3(\omega_0 t + \varphi) \right];$$

$$x_1^4 = A^4 \sin^4(\omega_0 t + \varphi).$$

Враховуючи, що

$$\sin^4 \alpha = \frac{1}{8}(\cos 4\alpha - 4 \cos 2\alpha + 3), \quad x_1^4 = \frac{A^4}{8}[\cos 4(\omega_0 t + \varphi) - 4 \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + 3],$$

праву частину (6.117) після нескладних перетворень представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{A^2}{4R_0}(2b - \omega_0^2) + \frac{3fA^4}{8R_0} \right] - \frac{3dA^3}{4R_0} \sin(\omega_0 t + \varphi) - \\ & - \left[\frac{A^2}{4R_0}(2b + 5\omega_0^2) + \frac{fA^4}{2R_0} \right] \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + \frac{dA^3}{4R_0} \sin 3(\omega_0 t + \varphi) + \frac{fA^4}{8R_0} \cos 4(\omega_0 t + \varphi). \end{aligned} \quad (6.118)$$

З урахуванням (6.118) рівняння (6.117) має вигляд:

$$\begin{aligned} \ddot{x}_{23} + g\dot{x}_{23} + \Omega_0^2 x_{23} &= B_1 + B_2 \sin(\omega_0 t + \varphi) + \\ &+ B_3 \cos 2(\omega_0 t + \varphi) + B_4 \sin 3(\omega_0 t + \varphi) + B_5 \cos 4(\omega_0 t + \varphi), \end{aligned} \quad (6.119)$$

$$\begin{aligned} \text{де } B_1 &= \frac{A^2(2b - \omega_0^2)}{4R_0} + \frac{3fA^4}{8R_0}; & B_2 &= -\frac{3dA^3}{4R_0}; & B_3 &= -\left[\frac{A^2(2b + 5\omega_0^2)}{4R_0} + \frac{fA^4}{2R_0} \right]; \\ & & B_4 &= \frac{dA^3}{4R_0}; & B_5 &= \frac{fA^4}{8R_0}. \end{aligned}$$

При $\gamma = \frac{4}{3}$ значення введених коефіцієнтів дорівнюють:

$$\begin{aligned} b &= \frac{5}{2}\Omega_0^2; & d &= \frac{5\Omega_0^2}{R_0}; & f &= \frac{35}{4}\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}; & B_1 &= \frac{A^2}{4R_0}\left(5\Omega_0^2 - \omega_0^2 + \frac{105}{8}A^2\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}\right); & B_2 &= -\frac{15}{4}\frac{A^3\Omega_0^2}{R_0^2}; \\ B_3 &= -\frac{5}{4}\frac{A^2}{R_0}\left(\Omega_0^2 + \omega_0^2 + \frac{7}{2}A^2\frac{\Omega_0^2}{R_0^2}\right); & B_4 &= \frac{5}{4}\frac{A^3}{R_0^2}\Omega_0^2; & B_5 &= \frac{35}{32}\frac{A^4}{R_0^3}\Omega_0^2. \end{aligned}$$

Частковий розв'язок нелінійного рівняння (6.119) такий:

$$x_{23} = K_1 e^{j[(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon_1]} + K_2 e^{j[2(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon_2]} + K_3 e^{j[3(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon_3]} + K_4 e^{j[4(\omega_0 t + \varphi) + \varepsilon_4]}. \quad (6.120)$$

Підставляючи (6.120) та похідні \dot{x}_{23} і \ddot{x}_{23} в рівняння (6.119), знаходимо значення коефіцієнтів:

$$\begin{aligned} K_1 &= -\frac{15}{4}\frac{A^3\Omega_0^2}{R_0} \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - \omega_0^2)^2 + \omega_0^2 g^2}}; \\ K_2 &= \left\{ -\frac{5}{4}\frac{A^2}{R_0} \left[\Omega_0^2 + \omega_0^2 + \frac{7}{2}A^2\frac{\Omega_0^2}{R_0^2} \right] \right\} \frac{1}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 4\omega_0^2)^2 + 4\omega_0^2 g^2}}; \\ K_3 &= \frac{\frac{5}{4}\frac{A^3}{R_0^2}\Omega_0^2}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 9\omega_0^2)^2 + 9\omega_0^2 g^2}}; & K_4 &= \frac{\frac{35}{32}\frac{A^4}{R_0^3}\Omega_0^2}{\sqrt{(\Omega_0^2 - 16\omega_0^2)^2 + 16\omega_0^2 g^2}}. \end{aligned} \quad (6.121)$$

Враховуючи співвідношення (6.81), коефіцієнти (6.121) мають вигляд:

$$K_1 = -\frac{15a^3}{4R_0^2\Omega^6} \frac{1}{\left[(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2\delta^2\right]^2};$$

$$K_2 = \left(-\frac{5a^2}{4R_0\Omega^4}\right) \frac{1}{(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2\delta^2} \left[1 + \Omega^2 + \frac{7}{2} \frac{a^2}{R_0^2\Omega^4(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2\delta^2}\right] \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{(1-4\Omega^2)^2 + 4\Omega^2\delta^2}}; \quad (6.122)$$

$$K_3 = \frac{5a^3}{4R_0^2\Omega_0^6} \frac{1}{\sqrt{\left[(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2\delta^2\right]^3}} \frac{1}{\sqrt{(1-9\Omega^2)^2 + 9\Omega^2\delta^2}};$$

$$K_4 = \frac{35a^4}{32R_0^3\Omega_0^8} \frac{1}{\left[(1-\Omega^2)^2 + \Omega^2\delta^2\right]^2} \frac{1}{\sqrt{(1-16\Omega^2)^2 + 16\Omega^2\delta^2}},$$

де $a = -\frac{p_m}{\rho_0 R_0}$.

У якості прикладу для визначення значень амплітудних коефіцієнтів відповідних гармонік взяті значення: $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м; $p_m = 10^5$ Па; $p_0 = 10^5$ Па; $\Omega_0 = 57\,142,856$; $a = -285\,714,28$; $\delta = 0,1$.

При таких значеннях вихідних параметрів з урахуванням формул (6.122) отримані залежності амплітуд K_1, K_2, K_3 і K_4 відповідних гармонік від параметру Ω :

$$K_1 = 7,1398 \cdot 10^{-5} \frac{1}{\left[(1-\Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2\right]^2};$$

$$K_2 = (2,7344 \cdot 10^{-5}) \frac{1}{(1-\Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2} \left[1 + \Omega^2 + \frac{0,2187}{(1-\Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2}\right] \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{(1-4\Omega^2)^2 + 0,04\Omega^2}}; \quad (6.123)$$

$$K_3 = (6,8359 \cdot 10^{-6}) \frac{1}{\sqrt{\left[(1-\Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2\right]^3} \sqrt{(1-9\Omega^2)^2 + 0,09\Omega^2}};$$

$$K_4 = (1,4953 \cdot 10^{-6}) \frac{1}{\left[(1-\Omega^2)^2 + 0,01\Omega^2\right]^2 \sqrt{(1-16\Omega^2)^2 + 0,16\Omega^2}}.$$

В табл. 6.6 приведені відносні значення амплітуд відповідних гармонік нелінійних коливань газового пухиря в полі набігаючої хвилі $p_e = p_m \sin \omega_0 t$.

Таблиця 6.6. Відносні амплітуди коливань першої (K_1/R_0), другої (K_2/R_0), третьої (K_3/R_0) і четвертої гармонік (K_4/R_0) залежно від Ω (третє наближення)

$\Omega = \omega_0 / \Omega_0$	0	0,25	0,33	0,50	0,75	1,0	1,25	1,50
K_1/R_0	0,204	0,264	0,323	0,640	5,257	2040,0	1,85	0,081
K_2/R_0	0,095	0,155	0,239	2,262	0,506	62,0	0,144	0,021
K_3/R_0	0,019	0,053	0,273	0,036	0,055	2,44	0,008	0,0005
K_4/R_0	0,004	0,055	0,009	0,004	0,014	2,84	0,001	$4,85 \cdot 10^{-5}$

На рис. 6.8 в логарифмічних координатах з використанням формул (6.123) побудовані графіки зміни відносних амплітуд першої (крива 1), другої (крива 2), третьої (крива 3) і четвертої (крива 4) гармонік від безрозмірного параметра Ω .

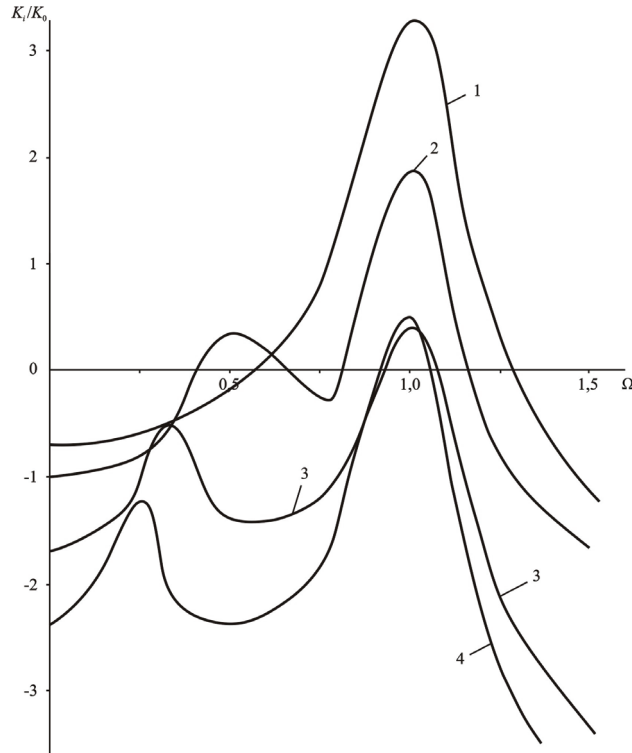


Рис. 6.8. Графіки зміни відносних амплітуд гармонік від безрозмірного параметра Ω

При врахуванні у рівнянні стану нелінійності $\left(\frac{x}{R_0}\right)^4$ з'являються коливання пухиря з частотою $4\omega_0$, які, як видно з табл. 6.6, незначні. Лише при значеннях $\Omega = 0,25$ і $\Omega = 1$ є сплески відносних амплітуд. Подальше врахування нелінійних членів у розкладу за степенями $\left(\frac{x}{R_0}\right)$ у рівнянні стану газу дає незначне збільшення амплітуди коливань.

З аналізу графіків, приведених на рис. 6.6 і рис. 6.8, видно, що криві 2 (друга гармоніка) в інтервалі зміни параметра $\Omega = 0-0,8$ практично співпадають.

В інтервалі безрозмірних частот $\Omega = 0,8-1,4$ ці криві мають суттєву відмінність, особливо при $\Omega = 1$. Відносні амплітуди третьої гармоніки $3\omega_0$ у другому та третьому наближеннях співпадають (криві 3). При цьому максимуми амплітуд досягаються при $\Omega = 0,33$ і $\Omega = 1,0$. Врахування третього наближення (нелінійність

$\left(\frac{x}{R_0}\right)^4$) призводить до появи коливань з частотою $4\omega_0$.

Таким чином, характер зміни амплітуд відповідних гармонік суттєво залежить від безрозмірного параметра Ω , а значить і від частоти ω_0 набігаючої на пухир хвилі. Збільшення амплітуд гармонічних коливань спостерігається при певних значеннях параметру Ω і має явно виражений нелінійний характер (наявність двох пікових значень для другої, третьої і четвертої гармонік).

6.5. Динаміка акустичних хвиль в газорідному середовищі

У цій задачі не розглядається схлопування пухиря і супутніх цьому процесу явищ. Середовище знаходиться в докавітаційному режимі. Припускається, що рідина насичена газом так, що у всьому об'ємі рідини постійно підтримується певна концентрація пухирів із газом. Під впливом ультразвукової хвилі, що проходить через це середовище, стінки газових пухирів здійснюють вимушені коливання. Нехтуємо взаємодією пухирів і обмежимося розглядом поодинокого пухиря із газом.

Для вивчення нелінійних хвильових процесів у середовищі, що розглядається, рівняння гідродинаміки повинні бути доповнені рівнянням малих коливань пухиря із газом у воді. Вважаючи рідину ідеальною, в одномірному випадку із (6.1) і (6.2) маємо:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0; \quad (6.124)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (6.125)$$

де ρ – густина суміші води плюс газ; v – швидкість руху середовища.

Рух стінки пухиря у випадку нестисливої рідини описується рівнянням Релея:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0}(p_g - p), \quad (6.126)$$

де R – радіус пухиря; ρ_0 – густина рідини; p_g – тиск газу в пухирі; p – тиск в середовищі, що оточує пухир. Крапками позначені похідні за часом.

Враховуючи, що об'єм пухиря газу

$$V = \frac{4}{3}\pi R^3, \quad (6.127)$$

представимо рівняння (6.126) відносно параметра V .

Із виразу (6.127):

$$R = \left(\frac{3}{4\pi}\right)^{1/3} V^{1/3}. \quad (6.128)$$

Використовуючи співвідношення (6.128), знаходимо:

$$\dot{R} = \frac{3^{-2/3}}{(4\pi)^{1/3}} V^{-2/3} \dot{V}; \quad \ddot{R} = -\frac{2}{3} \frac{3^{-2/3}}{(4\pi)^{1/3}} V^{-5/3} \dot{V}^2 + \frac{3^{-2/3}}{(4\pi)^{1/3}} V^{-2/3} \ddot{V}. \quad (6.129)$$

Підставивши співвідношення (6.128) і (6.129) у рівняння (6.126), після алгебраїчних перетворень отримаємо:

$$aV^{-1/3}\ddot{V} - \frac{a}{6}V^{-4/3}\dot{V}^2 = p_z - p, \quad (6.130)$$

де $a = \rho_0 / [3^{1/3}(4\pi)^{2/3}]$.

Зміна тиску в навколишньому середовищі викликає пульсацію пухири. Припустимо, що відхилення тиску від рівноважного значення, а також коливання пухири малі, тобто

$$p = p_0 + p'; \quad V = V_0 + V'; \quad (6.131)$$

$$\frac{p'}{p_0} \ll 1; \quad \frac{V'}{V_0} \ll 1. \quad (6.132)$$

Якщо нехтувати теплообміном між пухирем із газом і оточуючим середовищем, то процес можна вважати адіабатичним і записати рівняння стану для газового пухири у вигляді:

$$p_z = p_0 \left(\frac{V_0}{V}\right)^\gamma. \quad (6.133)$$

Підставляючи вирази (6.131) і (6.133) у рівняння (6.130) і зберігаючи малі члени порядку $\left(\frac{V'}{V_0}\right)^2$, отримаємо рівняння для малих коливань ідеального пухири:

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V - \alpha V^2 - \beta(2\dot{V}\ddot{V} + \dot{V}^2) = -\varepsilon p, \quad (6.134)$$

де $\alpha = \frac{9}{8\pi} \frac{\gamma(\gamma+1)p}{\rho_0 R_0^5}$, $\omega_0^2 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 R_0^2}$, $\beta = \frac{1}{8\pi R_0^3}$, $\varepsilon = \frac{4\pi R_0}{\rho_0}$, R_0 – рівноважне значення радіусу пухири.

Змінні V і p , штрихи над якими опущені, тут і в подальшому характеризують збурення об'єму і тиску.

Як видно з рівняння (6.134), нелінійний характер малих коливань газового пухири обумовлений двома причинами: нелінійністю рівняння стану газу в пухирі αV^2 і динамічною нелінійністю $\beta[2\dot{V}\ddot{V} + \dot{V}^2]$. У найбільш загальному випадку необхідно також враховувати дисипацію енергії в процесі коливання пухири. Для

цього доповнимо рівняння (6.134) членом, пропорційним швидкості зміни об'єму пухиря:

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V - \alpha V^2 - \beta(2\dot{V}V + \dot{V}^2) + f\dot{V} = -\varepsilon p. \quad (6.135)$$

Розрахунок показав [241], що нелінійність, обумовлена наявністю газових пухирів, в 10^3-10^4 разів перевищує нелінійність гідродинамічного характеру. Тому рівняння (6.124) і (6.125) можуть бути лінеаризовані. При цьому густина суміші ρ в нелінійному члені рівняння (6.124) і праворуч у рівнянні (6.125) може бути ототожнена з рівноважною густиною рідини ρ_0 . Тут врахування відхилення значення густини суміші ρ від значення ρ_0 призведе лише до нелінійних поправок, не суттєвих при лінеаризації рівнянь. Однак, при обчисленні похідної $\frac{\partial \rho}{\partial t}$ необхідно мати зв'язок густини суміші з іншими макроскопічними характеристиками середовища.

Густина суміші при концентрації пухирів n може бути в рівноважному випадку представлена у вигляді [241]:

$$\frac{m}{U} = \rho_{жс}(1 - nV_0) + \rho_г nV_0, \quad (6.136)$$

де U – повний об'єм суміші; m – повна маса суміші.

Зміна об'єму суміші під дією поля ультразвукової хвилі або при пульсації газових пухирів визначається рівнянням

$$\begin{aligned} \frac{m}{\rho} = V_{жс} + V_г = U - nV_0U - \kappa(U - nV_0U)p + \\ + nVU = (U - nV_0U)(1 - \kappa p) + nVU. \end{aligned} \quad (6.137)$$

Коефіцієнт κ характеризує стисливість рідини $\kappa = -\frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial p}$.

У розрахунку на одиницю об'єму вираз (6.137) дає

$$\frac{1}{\rho} \frac{m}{U} = (1 - nV_0) \cdot (1 - \kappa p) + nV. \quad (6.138)$$

Підставляючи у формулу (6.138) значення m/U у відповідності з виразом (6.136), знайдемо за умов $nV_0 \ll 1$ і $\rho_{жс}(1 - nV_0) + \rho_г nV_0 \approx \rho_{жс} \approx \rho_0$

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \kappa p + nV}. \quad (6.139)$$

З лінеаризованих рівнянь (6.124) і (6.125) з урахуванням (6.139) маємо:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \rho_0 n \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}, \quad (6.140)$$

де c_0 – швидкість розповсюдження звуку в рідині.

Таким чином, динаміка акустичної хвилі в рідині з пухирями буде описуватися системою рівнянь (6.134) і (6.140).

Аналітичний розв'язок цих рівнянь неможливий.

Розглянемо лінійне рівняння (6.134):

$$\ddot{V} + \omega_0^2 V = -\varepsilon p. \quad (6.141)$$

Із (6.141) отримуємо

$$p = -\frac{\omega_0^2}{\varepsilon} V - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2}. \quad (6.142)$$

В цьому випадку рівняння (6.140) і (6.142) можна звести до виразу:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} &= \rho_0 n (\varepsilon p + \omega_0^2 V), \quad \text{або} \\ \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \rho_0 n \varepsilon p &= \omega_0^2 \rho_0 n V. \end{aligned} \quad (6.143)$$

Припустимо, що закон зміни об'єму газового пухиря в полі акустичної хвилі заданий у вигляді

$$V = V_0 \sin \omega t, \quad (6.144)$$

де V_0 – початковий об'єм газового пухиря; ω – кругова частота пульсацій газового пухиря.

Розв'язок неоднорідного рівняння (6.143) складається з розв'язку однорідного рівняння

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - \rho_0 n \varepsilon p = 0 \quad (6.145)$$

і часткового розв'язку неоднорідного рівняння (6.143).

Розв'язок однорідного рівняння (6.145) при нульових початкових умовах і при граничній умові $p(0,0) = p_m$ такий:

$$p(x,t) = p_m e^{-kx - c_0 t \sqrt{k^2 - \gamma^2}}, \quad (6.146)$$

де $\gamma^2 = \rho_0 n \varepsilon$; k – довільне постійне число ($k > \gamma$).

Частковий розв'язок неоднорідного рівняння (6.143) визначимо, використовуючи методи операційного числення.

Запишемо рівняння (6.143) в зображеннях за Лапласом при нульових початкових умовах з урахуванням співвідношення (6.144):

$$\frac{\partial^2 p^L}{\partial x^2} - \frac{s^2}{c_0^2} p^L - \gamma^2 p^L = \frac{\omega_0^2 \rho_0 n V_0 \omega}{s^2 + \omega^2}. \quad (6.147)$$

Рівняння (6.147) перетворимо до вигляду

$$\frac{\partial^2 p^L}{\partial x^2} - p^L \left(\frac{s^2}{c_0^2} + \gamma^2 \right) = A, \quad (6.148)$$

де $A = \frac{\omega_0^2 \rho_0 n V_0 \omega}{s^2 + \omega^2}$.

Використовуючи метод варіації постійних, частковий розв'язок неоднорідного рівняння (6.148) знаходимо у вигляді:

$$p_n^L = -\frac{A}{\frac{s^2}{c_0^2} + \gamma^2}. \quad (6.149)$$

Розв'язок (6.149) представлений у зображеннях за Лапласом. Використовуючи формули операційного числення, з (6.149) знаходимо оригінал часткового розв'язку неоднорідного рівняння (6.143):

$$p_n(t) = \left(-\frac{\omega_0^2 \rho_0 n V_0 c_0}{\gamma} \right) \left[\frac{\omega \sin(\gamma c_0 t) - \gamma c_0 \sin \omega t}{\omega^2 - \gamma^2 c_0^2} \right].$$

Таким чином, загальний розв'язок рівняння (6.143) має вигляд:

$$p(t) = p_m e^{-kx - c_0 t \sqrt{k^2 - \gamma^2}} - \frac{\omega_0^2 \rho_0 n V_0 c_0}{\gamma(\omega^2 - \gamma^2 c_0^2)} [\omega \sin \gamma c_0 t - \gamma c_0 \sin \omega t]. \quad (6.150)$$

Із (6.150) видно, що при $\omega = \gamma c_0$ відбувається різке посилення амплітуди пульсацій газового пухиря. Враховуючи раніше введене позначення для γ , знаходимо:

$$\omega = \gamma c_0 = c_0 \sqrt{\rho_0 n \varepsilon} = c_0 \sqrt{4\pi n R_0} = 2c_0 \sqrt{\pi n R_0}.$$

Таким чином, частота пульсацій об'єму газового пухиря залежить від швидкості розповсюдження звуку в рідині c_0 , радіусу газового пухиря R_0 і концентрації пухирів n в рідині.

6.6. Дослідження амплітудно-частотного спектру хвильового поля, випромінюваного газовим пухирем при взаємодії з набігаючою хвилею

В підрозділі 6.4 нелінійне рівняння Релея апроксимувалось моделлю нелінійного осцилятора з демпфіруванням

$$\ddot{x} + g\dot{x} + \Omega_0^2 x = F(x), \quad (6.151)$$

де $F(x)$ – нелінійна функція, що моделює змушувальну дію на газовий пухир; g – параметр демпфірування.

При дослідженнях нелінійних коливань газового пухиря в першому і наступних наближеннях функція $F(x)$ визначалась, відповідно, співвідношеннями:

для першого наближення

$$F_1(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\ddot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma + 1) \Omega_0^2}{2 R_0} x^2 \right];$$

для другого наближення

$$F_2(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\ddot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x^2 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} \right];$$

для третього наближення

$$F_3(x) = a \sin \omega_0 t - \left[\ddot{x} \left(\frac{x}{R_0} \right) + \frac{3}{2} \left(\frac{\dot{x}}{R_0} \right) \dot{x} - \frac{(3\gamma+1)\Omega_0^2}{2R_0} x^2 + \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)}{6} \Omega_0^2 \frac{x^3}{R_0^2} - \frac{(3\gamma+1)(3\gamma+2)(3\gamma+3)}{24} \Omega_0^2 \frac{x^4}{R_0^3} \right].$$

Із використанням цієї моделі знайдені частинні розв'язки нелінійних рівнянь, що описують коливання з частотами $2\omega_0$, $3\omega_0$ і $4\omega_0$.

Оскільки рівняння (6.151) – нелінійне, застосування до нього перетворення Фур'є неможливе, а отже в загальному випадку знайти амплітудно-частотний спектр хвиль тиску неможливо.

З метою дослідження амплітудно-частотного спектру (АЧС) хвиль тиску, випромінюваних газовим пухирем в полі набігаючої хвилі заданої конфігурації, в роботах [184, 233] одержано лінійне інтегро-диференціальне рівняння, що описує динаміку пухиря. В даному підрозділі на основі зазначеного інтегро-диференціального рівняння одержана формула для визначення АЧС в залежності від параметрів середовища та набігаючої хвилі $p_e(t)$.

Розглянемо динаміку взаємодії нестационарної хвилі тиску з пухирем газу, що знаходиться початково в рівноважному стані, із оточуючим його акустичним середовищем.

Приймемо наступні допущення:

- дифракцією фронту хвиль на пухирі нехтуємо;
- пухир зберігає сферичну форму в процесі деформування;
- амплітуда деформацій мала в порівнянні з початковим радіусом пухиря.

Рівняння динаміки пухиря в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$ має вигляд [233]:

$$p_z(t) = p_e(t) + p_u(t) + p_n(t), \quad (6.152)$$

де $p_z(t)$ – надлишковий тиск газу в пухирі; $p_u(t)$ – тиск випромінювання при пульсації сфери з малою амплітудою в акустичному середовищі; $p_n(t)$ – втрати тиску за рахунок в'язкості рідини та за рахунок сил поверхневого натягу.

Надлишковий тиск газу $p_z(t)$ в пухирі знайдемо із рівняння стану газу

$$p_z(t) = p_0 \left[\left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - 1 \right], \quad (6.153)$$

де p_0 – статичний (рівноважний) тиск в середовищі.

Закон зміни радіуса пухиря зручно представити у вигляді

$$R(t) = R_0 + R_1(t), \quad (6.154)$$

де R_0 , $R_1(t)$ – початковий і змінний радіуси пухиря, відповідно.

Підставивши (6.154) в (6.153) і виконавши лінеаризацію, отримуємо

$$p_e(t) = -3\gamma p_0 \frac{R_1}{R_0}. \quad (6.155)$$

Тиск випромінювання сферичного пухиря в акустичному середовищі при взаємодії його з набігаючою хвилею малої амплітуди, згідно [242], має вигляд:

$$p_u(t) = \rho_0 c_0 \left(\dot{R}_1 - a \int_0^t \dot{R}_1(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau \right), \quad (6.156)$$

де ρ_0 – щільність незбуреного середовища; $a = c_0/R_0$; c_0 – швидкість поширення хвиль в середовищі.

Втрати тиску за рахунок в'язкості рідини $p_{n_1}(t)$ і за рахунок сил поверхневого натягу $p_{n_2}(t)$, згідно [233, 243], мають вигляд

$$p_{n_1}(t) = \frac{4\eta}{R} \dot{R} \approx \frac{4\eta}{R_0} \dot{R}_1; \quad (6.157)$$

$$p_{n_2}(t) = \frac{2\sigma}{R} = \frac{2\sigma}{R_0 + R_1} \approx 2\sigma \left(\frac{1}{R_0} - \frac{R_1}{R_0^2} \right), \quad (6.158)$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягу пухиря, Н/м; η – динамічний коефіцієнт в'язкості, Па·с.

Приймаючи до уваги вирази (6.155)–(6.158), рівняння (6.152) перетворимо до вигляду:

$$\begin{aligned} \dot{R}_1 \left(1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0} \right) - a \int_0^t \dot{R}_1(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \left(\frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0^2} \right) R_1 = \\ = - \frac{p_e(t)}{\rho_0 c_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0}. \end{aligned} \quad (6.159)$$

Ввівши позначення

$$\alpha = 1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad 2\beta_0 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 R_0^2},$$

рівняння (6.159) представимо у вигляді

$$\dot{R}_1 - \frac{a}{\alpha} \int_0^t \dot{R}_1(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_1 = - \frac{1}{\alpha \rho_0 c_0} \left(p_e(t) + \frac{2\sigma}{R_0} \right). \quad (6.160)$$

В роботі [233] одержано аналогічне рівняння руху пухиря, але без урахування сил поверхневого натягу.

Знайдемо розв'язок рівняння (6.160) за допомогою операційного методу, враховуючи, що під інтегралом стоїть згортка двох функцій $f_1(t) = e^{-a(t-\tau)}$ і $f_2(t) = \dot{R}_1(t)$ [193]. Із (6.160) після застосування перетворення Лапласа за змінною t при нульових початкових умовах $R_1(0) = \dot{R}_1(0) = 0$ отримуємо:

$$sR_1^L - \frac{a}{\alpha} \frac{s}{s+a} R_1^L + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_1^L = -\frac{p_e^L}{\rho_0 c_0 \alpha} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \frac{1}{s}, \quad (6.161)$$

де R_1^L – перетворення Лапласа за змінною t функції $R_1(t)$; p_e^L – перетворення Лапласа функції $p_e(t)$; s – комплексний параметр.

Після алгебраїчних спрощень співвідношення (6.161) має вигляд

$$R_1^L \frac{s^2 + s \left(a - \frac{a}{\alpha} + \frac{2\beta_0}{\alpha} \right) + \frac{2\beta_0 a}{\alpha}}{s+a} = -\frac{p_e^L}{\rho_0 c_0 \alpha} - \frac{2\sigma}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \frac{1}{s}. \quad (6.162)$$

Із виразу (6.162) знаходимо зображення R_1^L :

$$R_1^L = \frac{-1}{\rho_0 c_0 \alpha} \left[\frac{p_e^L (s+a)}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} + \frac{2\sigma (s+a)}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right], \quad (6.163)$$

де

$$2\beta = \frac{a(\alpha-1)}{\alpha} + \frac{2\beta_0}{\alpha}; \quad \Omega^2 = \Omega_0^2 - \beta^2; \quad \Omega_0^2 = \frac{2\beta_0 a}{\alpha}.$$

Вираз (6.163) описує малі пульсації газового пухиря в полі хвиль тиску в області зображень за Лапласом. Цей вираз співпадає з раніше одержаним результатом, що приведений в роботі [244] при $\sigma = 0$.

Застосувавши до виразу (6.156) перетворення Лапласа за змінною t при нульових початкових умовах, отримуємо

$$p_u^L = \rho_0 c_0 \left(sR_1^L - \frac{asR_1^L}{s+a} \right), \quad (6.164)$$

де p_u^L , R_1^L – перетворення Лапласа функцій $p_u(t)$ і $R_1(t)$, відповідно.

У вираз (6.164) входить перетворення Лапласа функції змінного радіуса газового пухиря R_1^L . Ця величина визначається виразом (6.163).

Підставивши у (6.164) значення R_1^L із виразу (6.163), отримуємо:

$$\begin{aligned} p_u^L &= \rho_0 c_0 R_1^L \frac{s^2}{s+a} = \rho_0 c_0 \frac{s^2}{s+a} \left(-\frac{1}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \left[\frac{p_e^L (s+a)}{(s+\beta)^2 + \Omega^2} + \right. \\ &+ \left. \frac{2\sigma (s+a)}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right] = \left(-\frac{1}{\alpha} \right) \frac{s^2}{s+a} \left[\frac{p_e^L R_0 s (s+a) + 2\sigma (s+a)}{R_0 s [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} \right] = \\ &= \left(-\frac{1}{\alpha} \right) \frac{s}{R_0 [(s+\beta)^2 + \Omega^2]} (p_e^L R_0 s + 2\sigma). \end{aligned} \quad (6.165)$$

При імпульсній дії виду $p_e = p_m e^{-\theta t}$ на середовище з газовим пухирем зображення за Лапласом p_e^L має вигляд:

$$p_e^L = \frac{P_m}{s + \theta}. \quad (6.166)$$

Із врахуванням (6.166) вираз (6.165) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} p_u^L &= \left(-\frac{1}{\alpha}\right) R_0 \left[\frac{s}{(s + \beta)^2 + \Omega^2} \right] \left(\frac{p_m R_0 s}{s + \theta} + 2\sigma \right) = \left(-\frac{1}{\alpha R_0}\right) \frac{s}{(s + \beta)^2 + \Omega^2} \times \\ &\times \frac{p_m R_0 s + 2\sigma(s + \theta)}{s + \theta} = \left(-\frac{1}{\alpha R_0}\right) \frac{s}{(s + \beta)^2 + \Omega^2} \cdot \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s + 2\sigma\theta}{s + \theta} = \\ &= \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s^2 + 2\sigma\theta s}{(-\alpha R_0)(s + \theta)[(s + \beta)^2 + \Omega^2]}. \end{aligned} \quad (6.167)$$

Після алгебраїчних перетворень у знаменнику виразу (6.167), маємо:

$$p_u^L = -\frac{(p_m R_0 + 2\sigma)s^2 + 2\sigma\theta s}{\alpha R_0 [s^3 + (2\beta + \theta)s^2 + (\beta^2 + \Omega^2 + 2\theta\beta)s + \theta(\beta^2 + \Omega^2)]}. \quad (6.168)$$

Підставивши у вираз (6.168) значення комплексного параметру $s = j\omega$ і взявши модуль комплексної величини $p_u^L(j\omega)$, отримаємо амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються пухирем в акустичному середовищі при взаємодії його з набігаючою хвилею

$$S_{p_u}(\omega) = \frac{1}{\alpha R_0} \sqrt{\frac{(p_m R_0 + 2\sigma)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \theta^2 \omega^2}{(n - \omega^2 l)^2 + (\omega m - \omega^3)^2}}, \quad (6.169)$$

де

$$l = 2\beta + \theta; \quad n = \theta(\beta^2 + \Omega^2); \quad m = \beta^2 + \Omega^2 + 2\theta\beta. \quad (6.170)$$

Після алгебраїчних перетворень у знаменнику виразу (6.169) з урахуванням введених позначень (6.170), амплітудно-частотний спектр S_{p_u} має вигляд:

$$\begin{aligned} S_{p_u}(\omega) &= \frac{1}{\alpha R_0} \left\{ \left[(p_m R_0 + 2\sigma)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \theta^2 \omega^2 \right] / \left[\omega^6 + \omega^4 (2(\beta^2 - \Omega^2) + \theta^2) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \omega^2 \left((\beta^2 + \Omega^2)^2 + 2\theta^2 (\beta^2 - \Omega^2) \right) + (\beta^2 + \Omega^2)^2 \theta^2 \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6.171)$$

Ввівши безрозмірну частоту $\bar{\omega} = \frac{\omega}{\beta}$, вираз (6.171) представимо у вигляді:

$$\begin{aligned} S_{p_u}(\bar{\omega}) &= \frac{1}{\alpha R_0 \beta} \left\{ \left[(P_m R_0 + 2\sigma)^2 \bar{\omega}^4 + 4\sigma^2 \frac{\theta^2}{\beta^2} \bar{\omega}^2 \right] / \left[\bar{\omega}^6 + \bar{\omega}^4 \left(2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right) + \frac{\theta^2}{\beta^2} \right) + \right. \right. \\ &\left. \left. + \bar{\omega}^2 \left(\left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right)^2 + 2 \frac{\theta^2}{\beta^2} \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right) \right) + \left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2} \right)^2 \frac{\theta^2}{\beta^2} \right] \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (6.172)$$

У випадку імпульсної дії $p_e(t)$ ступінчатого профілю ($\theta = 0$) вираз (6.172) має вигляд:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = \frac{1}{\alpha R_0 \beta} \frac{(p_m R_0 + 2\sigma)\bar{\omega}}{\sqrt{\bar{\omega}^4 + 2\bar{\omega}^2 \left(1 - \frac{\Omega^2}{\beta^2}\right) + \left(1 + \frac{\Omega^2}{\beta^2}\right)^2}}. \quad (6.173)$$

Вихідні дані для визначення та дослідження амплітудно-частотних спектрів поля хвиль тиску $p_u(t)$ при різних значеннях R_0 та c_0 приведені в табл. 6.7 і табл. 6.8. При цьому початкові значення параметрів такі: $p_m = 5 \cdot 10^6$ Па; $\rho_0 = 900$ кг/м³; $\sigma = 0,026$ Н/м; $p_0 = 10^6$ Па; $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с; $\alpha = 1,1$.

Використовуючи дані табл. 6.7 та співвідношення (6.172), одержані формули для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в залежності від радіуса пухиря R_0 при $c_0 = 1300$ м/с:

для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = 1,499 \cdot 10^{-2} \left[\left(3,0625182 \cdot 10^8 \bar{\omega}^4 + 2,0264 \cdot 10^{-1} \bar{\omega}^2 \right) / \left(\bar{\omega}^6 + 76,745618 \bar{\omega}^4 + 136,31528 \bar{\omega}^2 + 90,448477 \right) \right]^{1/2}; \quad (6.174)$$

для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$ м:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = 1,499 \cdot 10^{-2} \left[\left(3062682 \bar{\omega}^4 + 2,0264 \cdot 10^{-3} \bar{\omega}^2 \right) / \left(\bar{\omega}^6 + 2,5523261 \bar{\omega}^4 + 2,5579593 \bar{\omega}^2 + 0,904422 \right) \right]^{1/2}; \quad (6.175)$$

для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = 1,499 \cdot 10^{-2} \left[\left(308,0727 \bar{\omega}^4 + 2,027 \cdot 10^{-7} \bar{\omega}^2 \right) / \left(\bar{\omega}^6 + 2,5523261 \bar{\omega}^4 + 2,5579593 \bar{\omega}^2 + 8,982925 \cdot 10^{-5} \right) \right]^{1/2}. \quad (6.176)$$

Таблиця 6.7. Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів випромінюваних хвиль тиску при різних значеннях R_0

Параметри, розмірність	Значення R_0 , м			
	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-3}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-4}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$
a , 1/с	371428,57	3714285,7	37142857,0	$3,7142857 \cdot 10^8$
β_0 , 1/с	488,40	4883,82	48821,90	486586,41
β , 1/с	17327,117	173271,01	1,7326953	17325468,0
β_0 , 1/с ²	$3,0022898 \cdot 10^8$	$3,0022842 \cdot 10^{10}$	$3,002233 \cdot 10^{12}$	$3,0017184 \cdot 10^{14}$
β^2 , 1/с ²	$2,959959 \cdot 10^7$	$2,958799 \cdot 10^9$	$2,948303 \cdot 10^{11}$	$2,843196 \cdot 10^{13}$
Ω^2/β^2	$9,8590049 \cdot 10^{-2}$	$9,8551596 \cdot 10^{-2}$	$9,820367 \cdot 10^{-2}$	$9,4718944 \cdot 10^{-2}$
θ^2/β^2	74,942798	0,74942938	$7,4944216 \cdot 10^{-3}$	$7,4957064 \cdot 10^{-5}$

Таблиця 6.8. Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів випромінюваних хвиль тиску при різних значеннях c_0

Параметри, розмірність	Значення c_0 , м/с		
	$c_0=500$	$c_0=1\ 000$	$c_0=1\ 300$
a , 1/с	142857,14	285714,28	371428,57
β_0 , 1/с	1269,8366	634,92	488,40
β , 1/с	7647,90	13564,21	17327,12
β_0 , 1/с ²	58490423	$1,8398782 \cdot 10^8$	$3,0022898 \cdot 10^8$
β^2 , 1/с ²	$2,7133725 \cdot 10^8$	$1,4583985 \cdot 10^8$	29599590
Ω^2/β^2	4,639003	0,79266	$9,8590049 \cdot 10^{-2}$
θ^2/β^2	384,67836	122,2907	74,942798

За формулами (6.174)–(6.176) розраховані амплітудно-частотні спектри поля тиску p_u (рис. 6.9). По осі ординат відкладено значення безрозмірної нормованої амплітуди амплітудно-частотного спектру $\bar{S}_{p_u}(\bar{\omega}) = \frac{S_{p_u}(\bar{\omega})}{S_{p_u}^m(\bar{\omega})}$ ($S_{p_u}^m(\bar{\omega})$ – максимальне значення амплітуди частотного спектра), по осі абсцис – частота f .

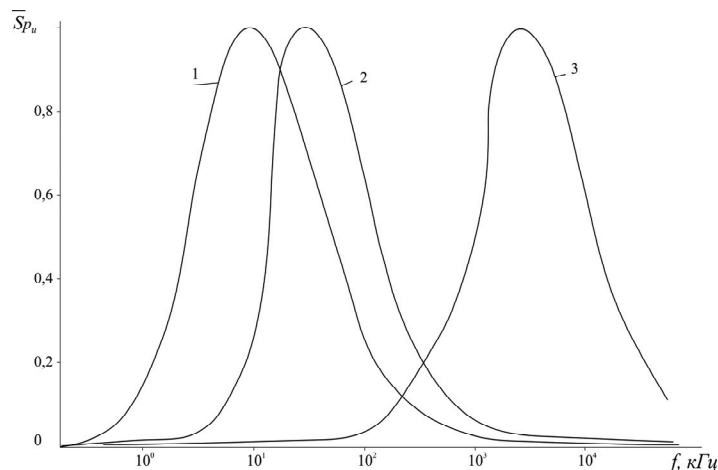


Рис. 6.9. Амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_u в залежності від радіуса газового пухиря R_0 при $c_0 = 1\ 300$ м/с:
1–3 – $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$; $0,35 \cdot 10^{-3}$; $0,35 \cdot 10^{-5}$ м, відповідно

Співставлення отриманих результатів з експериментальними даними, приведеними в роботі [231], показує збіг результатів в межах 6–8 %. Так, при радіусі пухиря $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м і тиску в набігаючій хвилі $p_m = 5 \cdot 10^6$ Па, максимум амплітудно-частотного спектра хвиль тиску, що випромінюються газовим пухирем, спостерігається на частоті 7,75 кГц (рис. 6.9), а за даними роботи [231] – на частоті 7,3 кГц.

З аналізу кривих, представлених на рис. 6.9, також видно, що радіус пухиря суттєво впливає на амплітудно-частотний спектр поля хвиль тиску, які випромінюються газовим пухирем при впливу на нього зовнішньої імпульсної дії.

При зменшенні радіуса пухиря частотний спектр зміщується в область більш високих частот.

Із використанням даних табл. 6.8 та співвідношення (6.172) одержані формули для розрахунку амплітудно-частотних спектрів в залежності від швидкості c_0 хвиль тиску при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м:

для $c_0 = 500$ м/с:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = 3,3962 \cdot 10^{-2} \left[\left(3,0625182 \cdot 10^8 \bar{\omega}^4 + 1,0402 \bar{\omega}^2 \right) / \left(\bar{\omega}^6 + 377,40035 \bar{\omega}^4 - 2767,8931 \bar{\omega}^2 + 12232,139 \right) \right]^{1/2}; \quad (6.177)$$

для $c_0 = 1000$ м/с:

$$S_{p_u}(\bar{\omega}) = 1,915 \cdot 10^{-2} \left[\left(3,0625182 \cdot 10^8 \bar{\omega}^4 + 0,3306 \bar{\omega}^2 \right) / \left(\bar{\omega}^6 + 122,70538 \bar{\omega}^4 + 53,92514 \bar{\omega}^2 + 392,99703 \right) \right]^{1/2}; \quad (6.178)$$

для $c_0 = 1300$ м/с $S_{p_u}(\bar{\omega})$ розраховується за формулою (6.174).

За формулами (6.174), (6.177), (6.178) побудовані нормовані амплітудно-частотні спектри поля хвиль тиску p_u в залежності від параметра c_0 (рис. 6.10). Із рис. 6.10 видно, що швидкість c_0 несуттєво впливає на частотний склад амплітудно-частотного спектру поля хвиль тиску p_u .

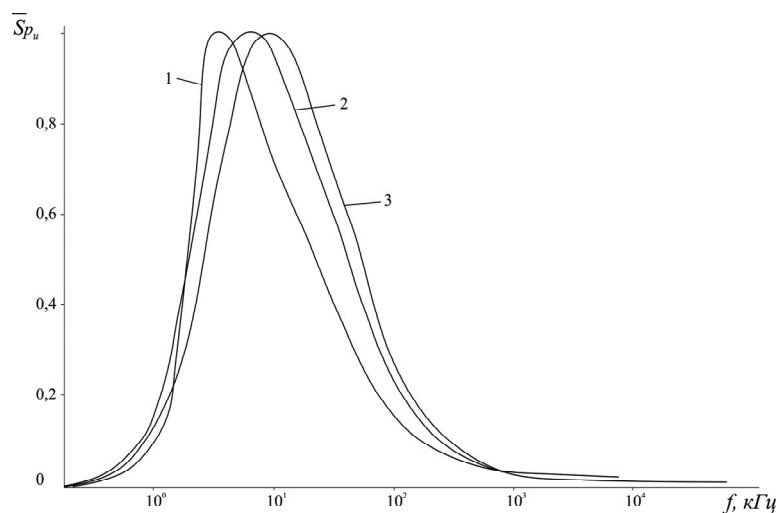


Рис. 6.10. Амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_u в залежності від швидкості c_0 для газового пухиря радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$:
1–3 – $c_0 = 500; 1\ 000; 1\ 300$ м/с, відповідно

Для дослідження впливу параметра θ (при $\theta = 0$ 1/с) на амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються газовим пухирем, використано співвідношення, яке отримано із виразу (6.173) і має при числових даних, взятих із табл. 6.7 (стовпчик даних для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м), такий вигляд:

$$S_{p_u} = 1,499 \cdot 10^{-2} \frac{1,7500051 \cdot 10^4 \bar{\omega}}{\sqrt{\bar{\omega}^4 + 1,80282 \bar{\omega}^2 + 1,2069}} \quad (6.179)$$

Для $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с при $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-2}$ м використана залежність (6.174). За формулами (6.174) і (6.179) на рис. 6.11 побудовані криві нормованих амплітудно-частотних спектрів в залежності від параметра θ . Ці криві з метою їх порівняння побудовані в логарифмічних координатах. Із рис. 6.11 видно, що параметр θ суттєво впливає як на частотний склад спектра, так і на його амплітудне значення.

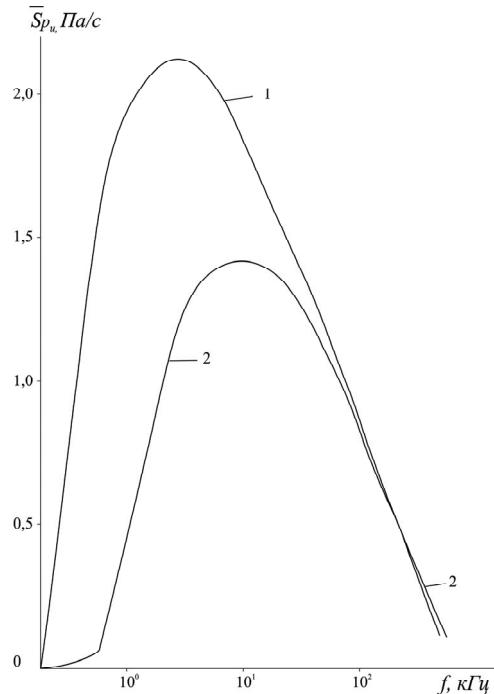


Рис. 6.11. Амплітудно-частотні спектри поля хвиль тиску p_u в залежності від параметра θ :
1–2 – $\theta=0$; $1,5 \cdot 10^5$ 1/с, відповідно

Викладені результати показують, що взаємодія набігаючої хвилі тиску із пухирем газу, супроводжується випромінюванням хвиль в діапазоні частот 10 – 10^4 кГц. Утворені високочастотні хвилі, в свою чергу, взаємодіючи із рідиною в порах, сприяють зменшенню в'язкості рідини і зв'язку рідини з твердою фазою середовища, що супроводжується покращенням фільтрації рідини, яка надходить до вибою свердловини. На зменшення в'язкості нафти в процесі вібродії вказується також в роботі [245]. Зменшення зв'язку флюїда з твердою фазою пласта і збільшення проникності колектора в процесі імпульсної дії на пласт підтверджують також дослідження, приведені в роботах [24, 245].

Відомо, що режим розчиненого газу характеризується найнижчим коефіцієнтом нафтовіддачі і без штучного впливу на поклад режим залишається малоефективним [246]. В цьому зв'язку викладені результати показують можливість альтернативного (поряд із закачуванням води) підходу, в якому в'язкість флюїда і його зв'язок з твердою фазою пласта можливо зменшити шляхом хвильового високочастотного впливу на флюїд, отриманого в результаті перевипромінювання газовим пухирем, що знаходиться в полі набігаючої хвилі тиску.

6.7. Дослідження впливу режимів взаємодії хвилі тиску з пухирем газу

Однією з особливостей середовища з пухирями в процесі його обробки імпульсною дією є поява збуджень в середовищі хвиль тиску, параметри яких залежать від виду навантаження і розміру пухирів.

В даному підрозділі розглянуті різні режими взаємодії набігаючої хвилі тиску з пухирем газу і амплітудно-частотні спектри (АЧС) хвиль тиску, що випромінюються газовим пухирем у результаті такої взаємодії.

В підрозділі 6.6 отримано загальне співвідношення (6.165), що описує в області зображень за Лапласом амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, випромінюваних газовим пухирем в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$.

Розглянемо імпульсну дію $p_e(t)$ на середовище з газовим пухирем виду:

$$p_e(t) = p_m \exp(-\theta t) \sin \omega_0 t, \quad (6.180)$$

де p_m – максимальне значення амплітуди імпульсної дії, Па; ω_0 – кругова частота імпульсної дії, 1/с; θ – постійна затухання імпульсної дії, 1/с.

Зображення за Лапласом p_e^L імпульсної дії (6.180) має вигляд:

$$p_e^L = \frac{p_m \omega_0}{(s + \theta)^2 + \omega_0^2}. \quad (6.181)$$

Підставивши вираз (6.181) у формулу (6.165), отримаємо поле хвиль тиску в області зображень за Лапласом:

$$p_u^L = \left(-\frac{1}{\alpha R_0} \right) \frac{p_m R_0 \omega_0 s^2 + 2\sigma s [(s + \theta)^2 + \omega_0^2]}{[(s + \beta)^2 + \Omega^2] [(s + \theta)^2 + \omega_0^2]}. \quad (6.182)$$

З виразу (6.182) при $s = j\omega$ ($j = \sqrt{-1}$ – уявна одиниця) знайдемо модуль комплексної величини $p_u^L(j\omega)$, який визначає амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються в процесі пульсації газового пухиря при імпульсній дії (6.180):

$$Sp_u = |p_u^L(j\omega)| = \frac{1}{\alpha R_0} \left\{ [(4\sigma\theta + p_m R_0 \omega_0)^2 \omega^4 + 4\sigma^2 \omega^2 (\omega^2 - (\theta^2 + \omega_0^2))^2] / \left[(\omega^2 (\omega^2 - m) + k)^2 + 4\omega^2 (n - l\omega^2)^2 \right] \right\}^{1/2}, \quad (6.183)$$

де $l = \theta + \beta$; $m = 4\beta\theta + \theta^2 + \beta^2 + \omega_0^2 + \Omega^2$;

$$n = \beta(\omega_0^2 + \theta^2) + \theta(\beta^2 + 2\Omega^2); \quad (6.184)$$

$k = (\alpha_0^2 + \theta^2)(\beta^2 + \Omega^2)$; ω – поточна кругова частота, 1/с.

Ввівши безрозмірну частоту $\bar{\omega} = \omega/\omega_0$, вираз (6.183) представимо у вигляді

$$Sp_u = \frac{\bar{\omega}}{\alpha R_0 \omega_0} \sqrt{\frac{4\sigma^2 \bar{\omega}^4 + a_1 \bar{\omega}^2 + a_2}{\bar{\omega}^8 + b_1 \bar{\omega}^6 + b_2 \bar{\omega}^4 + b_3 \bar{\omega}^2 + b_4}}, \quad (6.185)$$

$$\begin{aligned}
\text{де } a_1 &= \left(4\sigma \frac{\theta}{\omega_0} + P_m R_0\right)^2 - 8\sigma^2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right); \\
a_2 &= 4\sigma^2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right)^2; \quad b_1 = 2 \left[\frac{\theta^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta^2}{\omega_0^2} - \left(1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right) \right]; \\
b_2 &= \left[1 + \left(\frac{\theta}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{\beta}{\omega_0}\right)^2 + \left(\frac{\Omega}{\omega_0}\right)^2 + \frac{4\beta\theta}{\omega_0^2} \right]^2 + 2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right) \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right) - \\
&\quad - 8 \left(\frac{\theta}{\omega_0} + \frac{\beta}{\omega_0}\right) \left[\frac{\beta}{\omega_0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right) + \frac{\theta}{\omega_0} \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right) \right]; \quad (6.186) \\
b_3 &= 4 \left[\frac{\beta}{\omega_0} \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right) + \frac{\theta}{\omega_0} \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + 2 \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right) \right]^2 - \\
&\quad - 2 \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right) \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right) \left(1 + \frac{4\beta\theta}{\omega_0^2} + \frac{\theta^2}{\omega_0^2} + \frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right); \\
b_4 &= \left(1 + \frac{\theta^2}{\omega_0^2}\right)^2 \left(\frac{\beta^2}{\omega_0^2} + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}\right)^2.
\end{aligned}$$

Згідно формул (6.185), (6.186) визначимо АЧС імпульсної дії на пухирцево-рідинне середовище (приміром, типового родовища нафти, що знаходиться на пізній стадії експлуатації), для якого середні вихідні параметри наступні [178, 184]: $\rho = 750 \text{ кг/м}^3$; $c = 1300 \text{ м/с}$; $\sigma = 0,026 \text{ Н/м}$; $p_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$; $\alpha = 1,1$. Параметри імпульсної дії: $p_m = 6 \cdot 10^5 \text{ Па}$; $\theta = 1,5 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$; $\omega_0 = 628 \text{ 1/с}$ ($f_0 = 100 \text{ Гц}$). Інші параметри приведені в табл. 6.9. При цьому радіус газового пухиря залежно від розмірів капілярних пор складає:

$$R_0 = (0,25 \cdot 10^{-3} - 0,5 \cdot 10^{-5}) \text{ м [247]}.$$

Таблиця 6.9. Вихідні дані для визначення амплітудно-частотних спектрів, випромінюваних хвиль тиску

Параметри	$R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ $\rho_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $\rho_0 = 10^6 \text{ Па}$	$R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $\rho_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ Па}$
a , 1/с	$5,2 \cdot 10^6$	$3,7142857 \cdot 10^8$	$3,7142857 \cdot 10^8$
β_0 , 1/с	$1,6410214 \cdot 10^5$	$5,8390375 \cdot 10^5$	$1,17194340 \cdot 10^7$
β , 1/с	$3,8554740 \cdot 10^5$	$17,4139380 \cdot 10^5$	$2,75371470 \cdot 10^7$
β^2 , 1/с ²	$1,486468 \cdot 10^{11}$	$3,0324523 \cdot 10^{14}$	$7,5829446 \cdot 10^{14}$
Ω^2 , 1/с ²	$1,4028643 \cdot 10^{12}$	$9,107937 \cdot 10^{13}$	$7,1561286 \cdot 10^{15}$
Ω^2/β^2	9,4375681	$3,003489 \cdot 10^{-1}$	9,4371368
θ^2/β^2	$1,5136551 \cdot 10^{-1}$	$7,4197374 \cdot 10^{-5}$	$2,967185 \cdot 10^{-5}$

Нормовані амплітудно-частотні спектри, розраховані згідно формул (6.185), (6.186) при $\theta = 1,5 \cdot 10^5$ 1/с, зображені на рис. 6.12.

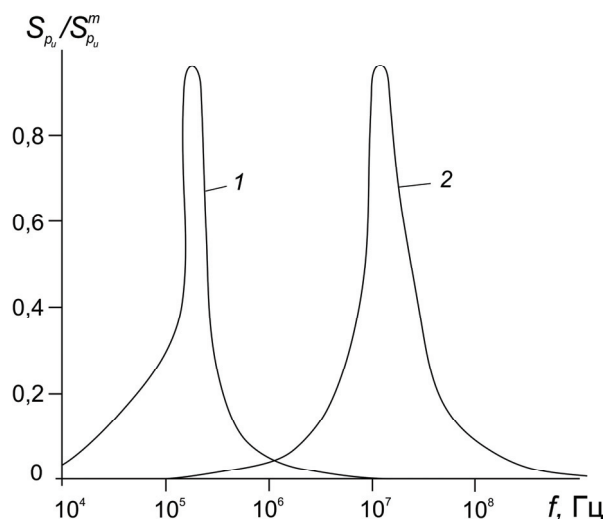


Рис. 6.12. Нормовані амплітудно-частотні спектри $S_{p_u}/S_{p_u}^m$ хвиль тиску p_u залежно від частоти f :
 1 – $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м; 2 – $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м; $S_{p_u}^m$ – максимальне значення амплітуди АЧС

Аналіз рис. 6.12 показує, що зі зменшенням радіуса пухиря R_0 АЧС зміщується в область більш високих частот.

На рис. 6.13 представлені нормовані АЧС хвиль тиску, що генеруються газовим пухирем радіусом $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м в полі набігаючої хвилі виду (6.180) при $\omega_0 = 628$ 1/с.

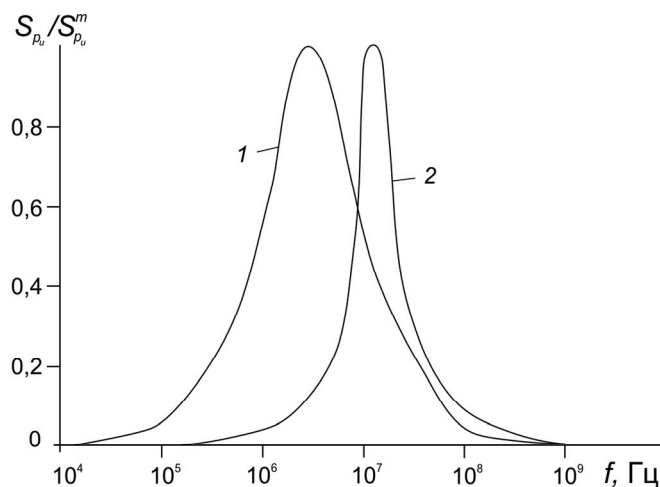


Рис. 6.13. Нормовані амплітудно-частотні спектри $S_{p_u}/S_{p_u}^m$ хвиль тиску p_u залежно від частоти f :
 1 – $p_0 = 10^6$ Па; 2 – $p_0 = 2 \cdot 10^7$ Па

При побудові кривих 1, 2 використані дані табл. 6.9 (2 і 3 стовпчики).

З рис. 6.13 видно, що гідростатичний тиск p_0 , величина якого визначається глибиною залягання нафтового пласта, значною мірою впливає на вигляд амплітудно-частотної характеристики. Для $p_0 = 10^6$ Па (крива 1) АЧС в 2,3 ширший ніж для $p_0 = 2 \cdot 10^7$ Па (крива 2). При цьому максимальні значення спектрів досягаються при різних значеннях частот: крива 1 має максимум при $f_1 = 3,2 \cdot 10^6$ Гц, крива 2 – при $f_2 = 1,4 \cdot 10^7$ Гц.

Дослідження впливу параметра θ (режиму навантаження) на амплітудно-частотний спектр хвиль тиску, що випромінюються газовим пухирем, проведені при значенні $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м, $\omega_0 = 628$ 1/с і вихідних даних, приведених в табл. 6.9 (перший стовпчик).

На рис. 6.14 представлені нормовані АЧС хвиль тиску p_u залежно від частоти f при різних значеннях параметра θ . При $\theta = 0$ 1/с (крива 1) АЧС представлений однією гармонікою, максимум якої на частоті $f_0 = 100$ Гц, що відповідає круговій частоті $\omega_0 = 2\pi f_0 = 628$ Гц. Частота ω_0 – це кругова частота імпульсної дії $p_e = p_m \sin \omega_0 t$ на газовий пухир, що відмічено також в роботі [184].

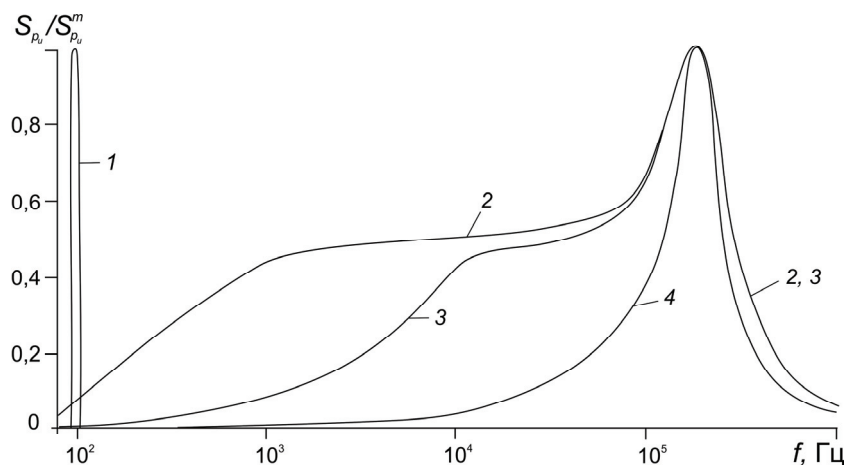


Рис. 6.14. Нормовані амплітудно-частотні спектри хвиль тиску p_u залежно від частоти f :

1, 2, 3, 4 – $\theta = 0; 10^3; 10^4; 1,5 \cdot 10^5$ 1/с, відповідно

З рис. 6.14 також видно, що при збільшенні параметра θ до значення $1,5 \cdot 10^5$ 1/с (тривалість імпульсної дії при цьому зменшується) значна частина енергії АЧС зосереджена в діапазоні частот $(5 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^5)$ Гц (крива 4). В той же час АЧС хвиль тиску при значеннях $\theta = 10^3$ 1/с і $\theta = 10^4$ 1/с розтягнуті в широкому діапазоні частот: $(10^2 \dots 10^6)$ Гц (криві 2, 3). При цьому амплітуда частотного спектру в інтервалі частот $(10^2 \dots 10^4)$ Гц для $\theta = 10^4$ 1/с (крива 3) менша, ніж для $\theta = 10^3$ 1/с (крива 2). В інтервалі частот $(10^5 \dots 10^6)$ Гц амплітуди цих спектрів співпадають. Максимуми трьох АЧС співпадають і досягають цього значення при $f = 1,9 \cdot 10^5$ Гц.

Згідно робіт [230, 248, 249] вираз для визначення власної частоти f_c коливань газового пухиря має вигляд:

$$f_c = \frac{\omega_c}{2\pi} = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho}}. \quad (6.187)$$

Вираз (6.187) отримано для вільних малих гармонічних коливань. Іноді частоту f_c називають резонансною частотою пухиря [230].

З використанням виразу (6.187) розраховані частоти власних коливань газового пухиря для деяких значень R_0 і p_0 при $\gamma = 4/3$. Результати розрахунків значень частот f_c (згідно виразу (6.187)) і частот f_m (з використанням співвідношень (6.185) і (6.186)), при яких величини АЧС досягають максимальних значень, приведені в табл. 6.10.

Таблиця 6.10. Значення частот f_c і f_m

Радіус газового пухиря R_0 , м	f_c , кГц (вираз (6.187)) [230, 248, 249]	f_m , кГц (криві АЧС)
$0,25 \cdot 10^{-3}$ ($p_0 = 2 \cdot 10^7$ Па)	208,0	190,0
$0,35 \cdot 10^{-5}$ ($p_0 = 10^6$ Па)	3322,5	3200,0
$0,35 \cdot 10^{-5}$ ($p_0 = 2 \cdot 10^7$ Па)	14860,0	14000,0

Відмінність власних частот пухиря f_c від частот f_m складає 9% для $R_0 = 0,25 \cdot 10^{-3}$ м і (4–6)% для $R_0 = 0,35 \cdot 10^{-5}$ м в бік зменшення величини f_m . Це пояснюється тим, що в формулі (6.187) не враховується коефіцієнт поверхневого натягу пухиря. Крім того, співвідношення (6.185), (6.186), на відміну від виразу (6.187), дають можливість досліджувати зміну амплітудно-частотних спектрів залежно від параметрів ω_0 , θ і R_0 , що дозволяє прогнозувати частотне наповнення хвилі тиску, що випромінюється пухирем.

Таким чином, встановлено, що в процесі взаємодії набігаючої хвилі тиску з пухирем газу, в навколишнє середовище (рідину) випромінюються високочастотні хвилі, частота яких визначається параметрами набігаючої хвилі тиску, властивостями рідини і радіусом пухиря.

У відповідності з роботою [250] коефіцієнт динамічної в'язкості рідини (нафти) η залежить від кругової частоти і визначається виразом:

$$\eta = \frac{\delta \rho_0 c_0^3}{\omega^2}, \quad (6.188)$$

де δ – коефіцієнт затухання, 1/м; ρ_0 – густина рідини, кг/м³; c_0 – швидкість звуку, м/с; ω – кругова частота, 1/с.

Враховуючи, що коефіцієнт затухання δ для нафти складає величину порядку $\delta = (6,3 \cdot 10^{-2})$ 1/м [251, 252] з (6.188) неважко визначити значення коефіцієнта η в залежності від частоти ω в діапазоні розглянутих частот, при цьому $\eta = 0,03 \dots 0,0005$ Па·с.

З урахуванням того, що коефіцієнт η в пластових умовах (при $p_0 = 2,5 \cdot 10^7$ Па) складає величину порядку (0,002–0,05) Па·с [178], приходимо до висновку, що

високочастотна імпульсна обробка нафти супроводжується зниженням її коефіцієнта динамічної в'язкості η в 1,66–4,0 рази. Загальновідомо, що зниження значення η призводить до послаблення зв'язку нафти з твердою фазою середовища нафтового пласта, що покращує фільтрацію флюїду. В результаті, згідно відомої формули Дюпюї [3], дебіт нафтової свердловини збільшується.

Про ефективність хвильових впливів на нафтові родовища з метою підвищення продуктивності нафтових свердловин вказується також у роботах [24, 91, 245].

Проведені дослідження можуть бути покладені в основу розробки альтернативного (до заводнення) хвильового методу підвищення нафтовіддачі родовищ, що знаходяться на пізній стадії розробки, в яких спостерігається малопродуктивний пухирцевий режим течії флюїдів з низьким коефіцієнтом нафтовіддачі пластів.

6.8. Визначення поля тиску, випромінюваного газовим пухирем при його взаємодії з набігаючою хвилею

В роботах [184, 253, 254] та підрозділах 6.6 і 6.7 приведені результати досліджень амплітудно-частотного спектра хвильового поля, що випромінюється газовим пухирем. При цьому поле випромінюваних хвиль тиску не визначалось. Для вирішення багатьох технологічних задач необхідне знання параметрів хвиль тиску, випромінюваних газовим пухирем в полі набігаючої хвилі різної конфігурації.

Скористаємося залежністю (6.156), що визначає тиск, випромінюваний сферичним пухирем в акустичному середовищі, при взаємодії його з набігаючою хвилею малої амплітуди.

Згідно роботи [233], розв'язок рівняння (6.156) має вигляд:

$$p_u(r, t) = \left(-\frac{R_0}{r} \right) \frac{2\beta}{\alpha} \int_0^{t_*} p_g(t_* - \tau) e^{-\beta\tau} \left[\cos \Omega\tau - \frac{\beta^2 - \Omega^2}{2\beta\Omega} \sin \Omega\tau \right] d\tau, \quad (6.189)$$

$$\text{де } \alpha = 1 + \frac{4\eta}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad 2\beta = \frac{a(\alpha - 1)}{\alpha} + \frac{2\beta_0}{\alpha}; \quad (6.190)$$

$$2\beta_0 = \frac{3\gamma p_0}{\rho_0 c_0 R_0}; \quad \Omega^2 = \Omega_0^2 - \beta^2; \quad \Omega_0^2 = \frac{2\beta_0 a}{\alpha};$$

$t_* = t - \frac{r - R_0}{c_0}$ – хвильовий аргумент; r – відстань від центру газового пухиря; $p_g(t)$ –

тиск в набігаючій хвилі заданої конфігурації; η – коефіцієнт динамічної в'язкості.

Застосувавши до (6.189) перетворення Лапласа за змінною t^* , одержимо

$$p_u^L = \left(-\frac{R_0}{r} \right) \frac{p_g^L}{\alpha} \frac{(2\beta s + \beta^2 + \Omega^2)}{[(s + \beta)^2 + \Omega^2]}, \quad (6.191)$$

де p_g^L – зображення за Лапласом функції $p_g(t)$; s – комплексний параметр.

Розглянемо найбільш типовий випадок, коли тиск в набігаючій хвилі описується залежністю

$$p_g(t) = p_m \sin kt, \quad (6.192)$$

де k – кругова частота набігаючої (збурюючої) хвилі.

Зображення за Лапласом функції (6.192) згідно [193]

$$p_e^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2}. \quad (6.193)$$

Після підстановки виразу (6.193) у співвідношення (6.191), одержимо

$$p_u^L = \left(-\frac{p_m R_0 k}{\alpha r} \right) \frac{2\beta s + \beta^2 + \Omega^2}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \beta^2 + \Omega^2)} = \frac{(-A)(2\beta s + \Omega_0^2)}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2)}, \quad (6.194)$$

де $A = \frac{p_m R_0 k}{\alpha r}$; $\Omega_0^2 = \beta^2 + \Omega^2$ – квадрат власної частоти коливань газового пухиря.

Для визначення поля хвиль тиску, що випромінюється газовим пухирем при його взаємодії з набігаючою хвилею $p_e(t)$, необхідно перейти в (6.194) від зображень за Лапласом до оригіналів.

З цією метою зображення p_u^L розкладемо на прості дроби, представивши вираз (6.194) у вигляді:

$$p_u^L = \frac{a_1 s + a_2}{s^2 + k^2} + \frac{a_3 s + a_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}. \quad (6.195)$$

Відносно невідомих коефіцієнтів a_1, a_2, a_3, a_4 із (6.195) одержимо систему алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{aligned} a_1 + a_3 &= 0; & 2\beta a_1 + a_2 + a_4 &= 0; \\ a_1 \Omega_0^2 + 2\beta a_2 + a_3 k^2 &= -2\beta A; & a_2 \Omega_0^2 + a_4 k^2 &= -A \Omega_0^2. \end{aligned} \quad (6.196)$$

Розв'язок системи алгебраїчних рівнянь (6.196) має вигляд:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{2A\beta k^2}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)^2 \right]}; & a_2 &= -A - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \frac{A \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)^2 \right]}; \\ a_3 &= \frac{-2A\beta k^2}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)^2 \right]}; & a_4 &= \frac{A \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)}{\left[4\beta^2 k^2 + \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \right)^2 \right]}. \end{aligned} \quad (6.197)$$

Із (6.195) одержимо

$$p_u^L = \frac{a_1 s}{s^2 + k^2} + \frac{a_2}{s^2 + k^2} + \frac{a_3 s}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} + \frac{a_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}, \quad (6.198)$$

де коефіцієнти a_1, a_2, a_3, a_4 визначаються формулами (6.197).

У виразі (6.198) від зображень за Лапласом перейдемо до оригіналів, використовуючи формули операційного числення [193]:

$$\begin{aligned} p_u(r,t) &= a_1 \cos kt + \frac{a_2}{k} \sin kt + a_3 \left[e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right] + \frac{a_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t = \\ &= a_1 \cos kt + \frac{a_2}{k} \sin kt - a_1 e^{-\beta t} \left(\cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right) + \frac{a_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t. \end{aligned} \quad (6.199)$$

Ввівши безрозмірні параметри: $\frac{k}{\Omega_0} = \bar{k}$; $\frac{\beta}{\Omega_0} = \bar{\beta}$; $\frac{\Omega}{\Omega_0} = \bar{\Omega}$; $t\Omega_0 = \bar{t}$;

$\frac{r}{R_0} = \bar{r}$, вираз (6.199) представимо у вигляді:

$$p_u(\bar{r}, \bar{t}) = \bar{a}_1 \cos \bar{k}\bar{t} + \bar{a}_2 \sin \bar{k}\bar{t} - \bar{a}_1 e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left[\cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] + \bar{a}_4 e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t}, \quad (6.200)$$

$$\text{де } \bar{a}_1 = \frac{2\bar{\beta}\bar{k}^3 p_m}{\alpha \bar{r}} \left(\frac{1}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (1-\bar{k}^2)^2} \right);$$

$$\bar{a}_2 = -\frac{p_m}{\alpha \bar{r}} \left(1 + \frac{\bar{k}^2 (1-\bar{k}^2)}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (1-\bar{k}^2)^2} \right); \quad (6.201)$$

$$\bar{a}_4 = \frac{p_m}{\alpha \bar{r}} \frac{\bar{k}}{\bar{\Omega}} \left(\frac{1-\bar{k}^2}{4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (1-\bar{k}^2)^2} \right).$$

При $\bar{r} = 1$ ($r = R_0$) із (6.200), (6.201) маємо залежність, що описує поле тиску на поверхні газового пухиря:

$$\begin{aligned} p_u(\bar{t}) &= \frac{p_m}{\alpha} \frac{1}{\left[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 + (1-\bar{k}^2)^2 \right]} \left\{ 2\bar{\beta}^2 \bar{k}^3 \cos \bar{k}\bar{t} - \right. \\ &\left. - \left[(1-\bar{k}^2) + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 \right] \sin \bar{k}\bar{t} - e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left[2\bar{\beta} \bar{k}^3 \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{(1-\bar{k}^2)\bar{k} + 2\bar{\beta}^2 \bar{k}^3}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (6.202)$$

Як видно із залежності (6.202), поле тиску носить коливальний характер і суттєво залежить від параметра μ , при цьому

$$\mu = \frac{1}{(1-\bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2}. \quad (6.203)$$

Параметр μ інколи називають коефіцієнтом динамічності [238].

Дослідимо залежність параметра μ від параметрів \bar{k} (відношення частоти набігаючої хвилі до власної частоти коливань газового пухиря) та $\bar{\beta}$, що

характеризує згасання хвиль тиску. Очевидно, що знайшовши залежність коефіцієнта динамічності від \bar{k} і $\bar{\beta}$, ми тим самим визначимо і залежність від них амплітуди хвиль тиску.

Знайдемо екстремум функції

$$y = (1 - \bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2. \quad (6.204)$$

Для цього прирівняємо до нуля похідну

$$\frac{dy}{d\bar{k}} = 2(1 - \bar{k}^2)(-2\bar{k}) + 8\bar{\beta}^2 \bar{k} = 0. \quad (6.205)$$

Коренями рівняння (6.205) є

$$\bar{k}_1 = 0; \quad \bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}; \quad \bar{k}_3 = -\sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}.$$

Оскільки параметр \bar{k} – додатний, то корінь \bar{k}_3 повинен бути відкинтий. Знайдемо другу похідну:

$$\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} = 12\bar{k}^2 - 4(1 - 2\bar{\beta}^2).$$

Для $\bar{k}_1 = 0$ при $1 - 2\bar{\beta}^2 < 0$, тобто при $\bar{\beta} > \frac{\sqrt{2}}{2}$

$$\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} = 4(2\bar{\beta}^2 - 1) > 0$$

і, отже, функція y має мінімум, а коефіцієнт динамічності μ – максимум. Інших дійсних коренів при цих значеннях $\bar{\beta}$ рівняння (6.205) не має.

Якщо $\bar{\beta} < \frac{\sqrt{2}}{2}$, тоді для $\bar{k}_1 = 0$ $\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} < 0$. Це означає, що μ при цьому має мінімум.

Для кореня $\bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}$

$$\frac{d^2y}{d\bar{k}^2} = 8(1 - 2\bar{\beta}^2) > 0,$$

тобто при $\bar{k} = \bar{k}_2$ коефіцієнт динамічності має максимум.

Зауважимо, що завжди $\bar{k}_2 \leq 1$ і тільки, коли $\bar{\beta} = 0$ (середовище без опору), $\bar{k}_2 = 1$.

Максимальне значення коефіцієнта динамічності знайдемо, підставивши $\bar{k}_2 = \sqrt{1 - 2\bar{\beta}^2}$ у формулу (6.203):

$$\mu_{\max} = \frac{1}{4\bar{\beta}^2(1 - \bar{\beta}^2)}.$$

На рис. 6.15 зображені криві, що визначають залежність коефіцієнта динамічності μ від $\bar{k} = \frac{k}{\Omega_0}$. Кожній із кривих відповідає певне значення $\bar{\beta} = \frac{\beta}{\Omega_0}$. Пунктирна лінія проходить через точки максимумів.

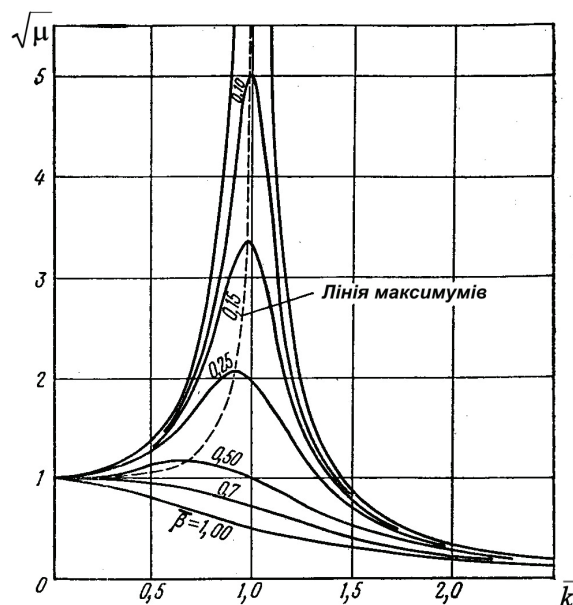


Рис. 6.15. Залежність коефіцієнта динамічності μ від \bar{k} для різних значень $\bar{\beta}$

Із рис. 6.15 та формули (6.202) видно, що амплітуда хвиль тиску при \bar{k} , достатньо великому та достатньо малому в порівнянні з $\bar{k} = 1$, дуже мало залежить від опору середовища. При \bar{k} , що близькі до $\bar{k} = 1$, вплив опору середовища на амплітуду хвиль тиску дуже суттєвий.

При $\bar{k} \rightarrow \infty$ амплітуда хвиль тиску асимптотично прямує до нуля. Це значить, що при великій частоті набігаючої хвилі в порівнянні із власною частотою коливань газового пухиря поле хвиль тиску, що випромінюється газовим пухирем, дуже незначне.

При $\bar{k} \rightarrow 0$ (коли частота набігаючої хвилі $k \ll \Omega_0$) із формули (6.202) одержуємо:

$$p_u(\bar{t}) = -\frac{p_m}{\alpha} \sin \bar{k} \bar{t}.$$

Тобто, газовий пухир не реагує на набігаючу хвилю.

Найбільш цікавим з практичної точки зору є випадок, коли $\bar{k} = 1$. При $\bar{k} = 1$ (резонанс, коли $k = \Omega_0$) із формули (6.202) маємо:

$$p_u(\bar{t}) = \frac{p_m}{2\beta\alpha} \left[\cos \bar{t} - 2\bar{\beta} \sin \bar{t} - e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left(\cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) \right]. \quad (6.206)$$

Із використанням залежності (6.206) на рис. 6.16 зображено нормоване безрозмірне поле хвиль тиску $\bar{p}_u(\bar{t})$, що випромінюється газовим пухирем при

різних початкових параметрах: крива 1 відповідає даним табл. 6.11 (перший стовпчик); крива 2 – даним табл. 6.11 (другий стовпчик) ($\bar{p}_u = p_u(\bar{t})/(p_m/\alpha)$).

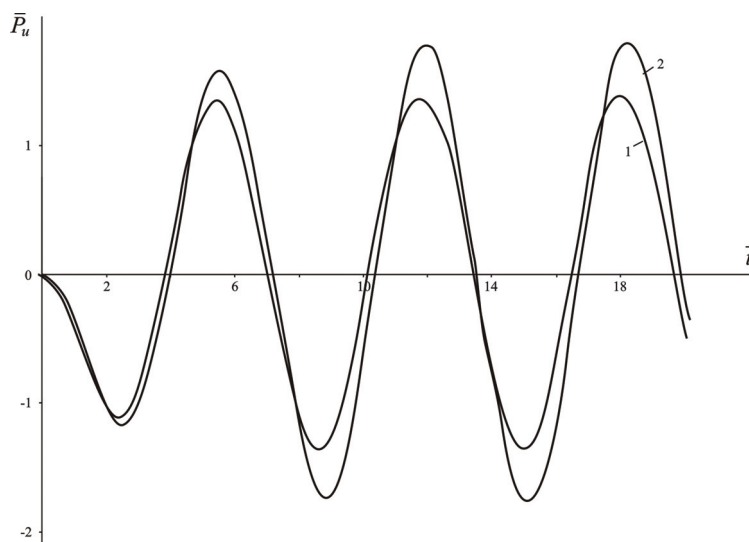


Рис. 6.16. Поле хвиль тиску \bar{p}_u при різних значеннях параметра $\bar{\beta}$:

крива 1 – $\bar{\beta} = 0,524$; крива 2 – $\bar{\beta} = 0,333$

Таблиця 6.11. Вихідні дані для розрахунку поля хвиль тиску при початкових параметрах газонасиченого середовища

Розрахункові параметри, розмірність	Початкові параметри			
	$R_0 = 0,001$ м $\rho_0 = 800$ кг/м ³ $c_0 = 1\,000$ м/с $p_0 = 2 \cdot 10^6$ Па	$R_0 = 0,0001$ м $\rho_0 = 800$ кг/м ³ $c_0 = 500$ м/с $p_0 = 2 \cdot 10^6$ Па	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5}$ м $\rho_0 = 1\,000$ кг/м ³ $c_0 = 1\,300$ м/с $p_0 = 2 \cdot 10^6$ Па	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5}$ м $\rho_0 = 1\,000$ кг/м ³ $c_0 = 1\,300$ м/с $p_0 = 4 \cdot 10^7$ Па
a , 1/с	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$
β_0 , 1/с	5 000,0	$1 \cdot 10^5$	307 692,3	6 153 846,0
β , 1/с	50 000,0	318 181,81	6 188 811,0	11 503 496,0
Ω_0 , 1/с	95 346,26	953 462,58	8 528 028,4	38 138 501,0
Ω , 1/с	81 184,4	898 805,44	5 867 357,8	36 362 273,0
$\bar{\beta} = \beta/\Omega_0$	0,524	0,333	0,726	0,302
$\bar{\Omega} = \Omega/\Omega_0$	0,851	0,942	0,688	0,953
$\bar{\beta}/\bar{\Omega}$	0,615	0,353	1,055	0,317

При зазначених параметрах формула (6.206), що описує криві рис. 6.16, має вигляд:
для кривої 1

$$\bar{p}_u = \frac{p_u(\bar{t})}{p_m/\alpha} = 0,954 \left[\cos \bar{t} - 1,048 \sin \bar{t} - e^{-0,524\bar{t}} (\cos 0,851\bar{t} - 0,615 \sin 0,851\bar{t}) \right];$$

для кривої 2

$$\bar{p}_u = \frac{p_u(\bar{t})}{p_m/\alpha} = 1,5 \left[\cos \bar{t} - 0,666 \sin \bar{t} - e^{-0,333\bar{t}} (\cos 0,942\bar{t} - 0,353 \sin 0,942\bar{t}) \right].$$

Як видно із рис. 6.16 та формул (6.202) поле хвиль тиску, що випромінюється газовим пухирем при взаємодії його з набігаючою хвилею, залежить від параметра $\bar{\beta}$. Цей параметр, у свою чергу, визначається через початкові характеристики, що характеризують газонасичене середовище (R_0, ρ_0, c_0, p_0). Як відмічалось вище він визначає згасання хвиль тиску в середовищі.

Із використанням залежності (6.206) та даних табл. 6.11 (третій і четвертий стовпчики) на рис. 6.17 приведені криві хвиль тиску, випромінюваних газовим пухирем в залежності від гідростатичного тиску p_0 . Крива 1 відповідає даним табл. 6.11 (3 стовпчик), крива 2 – даним табл. 6.11 (4 стовпчик).

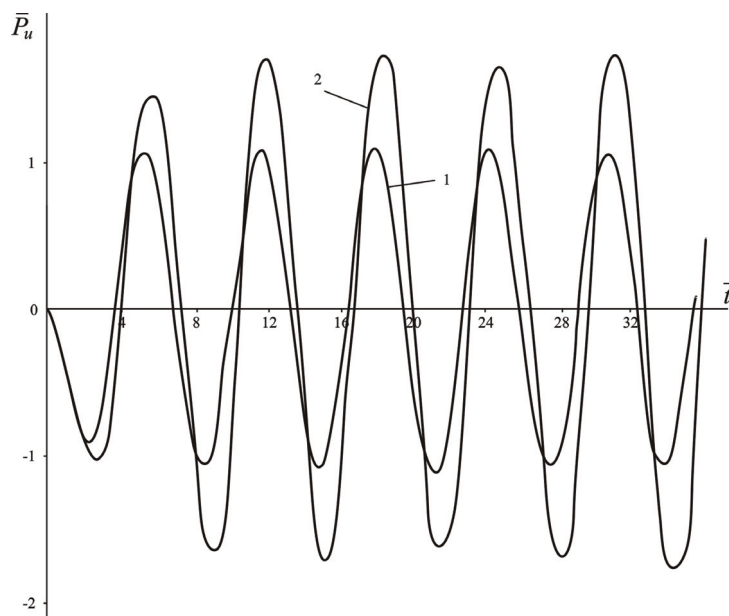


Рис. 6.17. Поле хвиль тиску \bar{p}_u в залежності від гідростатичного тиску:
крива 1 – $p_0 = 400$ атм; крива 2 – $p_0 = 200$ атм

Із рис. 6.17 видно, що величина гідростатичного тиску більш суттєво, порівняно з $\bar{\beta}$, впливає на поле хвиль тиску, що випромінюється газовим пухирем в полі набігаючої хвилі $p_e(t)$.

6.9. Визначення амплітуди коливань газового пухиря

При взаємодії газового пухиря з набігаючою хвилею $p_e(t)$ пухир буде здійснювати змушені коливання, що описуються наступним інтегро-диференціальним рівнянням [184]:

$$\dot{R}_1 - \frac{a}{\alpha} \int_0^t \dot{R}_1(\tau) e^{-a(t-\tau)} d\tau + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_1 = \frac{-p_e(t)}{\alpha \rho_0 c_0}. \quad (6.207)$$

Зауважимо, що рівняння (6.207) – це рівняння (6.160) при умові $\sigma = 0$ (сили поверхневого натягу не враховуються).

Знайдемо розв'язок рівняння (6.207) з використанням операційного методу

[193]. Рівняння (6.207) в зображеннях за Лапласом має вигляд:

$$sR_1^L - \frac{a}{\alpha} \frac{s}{s+a} R_1^L + \frac{2\beta_0}{\alpha} R_1^L = \left(-\frac{1}{\alpha\rho_0c_0} \right) p_6^L. \quad (6.208)$$

У випадку дії набігаючої хвилі виду (6.192) із (6.208) знайдемо:

$$R_1^L = \left(-\frac{p_m k}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \frac{s+a}{(s^2+k^2)[(s+\beta)^2+\Omega^2]} = \left(-\frac{p_m k}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \frac{s+a}{(s^2+k^2)[s^2+2\beta s+\Omega_0^2]}, \quad (6.209)$$

де параметри α , β , Ω , Ω_0 визначаються формулами (6.190).

Розклавши (6.209) на прості дробі, одержимо:

$$R_1^L = \left(-\frac{p_m k}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \left(\frac{b_1 s + b_2}{s^2 + k^2} + \frac{b_3 s + b_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right) = \left(-\frac{p_m k}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \left(\frac{b_1 s}{s^2 + k^2} + \frac{b_2}{s^2 + k^2} + \frac{b_3 s}{(s + \beta)^2 + \Omega^2} + \frac{b_4}{(s + \beta)^2 + \Omega^2} \right), \quad (6.210)$$

$$\text{де } b_1 = \frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{k^2 \left[4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2 \right]}; \quad b_2 = \frac{1}{2\beta} + b_1 \frac{k^2}{2\beta} \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right); \quad b_3 = -b_1; \quad b_4 = \frac{a}{k^2} - b_2 \frac{\Omega_0^2}{k^2}.$$

У виразі (6.210) від зображень за Лапласом перейдемо до оригіналів і після алгебраїчних спрощень одержимо:

$$R_1(t) = \left(-\frac{p_m}{\rho_0 c_0 \alpha k} \right) \left[\frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \cos kt + \frac{k}{2\beta} \left[1 + \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right) \frac{-2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \right] \sin kt + \frac{2\beta a - k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \left(e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right) + \left[\frac{a}{\Omega} - \frac{\Omega_0^2}{2\beta \Omega} \left(1 - \frac{2\beta a + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)}{4\beta^2 + k^2 \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right)^2} \left(1 - \frac{\Omega_0^2}{k^2} \right) \right) \right] e^{-\beta t} \sin \Omega t. \quad (6.211)$$

Ввівши безрозмірні параметри $t\Omega_0 = \bar{t}$; $\frac{k}{\Omega_0} = \bar{k}$; $\frac{\beta}{\Omega_0} = \bar{\beta}$; $\frac{\Omega}{\Omega_0} = \bar{\Omega}$; $\frac{a}{\Omega_0} = \bar{a}$, із (6.211) одержимо:

$$R_1(\bar{t}) = \left(-\frac{p_m}{\rho_0 c_0 \alpha \Omega_0} \right) \frac{\bar{k}}{(1-\bar{k}^2)^2 + 4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2} \left\{ (1-\bar{k}^2 - 2\bar{\beta}\bar{a}) \cos \bar{k}\bar{t} + \frac{2\bar{\beta}\bar{k}^2 + \bar{a}(1-\bar{k}^2)}{\bar{k}} \sin \bar{k}\bar{t} + e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left[(2\bar{\beta}\bar{a} - (1-\bar{k}^2)) \cos \bar{\Omega}\bar{t} + \frac{2\bar{\beta}(\bar{a}\bar{\beta} - 1) + (1-\bar{k}^2)(\bar{\beta} - \bar{a})}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] \right\}. \quad (6.212)$$

Розглянемо випадок, коли $\bar{k} = 1 \left(\frac{k}{\Omega_0} = 1 \right)$. Із (6.212) при $\bar{k} = 1$ маємо:

$$R_1(\bar{t}) = \left(-\frac{p_m}{\rho_0 c_0 \alpha \Omega_0} \right) \frac{\bar{a}}{2\bar{\beta}} \left[-\cos \bar{t} + \frac{1}{\bar{a}} \sin \bar{t} + e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \left(\cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) + \left(\frac{2\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} - \frac{1}{\bar{a}\bar{\Omega}} \right) e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right]. \quad (6.213)$$

Другий випадок, коли $\bar{k} \rightarrow 0$, тобто частота Ω_0 значно більша, ніж k . Із (6.212) видно, що $R_1(\bar{t}) \rightarrow 0$.

Третій випадок, коли $\bar{k} \rightarrow \infty$, тобто частота Ω_0 значно менша, ніж частота набігаючої хвилі k , приводить до $R_1(\bar{t}) \rightarrow 0$.

Для випадку резонансу при вихідних параметрах, що приведені в табл. 6.12 (1 стовпчик) при $p_m = 5 \cdot 10^6$ Па із (6.213) маємо:

$$R_1(\bar{t}) = (-5,1759226 \cdot 10^{-7}) \left[-\cos \bar{t} + 0,293 \sin \bar{t} + e^{-0,302\bar{t}} (\cos 0,953\bar{t} + 0,009 \sin 0,953\bar{t}) \right]. \quad (6.214)$$

При $\bar{k} = 0,1$ та вихідних даних, що приведені в табл. 6.12 (1 стовпчик), із формули (6.212)

$$R_1(\bar{t}) = (-9,3193666 \cdot 10^{-9}) \left[-1,07 \cos 0,1\bar{t} + 33,82 \sin 0,1\bar{t} + e^{-0,302\bar{t}} (1,07 \cos 0,953\bar{t} - 3,175 \sin 0,953\bar{t}) \right]. \quad (6.215)$$

Із використанням залежностей (6.214), (6.215) на рис. 6.18 приведені графіки пульсацій газового пухиря радіусом $R_0 = 10^{-5}$ м при різних режимах його взаємодії із синусоїдальною хвилею (крива 1 при $\bar{k} = 1$; крива 2 – при $\bar{k} = 0,1$). Як видно із рис. (6.18), при $\bar{k} = 1$ амплітуда пульсуючих коливань газового пухиря зростає у порівнянні з варіантом $\bar{k} = 0,1$ в 1,65 разів, а частоти коливань підвищуються в 10 разів.

Таблиця 6.12. Вихідні дані для розрахунку поля хвиль тиску при початкових параметрах газонасиченого середовища

Розрахункові параметри, розмірність	Початкові параметри	
	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $\rho_0 = 1 \text{ 000 кг/м}^3$ $c_0 = 1 \text{ 300 м/с}$ $p_0 = 4 \cdot 10^7 \text{ Па}$ $\rho_m = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$	$R_0 = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ $\rho_0 = 1 \text{ 000 кг/м}^3$ $c_0 = 1 \text{ 300 м/с}$ $p_0 = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$ $\rho_m = 5 \cdot 10^6 \text{ Па}$
$a, 1/\text{с}$	$1,3 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^8$
$\beta_0, 1/\text{с}$	6153846,0	769230,76
$\beta, 1/\text{с}$	11503496,0	6608391,5
$\Omega_0, 1/\text{с}$	38138501,0	13483996,0
$\Omega, 1/\text{с}$	36362273,0	11753609,0
$\bar{\beta} = \beta/\Omega_0$	0,302	0,490
$\bar{\Omega} = \Omega/\Omega_0$	0,953	0,872
$\bar{\beta}/\bar{\Omega}$	0,317	0,562
$\bar{a} = a/\Omega_0$	3,410	9,641

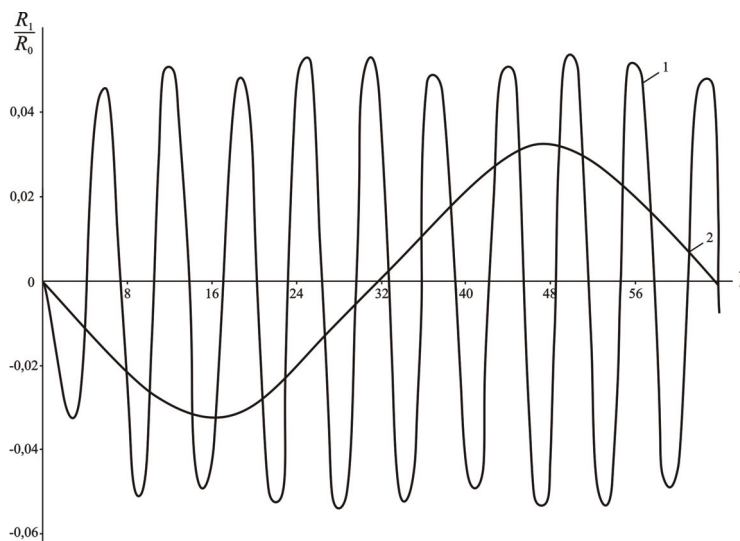


Рис. 6.18. Пульсації газового пухиря радіусом $R_0 = 10^{-5} \text{ м}$ в залежності від параметра \bar{k} :
крива 1 – $\bar{k} = 1$; крива 2 – $\bar{k} = 0,1$

На рис. 6.19 приведені криві пульсацій газового пухиря при взаємодії його із синусоїдальною хвилею в залежності від параметра p_0 при $\bar{k} = 1$.

Крива 1 на рис. 6.19 побудована із використанням вихідних параметрів, що приведені в табл. 6.12 (стовпчик 2) і відповідає значенню $p_0 = 50 \text{ атм}$. Ця крива описується залежністю:

$$R_1(\bar{t}) = \left(-2,5510053 \cdot 10^{-6} \right) \left[-\cos \bar{t} + 0,1037 \sin \bar{t} + e^{-0,49\bar{t}} (\cos 0,872\bar{t} + 0,443 \sin 0,872\bar{t}) \right] \quad (6.216)$$

Крива 2 на рис. 6.19 описується залежністю (6.214) і відповідає значенню параметра $p_0 = 400 \text{ атм}$.

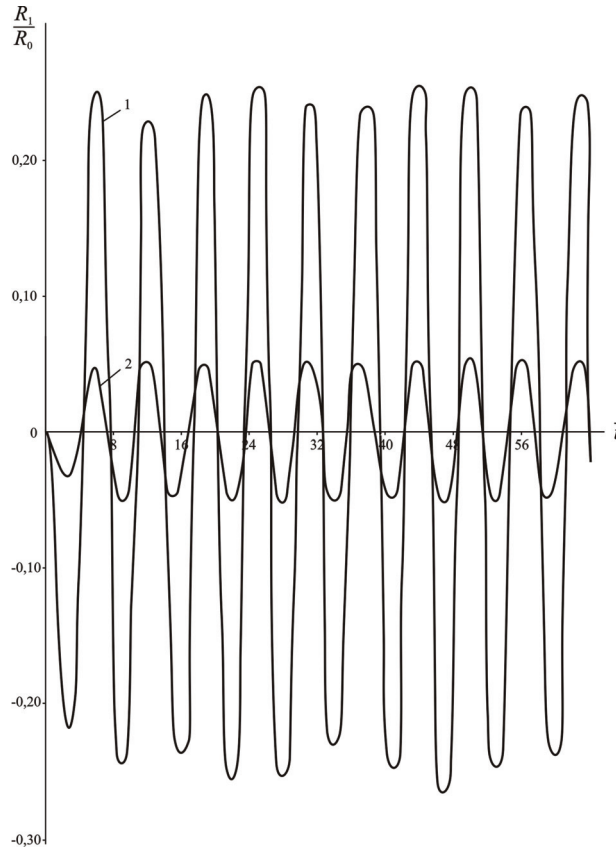


Рис. 6.19. Пульсації газового пухиря радіусом $R_0 = 10^{-5}$ м в залежності від гідростатичного тиску p_0 :
крива 1 – $p_0 = 50$ атм; крива 2 – $p_0 = 400$ атм

Таким чином, як видно із рис. 6.19, параметр p_0 суттєво впливає на значення амплітуди пульсацій газового пухиря в полі набігаючої хвилі.

6.10. Колективна дія газових пухирів у рідинному середовищі

Для визначення сумарного тиску p_c , що випромінюється системою точкових джерел у вигляді газових пухирів певної їх концентрації в рідинному середовищі (воді), скористаємось залежністю [233]:

$$p_u = 2A_0n_0\varepsilon_0^{2/3} \frac{R_1}{R_0}, \quad (6.217)$$

де A_0 , n_0 – коефіцієнти, що визначають рівняння стану води; ε_0 – початкова об'ємна концентрація газу; R_1 – амплітуда пульсацій пухиря; R_0 – початковий радіус пухиря.

Відомо, що закон малих пульсацій газового пухиря в полі тиску набігаючої хвилі $p_e(t)$ в області зображень за Лапласом визначається виразом [184]:

$$R_1^L = \left(-\frac{1}{\rho_0 c_0 \alpha} \right) \left[\frac{p_e^L(s+a)}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right]. \quad (6.218)$$

Підставляючи (6.218) в зображення за Лапласом залежності (6.217), знаходимо

$$p_u^L = \left(-\frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \right) \left[\frac{p_\varepsilon^L(s+a)}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right]. \quad (6.219)$$

В роботі [233] отримана формула для визначення сумарного тиску в зображенні за Лапласом у довільній точці x_0 :

$$p_c^L|_{x=x_0} = \sum_{m=0}^M p_u^L + \sum_{n=1}^N p_u^L e^{-\frac{sn2r_0}{c_0}} + p_\varepsilon^L, \quad (6.220)$$

де $M = \left[\frac{x_0}{r_0} \right]$, $N = \left[\frac{c_0 t}{r_0} \right]$; $[x]$ – означає цілу частину числа x .

Параметр r_0 визначає ширину плоского фронту хвилі, що випромінюється системою газових пухирів. Згідно [233] його можна визначити із співвідношення:

$$\frac{R_0}{r_0} = \varepsilon_0^{1/3}. \quad (6.221)$$

Враховуючи тиск випромінювання (6.219), із (6.220) знаходимо

$$p_c^L|_{x=x_0} = p_\varepsilon^L \left\{ 1 - \left(\frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \right) \left[\frac{(s+a)}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right] \left(M + \sum_{n=1}^N e^{-\frac{2snr_0}{c_0}} \right) \right\}. \quad (6.222)$$

При $M \gg N$ має місце співвідношення

$$p_c^L|_{x=x_0} = p_\varepsilon^L \left\{ 1 - \left(\frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} \right) \left[\frac{s+a}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2} \right] M \right\}. \quad (6.223)$$

У якості прикладу визначимо сумарний тиск, що випромінюється газовими пухирями при дії на них набігаючою хвилею $p_\varepsilon = p_m \sin kt$.

Вихідні параметри: $\varepsilon_0 = 0,017$; $R_0 = 0,0001$ м; $x_0 = 0,1$ м; $c_0 = 500$ м/с; $t = 1 \cdot 10^{-5}$ с (10 мкс); $A_0 = 33,8 \cdot 10^5$ Па; $n_0 = 76,1$ (A_0 , n_0 взяті з роботи [233] для заданої концентрації газу ε_0).

При таких вихідних параметрах із формули (6.221) знаходимо: $r_0 = 3,8891 \cdot 10^{-4}$ м. Параметри M і N дорівнюють:

$$M = \left[\frac{x_0}{r_0} \right] = \left[\frac{0,1}{3,8891 \cdot 10^{-4}} \right] = 257;$$

$$N = \left[\frac{500 \cdot 1 \cdot 10^{-5}}{3,8891 \cdot 10^{-4}} \right] = 13.$$

У даному випадку маємо $M \gg N$. Відповідно, для визначення сумарного тиску, що випромінюється системою газових пухирів, скористаємось формулою (6.223).

Позначивши $B = \frac{2A_0 n_0 \varepsilon_0^{2/3}}{\rho_0 c_0 \alpha R_0} M$, при $p_\varepsilon^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2}$ із співвідношення (6.223)

знаходимо:

$$p_c^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2} - \left(\frac{B p_m k}{s^2 + k^2} \right) \frac{s + a}{(s^2 + k^2)(s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2)}. \quad (6.224)$$

З метою визначення сумарного тиску від дії системи газових пухирів у точці $x = x_0$ у формулі (6.224) необхідно від зображень за Лапласом перейти до оригіналів. Для цього другий член рівняння (6.224) розкладемо на прості дроби і після виконання відповідних алгебраїчних операцій отримаємо:

$$p_c^L = \frac{p_m k}{s^2 + k^2} + \frac{a_1 s + a_2}{s^2 + k^2} + \frac{a_3 s + a_4}{s^2 + 2\beta s + \Omega_0^2}, \quad (6.225)$$

де

$$a_1 = \frac{B p_m k a}{2\beta \Omega_0^2} - \frac{\left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) B p_m k \left[a \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta a - \Omega_0^2) \right]}{2\beta \left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]};$$

$$a_2 = -\frac{B p_m k a}{\Omega_0^2} - \frac{k^2}{\Omega_0^2} \frac{B p_m k \left[a \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta a - \Omega_0^2) \right]}{\left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]}; \quad (6.226)$$

$$a_3 = -a_1; \quad a_4 = \frac{B p_m k \left[a \Omega_0^2 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right) - 2\beta(2\beta a - \Omega_0^2) \right]}{\left[4\beta^2 k^2 - \Omega_0^4 \left(1 - \frac{k^2}{\Omega_0^2}\right)^2 \right]}.$$

З використанням формул операційного числення із (6.225), переходячи до класу оригіналів, отримаємо:

$$p_c(t) = p_m \sin kt + a_1 \cos kt + \frac{a_2}{k} \sin kt - a_1 \left[e^{-\beta t} \cos \Omega t - \frac{\beta}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t \right] + \frac{a_4}{\Omega} e^{-\beta t} \sin \Omega t. \quad (6.227)$$

Ввівши безрозмірні параметри:

$$\bar{k} = \frac{k}{\Omega_0}; \quad \bar{\beta} = \frac{\beta}{\Omega_0}; \quad \bar{\Omega} = \frac{\Omega}{\Omega_0}; \quad \bar{a} = \frac{a}{\Omega_0}; \quad \bar{B} = \frac{B}{\Omega_0}; \quad \bar{t} = t \cdot \Omega_0,$$

із співвідношення (6.227) маємо:

$$p_c(\bar{t}) = p_m \sin \bar{k}\bar{t} + \bar{a}_1 \cos \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{a}_2}{k} \sin \bar{k}\bar{t} - \bar{a}_1 \left[e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right] + \frac{\bar{a}_4}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t}, \quad (6.228)$$

де

$$\begin{aligned} \bar{a}_1 &= \frac{\bar{B}p_m \bar{k} \bar{a}}{2\bar{\beta}} - \frac{(1-\bar{k}^2) \bar{B}p_m \bar{k} [\bar{a}(1-\bar{k}^2) - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{a}-1)]}{2\bar{\beta} [4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1-\bar{k}^2)^2]}; \\ \bar{a}_2 &= -\bar{B}p_m \bar{k} \bar{a} - \frac{\bar{k}^2 p_m \bar{B} \bar{k} [\bar{a}(1-\bar{k}^2) - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{a}-1)]}{[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1-\bar{k}^2)^2]}; \\ \bar{a}_3 &= -\bar{a}_1; \quad \bar{a}_4 = \frac{\bar{B}p_m \bar{k} [\bar{a}(1-\bar{k}^2) - 2\bar{\beta}(2\bar{\beta}\bar{a}-1)]}{[4\bar{\beta}^2 \bar{k}^2 - (1-\bar{k}^2)^2]}. \end{aligned} \quad (6.229)$$

У випадку резонансу $\left(\bar{k} = \frac{k}{\Omega_0} = 1\right)$ із формул (6.228), (6.229) отримаємо:

$$\begin{aligned} p_c(\bar{t}) &= p_m \sin \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{B}p_m \bar{a}}{2\bar{\beta}} \cos \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B}p_m}{2\bar{\beta}k} \sin \bar{k}\bar{t} - \\ &- \frac{\bar{B}p_m \bar{a}}{2\bar{\beta}} \left(e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) - \frac{\bar{B}p_m}{2\bar{\beta}\bar{\Omega}} (2\bar{\beta}\bar{a}-1) \times \\ &\times e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} = p_m \left[\sin \bar{k}\bar{t} + \frac{\bar{B}\bar{a}}{2\bar{\beta}} \cos \bar{k}\bar{t} - \frac{\bar{B}}{2\bar{\beta}k} \sin \bar{k}\bar{t} - \right. \\ &\left. - \frac{\bar{B}\bar{a}}{2\bar{\beta}} \left(e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \cos \bar{\Omega}\bar{t} - \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right) - \frac{\bar{B}}{2\bar{\beta}\bar{\Omega}} (2\bar{\beta}\bar{a}-1) e^{-\bar{\beta}\bar{t}} \sin \bar{\Omega}\bar{t} \right]. \end{aligned} \quad (6.230)$$

Для заданих вихідних даних скористаємось розрахунковими параметрами табл. 6.11 (стовпчик 2):

$$\bar{a} = 5,214; \quad \bar{\beta} = 0,333; \quad \bar{\Omega} = 0,942; \quad \frac{\bar{\beta}}{\bar{\Omega}} = 0,353.$$

$$\text{Значення } \bar{B} = \frac{B}{\Omega_0} = \frac{1,9866031 \cdot 10^8}{953462,58} = 208,35.$$

Підставивши ці значення параметрів в формулу (6.230), отримаємо сумарний тиск від дії газових пухирів в полі набігаючої хвилі:

$$p_c(\bar{t}) = p_m \left[\sin \bar{t} + 1631,14 \cos \bar{t} - 312,84 \sin \bar{t} - 1631,14 e^{-0,333\bar{t}} (\cos 0,942\bar{t} - 0,353 \sin 0,942\bar{t}) - 821,12 e^{-0,333\bar{t}} \sin 0,942\bar{t} \right]. \quad (6.231)$$

З використанням формули (6.231) при $p_m = 2 \cdot 10^6$ Па в табл. 6.13 приведені значення сумарного тиску p_c в залежності від безрозмірного часу \bar{t} .

Таблиця 6.13. Залежність тиску p_c від \bar{t}

p_c , Па	\bar{t}	p_c , Па	\bar{t}	p_c , Па	\bar{t}
0	0	$1,73 \cdot 10^9$	7	$-1,99 \cdot 10^8$	14
$-4,22 \cdot 10^8$	1	$-1,18 \cdot 10^9$	8	$-2,88 \cdot 10^9$	15
$-1,65 \cdot 10^9$	2	$-3,15 \cdot 10^9$	9	$-2,93 \cdot 10^9$	16
$-2,23 \cdot 10^9$	3	$-2,28 \cdot 10^9$	10	$-2,87 \cdot 10^8$	17
$-8,88 \cdot 10^8$	4	$6,98 \cdot 10^8$	11	$2,63 \cdot 10^9$	18
$1,68 \cdot 10^9$	5	$3,08 \cdot 10^9$	12	$3,14 \cdot 10^9$	19
$2,98 \cdot 10^9$	6	$2,64 \cdot 10^9$	13	$7,58 \cdot 10^8$	20

Із даних табл. 6.13 видно, що зміна тиску з безрозмірним часом \bar{t} має коливальний характер. Максимальні значення p_c досягають величин $3,14 \cdot 10^9$ Па. Теоретичними розрахунками в роботі [229] встановлено, що при коливаннях дрібних газових пухирів у воді в фазі їх стискання короткочасно (на протязі 10^{-6} – 10^{-9} с) можуть виникати тиски до 10^9 Па і температури порядку 10^4 °С.

Розділ 7

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ХВИЛЬОВИХ ЗБУРЕНЬ В НЕЛІНІЙНИХ ГЕОСЕРЕДОВИЩАХ

В цьому розділі висвітлено ряд питань, що стосуються поширення нелінійних хвиль у в'язкопружних середовищах і середовищах із структурою. Саме врахування нелінійних факторів дозволить встановити деякі закономірності, які можуть бути використані при розробці новітніх імпульсних геотехнологій інтенсифікації видобутку нафти, газу, води та інших корисних копалин.

7.1. Розповсюдження акустичних хвиль в нелінійних геосередовищах

З літературних джерел [20, 98, 118, 120, 128, 255] відомо, що з метою підвищення нафтовіддачі пластів застосовуються акустичні методи дії. У більшості розроблених акустичних методів дії на пласт не враховуються нелінійні властивості геосередовищ. Не з'ясований повністю механізм такої дії. У зв'язку з цим представляє науковий та практичний інтерес вивчення механізму розповсюдження акустичних хвиль в нелінійних геосередовищах.

Запишемо основні рівняння одномірного плаского руху (6.1–6.3) в змінних Лагранжа x, t [227]:

$$\begin{cases} \rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0; & \rho_0 = \rho \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right); \\ p = p(\rho) = p_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \end{cases} \quad (7.1)$$

де $u(x, t)$ – зміщення часток середовища зі свого початкового положення x ; p, p_0 – змінний та початковий тиск, відповідно; ρ, ρ_0 – змінна та початкова щільність геосередовища, відповідно; γ – показник адиабати Пуассона.

Перше рівняння – це узагальнення другого закону Ньютона для суцільного середовища. Друге – рівняння неперервності, тобто закон збереження маси речовини, представлений в диференціальній формі. Третє – рівняння стану у формі адиабати Пуассона.

Для гірських порід рівняння стану можна представити у формі Тета [198, 200]:

$$p = p_0 \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma - 1 \right], \quad (7.2)$$

де $p_0 = 785 \cdot 10^8$ Па, $\gamma = 7,55$ (для вапняка); $p_0 = 8,35 \cdot 10^7$ Па, $\gamma = 7,51$ (для алевроліта).

Два останніх рівняння системи (7.1) можна представити у вигляді

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 + \partial u / \partial x}; \quad p = p(\rho) = p_0 \left(\frac{1}{1 + \frac{\partial u}{\partial x}} \right)^\gamma. \quad (7.3)$$

Для рівняння стану виду (7.2) отримуємо

$$p = p_0 \left(\frac{1}{1 + \frac{\partial u}{\partial x}} \right)^\gamma - p_0. \quad (7.4)$$

Із (7.3) і (7.4) видно, що щільність та тиск виражаються як функції лише однієї змінної $\frac{\partial u}{\partial x}$. Це означає, що система (7.1) має розв'язок у вигляді простих хвиль.

Підставляючи рівняння стану (7.4) в праву частину першого рівняння (7.1), прийдемо до нелінійного рівняння Ірншоу [256]

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_0^2 \frac{\partial^2 u / \partial x^2}{\left(1 + \partial u / \partial x\right)^{\gamma+1}}, \quad (7.5)$$

де $c_0^2 = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}$ – квадрат рівноважної швидкості звуку.

Рівняння (7.5) містить нелінійність загального вигляду і формально придатне для опису сильних збурень. Проте, потрібно щоб знаменник в (7.5) не був рівним нулю $\left(\frac{\partial u}{\partial x} \neq -1\right)$. В нелінійній акустиці мають справу зі слабо нелінійними хвилями,

для яких $\left| \frac{\partial u}{\partial x} \right| \ll 1$.

Вважаючи нелінійність слабкою, спростимо рівняння Ірншоу (7.5), зберігши в ньому лише два головних нелінійних члени.

Скористаємось наближенням співвідношенням для знаменника (7.5):

$$\left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right)^{-(\gamma+1)} = 1 - (\gamma+1)\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}(\gamma+1)(\gamma+2)\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2. \quad (7.6)$$

Підставляючи розклад (7.6) в праву частину рівняння Ірншоу (7.5), знайдемо

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = (\gamma+1)\frac{\partial u}{\partial x} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{2}(\gamma+1)(\gamma+2)\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}. \quad (7.7)$$

Ліва частина (7.7) відповідає звичайному лінійному хвильовому рівнянню. Права частина містить квадратично-нелінійний і кубічно-нелінійний члени.

Розглянемо наступну задачу. Нехай на межі $x=0$ нелінійного середовища (пласт) діє гармонічний сигнал $u = A \sin \omega t$ з частотою ω .

Застосовуючи до нелінійного рівняння (7.7) метод послідовних наближень, необхідно визначити, які частоти можуть виникати при поширенні гармонічного сигналу в нелінійному середовищі без врахування дисперсії.

Вважаючи нелінійні ефекти слабкими, у першому наближенні нехтуємо в рівнянні (7.7) його правою частиною. Знайдено розв'язок лінійного хвильового рівняння

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = 0 \quad (7.8)$$

з нульовою початковою і граничною умовами:

$$u_1(t=0) = 0; \quad u_1(x=0) = A \sin \omega t. \quad (7.9)$$

Рівняння (7.8) розв'язуємо за допомогою операційного методу [193, 257]. У зображеннях за Лапласом рівняння (7.8) має вигляд

$$\frac{\partial^2 u_1^L}{\partial x^2} - \frac{s^2}{c_0^2} u_1^L = 0, \quad (7.10)$$

де $u_1^L(x, s)$ – зображення функції $u_1(x, t)$ за Лапласом.

Гранична умова (7.9) в зображеннях за Лапласом має вигляд:

$$u_1^L(x=0) = \frac{A\omega}{s^2 + \omega^2}, \quad (7.11)$$

де s – комплексний параметр.

Розв'язок рівняння (7.10) в зображеннях за Лапласом такий:

$$u_1^L(x, s) = c_1 e^{\frac{xs}{c_0}} + c_2 e^{-\frac{xs}{c_0}}. \quad (7.12)$$

Довільні постійні c_1 і c_2 визначимо за допомогою умови (7.11) та, впливаючої з фізичного змісту задачі вимоги обмеженості розв'язку $u_1(x, t)$ при $x \rightarrow \infty$. Отже і зображення за Лапласом $u_1^L(x, s)$ обмежено при $x \rightarrow \infty$. Це означає, що $c_1 = 0$.

З використанням граничної умови (7.11) з (7.12) знаходимо:

$$\frac{A\omega}{s^2 + \omega^2} = c_2. \quad (7.13)$$

Розв'язок (7.12) представимо у вигляді

$$u_1^L(x, s) = \frac{A\omega}{s^2 + \omega^2} e^{-\frac{xs}{c_0}}. \quad (7.14)$$

Переходячи в (7.14) до класу оригіналів, отримаємо:

$$u_1(x, t) = A \sin \omega \left(t - \frac{x}{c_0} \right) = A \sin \omega \tau, \quad (7.15)$$

де $\tau = t - x/c_0$.

Отже, вираз (7.15) – це розв'язок лінійного хвильового рівняння (7.8) у вигляді хвилі, що прямує у додатному напрямі осі x .

Щоб знайти розв'язок другого наближення $u_2(x, t)$, потрібно підставити (7.15) в праву частину нелінійного рівняння (7.7).

З цією метою знаходимо

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = A \cos \omega \tau \left(-\frac{\omega}{c_0} \right); \quad \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} = -A \sin \omega \tau \left(\frac{\omega^2}{c_0^2} \right).$$

Права частина рівняння (7.7) буде мати вигляд:

$$\begin{aligned} F(\omega, \tau) &= (\gamma + 1) A \cos \omega \tau \left(-\frac{\omega}{c_0} \right) \left(-A \sin \omega \tau \cdot \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \right) - \\ &- \frac{1}{2} (\gamma + 1) (\gamma + 2) A^2 \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \cos^2 \omega \tau \left(-A \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \cdot \sin \omega \tau \right) = \\ &= (\gamma + 1) A^2 \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^3 \cos \omega \tau \sin \omega \tau + \\ &+ \frac{1}{2} (\gamma + 1) (\gamma + 2) A^3 \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^4 \cos^2 \omega \tau \cdot \sin \omega \tau. \end{aligned} \quad (7.16)$$

Відмітимо, що

$$\begin{aligned} \cos \omega \tau \cdot \sin \omega \tau &= \frac{1}{2} \sin 2\omega \tau; \\ \cos^2 \omega \tau \cdot \sin \omega \tau &= \frac{1}{2} (1 + \cos 2\omega \tau) \sin \omega \tau = \frac{1}{2} \sin 2\omega \tau + \\ &+ \frac{1}{2} \sin \omega \tau \cdot \cos 2\omega \tau = \frac{1}{2} \sin \omega \tau + \frac{1}{4} (\sin 3\omega \tau - \sin \omega \tau) = \frac{1}{4} (\sin \omega \tau + \sin 3\omega \tau). \end{aligned} \quad (7.17)$$

З урахуванням співвідношень (7.17) вираз (7.16) буде таким:

$$F(\omega, \tau) = a_1 \sin \omega \tau + a_2 \sin 2\omega \tau + a_3 \sin 3\omega \tau, \quad (7.18)$$

$$\text{де } a_1 = \frac{1}{8}(\gamma+1)(\gamma+2)A^3\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^4; \quad a_2 = \left(\frac{\gamma+1}{2}\right)A^2\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^3.$$

Таким чином, рівняння другого наближення з правою частиною (7.18) буде мати вигляд:

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = F(\omega, \tau). \quad (7.19)$$

Із (7.19) видно, що $F(\omega, \tau)$ має зміст змушувальної сили у неоднорідному хвильовому рівнянні (7.19). Змушувальна сила $F(\omega, \tau)$ збуджує в середовищі нові хвилі за рахунок нелінійних ефектів. Для знаходження виду таких хвиль необхідно розв'язати неоднорідне хвильове рівняння (7.19).

В роботі [250] наведена така інтерпретація функції $F(\omega, \tau)$. Права частина рівняння (7.19) визначає деяку сторонню дію, пов'язану з джерелом енергії. Це дозволяє розглядати хвилю $u_2(x, t)$, як результат випромінювання деякої системи джерел, які розподілені по об'єму середовища, причому самі джерела як би викликані лінійною хвилею $u_1(x, t)$.

Розглянемо спершу хвильове рівняння з правою частиною $a_1 \sin \omega \tau$:

$$\frac{\partial^2 u_{21}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_{21}}{\partial t^2} = a_1 \sin \omega \tau. \quad (7.20)$$

Розв'язок (7.20) шукаємо з використанням методу операційного числення. В зображеннях за Лапласом рівняння (7.20) має вигляд:

$$\frac{\partial^2 u_{21}^L}{\partial x^2} - \frac{s^2}{c_0^2} u_{21}^L = \frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} e^{-\frac{xs}{c_0}}. \quad (7.21)$$

Неоднорідне диференціальне рівняння (7.21) розв'язуємо методом варіації постійних [258].

Розв'язок однорідного рівняння

$$\frac{\partial^2 u_{21}^L}{\partial x^2} - \frac{s^2}{c_0^2} u_{21}^L = 0 \quad (7.22)$$

має вигляд:

$$u_{21}^L = c_1(x) e^{\frac{xs}{c_0}} + c_2(x) e^{-\frac{xs}{c_0}}, \quad (7.23)$$

де $c_1(x)$, $c_2(x)$ – довільні постійні, що підлягають визначенню.

Згідно теорії диференціальних рівнянь [258] запишемо систему алгебраїчних рівнянь:

$$\begin{cases} c_1'(x) e^{\frac{xs}{c_0}} + c_2'(x) e^{-\frac{xs}{c_0}} = 0; \\ c_1'(x) \left(\frac{s}{c_0}\right) e^{\frac{xs}{c_0}} - c_2'(x) \left(\frac{s}{c_0}\right) e^{-\frac{xs}{c_0}} = \frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} e^{-\frac{xs}{c_0}}, \end{cases} \quad (7.24)$$

де штрихами позначені похідні $c_1(x)$, $c_2(x)$ за змінною x .

Розв'язуючи систему (7.24), знаходимо:

$$c_1'(x) = \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{e^{-\frac{2xs}{c_0}}}{2 \left(\frac{s}{c_0} \right)}; \quad c_2'(x) = - \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{1}{2 \left(\frac{s}{c_0} \right)}. \quad (7.25)$$

Із співвідношень (7.25) після їх інтегрування по змінній x , маємо:

$$c_1(x) = - \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{e^{-\frac{2xs}{c_0}}}{4 \left(\frac{s}{c_0} \right)^2}; \quad c_2(x) = - \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{x}{2 \left(\frac{s}{c_0} \right)}. \quad (7.26)$$

Підставивши значення коефіцієнтів (7.26) у вираз (7.23), знаходимо частковий розв'язок неоднорідного диференціального рівняння (7.21) у вигляді

$$u_{21}^L = - \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{1}{4 \left(\frac{s}{c_0} \right)^2} e^{-\frac{xs}{c_0}} - \left(\frac{a_1 \omega}{s^2 + \omega^2} \right) \frac{x}{2 \left(\frac{s}{c_0} \right)} e^{-\frac{xs}{c_0}}. \quad (7.27)$$

Підставивши розв'язок (7.27) у рівняння (7.21), неважко переконатися в його правильності.

Для знаходження розв'язку рівняння (7.20) необхідно в (7.27) від зображень за Лапласом перейти до класу оригіналів. З цією метою, скориставшись формулами операційного числення [257], отримаємо:

$$u_{21}(x, t) = \left(\frac{a_1}{4 \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2} \right) \sin \left(\omega t - \frac{\omega x}{c_0} \right) - \left(\frac{a_1 c_0}{4 \frac{\omega}{c_0}} \right) \left(t - \frac{x}{c_0} \right) - \frac{a_1 x}{2 \left(\frac{\omega}{c_0} \right)} \eta \left(t - \frac{x}{c_0} \right) + \frac{a_1 x}{2 \frac{\omega}{c_0}} \cos \left(\omega t - \frac{\omega x}{c_0} \right), \quad (7.28)$$

де $\eta \left(t - \frac{x}{c_0} \right)$ – узагальнена одинична функція.

Співвідношення (7.28) – це розв'язок неоднорідного хвильового рівняння (7.20).

Розглянемо далі неоднорідне хвильове рівняння з правою частиною виду $a_2 \sin 2\omega\tau$:

$$\frac{\partial^2 u_{22}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_{22}}{\partial t^2} = a_2 \sin \left(2\omega t - \frac{2\omega x}{c_0} \right). \quad (7.29)$$

За аналогією з вищенаведеною процедурою знаходимо розв'язок рівняння (7.29):

$$\begin{aligned}
u_{22}(x,t) = & \frac{a_2}{16\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin\left(2\omega t - \frac{2\omega x}{c_0}\right) - \left(\frac{a_2 c_0}{8\frac{\omega}{c_0}}\right) \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \\
& - \frac{a_2 x}{4\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \frac{a_2 x}{4\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos\left(2\omega t - \frac{2\omega x}{c_0}\right).
\end{aligned} \tag{7.30}$$

Розв'язок неоднорідного хвильового рівняння

$$\frac{\partial^2 u_{23}}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_{23}}{\partial t^2} = a_1 \sin\left(3\omega t - \frac{3\omega x}{c_0}\right)$$

має вигляд:

$$\begin{aligned}
u_{23}(x,t) = & \frac{a_1}{36\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin\left(3\omega t - \frac{3\omega x}{c_0}\right) - \left(\frac{a_1 c_0}{12\left(\frac{\omega}{c_0}\right)}\right) \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \\
& - \frac{a_1 x}{6\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \frac{a_1 x}{6\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos\left(3\omega t - \frac{3\omega x}{c_0}\right).
\end{aligned} \tag{7.31}$$

Враховуючи лінійність неоднорідного хвильового рівняння (7.19), його розв'язок з правою частиною $F(\omega, \tau)$ згідно принципу суперпозиції [250] представимо виразом:

$$\begin{aligned}
u_2(x,t) = u_{21} + u_{22} + u_{23} = & \frac{a_1}{4\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin \omega \tau - \left(\frac{a_1 c_0}{4\frac{\omega}{c_0}}\right) \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \frac{a_1 x}{2\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \\
& + \frac{a_1 x}{2\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos \omega \tau + \frac{a_2}{16\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin 2\omega \tau - \left(\frac{a_2 c_0}{8\frac{\omega}{c_0}}\right) \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \\
& - \frac{a_2 x}{4\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \frac{a_2 x}{4\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos 2\omega \tau + \frac{a_1}{36\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin 3\omega \tau - \left(\frac{a_1 c_0}{12\frac{\omega}{c_0}}\right) \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \\
& - \frac{a_1 x}{6\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta\left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \frac{a_1 x}{6\left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos 3\omega \tau.
\end{aligned} \tag{7.32}$$

Проведемо оцінку вкладу кожної гармоніки у коливальний процес на конкретному прикладі: $\gamma = \frac{4}{3}$; $\frac{\omega}{c_0} = \frac{30000}{1500} = 20 \text{ м}^{-1}$; $A = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. При таких

значеннях параметрів коефіцієнти $a_1 = 1,2442 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$; $a_2 = 3,7384 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$.

З використанням залежностей (7.28), (7.30) і (7.31) розраховані значення максимальних амплітуд гармонічних коливань на частотах ω , 2ω і 3ω на відстанях $x = 0 \text{ м}$ і $x = 1 \text{ м}$. Дані розрахунків приведені в табл. 7.1.

Таблиця 7.1. Максимальні амплітуди коливань часток середовища на різних частотах

Відстань від джерела акустичних збуджень x , м	Максимальна амплітуда гармонічних коливань часток середовища на різних частотах (у відсотковому відношенні, %)		
	ω	2ω	3ω
0	11,60	87,10	1,30
1	6,18	91,78	2,04

Таким чином, основна частина енергії акустичних нелінійних коливань переноситься на круговій частоті 2ω .

Відмітимо, що якщо в розкладі знаменника (7.5) взяти наступний член, тобто скористатися співвідношенням

$$\left(1 + \frac{\partial u}{\partial x}\right)^{-(\gamma+1)} = 1 - (\gamma+1) \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}(\gamma+1)(\gamma+2) \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 - \frac{1}{6}(\gamma+1)(\gamma+2)(\gamma+3) \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^3, \quad (7.33)$$

то в нелінійному середовищі з'являються коливання на частоті 4ω .

Підставляючи (7.33) в праву частину рівняння Ірншоу (7.5), після нескладних перетворень отримаємо неоднорідне хвильове рівняння:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = F_1(\omega, \tau), \quad (7.34)$$

де

$$\begin{aligned} F_1(\omega, \tau) = & \frac{1}{8}(\gamma+1)(\gamma+2)A^3 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^4 \sin \omega\tau + \\ & + \left[\frac{1}{2}(\gamma+1)A^2 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^3 + \frac{1}{24}(\gamma+1)(\gamma+2)(\gamma+3)A^4 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^5 \right] \sin 2\omega\tau + \\ & + \frac{1}{8}(\gamma+1)(\gamma+2)A^3 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^4 \sin 3\omega\tau + \frac{1}{48}(\gamma+1)(\gamma+2)(\gamma+3)A^4 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^5 \sin 4\omega\tau. \end{aligned} \quad (7.35)$$

За аналогією з раніше проведеною процедурою знаходження часткового розв'язку неоднорідного рівняння (7.19), розв'язок рівняння (7.34) має вигляд:

$$u_2'(x, t) = u_2(x, t) + \frac{a_3}{64 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \sin 4\omega\tau - \frac{a_3}{16 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2} \left(t - \frac{x}{c_0}\right) - \frac{a_3 x}{8 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \eta \left(t - \frac{x}{c_0}\right) + \frac{a_3 x}{8 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)} \cos 4\omega\tau, \quad (7.36)$$

де $u_2(x, t)$ – співвідношення (7.32); $a_3 = \frac{1}{48}(\gamma+1)(\gamma+2)(\gamma+3)A^4 \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^5$.

Таким чином, врахування кубічної нелінійності в розкладі (7.33) призводить до появи гармонічних коливань на частоті 4ω .

Оцінимо вклад коливань на цій частоті у відсотковому відношенні при вихідних параметрах, що були взяті у попередньому прикладі. В табл. 7.2 приведені результати розрахунку амплітуд відповідних гармонічних коливань з використанням залежності (7.36).

Таблиця 7.2. Максимальні амплітуди коливань часток середовища на різних частотах

Відстань від джерела акустичних збуджень x , м	Максимальна амплітуда гармонічних коливань часток середовища на різних частотах (у відсотковому відношенні, %)			
	ω	2ω	3ω	4ω
0	11,59	87,09	1,29	0,03
1	6,18	91,75	2,03	0,04

Як видно з даних таблиці 7.2, вклад гармонічних коливань на частоті 4ω з урахуванням кубічного члену $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^3$ в розкладі (7.33) у загальний процес нелінійних коливань незначний.

Таким чином, розв'язок неоднорідного рівняння (7.19), який описує розповсюдження хвиль, що збуджуються за рахунок нелінійних ефектів середовища, можна з точністю (1,29–2,03) % представити гармоніками з частотами ω , 2ω та 3ω . Генерацію хвиль з такими частотами доцільно враховувати при розробці схем акустичної дії гармонічного виду на нелінійні середовища.

7.2. Дія бігармонічних хвиль у нелінійному середовищі

Відомо, що в нелінійних середовищах порушується принцип суперпозиції хвильових збурень [241, 250]. У загальному випадку, при довільних частотах ω_1 і ω_2 складових бігармонічного сигналу, картина руху виявляється дуже складною. Однак, деякі особливості взаємодії хвиль можуть бути досліджені.

Нехай на вході нелінійного середовища ($x=0$) діє бігармонічний сигнал:

$$u = A_1 \sin \omega_1 t + A_2 \sin \omega_2 t. \quad (7.37)$$

Задача полягає в тому, щоб аналізуючи нелінійне рівняння (7.7) методом послідовних наближень, визначити, які частоти можуть виникати при поширенні бігармонічного сигналу (7.37) в середовищі з квадратичною і кубічною нелінійностями.

Вважаючи нелінійні ефекти слабкими [241], у першому наближенні нехтуємо в рівнянні (7.7) правою частиною. При цьому одержимо лінійне хвильове рівняння:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = 0,$$

розв'язок якого має вигляд:

$$u_1(x, t) = A_1 \sin \omega_1 \tau + A_2 \sin \omega_2 \tau, \quad (7.38)$$

де $\tau = t - \frac{x}{c_0}$.

Щоб знайти розв'язок другого наближення $u_2(x, t)$, необхідно в праву частину нелінійного рівняння (7.7) підставити відповідні похідні функції (7.38).

Із (7.38) визначимо:

$$\begin{aligned}\frac{\partial u_1}{\partial x} &= A_1 \cos \omega_1 \tau \left(-\frac{\omega_1}{c_0} \right) + A_2 \cos \omega_2 \tau \left(-\frac{\omega_2}{c_0} \right); \\ \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} &= -A_1 \sin \omega_1 \tau \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^2 - A_2 \sin \omega_2 \tau \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^2;\end{aligned}\quad (7.39)$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} = A_1 \cos \omega_1 \tau (\omega_1) + A_2 \cos \omega_2 \tau (\omega_2); \quad \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = -A_1 \sin \omega_1 \tau (\omega_1^2) - A_2 \sin \omega_2 \tau (\omega_2^2).$$

Підставивши співвідношення (7.39) в праву частину рівняння (7.7), після перетворень отримаємо:

$$\begin{aligned}F_{12}(\omega, \tau) &= \frac{(\gamma+1)}{2} \left\{ A_1^2 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^3 \sin 2\omega_1 \tau + A_2^2 \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^3 \sin 2\omega_2 \tau + \right. \\ &+ A_1 A_2 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right) \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right) \left[\frac{\omega_2}{c_0} (\sin(\omega_1 + \omega_2)\tau - \sin(\omega_1 - \omega_2)\tau) + \right. \\ &+ \left. \left. \frac{\omega_1}{c_0} (\sin(\omega_1 + \omega_2)\tau + \sin(\omega_1 - \omega_2)\tau) \right] \right\} + \\ &+ \frac{(\gamma+1)(\gamma+2)}{4} \left\{ A_1^3 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^4 \cos \omega_1 \tau \sin 2\omega_1 \tau + A_1^2 A_2 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^2 \cos \omega_1 \tau \times \right. \\ &\times [\sin(\omega_1 + \omega_2)\tau - \sin(\omega_1 - \omega_2)\tau] + 2 A_1^2 A_2 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^3 \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right) \cos \omega_2 \tau \sin 2\omega_1 \tau + \\ &+ 2 A_1 A_2^2 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right) \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^3 \cos \omega_1 \tau \sin 2\omega_2 \tau + A_2^2 A_1 \left(\frac{\omega_1}{c_0} \right)^2 \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^2 \cos \omega_2 \tau \times \\ &\times [\sin(\omega_1 + \omega_2)\tau + \sin(\omega_1 - \omega_2)\tau] + A_2^3 \left(\frac{\omega_2}{c_0} \right)^4 \cos \omega_2 \tau \sin 2\omega_2 \tau \left. \right\}.\end{aligned}\quad (7.40)$$

Таким чином, рівняння другого наближення з правою частиною (7.40) має вигляд:

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} = F_{12}(\omega, \tau), \quad (7.41)$$

де $F_{12}(\omega, \tau)$ – змушувальна сила, яка визначається виразом (7.40).

Розв'язок нелінійного хвильового рівняння (7.41) можна отримати за вищеприведеною схемою. Через громіздкість проведення обчислювальних процедур не будемо його тут приводити. Відмітимо лише, що аналіз правої частини рівняння (7.41) показує, що в нелінійному середовищі при дії на нього бігармонічних хвиль генеруються і інші гармоніки з частотами $2\omega_1$ і $2\omega_2$, а також гармоніки на сумарній $\omega_1 + \omega_2$ і різницевої $\omega_1 - \omega_2$ частотах.

У роботі [241] відмічається, що при взаємодії двох плоских хвиль з частотами ω_1 і ω_2 комбінаційний тон, що відповідає різницевої частоті $\Omega = \omega_1 - \omega_2$ в нелінійному середовищі затухає набагато повільніше первинних взаємодіючих хвиль з частотами ω_1 і ω_2 . Це може призвести до того, що на деякій відстані від випромінювача

інтенсивність комбінаційного тону перевищить інтенсивності вихідних хвиль із зміщенням спектрального максимуму процесу в область більш низьких частот.

Крім того, як видно із співвідношення (7.40), при взаємодії двох хвиль з частотами ω_1 і ω_2 генеруються амплітудно-модульовані сигнали виду

$$\begin{aligned} u_{21} &= B_1 \cos \omega_2 \tau \cdot \sin(\omega_1 - \omega_2) \tau; \\ u_{22} &= B_2 \cos \omega_1 \tau \cdot \sin(\omega_1 - \omega_2) \tau \end{aligned} \quad (7.42)$$

та інші, що призводить до того, що хвилі типу (7.42), слабо затухаючи, можуть поступово також перевищити по інтенсивності хвилі несучих частот [241]. Деякі особливості амплітудно-модульованих хвиль виду

$$u = u_0(1 + m \sin(\omega_1 - \omega_2) \tau) \sin \omega \tau$$

вивчені в роботі [241].

Таким чином, метод бігармонічної дії на нелінійне середовище є одним з ефективних методів передачі акустичної енергії на великі відстані і тим самим перспективним для імпульсної обробки пласта у віддалених його областях.

Розглянемо частковий випадок, коли складові бігармонічного сигналу рівні: $A_1 = A_2$, $\omega_1 = \omega_2$. При цьому сумарна дія визначається згідно виразу:

$$u = 2A_1 \sin \omega_1 \tau. \quad (7.43)$$

У цьому випадку співвідношення (7.40) для змушувальної сили $F_1(\omega, \tau)$, яка діє на нелінійне середовище, має вигляд:

$$\begin{aligned} F_{11}(x, \tau) &= 2(\gamma + 1)A_1^2 \left(\frac{\omega_1}{c_0}\right) \sin 2\omega_1 \tau + 2(\gamma + 1)(\gamma + 2) \times \\ &\times A_1^3 \left(\frac{\omega_1}{c_0}\right)^4 \cos \omega_1 \tau \cdot \sin 2\omega_1 \tau = 2(\gamma + 1)A_1^2 \left(\frac{\omega_1}{c_0}\right)^3 \sin 2\omega_1 \tau + \\ &+ (\gamma + 1)(\gamma + 2)A_1^3 \left(\frac{\omega_1}{c_0}\right)^4 (\sin 3\omega_1 \tau + \sin \omega_1 \tau). \end{aligned} \quad (7.44)$$

З аналізу співвідношення (7.44) випливає, що при дії сили виду (7.44) в нелінійному середовищі будуть випромінюватися акустичні хвилі з частотами ω_1 , $2\omega_1$, $3\omega_1$. Такий же результат був отриманий в підрозділі 7.1 в задачі про дію акустичного збурення виду $u = A \sin \omega t$ на нелінійне середовище.

Дійсно, якщо в формулу (7.18) підставити значення $A = 2A_1$ і $\omega = \omega_1$, тоді із (7.18) одержимо співвідношення (7.44).

7.3. Вплив акустичних хвиль на пористе геосередовище (резонатор Гельмгольца)

Для практичних цілей для реальних геосередовищ цікаво розглянути випадок взаємодії слабкої акустичної хвилі з порою, частково насиченою рідиною (флюїдом), якщо об'єм газу (повітря), що залишився в порі, рівний або перевищує об'єм порової рідини. Основну роль тут відіграє стисливість газу, а малостислива рідина буде виконувати роль поршня, що стискає повітряні порожнини. Такий механізм характерний для акустичних резонаторів, тому природно говорити про резонансні властивості частково насиченого пористого геосередовища по відношенню до акустичного впливу.

Оскільки досліджується реакція пористого середовища на досить слабку дію, то зміщеннями твердої фази (каркасу) можна нехтувати. При такій дії важливу роль відіграють пори «пасткового» типу, що мають один вхідний канал, частково заповнений водою. Такі пори еквівалентні резонатору Гельмгольца з абсолютно жорсткими стінками (рис. 7.1) [259, 260].

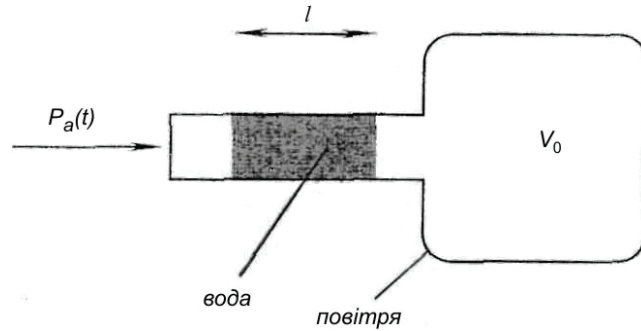


Рис. 7.1. Резонатор Гельмгольца з абсолютно жорсткими стінками

Для моделі Гельмгольца справедливе рівняння коливань рідини (поршня в резонаторі), отримане в роботі [260]:

$$\frac{d^2 v}{dt^2} + \frac{c_0 \rho_0}{\rho_1 l} \frac{dv}{dt} + \frac{c_0^2 \rho_0 S}{V_0 \rho_1 l} v = \frac{2}{\rho_1 l} \frac{dp_a}{dt}, \quad (7.45)$$

де v – швидкість зміщення рідини в порі (каналі) на величину ξ ; V_0 – рівноважний об'єм повітря (газу) в порожнині; ρ_0 – густина повітря; c_0 – швидкість звуку в повітрі; ρ_1 – густина води (флюїду); l – характерна довжина стовпчика рідини в каналі з площею поперечного перерізу S , об'єм якого дорівнює $V = lS$; $p_a(t)$ – зовнішня дія.

Рівняння (7.45) описує вимушені коливання у повітряній порожнині при дії змінного у часі зовнішнього тиску $p_a(t)$. Такі коливання з часом будуть затухати. Затухання коливань відбувається через втрати на випромінювання. Інші дисипативні процеси (наприклад, тертя) ми не розглядаємо.

Позначимо власну частоту резонатора

$$\omega_0^2 = \frac{c_0^2 \rho_0 S}{V_0 \rho_1 l} \quad (7.46)$$

і характерний час затухання через втрати на випромінювання

$$2\delta = \frac{c_0 \rho_0}{\rho_1 l}. \quad (7.47)$$

З рівняння стану ідеального газу маємо зв'язок між змінами тиску і об'єму повітряної порожнини V' [261]:

$$p = -\gamma c_0^2 \rho_0 \frac{V'}{V_0} = -\gamma \frac{c_0^2 \rho_0 S \cdot \xi}{V_0}, \quad (7.48)$$

де ζ – зміщення стовпчика рідини; γ – показник адіабати Пуассона для повітря.

Диференціюючи (7.48) за часом і враховуючи, що $\frac{d\zeta}{dt} = v$ – швидкість переміщення рідини в каналі, отримуємо зв'язок між швидкістю переміщення рідини в каналі і швидкістю зміни тиску у повітряній порожнині:

$$v = -\frac{\gamma V_0}{c_0^2 \rho_0} \cdot s \frac{dp}{dt}. \quad (7.49)$$

З урахуванням (7.49) рівняння (7.45) має вигляд

$$\frac{V_0}{c_0^2 \rho_0 S} p''' + \frac{V_0}{c_0^2 \rho_0 S} \left(\frac{c_0 \rho_0}{\rho_1 l} \right) p'' + \frac{c_0^2 \rho_0 S}{V_0 \rho_1 l} \left(\frac{V_0}{c_0^2 \rho_0 S} \right) p' = -\frac{2}{\gamma \rho_1 l} p'_a, \quad (7.50)$$

де штрих означає диференціювання за змінною t .

Проінтегруємо (7.50) по t і помножимо на $\left(\frac{c_0^2 \rho_0 S}{V_0} \right)$. В результаті отримаємо:

$$p'' + \frac{c_0 \rho_0}{\rho_1 l} p' + \frac{c_0^2 \rho_0 S}{V_0 \rho_1 l} p = -\frac{2c_0^2 \rho_0 S}{\gamma \rho_1 l V_0} p_a, \quad (7.51)$$

або з урахуванням позначень (7.46), (7.47):

$$p'' + 2\delta p' + \omega_0^2 p = -\frac{2\omega_0^2}{\gamma} p_a. \quad (7.52)$$

Розглянемо випадок гармонічного зовнішнього впливу $p_a = p_0 e^{-j\Omega t}$, де Ω – частота зовнішнього впливу.

Розв'язок вимушених коливань тиску в повітряній порожнині шукаємо у вигляді:

$$p = A e^{-j\Omega t}. \quad (7.53)$$

Підставляючи (7.53) у рівняння (7.52) отримуємо співвідношення

$$A(\omega_0^2 - \Omega^2 - 2j\delta\Omega) = -\frac{2\omega_0^2}{\gamma} p_0,$$

звідки

$$A = \left| \frac{-2\omega_0^2 p_0}{\gamma(\omega_0^2 - \Omega^2 - 2j\delta\Omega)} \right| = \frac{2\omega_0^2 p_0}{\gamma \sqrt{(\omega_0^2 - \Omega^2)^2 + 4\delta^2 \Omega^2}}. \quad (7.54)$$

Співвідношення (7.54) приведемо до безрозмірного вигляду, ввівши безрозмірну частоту $\bar{\Omega} = \frac{\Omega}{\omega_0}$:

$$A = \frac{2p_0}{\gamma \sqrt{(1 - \bar{\Omega}^2)^2 + 4\left(\frac{\delta}{\omega_0}\right)^2 \bar{\Omega}^2}} = \frac{2p_0}{\gamma \sqrt{(1 - \bar{\Omega}^2)^2 + \frac{\bar{\Omega}^2}{Q^2}}}, \quad (7.55)$$

де $Q = \frac{\omega_0}{2\delta}$ – добротність резонатора Гельмгольца.

При $\bar{\Omega} = 1$ ($\Omega = \omega_0$) (резонанс) із (7.55) знаходимо амплітуду вимушених коливань поля тиску в резонаторі.

$$A_{рез} = \frac{2p_0}{\gamma \sqrt{\frac{1}{Q^2}}} = \frac{2p_0 Q}{\gamma}. \quad (7.56)$$

Приведемо оцінку параметра Q

$$Q = \frac{\omega_0}{2\delta} = c_0 \sqrt{\frac{\rho_0 s}{V_0 \rho_1 l}} \cdot \frac{\rho_1 l}{c_0 \rho_0} = \sqrt{\frac{\rho_1 V_1}{\rho_0 V_0}}. \quad (7.57)$$

При співвідношенні об'ємів рідини і повітря 1:10 з формули (7.57) знаходимо:

$$Q = \sqrt{10^3 \cdot 10^{-1}} = 10,$$

а при співвідношенні їх об'ємів 10:1:

$$Q = \sqrt{10^3 \cdot 10} = 100.$$

При таких добротностях резонатора Гельмгольца амплітуда вимушених коливань резонансних систем в 15...150 разів перевищує амплітуду зовнішнього збуджуючого поля. В табл. 7.3 приведені значення безрозмірних амплітуд A/p_0 залежно від безрозмірної частоти $\bar{\Omega}$ для різних значень добротності Q .

Таблиця 7.3. Залежність безрозмірних амплітуд A/p_0 від безрозмірної частоти $\bar{\Omega}$ при різних значеннях Q

Частота $\bar{\Omega}$	Значення безрозмірних амплітуд A/p_0		
	$Q = 10$	$Q = 50$	$Q = 100$
0	1,50	1,50	1,50
0,25	1,60	1,60	1,60
0,50	2,00	2,00	2,00
1,00	15,0	75,0	150,0
1,25	2,60	2,66	2,66
1,50	1,19	1,19	1,19
2,00	0,49	0,49	0,49

7.4. Модуляція високочастотних коливань

У роботах [82, 262, 263] експериментально та теоретично встановлено, що при розповсюдженні в реальних геофізичних середовищах низькочастотних сейсмічних коливань в них генеруються (випромінюються) високочастотні ультразвукові коливання, обумовлені наявністю мікроструктури.

У роботі [82] приведена математична модель нелінійної генерації ультразвукових коливань при розповсюдженні сейсмічних хвиль у геосередовищах зі структурою. Ця модель описує зміщення та мікрооберти структурних елементів (зерен) геосередовищ при ускладненому реологічному рівнянні стану:

$$\sigma = E \frac{\partial u}{\partial x} + C \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + B \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \beta \rho_0 \phi^2, \quad (7.58)$$

де u – зміщення елемента; ϕ – мікрооберт зерна; E, C, B, β – постійні коефіцієнти, що характеризують геосередовище; $\rho_0 = \rho \left(1 + \frac{\partial u}{\partial x} \right)$ – початкова щільність середовища; ρ – змінна щільність середовища.

Динаміка зерна описується системою нелінійних рівнянь:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \nu \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \delta \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \beta \frac{\partial \phi^2}{\partial x} = 0; \quad (7.59)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - c_2^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + a \phi - \left(c_2^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - a \phi \right) \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad (7.60)$$

де c_1, c_2 – хвильові швидкості, відповідно сейсмічних та ультразвукових коливань ($c_1^2 = \frac{E}{\rho_0}, c_2^2 = \frac{G}{\rho_0 I}$); I – питомий момент інерції зерна (характеризує його розмір);

ν, δ, a – пружні константи геоматеріалу: $\nu = c_1^2 + 2 \frac{B}{\rho_0}$; $\delta = \frac{c}{\rho_0}$; $a = \frac{E_a}{\rho_0 I}$ (причому постійна E_a визначається з антисиметричної частини напружень).

Система рівнянь (7.59), (7.60) у новій системі координат $\xi = \eta(x - c_g t), \tau = \eta^2 t$ зводиться до вигляду [82]:

$$\left(c_g^2 - c_1^2 \right) \frac{\partial^2 V}{\partial \xi^2} - 2\eta c_g \frac{\partial^2 V}{\partial \tau \partial \xi} = 2\beta \eta^{2(q-1)} \frac{\partial^2 |A|^2}{\partial \xi^2}; \quad (7.61)$$

$$2jk \frac{\partial A}{\partial \tau} - \left(c_2^2 - c_g^2 \right) \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} = \left(k^2 c_2^2 + 2\omega_0^2 \right) VA, \quad (7.62)$$

де введенні нові змінні A та V : $\phi = Ae^{j\theta}$; $V = \frac{\partial u}{\partial \xi}$,

а також позначення

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{a}{2}}, \quad c_g = \frac{d\omega}{dk}, \quad \theta = k\xi - \omega\tau,$$

c_g – групова швидкість; k – хвильове число; η – малий параметр ($\eta = \frac{k_s}{k_{us}}$ – відношення хвильових чисел сейсмічних та ультразвукових коливань,

відповідно); q – показник, що входить до степеня функції $\eta^{2(q-1)}$ (7.61).

Рівняння (7.61) описує амплітуду V сейсмічних коливань, а рівняння (7.62) – амплітуду коливань A кута обертання зерна. При оберті зерна контакт, що рухається з тертям, випромінює ультразвук [82].

У роботі [82] при $q=1$ отримана умова модуляції високочастотних ультразвукових коливань, що генеруються у геосередовищі при проходженні сейсмічних хвиль:

$$V = \frac{2\beta|A|^2}{c_g^2 - c_1^2}. \quad (7.63)$$

Підставивши співвідношення (7.63) у рівняння (7.62), отримуємо нелінійне рівняння Шредингера для огинаючої швидкого поля

$$2jk \frac{\partial A}{\partial \tau} + (c_2^2 - c_g^2) \frac{\partial^2 A}{\partial \xi^2} = 2\beta \frac{k^2 c_2^2 + 2\omega_0^2}{c_2^2 - c_g^2} |A|^2 A. \quad (7.64)$$

Розв'язок рівняння (7.64) для огинаючої високочастотних коливань має вигляд [82]:

$$A = A_0 \sqrt{\frac{2(c_1^2 - c_g^2)}{k^2 c_2^2 - 2\omega_0^2}} \exp \left[j \frac{B_0 \xi}{2\sqrt{c_2^2 c_1^2}} - j \left(\frac{B_0^2}{4} - A_0^2 \right) \right] \times \operatorname{sech} A_0 \left(\frac{\xi}{\sqrt{c_2^2 - c_1^2}} - B_0 t \right), \quad (7.65)$$

де A_0 і B_0 – постійні, які визначаються з початкових умов конкретної задачі.

Огинаюча (7.65) ультразвукових коливань може бути солітоном [82, 264].

Математична модель Ніколаєвського В.Н. [82, 265] дозволяє встановити важливий ефект, що пов'язаний з передачею енергії сейсмічних хвиль ультразвуковим коливанням, коли групова швидкість ультразвуку c_g дорівнює сейсмічній хвильовій швидкості c_1 . Це так званий довгокороткохвильовий резонанс, коли існує деяке хвильове число k_{us}^* , для якого виконується рівність:

$$c_g(k_{us}^*) = c_1. \quad (7.66)$$

З використанням лінійних варіантів рівнянь (7.59) і (7.60) отримані дисперсійні криві відносно сейсмічних і ультразвукових частот:

$$\begin{aligned} \omega_s^2 &= c_1^2 k_s^2 + \delta k_s^4; \\ \omega_{us}^2 &= c_2^2 k_{us}^2 + 2\omega_0^2. \end{aligned} \quad (7.67)$$

Враховуючи співвідношення $\lambda_{us} = \frac{2\pi}{k_{us}}$, з умови (7.66) з використанням формул (7.67) в роботі [265] визначено довжину хвилі ультразвуку, що збуджується в геосередовищі:

$$\lambda_{us}^* = \frac{2\pi c_2}{\omega_0 c_1} \sqrt{c_2^2 - c_1^2}. \quad (7.68)$$

Враховуючи, що $\frac{1}{\omega_0} = \sqrt{\frac{2}{a}} = \sqrt{\frac{2\rho_0 I}{\gamma}}$, з (7.68) отримуємо:

$$\lambda_{us}^* = 2\pi \frac{c_2}{c_1} \sqrt{\frac{2\rho_0 I}{\gamma} (c_2^2 - c_1^2)} = 2\pi c_2 \sqrt{\frac{2\rho_0 I}{\gamma} \left(\frac{c_2^2}{c_1^2} - 1\right)}. \quad (7.69)$$

З формули (7.69) випливає, що величина λ_{us}^* не залежить від частоти сейсмічних коливань ω_s , а залежить від співвідношення швидкостей $\frac{c_2}{c_1}$ та параметра I , що характеризує розмір осцилюючої мікронеоднорідності (розмір зерна).

Таким чином, довжина хвилі λ_{us}^* височастотних осциляцій, що забезпечує довгокороткохвильовий резонанс, пропорційна внутрішньому лінійному масштабу \sqrt{I} , тобто діаметру зерен.

При сейсмічній дії на геосередовище здійснюється перехід значної частини хвильової енергії на ультразвукові частоти в режимі довгокороткохвильового резонансу ($c_g = c_1$) [82, 265]. Такий режим навантаження на нафтовий пласт з порами дозволяє пояснити ефект вібросейсмічної дії на рух суміші нафти і води. Ультразвукова енергія переходить в тепло, що йде на нагрівання нафти. При цьому зменшується в'язкість нафти та підвищуються її фільтраційні характеристики.

7.5. Формування пілкоподібних хвиль у віддаленій зоні пласта

Розглянемо поширення пласкої хвилі в ідеальному середовищі, що дозволяє досліджувати хвильові процеси в газі або рідині (флюїді) при відсутності поглинання. Параметри незбуреного середовища: ρ_0 , p_0 – густина і тиск. Нехай вздовж осі Ox декартової системи поширюється пласка біжуча хвиля. Таке припущення робить задачу одновимірною, що звичайно полегшує її аналіз. Вихідними рівняннями є рівняння ідеальної рідини (6.1)–(6.3) при відсутності поверхневих сил ($F_x = 0$). Система рівнянь (6.1)–(6.3) – це повна система рівнянь акустики і вона нелінійна. Приймаючи до уваги малу величину амплітуди акустичних хвиль, цю систему можна лінеаризувати і отримати хвильове рівняння. Похибка при лінеаризації буде тим менша, чим менше число Маха $M = v_0/c_0$ (де v_0 – коливальна швидкість звукової хвилі; c_0 – швидкість звуку в середовищі). Проте швидкість накопичення похибки зростає разом з амплітудою хвилі.

Відомо, що нелінійна система рівнянь акустики для коливальної швидкості має вигляд [241, 250]:

$$v = \Phi\left(t - \frac{x}{c+v}\right), \quad (7.70)$$

де Φ – довільна функція; c – місцева швидкість звуку.

Розв'язок (7.70) – неявний розв'язок системи рівнянь (6.1)–(6.3). Це – розв'язок Рімана, який визначає нелінійну біжучу хвилю. Розв'язок Рімана – це точний розв'язок нелінійних рівнянь акустики.

Конкретна функціональна залежність швидкості звуку $c(v)$ визначається властивостями середовища і рівнянням стану. За умови адіабатичного хвильового процесу маємо [250]:

$$c(v) = c_0 + \frac{\gamma + 1}{2} v. \quad (7.71)$$

Підставивши (7.71) у формулу (7.70), після нескладних алгебраїчних перетворень одержимо

$$v = \Phi \left(t - \frac{x}{c_0} \left(1 + \frac{\gamma + 1}{2} \frac{v}{c_0} \right)^{-1} \right), \quad (7.72)$$

де γ – показник адіабати для газу.

Представимо вираз (7.72) для нелінійної хвилі у вигляді

$$v = \Phi \left(t - \frac{x}{c_0} \left(1 + \varepsilon \frac{v}{c_0} \right)^{-1} \right), \quad (7.73)$$

де ε – коефіцієнт акустичної нелінійності середовища, який визначається згідно виразу

$$\varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2}.$$

Для газів коефіцієнт ε виражається через показник адіабати $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$. Наприклад,

для повітря ($\gamma = 1,4$) маємо $\varepsilon = 1,2$. Для рідин ε визначається експериментально. Так, для води $\varepsilon = 3,1 \dots 4,1$ при зміні температури від 0 до 100 °С. Вимірювання показали, що для однорідних середовищ (в тому числі і для твердих тіл) величина ε практично не перевищує 10 [250].

Проте у багатьох експериментах для структурно-неоднорідних середовищ значення $\varepsilon = 10^2 \dots 10^3$. Так, наявність газових пухирів у воді різко підвищує нелінійні властивості середовища.

Вираз (7.73) показує, що відносно нерухомої системи координат хвиля розповсюджується із локальною фазовою швидкістю $c_{\text{л}} = c_0 \left(1 + \varepsilon \frac{v}{c_0} \right)$, тобто швидкість переміщення точок профілю хвилі різна. Ті точки, у яких $v > 0$, переміщуються зі швидкостями $c_{\text{л}} > c_0$ і відповідають областям стискання. Навпаки, в областях розтягування $v < 0$, і точки в таких областях переміщуються зі швидкостями $c_{\text{л}} < c_0$. Точки, яким відповідає фаза нульового стискання, розповсюджуються зі швидкістю $c_{\text{л}} = c_0$ (рис. 7.2, а).

Отже, початковий «профіль» хвилі в процесі розповсюдження деформується. На рис. 7.2, б показано, які зміни відбуваються в профілі вихідної гармонічної хвилі. Відомо, що нехтування нелінійними членами у рівняннях (6.1)–(6.3) призводить до лінійного хвильового рівняння, розв'язком якого є хвилі, які не змінюють форму при розповсюдженні. Таким чином, деформування вихідного профілю хвилі пов'язано саме з урахуванням нелінійних членів.

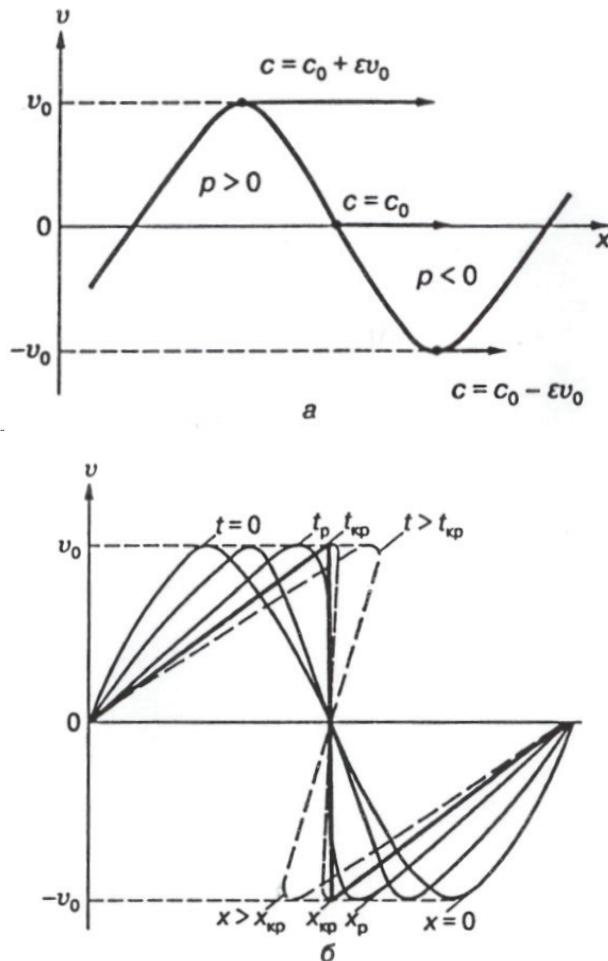


Рис. 7.2. Зміна «профілю» вихідної гармонічної хвилі у процесі її поширення [250]

В процесі зміни профіль хвилі набуває форми, близької до пілкоподібної. Відстань $x_{кр}$, на якій завершується формування пілкоподібної хвилі, визначається формулою [250]

$$x_{кр} = c_0 t_{кр} = \frac{c_0 \lambda}{4\epsilon \nu_0} = \frac{\lambda}{4\epsilon M} = \frac{\pi c_0^2}{2\epsilon \omega \nu_0}. \quad (7.74)$$

Згідно (7.74) $x_{кр}$ залежить від довжини хвилі (або частоти), числа M і нелінійних властивостей середовища (параметр ϵ). З точного розв'язку (7.73) при $\epsilon = 0$ отримуємо лінійну хвилю $v = \Phi\left(t - \frac{x}{c_0}\right)$, що відповідає розв'язку системи (6.1)–(6.3) у першому наближенні.

Із формули (7.73), виконуючи прості перетворення, отримаємо вираз (друге наближення):

$$\begin{aligned} v &= \Phi\left(t - \frac{x}{c_0(1 + \varepsilon v/c_0)}\right) = \Phi\left[t - \frac{x(1 - \varepsilon v/c_0)}{c_0(1 - (\varepsilon v/c_0)^2)}\right] \approx \\ &\approx \Phi\left[t - \frac{x}{c_0}\left(1 - \varepsilon \frac{v}{c_0}\right)\right] = \Phi\left(\tau + \frac{\varepsilon}{c_0^2} v x\right), \end{aligned} \quad (7.75)$$

де $\tau = t - \frac{x}{c_0}$.

Як бачимо, розв'язок (7.75) $v = \Phi\left(\tau + \frac{\varepsilon}{c_0^2} v x\right)$ визначається з точного розв'язку

(7.73) при $\frac{\varepsilon v}{c_0} \ll 1$, тобто $\varepsilon M \ll 1$. Умова $\varepsilon M \ll 1$ відповідає слабонелінійному

середовищу. Проте нелінійні деформації профілю хвилі при цьому можуть бути значними внаслідок того, що вони накопичуються в процесі розповсюдження хвилі.

Зміна профілю початкової гармонічної хвилі при розповсюдженні на спектральній мові означає появу вищих гармонік відносно частоти першої гармоніки, яка задається джерелом. Визначимо спектр простої хвилі за умови початкового гармонічного збудження $v = v_0 \sin \omega t$. У цьому випадку розв'язок (7.75) має вигляд

$$v(x, \tau) = v_0 \sin\left(\omega \tau + \omega \frac{\varepsilon}{c_0^2} v x\right) = v_0 \sin\left(\omega \tau + z \frac{v}{v_0}\right), \quad (7.76)$$

де $z = \frac{\varepsilon \omega}{c_0^2} v_0 x$.

Для визначення спектрального складу розв'язку (7.76) необхідно представити його у вигляді ряду Фур'є за синусами. Скористаємось результатами роботи [239], де цей розклад представлений у вигляді:

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_n(nz)}{nz} \sin(n\omega\tau), \quad (7.77)$$

де $I_n(nz)$ – функція Бесселя n -го порядку.

Враховуючи, що $x_p = \frac{c_0^2}{\omega \varepsilon v_0}$ [250] (x_p – довжина шляху утворення розриву профілю хвилі), параметр $z = x/x_p$. Тоді (7.77) можна представити у вигляді

$$\frac{v(x, \tau)}{v_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2I_n(nx/x_p)}{nx/x_p} \sin(n\omega\tau). \quad (7.78)$$

Вираз (7.78) – це розв'язок Бесселя-Фубіні. Він являє собою іншу форму загального розв'язку системи рівнянь (6.1)–(6.3). Вираз (7.78) визначає спектральний склад нелінійної хвилі, як функції пройденого нею шляху від джерела в межах $0 < x < x_p$. Розв'язок Бесселя-Фубіні показує, що нелінійна хвиля під час

розповсюдження насичується все вищими гармоніками, амплітуди яких збільшуються з відстанню. Підвищення енергії гармонічних складових відбувається за рахунок першої гармоніки. У цьому неважко впевнитись, скориставшись розкладом функції Бесселя в ряд [266]:

$$B_n = \frac{2I_n(nz)}{nz} = \left(\frac{nz}{2}\right)^{n-1} \frac{1}{n!} \left[1 - \frac{(nz)^2}{4(n+1)} + \dots \right]. \quad (7.79)$$

Як видно, амплітуда першої гармоніки ($n=1$) зменшується при малих $z = x/x_p$ як $B_1 \approx \left(1 - \frac{z^2}{8}\right)$, в той час як амплітуда другої гармоніки ($n=2$) зростає як $B_2 \approx \frac{z}{2}$, тобто збільшується лінійно з відстанню x . Вищі гармоніки зростають повільніше. Кількісна картина зміни спектрального складу нелінійної хвилі згідно з розв'язком (7.78) показана на рис. 7.3 у вигляді залежності нормованих до величини v_0 амплітуд перших трьох гармонік B_n від безрозмірної відстані $z = x/x_p$. Відмітимо, що графіки мають зміст при $z < 1$.

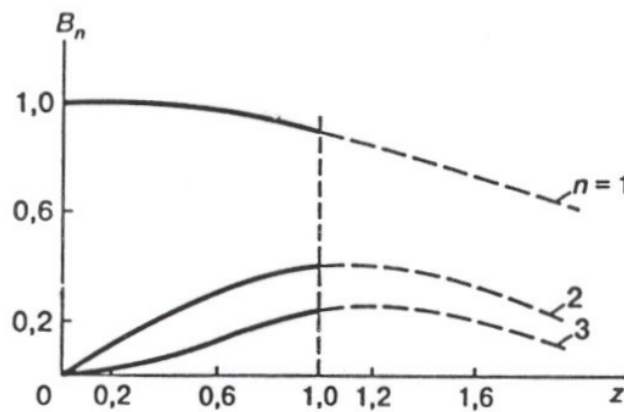


Рис. 7.3. Залежність нормованих до величини v_0 амплітуд перших трьох гармонік B_n від безрозмірної відстані $z = x/x_p$ [250]

При $z=1$ починається формування розриву і в області значень $z>1$ маємо пилкоподібну хвилю, яка швидко згасає за амплітудою згідно залежності [241]:

$$\frac{v_p}{v_0} = \frac{\pi}{1+z}. \quad (7.80)$$

Вираз (7.80) описує амплітуду розриву пилкоподібної хвилі. Вираз доцільно використовувати при таких z , коли в початковій гармонічній хвилі розрив сформувався повністю, тобто при $z > \frac{\pi}{2}$ [241]. В цій області профіль хвилі описується виразом

$$v = \begin{cases} \frac{v_p}{\pi}(-\omega\tau - \pi), & -\pi < \omega\tau < 0; \\ \frac{v_p}{\pi}(-\omega\tau + \pi), & 0 < \omega\tau < \pi \end{cases} \quad (7.81)$$

періодично продовженим по осі $\omega\tau$. Використовуючи формулу (7.80), одержимо

$$v = \begin{cases} \frac{v_0}{1+z}(-\omega\tau - \pi), & -\pi < \omega\tau < 0; \\ \frac{v_0}{1+z}(-\omega\tau + \pi), & 0 < \omega\tau < \pi. \end{cases} \quad (7.82)$$

Після розкладу в ряд Фур'є вираз (7.82) має вигляд

$$\frac{v}{v_0} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2}{n(1+z)} \sin n\omega\tau. \quad (7.83)$$

Розв'язки (7.78), (7.83) дають уявлення про зміну спектрального складу гармонічної хвилі майже у всій області $0 < z < \infty$, за винятком невеликої ділянки $1 < z < \pi/2$, де аналітична форма опису (7.80) не придатна.

Розглянемо, як змінюється середня за часом щільність енергії одиниці об'єму середовища, що пов'язана з поширенням акустичної хвилі [241, 261]:

$$\bar{E} = \rho_0 \bar{v}^2, \quad (7.84)$$

де \bar{v} – середня швидкість поширення хвилі за період 2π .

Для того, щоб визначити $\bar{v}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} v^2(\omega\tau) d(\omega\tau)$, необхідно скористатися розв'язками в формі (7.76), (7.82), або провести спектральний розклад (7.78), (7.83). Будемо використовувати обидва прийоми. При знаходженні щільності енергії на першому етапі поширення гармонічної хвилі при $0 < z < 1$ зручніше взяти вираз (7.76). У цьому випадку

$$\bar{v}^2 = \frac{v_0^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} (1 - z \cos y) \sin^2 y dy = \frac{v_0^2}{2}, \quad (7.85)$$

де

$$y = \omega\tau + z \frac{v}{v_0}.$$

Таким чином, до утворення розриву щільність енергії при поширенні хвилі не змінюється і дорівнює початковому значенню $E_0 = \frac{\rho_0 v_0^2}{2}$. Незважаючи на виникнення інших гармонік, енергія в простій хвилі залишається такою ж, як і енергія монохроматичної хвилі. Це значить, що відбувається процес перекачування енергії з основної частоти на вищі гармоніки (див. рис. 7.3), причому так, що

$$\sum_{n=1}^{\infty} \bar{E}_{n\omega} = \rho_0 \bar{v}_{1\omega}^2 + \rho_0 \bar{v}_{2\omega}^2 + \rho_0 \bar{v}_{3\omega}^2 + \dots = \frac{\rho_0 v_0^2}{2} = \text{const.} \quad (7.86)$$

Співвідношення (7.86) відображає закон збереження енергії і має місце у приведеному випадку, оскільки розглядалась система рівнянь (6.1)–(6.3) для ідеального середовища.

На другому етапі, де хвиля стає розривною, скористаємося розв'язком у формі (7.83). Обчислюючи \bar{v}^2 , одержимо

$$\bar{v}^2 = \frac{4v_0^2}{(1+z)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{nm} \cdot \sin n\omega\tau \cdot \sin m\omega\tau = \frac{2v_0^2}{(1+z)^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{3} \frac{v_0^2}{(1+z)^2}.$$

З урахуванням (7.84), отримуємо:

$$\bar{E} = \frac{2\pi^2 E_0}{3(1+z)^2}. \quad (7.87)$$

Зменшення енергії пілкоподібної хвилі у випадку $z > 1$, що описується формулою (7.87), пов'язано з виникненням ударного фронту хвилі.

Раніше була досліджена поведінка періодичних сигналів в нелінійних середовищах у вигляді гармонічних хвиль. Розглянемо поодинокий імпульс збурень. Нехай профіль початкового збурення має вигляд рівнобедреного трикутника з максимальною амплітудою v_0 . Розрив в ньому формується в точці $z = \frac{\omega\tau_0}{2}$ (τ_0 – тривалість дії імпульсу).

В роботі [241] одержано формулу для щільності енергії імпульсного збурення, що має профіль у вигляді рівнобедреного трикутника

$$\bar{E} = \frac{E_0}{\sqrt{0,5 + z/\omega\tau_0}}. \quad (7.88)$$

Із формули (7.88) видно, що щільність енергії \bar{E} залежить від тривалості дії початкового збурення τ_0 . Із використанням формули (7.88) в табл. 7.4 приведені значення відносної щільності енергії для деяких значень безрозмірного параметра $\omega\tau_0$ в залежності від безрозмірної відстані z . Як видно із табл. 7.4, при збільшенні тривалості дії імпульсного збурення τ_0 відносна щільність енергії \bar{E}/E_0 при фіксованих z зростає. Зауважимо, що перехід від безрозмірних відстаней z до реальних значень відстаней здійснюється за формулою:

$$x = z \cdot x_p,$$

де

$$x_p = \frac{c_0^2}{\omega\epsilon v_0}. \quad (7.89)$$

Таблиця 7.4. Залежність відносної щільності енергії \bar{E}/E_0 імпульсного збурення для різних тривалостей його дії від безрозмірної відстані z

Безрозмірна відстань, $z = \frac{x}{x_p}$	Відносна щільність енергії \bar{E}/E_0		
	$\omega\tau_0 = 1$	$\omega\tau_0 = 2$	$\omega\tau_0 = 4$
2	0,632	0,816	1,0
4	0,471	0,632	0,816
6	0,392	0,534	0,707
8	0,343	0,471	0,632
10	0,308	0,426	0,577
12	0,283	0,392	0,534
14	0,262	0,365	0,500
16	0,246	0,343	0,471
18	0,232	0,324	0,447
20	0,220	0,308	0,426

Розглянемо приклад визначення параметра x_p .

Нехай у рідині з параметрами $\varepsilon = 3,5$, $c_0 = 1500$ м/с розповсюджується гармонічна хвиля з круговою частотою $\omega = 628$ 1/с. Прийmemo масову швидкість поширення профілю гармонічної хвилі $v_0 = 30$ м/с. При таких значеннях вихідних параметрів знаходимо відстань x_p , де утворюється розрив профілю гармонічної хвилі:

$$x_p = \frac{c_0^2}{\omega \varepsilon v_0} = \frac{(1500)^2}{628 \cdot 3,5 \cdot 30} = 34,1 \text{ м.}$$

Порівнюючи залежності (7.87) і (7.88) для щільностей енергій на відстанях $z > 1$, можна зробити висновок, що закон згасання щільності енергії імпульсного збурення повільніший, ніж для періодичної синусоїдальної хвилі (див. (7.87)).

Для порівняння в табл. 7.5 приведені значення відносних щільностей енергії одиниці об'єму середовища при поширенні в ньому гармонічних і імпульсних збурень з тривалістю дії $\omega\tau_0 = 2$.

Таблиця 7.5. Порівняння відносних щільностей енергії одиниці об'єму середовища при поширенні гармонічних і імпульсних збурень (в зоні $z > 1$)

Безрозмірна відстань, $z = \frac{x}{x_p}$	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
\bar{E}/E_0 при гармонічній дії	0,731	0,263	0,134	0,081	0,054	0,039	0,029	0,023	0,018	0,015
\bar{E}/E_0 при імпульсній дії ($\omega\tau_0 = 2$)	0,816	0,632	0,534	0,471	0,426	0,392	0,365	0,343	0,324	0,308

Таким чином, під час розповсюдження нелінійної хвилі в середовищі без дисперсії відбувається лавиноподібне збільшення числа спектральних складових хвильового поля, що в просторово-часовому розумінні відповідає утворенню

розривів в профілі хвилі [241, 267]. Слід відмітити, що при цьому будь-яке періодичне збурення на великих відстанях перетворюється в пілкоподібне. На рис. 7.4 [267] показаний процес перетворення періодичного сигналу при його розповсюдженні в квадратично-нелінійному середовищі в «пилку». Як бачимо, під час розповсюдження утворюється однаковий профіль як для гармонічного початкового збурення (крива 1), так і для більш складного сигналу (крива 2). У середовищах з більш складними нелінійними властивостями можуть існувати пілкоподібні хвилі інших типів. Ситуації, показані на рис. 7.4, найбільш типові.

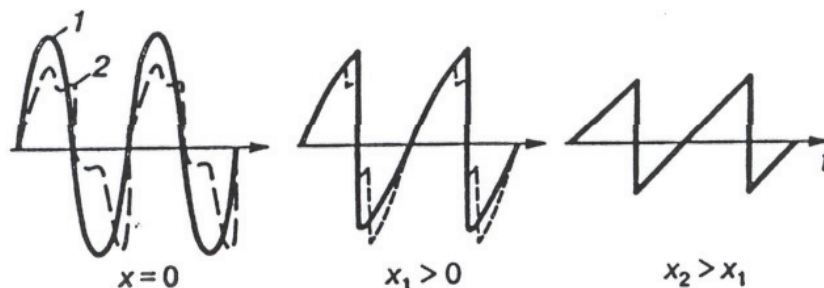


Рис. 7.4. Формування пілкоподібних хвиль [267]:
1 – гармонічне початкове збурення, 2 – складний сигнал

Важливо відмітити наступне: після утворення пілкоподібної хвилі – вона залишається квазістабільною, тобто при її подальшому розповсюдженні змінюються лише окремі параметри (наприклад, пікові значення збурення). Профіль хвилі досить стійкий і мало змінюється як при взаємодії «пилки» між собою, так і при слабкому впливі додаткових чинників – дифракції, дисперсії і т. п. [267]. Таким чином, пілкоподібна хвиля представляє собою універсальний об'єкт, стійкість якого пов'язана з сильним проявом нелінійних властивостей середовища.

7.6. Нелінійні хвилі у в'язкопружних системах

Останніми роками теорія нелінійних хвильових процесів переживає новий підйом, що пов'язано з розвитком двох основних напрямів. Це, по-перше, широке впровадження нових математичних методів вивчення локалізованих збуджень в гідродинаміці і теорії поля в формі відокремлених хвиль (солітонів), дисипативних структур, самопідтримуючих коливань і т. п.; по-друге, в динаміці твердого деформованого тіла відбувається процес становлення нових математичних моделей, які враховують реальні явища внутрішнього руйнування і дисипації, що сильно розширює діапазон хвильових задач і явищ, які розглядаються.

В роботі [184] з використанням найпростіших моделей в'язкопружного середовища розглянуті питання поширення хвиль тиску при імпульсній дії і частотні характеристики цих збуджень. Нижче із застосуванням складніших реологічних моделей середовища буде показано існування в ній нелінійних хвиль.

Дослідження нелінійних хвильових процесів дозволяє виявити ряд якісно нових режимів рухів, обумовлених взаємодією нелінійності, дисперсії і дисипації (в'язкості). Аналітичною основою цих досліджень, як правило, є рівняння Бюргерса-Кортвега-де Вріза (БКдВ). Покажемо, що рух в'язкопружних рідин (до них відноситься і нафта) описується рівнянням БКдВ.

Одновимірний рух ідеальної нестисливої рідини описується рівнянням, приведеним в підрозділі 6.1, а саме:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (7.90)$$

де v – швидкість руху; p – тиск; ρ – густина рідини.

У випадку нестисливої рідини ($\rho = \text{const}$) рівняння нерозривності приймає вигляд:

$$\text{div } v = 0.$$

Припустимо, що поведінка в'язкопружної рідини описується реологічним рівнянням стану Максвелла [268]

$$\dot{\varepsilon} = \frac{1}{E} \dot{\sigma} + \frac{\sigma}{\eta}, \quad (7.91)$$

де ε – деформація; $\dot{\varepsilon}$ – швидкість деформування; σ – напруження; $\dot{\sigma} = \frac{\partial \sigma}{\partial t}$ (швидкість навантаження); E – модуль пружності; η – коефіцієнт динамічної в'язкості.

Рівняння (7.91) представимо у вигляді:

$$\sigma = \eta \dot{\varepsilon} - \frac{\eta}{E} \ddot{\varepsilon}. \quad (7.92)$$

Враховуючи, що для рідини $\sigma = -p$ (p – тиск) і $\dot{\varepsilon} = \frac{\partial v}{\partial x}$, із співвідношення (7.92) маємо:

$$p = - \left(\eta \frac{\partial v}{\partial x} + T \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \right), \quad (7.93)$$

де $T = \frac{\eta}{E}$ – час релаксації в'язкопружної рідини.

Продиференціюємо вираз (7.93) за змінною x :

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \left(\eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} \right). \quad (7.94)$$

З урахуванням (7.94) вихідне рівняння руху (7.90), має вигляд:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \left(\eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} \right) = 0.$$

Після перетворення рівняння (7.90), отримаємо:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} = 0. \quad (7.95)$$

Для ідеальної в'язкої рідини виконується співвідношення [197, 228]

$$p = \eta \dot{\epsilon},$$

або
$$\dot{p} = \eta \ddot{\epsilon} = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t}.$$

Отже,

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t}. \quad (7.96)$$

Диференціюючи співвідношення (7.96) за змінною x , отримаємо:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} = \eta \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t}. \quad (7.97)$$

З урахуванням (7.97) рівняння (7.95) має вигляд:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\eta}{\rho} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{T\eta}{\rho} \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} = 0. \quad (7.98)$$

Враховуючи, що $\frac{\eta}{\rho} = \eta_k$ (η_k – коефіцієнт кінематичної в'язкості), з рівняння (7.98):

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta_k T \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} = 0. \quad (7.99)$$

Приймаючи $\frac{\partial}{\partial t} = -c_0 \frac{\partial}{\partial x}$ [230] (c_0 – рівноважна швидкість руху), рівняння (7.99) представимо у вигляді:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta_k c_0 T \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0. \quad (7.100)$$

Рівняння (7.100) – це нелінійне рівняння Бюргерса-Кортевега-де Вріза. В цьому рівнянні η_k характеризує кінематичну в'язкість рідини; параметр $\beta_1 = \eta_k c_0 T$ характеризує дисперсію.

Розглянемо другий випадок, коли поведінка в'язкопружної рідини описується реологічним рівнянням стану [269]

$$T \frac{\partial \sigma}{\partial t} + \sigma = \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + T_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} \right), \quad (7.101)$$

де σ – напруження зсуву; η – коефіцієнт динамічної в'язкості; T, T_1 – часи релаксації.

Розглянемо одномірний рух в'язкопружної рідини, що описується рівняннями (7.90) і (7.101). Систему цих рівнянь зведемо до одного диференціального рівняння.

При $\sigma = -p$ рівняння (7.101) має вигляд:

$$-T \frac{\partial p}{\partial t} - p = \eta \left(\frac{\partial v}{\partial x} + T_1 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial t} \right). \quad (7.102)$$

Продиференціюємо (7.102) за змінною x :

$$-T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \frac{\partial p}{\partial x} = \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta T_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t}. \quad (7.103)$$

Із (7.103) знаходимо $\frac{\partial p}{\partial x}$:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta T_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t}. \quad (7.104)$$

Підставивши співвідношення (7.104) в (7.90), отримаємо:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \left[-T \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta T_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} \right] = 0. \quad (7.105)$$

В рівнянні (7.105) перейдемо до параметра η_k :

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{T}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta_k T_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} = 0. \quad (7.106)$$

Враховуючи раніше отримане співвідношення (7.97), рівняння (7.106) представимо у вигляді:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \eta_k T \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \frac{T}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} - \eta_k T_1 \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} = 0.$$

Після алгебраїчних спрощень отримуємо:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta_k (T + T_1) \frac{\partial^3 v}{\partial x^2 \partial t} = 0. \quad (7.107)$$

Враховуючи, що $\frac{\partial}{\partial t} = -c_0 \frac{\partial}{\partial x}$, із рівняння (7.107) маємо:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} - \eta_k \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \eta_k c_0 (T + T_1) \frac{\partial^3 v}{\partial x^3} = 0. \quad (7.108)$$

Рівняння (7.108) – це нелінійне рівняння БКдВ. В цьому рівнянні η_k характеризує кінематичну в'язкість; параметр $\beta_2 = \eta_k c_0 (T + T_1)$ – коефіцієнт дисперсії.

Таким чином, дослідження хвильових рухів в обох випадках зводиться до розв'язку нелінійного рівняння Бюргерса-Кортевега-де Вріза. Розв'язок цього рівняння для деяких окремих випадків приведено в літературі [230, 270, 271].

Згідно [230, 271] вигляд стаціонарних розв'язків рівнянь (7.100) і (7.108) залежить від співвідношень параметрів η_k , β_1 і η_k , β_2 . Для рівняння (7.100)

знаходимо критичне значення в'язкості $\eta_{кр}$ [271]:

$$\eta_{кр} = 2Tc_0(\nu_1 - \nu_0). \quad (7.109)$$

У виразі (7.109) введені позначення: $\nu_{-\infty} = \nu_1$, $\nu_{\infty} = \nu_0$ (причому $\nu_1 > \nu_0$). При $\eta_k > \eta_{кр}$ мають місце монотонні ударні хвилі (рис. 7.5, а), при $\eta_k < \eta_{кр}$ ударна хвиля має осцилюючу структуру (рис. 7.5, б).

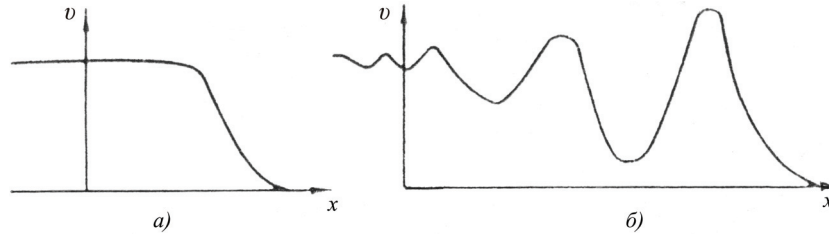


Рис. 7.5. Монотонна (а) і осцилююча (б) ударні хвилі [230]

Аналогічно для рівняння (7.108) знаходимо критичне значення в'язкості $\eta_{кр}$:

$$\eta_{кр} = 2c_0(T + T_1)(\nu_1 - \nu_0).$$

В цьому випадку нелінійне рівняння БКДВ не має аналітичних розв'язків і основним інструментом його дослідження є чисельні методи. Результати деяких типових розв'язків рівнянь БКДВ приведені в монографії [230].

У якості таких розв'язків можуть бути і солітони, що є огинаючою високочастотних коливань в середовищі [82]. Солітони, поширюючись на великі відстані від свердловини, передають енергію імпульсного навантаження в структурні елементи геофізичних середовищ з найменшою дисипацією.

7.7. Нелінійні хвилі в структурованих середовищах з релаксацією

Численні експерименти і теоретичні роботи [272, 273] дозволили виявити, що при поширенні пружних хвиль в середовищі відбуваються процеси періодичної перебудови його структури або стану. Вони отримали назву релаксаційних (від латинського слова *relaxatio* – зменшення, ослаблення). Релаксаційні процеси різноманітні, але не дивлячись на різну фізичну природу, їм властиві спільні закономірності (вони відбуваються нібито за деякою єдиною схемою). Ми не будемо розглядати фізику конкретного релаксаційного процесу. Цим складним питанням присвячена спеціальна література [272]. Проте узагальнюючи, можна сказати, що при зміні щільності середовища змінюється деякий параметр ζ , що характеризує структуру середовища [250]. При зміні густини від ρ_1 до ρ_2 параметр ζ повинен змінюватися від ζ_{01} до ζ_{02} . Суть релаксаційного процесу полягає у тому, що параметр ζ не встигає змінюватися слідом за ρ і, таким чином, в динамічному режимі у будь-який момент часу ζ відрізняється від $\zeta_0(\rho)$. Внаслідок такого запізнення в середовищі з релаксацією спостерігається додаткове поглинання звуку, а також залежність фазової швидкості звуку від частоти (дисперсія).

В роботі [250] із використанням рівняння Ейлера (6.1), неперервності (6.2) та рівняння стану виду $p = p(\rho, \zeta)$ одержано диференціальне рівняння Бюргерса-

Кортевега-де Вріза, що описує поширення нелінійних хвиль в середовищі з релаксацією:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{\rho_0 c_0^3} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} - \frac{m}{2c_0} \frac{1}{b} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} - \frac{m}{4c_0} \frac{1}{b^2} \frac{\partial^3 p'}{\partial \tau^3} = 0, \quad (7.110)$$

де ρ_0 – початкова густина середовища; $p' = p - p_0$ (зміна тиску); $\varepsilon = \frac{\gamma + 1}{2}$ – коефіцієнт акустичної нелінійності (γ – показник адиабати); $\varepsilon = 3, 1-4, 1$ (для води); $m = (c_\infty^2 - c_0^2) / c_0^2$ – коефіцієнт, що характеризує дисперсійні властивості середовища (c_0 – швидкість звуку (при $\omega = 0$), c_∞ – швидкість поширення збурень при $\omega \rightarrow \infty$); $b = \frac{1}{\tau_p}$, τ_p – час релаксації; $\tau = t - x/c_0$ (часовий параметр).

Структура рівняння (7.110) вказує на те, що зміна форми профілю хвилі, мірою якої є похідна $(\partial p' / \partial x)_{\tau = \text{const}}$, визначається нелінійністю середовища (другий доданок), поглинанням (третій доданок) і дисперсією акустичної хвилі (четвертий доданок). Якщо відкинути третій доданок, то отримуємо рівняння Кортевега-де Вріза, яке описує поширення хвиль в середовищі з дисперсією, але без поглинання. Рівняння (7.110) не змінить свою структуру, якщо врахувати в'язкість і теплопровідність середовища. При цьому зміниться лише коефіцієнт при $\frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2}$, який в цьому випадку поповниться доданками, що враховують поглинання за рахунок в'язкості і теплопровідності.

Представимо рівняння БКдВ (7.110) у вигляді

$$\frac{\partial p'}{\partial x} - a_1 p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} - a_2 \frac{1}{b} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} - a_3 \frac{\partial^3 p'}{\partial \tau^3} = 0, \quad (7.111)$$

де позначення a_1, a_2, a_3 зрозумілі із (7.110).

Це рівняння дозволяє дослідити сумісний вплив нелінійності, в'язкості і релаксації на структуру хвилі. Аналітичного розв'язку цього рівняння не існує. Для отримання розв'язку рівняння (7.111) застосовуються наближені методи, зокрема, метод послідовних наближень [250].

7.8. Передача збуджень в структурованих середовищах на великі відстані

Численні теоретичні і експериментальні дослідження свідчать про те, що внутрішня структура середовищ під дією імпульсного навантаження формує нелінійні хвилі у вигляді солітонів [274–279]. На відміну від суцільних середовищ, в яких завдяки дисперсійним та дисипативним властивостям, імпульсне збудження з відстанню швидко затухає, в середовищах з періодичною структурою надійним способом передачі імпульсного збудження на великі відстані є солітони. На відміну від хвиль в суцільних середовищах, солітони в структурованих середовищах представляють собою локалізоване збудження, яке розповсюджується з постійною швидкістю без зміни форми.

Поодинокі хвилі у вигляді солітона описується рівнянням Кортевега-де Вріза (КдВ), яке визначається з рівняння (7.111) при $a_2 = 0$ (поглинання в середовищі відсутнє):

$$\frac{\partial p'}{\partial x} - a_1 p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} - a_3 \frac{\partial^3 p'}{\partial \tau^3} = 0. \quad (7.112)$$

Згідно [250] можлива ситуація, коли нелінійні ефекти і ефекти, обумовлені дисперсією, врівноважують один одного. Цьому відповідає стаціонарний (тобто хвиля з незмінним профілем) розв'язок рівняння (7.112).

Вигляд солітону приведений на рис. 7.6.

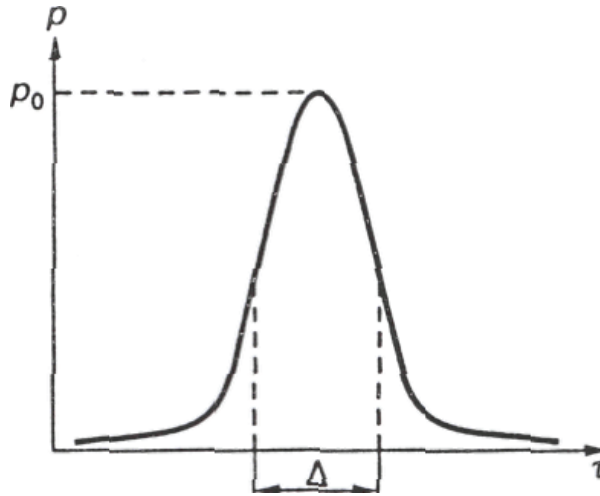


Рис. 7.6. Залежність тиску від τ для солітону рівняння Кортевега-де Вріза [250]

Як показує аналіз рівнянь руху, що описують динаміку солітоноподібних хвиль, визначальним в поведінці солітонів є рівняння стану середовища, по якому рухається солітон. Тип рівняння стану, в свою чергу, залежить від внутрішньої структури середовища, характеру взаємодії структурних елементів між собою. У зв'язку з цим, при дослідженні солітоноподібних хвиль в структурованих середовищах з урахуванням розмірів елементів структури та узагальненні досліджень з розгляду модельних середовищ, доцільно ввести безрозмірні параметри, які б враховували вплив на геометрію солітонів внутрішньої структури середовища, нелінійності та дисперсії.

Оцінимо характерні параметри структурованого середовища, вважаючи, що нелінійний член у рівнянні КдВ врівноважується дисперсійним

$$a_1 p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} \sim a_3 \frac{\partial^3 p'}{\partial \tau^3},$$

або

$$a_1 \frac{(p')^2}{2} \sim a_3 \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2}. \quad (7.113)$$

Позначимо амплітуду солітона p_0 і характерну його ширину Δ (рис. 7.6). Тоді із співвідношення (7.113) $a_1 p_0^2 / 2 \sim a_3 p_0 / \Delta^2$, звідки отримуємо зв'язок між параметрами солітона

$$\frac{a_1 p_0 \Delta^2}{a_3} = \sigma^2 = \text{const} . \quad (7.114)$$

Враховуючи раніше введені позначення для a_1, a_3 , із (7.114) отримуємо:

$$\sigma^2 = \frac{2\varepsilon p_0 \Delta^2}{(c_\infty^2 - c_0^2) \rho_0 \tau_p^2}, \quad (7.115)$$

де τ_p – параметр, що характеризує структуру середовища.

Безрозмірний параметр подібності σ^2 характеризує ступінь конфліктності нелінійної і дисперсійної тенденції в хвильових процесах. Якщо підставити в формулу (7.115) значення параметрів p_0 і Δ , що характеризують солітон, то знайдемо [271]

$$\sigma_s^2 = 12 .$$

Якщо значення σ для початкового імпульсу менше σ_s , то такий імпульс при розповсюдженні в середовищі розпливається за рахунок дисперсії; при $\sigma > \sigma_s$ початковий імпульс з часом розпадається на групу солітонів, які розповсюджуються зі швидкістю $c > c_0$, а їх вершини асимптотично лежать на одній прямій.

7.9. Нелінійні хвилі в середовищі з дисипацією

В підрозділі 7.5. приведений точний розв'язок Рімана (7.70) нелінійних рівнянь акустики (6.1)–(6.3). Проте система рівнянь Ейлера (6.1)–(6.3) без врахування в'язкості та теплопровідності, недостатньо відображає властивості реальних середовищ. Таким же чином рімановський розв'язок успадкував всі недоліки вихідних рівнянь. Він неправомірний в області неоднозначності. Неоднозначність у профілі хвилі вже не виникає завдяки наявності дисипації, яка призводить до утворення квазіударного фронту кінцевої ширини і в подальшому – до його розмивання. Такі результати можуть бути одержані на основі розв'язку рівняння Бюргерса [241].

З метою врахування поглинання середовищем скористаємося рівнянням Нав'є-Стокса для пласкої хвилі [239, 241, 250]:

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}, \quad (7.116)$$

де η – коефіцієнт динамічної в'язкості.

Рівняння (7.116) – це рівняння Ейлера (6.1), яке доповнене доданком $\eta \frac{\partial^2 v}{\partial x^2}$.

Рівняння неперервності (6.2) залишається незмінним, а рівняння стану ускладнюється за рахунок того, що поглинання акустичних хвиль у в'язкому середовищі призводить до зміни ентропії q . Тому рівняння стану (6.3) буде мати вигляд

$$p = p(\rho, q).$$

Проте можна вважати [241], що зміна ентропії за рахунок в'язкості є величина третього порядку малості. Нехтуючи нею, повертаємося до адіабатичного рівняння стану

$$p = p(\rho).$$

З використанням рівняння руху (7.109), рівнянь неперервності (6.2) і стану (6.3) на основі методу повільної зміни профілю хвилі в роботах [239, 250] одержано модельне еволюційне рівняння Бюргерса:

$$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} \frac{\partial v}{\partial \tau} - \frac{\eta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} = 0, \quad (7.117)$$

де $\varepsilon = \frac{\gamma+1}{2}$ – нелінійний акустичний параметр; $\tau = t - \frac{x}{c_0}$; $c_0^2 = \frac{dp}{d\rho}$ – швидкість звуку.

Нелінійне рівняння Бюргерса (7.117) – одне із основних рівнянь в нелінійній акустиці. Воно добре досліджене і вивчене в літературі [239, 241, 250]. Тут важливо відмітити, що рівняння Бюргерса за допомогою спеціальних перетворень вдається звести до лінійного рівняння [241]. Таким чином, виникає можливість побудувати аналітичні розв'язки для ряду важливих випадків початкового профілю хвилі.

7.10. Вплив неоднорідностей на концентрацію напружень

Нафтогазовий пласт являє собою складну геологічну структуру, в якій по об'єму розсіяні різномасштабні неоднорідності і відстані між неоднорідностями кожного розміру набагато більші їх власного розміру. Ці неоднорідності відповідальні за незворотні деформації і на них концентруються напруження, що релаксують з часом.

У роботі [280] припускається, що закон розподілу неоднорідностей в масиві описується залежністю:

$$\frac{l^3 dn}{d(\ln l)} = \text{const} = A, \quad (7.118)$$

де l – розмір неоднорідності; n – кількість неоднорідностей в одиниці об'єму.

Усереднені значення напружень, що пов'язані з концентрацією напружень на неоднорідностях, називають непружними напруженнями. В роботі [280] запропонована модель твердого тіла, згідно якої рівняння для надмірних (над пружним рівнем) напружень на неоднорідностях може бути представлено у вигляді

$$\frac{d\Delta\sigma_l}{dt} = \rho c_n^2 \dot{\varepsilon} - \nu_p \frac{\Delta\sigma_l}{l}, \quad (7.119)$$

де $\Delta\sigma_l$ – надмірне напруження на неоднорідності розміром l ; c_n – швидкість пружних хвиль (поперечних); ρ – щільність гірської породи; $\dot{\varepsilon}$ – швидкість деформації зсуву в породі; ν_p – константа, що відображає швидкість релаксації напружень.

Рівняння (7.119) – це деякий еквівалент рівняння стану Максвелла для в'язко-пружних тіл [268].

Розв'язавши рівняння (7.119) при постійній швидкості деформування, отримуємо для кожного розміру неоднорідності своє усталене напруження

$$\Delta\sigma_l = \rho c_n^2 \dot{\varepsilon} \frac{l}{v_p}. \quad (7.120)$$

З (7.120) видно, що чим більший розмір неоднорідності, тим вище напруження на ній при заданій швидкості деформації.

У запропонованій авторами моделі [280] визначено затухання пружних хвиль і встановлена відсутність частотної залежності декремента затухання (добротності). Це зумовлено рівномірним розподілом неоднорідностей за розміром: кожна гармоніка як би сама вибирає собі прийнятну структуру для «організації» дисипативного процесу. Незалежність добротності від частоти для гірських порід є свідченням розташування в них різномасштабних неоднорідностей, що є цілком реальним [280].

Якби порода мала неоднорідності лише одного розміру, то втрати механічної енергії суттєво залежали б від частоти коливань: при низьких частотах $\sim \frac{l\omega}{v_p}$; при високих частотах $\sim \frac{v_p}{l\omega}$. Найбільше поглинання мало б місце при частоті $\omega = \frac{v_p}{l}$.

У гірських породах зі структурою параметри деформування також пов'язані з часом релаксації непружних напружень на неоднорідностях.

Для моделі твердого тіла з неоднорідностями отримано розв'язок для поперечної складової зміщення $u_y(x, t)$ у вигляді [280]:

$$u_y = e^{-\alpha t} \cos \omega \left(t - \frac{x}{c_n} \right), \quad (7.121)$$

де $\alpha = \frac{\omega}{4Q}$ – коефіцієнт затухання хвилі; Q – добротність середовища.

Розв'язок (7.121) показує, що дія непружних напружень призводить до експоненціального затухання амплітуди хвилі, що близька за формою до косинусоїдальної.

7.11. Визначення технологічних параметрів при акустичній дії на нафтовий пласт

Відомо [241], що утворення розривів у простій хвилі Рімана при її розповсюдженні в нелінійному середовищі, призводить до дисипації енергії навіть в рамках моделі ідеального середовища. У випадку розповсюдження пласкої гармонічної хвилі координата розриву профілю хвилі x_p визначається формулою (7.89).

При $x = x_p$ проста хвиля перетворюється в слабку ударну хвилю. В цій області відбувається найбільше поглинання енергії акустичної дії, в результаті чого підвищується температура флюїду і понижується його в'язкість.

З практичної точки зору важливе значення мають наступні задачі.

Задача 1.

При відомих значеннях інтенсивності I акустичного випромінювання, частоті випромінювання f і заданих параметрах флюїду (ρ_0, c_0, ε) визначити відстань x_p , при якій відбувається інтенсивне поглинання акустичної енергії.

Враховуючи, що інтенсивність акустичного випромінювання визначається формулою [256]:

$$I = \frac{\rho_0 c_0 v_0^2}{2}, \quad (7.122)$$

із (7.122) знаходимо швидкість v_0 :

$$v_0 = \sqrt{\frac{2I}{\rho_0 c_0}}. \quad (7.123)$$

Підставляючи (7.123) в (7.89), знаходимо:

$$x_p = \frac{c_0^2}{2\pi \varepsilon f} \sqrt{\frac{c_0 \rho_0}{2I}}. \quad (7.124)$$

З використанням залежності (7.124) у табл. 7.6 приведені розрахункові значення x_p для деяких значень I і f .

Таблиця 7.6. Розрахункові значення x_p для деяких типів акустичних випромінювачів

$c_0 = 1500$ м/с $\rho_0 = 1\,000$ кг/м ³ $\varepsilon = 4,2$	$c_0 = 1500$ м/с $\rho_0 = 1\,000$ кг/м ³ $\varepsilon = 4,2$	$c_0 = 1300$ м/с $\rho_0 = 900$ кг/м ³ $\varepsilon = 4,2$
Для АВ-1: $f = 15$ кГц $I = 5$ кВт/м ²	Для АВ-2: $f = 12$ кГц $I = 1$ кВт/м ²	Для АВ-3: $f = 30$ кГц $I = 4$ кВт/м ²
$x_p = 70$ м	$x_p = 195$ м	$x_p = 26$ м

Задача 2.

Визначити інтенсивність акустичної хвилі на частоті f у флюїді із заданим показником неоднорідності ε , щоб розрив утворився на відстані x_p .

Використовуючи співвідношення (7.124), знаходимо інтенсивність акустичної дії:

$$I = \frac{c_0^5 \rho_0}{2(2\pi \varepsilon f x_p)^2}, \quad \text{Вт/м}^2. \quad (7.125)$$

При $c_0 = 1\,300$ м/с; $\rho_0 = 900$ кг/м³; $\varepsilon = 4,2$; $f = 20$ кГц, $x_p = 20$ м

$$I = \frac{(1300)^5 \cdot 900}{2(6,28 \cdot 4,2 \cdot 2 \cdot 10^4 \cdot 20)^2} = 14995,16 \text{ Вт/м}^2 \approx 15,0 \text{ кВт/м}^2.$$

Задача 3.

Визначити амплітуду коливної швидкості v_0 , зміщення u_0 , прискорення a_0 і число Маха M при заданих I, f, c_0, ρ_0 в процесі розповсюдження гармонічної хвилі

$$v = v_0 \sin \omega t . \quad (7.126)$$

Використовуючи формулу (7.122), знаходимо

$$v_0 = \left(\frac{2I}{c_0 \rho_0} \right)^{1/2} . \quad (7.127)$$

Зміщення

$$u_0 = \frac{v_0}{\omega} . \quad (7.128)$$

Прискорення

$$a_0 = \omega v_0 . \quad (7.129)$$

Число Маха

$$M = \frac{v_0}{c_0} . \quad (7.130)$$

Для початкових умов: $I = 5 \text{ кВт/м}^2$; $f = 15 \text{ кГц}$; $c_0 = 1500 \text{ м/с}$; $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ за формулами (7.127)–(7.130) маємо: $v_0 = 8,165 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$; $u_0 = 8,6633 \cdot 10^{-7} \text{ м}$; $a_0 = 7695,33 \text{ м/с}^2$; $M = 5,4433 \cdot 10^{-5}$.

Для початкових умов: $I = 4 \text{ кВт/м}^2$; $f = 30 \text{ кГц}$; $c_0 = 1300 \text{ м/с}$; $\rho_0 = 900 \text{ кг/м}^3$ одержуємо: $v_0 = 8,27 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$; $u_0 = 4,3874 \cdot 10^{-8} \text{ м}$; $a_0 = 15588,5 \text{ м/с}^2$; $M = 6,3615 \cdot 10^{-5}$.

Таким чином, із цих даних видно, що при акустичних діях інтенсивності I на середовище зміщення частинок u_0 дуже малі (порядку молекулярних масштабів), але досягаються великі прискорення a_0 (до $1,56 \cdot 10^3 g$, де g – прискорення вільного падіння). Числа Маха M малі, що дозволяє спрощувати нелінійні рівняння акустики, використовуючи M в якості малого параметра.

Розділ 8

АПАРАТУРА ІМПУЛЬСНО-ХВИЛЬОВОЇ ДІЇ

Для отримання максимальної ефективності акустичної дії технологічна апаратура повинна забезпечувати ініціювання механізмів комплексної дії на мікро- і макрорівнях. Створення акустичних систем такого класу потребує ефективного формування комбінованих акустичних коливань у високочастотному і низькочастотному діапазонах, що в умовах обмеженого діаметра видобувних свердловин є певною науково-технічною проблемою [101].

Шашкові торпеди типу ТШТ і ТШ84

Торпеди типу ТШТ і ТШ84 мають негерметичний тонкостінний алюмінієвий корпус, в якому розміщені заряд із циліндричних шашок ВР, що контактує із рідиною, і герметичний вибуховий патрон. Зверху над торпедою встановлений вантаж. Для ініціювання вибуху заряду в торпедах ТШТ використовують патрони типу ПГ, в торпеді ТШ84 – підривник ВТШ [281].

Конструкція торпеди ТШТ 65/70 приведена на рис. 8.1.

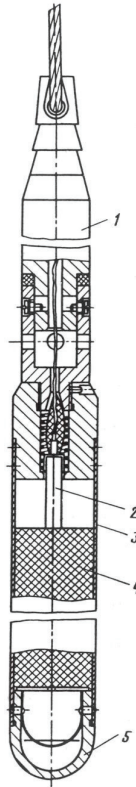


Рис. 8.1. Торпеда ТШТ 65/70 [281]:

1 – вантаж; 2 – вибуховий патрон; 3 – корпус; 4 – заряд ВР; 5 – наконечник

Технічні характеристики торпед типу ТШТ і ТШ84 приведені в табл. 8.1.

Таблиця 8.1. Технічні характеристики торпед типу ТШТ і ТШ84 [281]

Показник	ТШТ 20/22	ТШТ 25/28	ТШТ 35/40	ТШТ 43/48	ТШТ 50/55	ТШТ 65/70	ТШ84
Зовнішній діаметр, мм	22,5	28,5	42	50	57	72	90
Мінімальний зовнішній діаметр (умовний) труби, в яку може бути опущена торпеда, мм:							
бурильної	60	73	89	102	114	127	140
насосно-компресорної	48	48	60	73	89	102	114
Замок бурильних труб, через який може бути опущена торпеда:							
типу ЗН	ЗН-95	ЗН-108	ЗН-140	ЗН-140	ЗН-172	ЗН-197	–
типу ЗШ	ЗШ-108	ЗШ-108	ЗШ-108	ЗШ-108	ЗШ-146	ЗШ-146	ЗШ-178
Діаметр заряду, мм	20	25	35	43	50	65	84
Довжина заряду, мм	510	700	700	700	700	500	600
Маса заряду, кг	0,255	0,55	1,08	1,620	2,20	2,65	4,91
Довжина вантажу, мм	1065	1065	1000	1000	800	800	950
Маса вантажу, кг	2,6	2,6	10,5	10,5	12,2	12,2	16
Довжина корпусу, мм	725	875	908	908	938	742	980
Маса корпусу, кг	0,268	1,000	1,311	1,706	2,061	3,274	2,000
Середня щільність торпеди, г/см ³	5,13	4,76	5,18	4,63	4,34	4,10	2,76
Довжина торпеди, мм	1780	1930	1870	1870	1703	1502	2030
Маса торпеди, кг	3,123	4,15	12,891	13,826	16,461	18,124	22,91

У випадку спорядження торпеди типу ТШТ вибуховим патроном і зарядом відповідної термостійкості, торпеда може бути застосована при гідростатичному тиску до 150 МПа і температурі до 230 °С. Максимальні температури використання торпед типу ТШТ в залежності від вибухової речовини, з якої виготовлені заряди, приведені в табл. 8.2. Торпеду ТШ84 застосовують при температурі до 100 °С. Підрильник ВТШ витримує максимальний гідростатичний тиск до 50 МПа [281].

Таблиця 8.2. Термостійкість (в °С) зарядів торпед типу ТШТ з різним складом вибухової речовини при 6-годинній витримці [281]

Торпеда	Термостійкість вибухової речовини, °С			
	низька	середня	вище середньої	висока
ТШТ20/22	120	160	200	230
ТШТ20/28	120	160	200	230
ТШТ35/40	100	150	180	230
ТШТ43/48	100	150	180	230
ТШТ50/55	100	150	180	230
ТШТ65/70	100	130	160	220

При проведенні торпедувань одне із завдань – таке руйнування колони, при якому в ній створюється лише роздуття з системою тріщин, виривання шматків труби не спостерігається, а в цементному кільці і пласті виникають порівняно невеликі тріщини. На характер руйнування обсадної колони великий вплив має характер затрубного середовища. У табл. 8.3 для гідростатичного тиску 20 МПа приведені дані про дію вибуху залежно від властивостей матеріалу, що заповнює затрубний простір і величини заряду з гексогену (щільністю 1,6 г/см³), яка задається відношенням діаметру заряду d_z до діаметру труби $D_{тр}$ [282].

Таблиця 8.3. Дані для вибору заряду при розкритті пласта торпедуванням [282]

Характеристика затрубного середовища	$d_z / D_{тр}$	Результат вибуху
Вода	>0,08	Виривання шматків труби
Цемент + порода	0,2	Роздуття і перші тріщини в трубі та цементі
Цемент + порода	0,3	Збільшення роздуття, зростання кількості і розмірів тріщин в трубі та породі
Цемент + порода	>0,4	Виривання шматків металу зі стінки труби і розвиток тріщин в цементі та породі

Оскільки цементне кільце при торпедуваннях сильно ушкоджується, то проведення їх доцільно лише в умовах, коли ушкодження сильно не ускладнюватимуть подальшу експлуатацію свердловини, і такі роботи повинні виконуватися як один з останніх засобів виклику припливу зі свердловини. В умовах, коли немає ближніх підшовних вод і побоювань відносно якості цементного кільця, відношення $d_z / D_{тр}$ можна брати рівним 0,3–0,35 [282].

Слід мати на увазі, що якщо довжина зарядів торпеди складає шість діаметрів труби або свердловини, то з подальшим збільшенням довжини максимальна дія вибуху в радіальному напрямі на об'єкти не посилюється і лише зростає ділянка максимальної дії заряду. При виборі заряду для одиночної торпеди рекомендують виходити з того, що його енергія не повинна перевищувати енергію заряду гексогену масою 5 кг (з енергією 5·5530 кДж). Сумарна енергія заряду з іншою вибуховою речовиною не повинна перевищувати вказаної величини. Для тротилу

такою масою буде 7 кг (7·4180 кДж). Практика показала, що в цьому випадку небажаних ушкоджень колони за рахунок розповсюдження ударних хвиль за межами заряду не спостерігається [282].

Підставою для побоювань є графік, приведений на рис. 8.2. На ньому зображені виміри максимального тиску на різних відстанях s від джерела вибуху, які виконані крешерними давачами в хвилі, що поширюється в процесі вибуху п'ятикілограмового заряду вибухової речовини (за енергією рівного нітрогліцерину) в рідині, що заповнює стовбур свердловини, обсадженої восьмидюймовими трубами. На ділянці 1–10 м від заряду тиск знижується з 200 до 50 МПа. В подальшому падіння тиску складає 0,2 МПа на 10 м стовбура. Маючи пологий фронт, протяжну фазу стискання і повільне падіння максимального тиску, хвиля, зустрічаючи на своєму шляху ослаблені місця в колоні, здатна створити в них ушкодження і на значній віддалі від місця вибуху.

Дані рис. 8.2 приведені для розкриття пласта при гідростатичному тиску 15–20 МПа. Оскільки робота вибуху з глибиною падає, то при великому гідростатичному тиску заряд можна дещо збільшити [282].

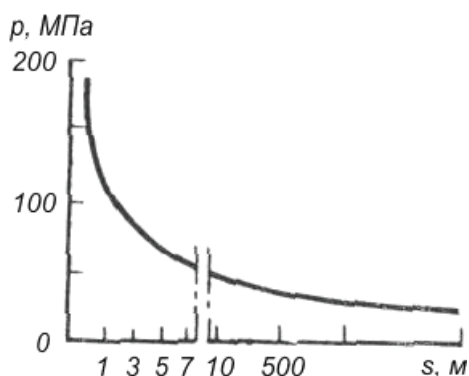


Рис. 8.2. Максимальний тиск в хвилі, що розповсюджується по рідині в свердловині при вибуху в ній заряду вибухової речовини масою 5 кг в залежності від відстані s до джерела вибуху [282]

Конструкція вибухового пристрою для розуцільнення і розміцнення гірських порід

В роботі [166] відмічено, що зміною виду нерівномірного динамічного навантаження можливо досягати необхідних величин деформацій ущільнення і розуцільнення гірських порід. Для підвищення розуцільнюючої і розміцнюючої дії вибуху в гірських масивах необхідно параметри навантаження вибирати таким чином, щоб збільшити тривалість напруженого стану високої нерівномірності.

Керувати видом напруженого стану в гірській породі при вибуху можна шляхом взаємодії вибухових хвиль від декількох зарядів, що підриваються з уповільненням.

На рис. 8.3 представлена типова картина зміни головних напружень σ_1 (найбільшого) і σ_3 (найменшого) в гірській породі при вибуху одиночного заряду.

Кількісні значення амплітуд і зміна їх в часі різні для різних порід, проте, якісна картина одна і та ж. В умовах свердловин необхідну нерівномірність напруженого стану масиву $\zeta = \sigma_3/\sigma_1$ можна досягти в результаті взаємодії хвильових процесів при вибуху двох або декількох зарядів, розташованих в одній свердловині.

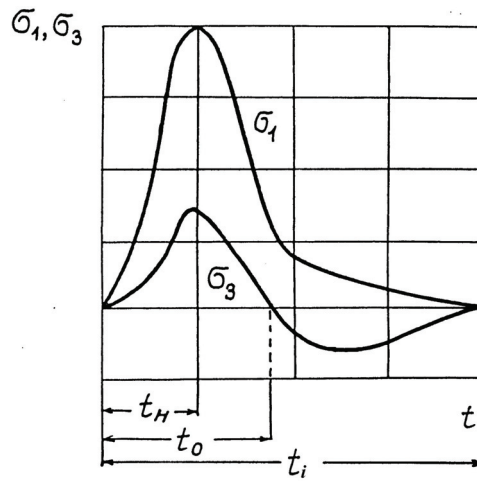


Рис. 8.3. Загальний вид зміни в часі головних напружень σ_1 і σ_3 при вибуху одиночного заряду ВР в гірській породі:

t_n – час наростання $\sigma_1(t)$ до максимального значення; t_0 – час існування додатних значень $\sigma_3(t)$;

t_i – тривалість дії імпульсу вибуху

Взаємодію вибухових хвиль при вибуху двох зарядів можливо реалізувати шляхом застосування конструкції торпеди, приведеної на рис. 8.4 [56, 57].

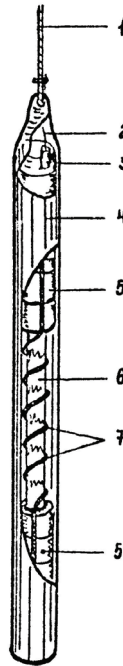


Рис. 8.4. Схема конструкції секційної торпеди [56]:

1 – електрофізичний кабель; 2 – електропровід; 3 – ініціюючий пристрій; 4 – корпус; 5 – заряд ВР; 6 – стрижень; 7 – детонуючий шнур

Сумарний заряд торпеди складається з двох (або більше) частин заряду, вибух яких з уповільненням забезпечує можливість створення в масиві нерівномірного динамічного навантаження.

Розрахунок зарядів в секційних торпедах

Із врахуванням величини радіусу забруднення ПЗП призначається необхідна глибина вибухової обробки масиву h_n .

За результатами лабораторних досліджень кернів порід (взятих із зони, де буде виконуватись вибухова обробка свердловини) визначаються амплітудно-частотні характеристики імпульсної дії для забезпечення нерівномірності напруженого стану середовища в білясвердловинній області пласта.

Амплітуди головних напружень, що виникають в породному масиві під час вибуху заряду, розраховуються згідно виразу [166]

$$\sigma_i = k \left(\frac{r}{r_3} \right)^{-\mu}, \quad (i = 1, 2, 3)$$

де k і μ – експериментальні коефіцієнти; r_3 – радіус заряду; r – відстань від осередку вибуху.

Коефіцієнти k і μ для радіальних напружень $\sigma_1 = \sigma_r$ визначаються за формулами [166]

$$\begin{aligned} k &= 1,259 \cdot 10^{10} \exp(-0,079n); \\ k &= 6,31 \cdot 10^3 \exp[(\sigma_0 / (0,6 \cdot 10^7 + 0,26\sigma_0)]; \\ \mu &= 1,62 + 0,0345n; \\ \mu &= (3,1 \cdot 10^7 + 0,79 \sigma_0) / (10^7 + 0,577\sigma_0), \end{aligned}$$

де n – пористість; σ_0 – міцність породи при одноосному стисканні.

Амплітуди напружень σ_3 розраховуються із застосуванням методів механіки суцільних середовищ з урахуванням геометрії зарядів.

Межа розповсюдження тріщин розриву r_p , що визначає зовнішню межу макроруйнувань в масиві, встановлюється за формулою [283]

$$r_p = r_3 \sqrt[3]{\frac{3P_0 - P_r + \sigma_p}{\sigma_p + P_r}},$$

де $P_0 = (\rho_{ВР} D^2) / 8$ – початковий тиск продуктів детонації; $\rho_{ВР}$ – щільність вибухової речовини; D – швидкість детонації вибухової речовини; P_r – гірський тиск в зоні вибухової обробки свердловини; σ_p – міцність гірської породи на розрив.

Розміри зони розуцільнення породи при її нерівномірному імпульсному навантаженні в пружній області визначаються згідно виразу [284]

$$L = h_n - r_p = \frac{2}{3} v_p t_r,$$

де v_p – швидкість поздовжніх хвиль в масиві; t_r – час дії вибухової хвилі на

віддалі r від осередку вибуху [166]

$$t_r = a_+ \sqrt[3]{Q} + b_+ r,$$

де Q – маса заряду; a_+ і b_+ – експериментальні коефіцієнти.

Значення a_+ і b_+ з урахуванням даних про характеристики пружності і міцності гірських порід в зоні вибухової обробки визначаються за співвідношеннями [166]

$$a_+ = 5,01 \cdot 10^4 (\rho_n v_p)^{-1,3}; \quad a_+ = 2,95 \sigma_0^{-0,61};$$

$$b_+ = 1,66 \cdot 10^9 (\rho_n v_p)^{-1,86}; \quad b_+ = 1,66 \cdot 10^4 \sigma_0^{-1},$$

де ρ_n – щільність породи.

Загальна маса заряду в торпеді визначається за формулою [284]:

$$Q = \left[\frac{3(h_n - r_p) - 2v_p b_+ h_n}{2a V_p} \right]^3.$$

Аналіз зміни показника $\zeta = \sigma_3 / \sigma_1$ нерівномірності навантаження середовища при вибуху двох зарядів при різних величинах уповільнення вибуху Δt між зарядами показує, що найкращими з позицій створення в масиві тривалого стану високої нерівномірності навантаження є схеми, при яких $\Delta t = t_n$ і $\Delta t = t_0$ [173].

Необхідний час уповільнення Δt вибуху частин заряду в торпеді реалізується спецпристроєм, або відрізком детонуючого шнура. Заряд поміщається в спеціальну оболонку (корпус торпеди) для запобігання руйнуванню торпеди при опусканні її в розрахунковий інтервал обробки.

Міжзарядний проміжок служить для розміщення відрізка ДШ і по конструкції є циліндром, в якому розміщений стрижень (наприклад, дерев'яний), на поверхні якого намотаний детонуючий шнур завдовжки $l_{ш}$. Крок витків h_B визначається з умови запобігання прямій передачі детонації по свердловинній рідині. Для цього необхідно, щоб час проходження ударної хвилі в рідині на відстань h_B зі швидкістю v_y (близькою до 5 000 м/с) перевищував час проходження детонаційної хвилі по витку ДШ довжиною l_B (зі швидкістю детонації D рівною б 500 м/с).

Отже

$$l_B < h_B \frac{D}{v_y}.$$

Для циліндричної гвинтової лінії, що описує виток спіралі

$$\sin \alpha = \frac{\pi h_B}{2 l_B}; \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{h_B}{d_c},$$

де α – кут витка спіралі; d_c – діаметр циліндричної поверхні стрижня для намотування ДШ.

Отже, для запобігання прямій передачі детонації від однієї частини заряду до наступної повинна виконуватись умова

$$h_B > d_c \operatorname{tg} \arcsin \left(\frac{\pi \nu_y}{2 D} \right).$$

З урахуванням діаметра детонуючого шнура $d_{ш}$ мінімальна величина кроку витків рівна

$$h_B = (d_c + 2d_{ш}) \operatorname{tg} \arcsin \left(\frac{\pi \nu_y}{2 D} \right).$$

Кількість витків N_B відрізка $l_{ш}$ визначається згідно виразу

$$N_B = l_{ш} / l_B.$$

Довжина міжрядного проміжку L рівна

$$L = N_B h_B = l_{ш} h_B / l_B.$$

Підривання торпеди здійснюється електричним способом. Кількість торпед N визначається потужністю (висотою) зони обробки $h_{3,0}$ і радіусом дії однієї торпеди R_m

$$N = \frac{h_{3,0}}{2R_m}.$$

У заданий інтервал обробки торпеда опускається на геофізичному кабелі за допомогою спускопідйомних механізмів.

Засоби гасіння вибухових хвиль

В якості засобів захисту основної колони від уражаючої дії вибухових хвиль, що розповсюджуються по стовбуру свердловини, використовуються цементні мости і вибухові пакери. При цьому забезпечується висока надійність гасіння вибухових хвиль, але таким прийомом властива довгочасність і трудомісткість при виконанні робіт з установки мостів і пакерів.

Найбільш простими у виготовленні і впровадженні є локалізатори дії вибуху, які рекомендовані в роботі [285]. Такий локалізатор являє собою гумову оболонку, наповнену сипучим матеріалом (частіше всього піском). Встановлюються локалізатори на віддалі 1,0–3,0 м над торпедою. Кожний окремий локалізатор здатний погасити тиск у вибуховій хвилі в 2–3 рази. Кріплення локалізаторів на геофізичному кабелі здійснюється у двох точках: верхня – жорстке кріплення, що попереджує ковзання оболонки по кабелю, нижня – напівжорстке кріплення. Переваги таких локалізаторів перед іншими – у виготовленні їх з недефіцитних матеріалів і простота застосування.

У разі необхідності встановлюється кілька локалізаторів, сумісна дія яких гасить тиск у вибуховій хвилі до безпечного для основної колони свердловини рівня.

Визначення граничних тисків в основній колоні і допустимої маси заряду [283]

Допустима маса заряду в процесі торпедування, що забезпечує виконання умов стійкості і герметичності основної колони свердловини, визначається можливим руйнуванням її в найбільш небезпечному перерізі і знаходиться наступним чином.

Згідно кавернограм встановлюється фактичний діаметр стовбура свердловини.

Прогнозна товщина цементного каменю h по глибині свердловини визначається за виразом:

$$h = \frac{d_c - d_m}{2},$$

де d_c і d_m – діаметр свердловини і зовнішній діаметр обсадної труби.

По визначених величинах h на різних глибинах вибирається один (або кілька перерізів) свердловини, в яких товщина цементного каменю мінімальна і (з урахуванням затухання вибухової хвилі по стовбуру свердловини) можливе його руйнування.

Допустимий тиск P_δ обсадної труби на цементний камінь (при виконанні умови недопустимості його руйнування) визначається за формулою:

$$P_\delta = \frac{k\sigma_{p,k}(b_k^2 - a_k^2) + P_z b_k^2}{b_k^2 - a_k^2},$$

де $\sigma_{p,k}$ – межа міцності цементного каменю на розрив ($\sigma_{p,k} = 0,1 \sigma_{o,k}$); $\sigma_{o,k}$ – межа міцності цементного каменю при одноосному стисканні; b_k і a_k – зовнішній і внутрішній радіуси цементного каменю; k – коефіцієнт динамічності навантаження (може бути прийнятий рівним 2); P_z – горизонтальна складова гірського тиску на глибині небезпечного перерізу

$$P_z = \frac{\nu}{1-\nu} \gamma H,$$

де ν – коефіцієнт Пуассона гірської породи у небезпечному перерізі свердловини; H – відстань від гирла свердловини до небезпечного перерізу свердловини; γ – середня питома вага породи по розрізу свердловини

$$\gamma = \frac{\sum \gamma_i m_i}{\sum m_i},$$

де γ_i і m_i – питома вага і товщина вищерозташованих пластів гірських порід, відповідно.

Радіальне переміщення u внутрішньої поверхні цементного каменю при тиску P_δ дорівнює:

$$u = \frac{1-\nu_k}{E_k} \frac{a_k^2 P_a - b_k^2 P_b}{b_k^2 - a_k^2} a_k + \frac{1+\nu_k}{E_k} \frac{a_k b_k^2 (P_a - P_b)}{b_k^2 - a_k^2},$$

де P_a і P_b – внутрішній і зовнішній тиски на цементний камінь (приймаємо $P_a = P_\delta$; $P_b = P_z$); ν_k і E_k – коефіцієнт Пуассона і модуль Юнга цементного каменю, відповідно.

Граничний тиск P_{zp} в основній колоні розраховується із умови, що радіальні переміщення внутрішньої стінки цементного каменю і зовнішньої стінки обсадної труби викликають напруження в цементному камені, що досягають свого граничного значення:

$$u = \frac{1-\nu_m}{E_m} \frac{a_m^2 P_{zp} - b_m^2 P_\delta}{b_m^2 - a_m^2} b_m + \frac{1+\nu_m}{E_m} \frac{b_m a_m^2 (P_{zp} - P_\delta)}{b_m^2 - a_m^2},$$

де v_m і E_m – коефіцієнт Пуассона і модуль Юнга матеріалу обсадної труби; b_m і a_m – зовнішній і внутрішній радіуси обсадної труби.

Згідно даних [286] визначається максимальний тиск P_m в обсадній трубі, при якому вона переходить в текучий стан.

Виконується порівняння величин максимально допустимого тиску в обсадній трубі P_m із граничним тиском в обсадній трубі P_{zp} , що забезпечує цілісність цементного каменю. У випадку $P_m > P_{zp}$ виконуються умови збереження цілісності цементного каменю і обсадної труби. Якщо $P_m < P_{zp}$, то величина P_{zp} обмежується значенням P_m .

Припускаючи, що для зарядів, маси яких відрізняються не більше, ніж на порядок, виконується принцип геометричної подібності хвильових процесів, приймаємо, що в області значень $120 < r/r_3 < \infty$ величина тиску P у вибуховій хвилі в перерізі свердловини на віддалі r від осередку вибуху визначається за формулою:

$$P = k(r/r_3)^{-\alpha},$$

де $k = 891 \cdot 10^5$ Па; $\alpha = 0,13$ згідно даних [282].

Виконується порівняння тиску P у вибуховій хвилі на рівні небезпечного перерізу основної колони при вибуху заряду вибухової величини потрібної маси Q з величиною граничного тиску у трубі в цьому перерізі. При $P < P_{zp}$ допустима маса заряду приймається рівною потрібній масі Q і вибух виконується без застосування засобів гасіння вибухових хвиль. Якщо $P > P_{zp}$, то проводиться вибір відповідних газів вибухових хвиль, застосування яких забезпечує зниження амплітуди вибухової хвилі в небезпечному перерізі основної колони до значення не більшого, ніж P_{zp} . При цьому допустима маса заряду приймається рівною потрібній масі Q і вибух виконується із застосуванням вибраних газів вибухових хвиль.

Технологічні особливості виконання робіт

Глибина встановлення торпеди перед проведенням вибухово-прострілювальних робіт визначається представником організації-замовника.

Перед початком виконання робіт по торпедуванню свердловини необхідно встановити на свердловині механізми, за допомогою яких проводять спускопідйомні операції; провести прив'язку кабелю (тобто узгодити відмітки кабелю з відмітками геологічного розрізу свердловини); витягнути зі свердловини геофізичні прилади та інші пристрої; обладнати зарядну майстерню і район робіт засобами сповіщення і сигналізації; ознайомити виконавця вибухово-прострілювальних робіт із станом, в якому знаходиться свердловина.

Дзеркало рідини у свердловині повинно бути на віддалі не менше, ніж 50–100 м від гирла свердловини.

Перед виконанням зарядних і вибухово-прострілювальних робіт всі високовольтні лінії в радіусі 300 м відключаються.

Після торпедування виконуються роботи з контролю герметичності свердловини.

До і після проведення вибухових робіт виконуються заплановані геофізичні дослідження свердловин: кавернометрія, електро- і радіоактивний каротаж, термометрія та інші.

У разі необхідності виконуються також і гідродинамічні дослідження свердловин до і після торпедування.

Після торпедування реєструються систематично параметри, що визначають ефективність роботи свердловини.

Завершення робіт і їх ефективність оформляються актами, в складанні яких приймають участь всі зацікавлені організації.

Техніка безпеки

Всі вибухово-прострілювальні роботи на свердловині повинні виконуватись у повній відповідності з вимогами директивних документів і інструкцій, що приведені в [287–289].

Порохові акумулятори тиску [281]

Порохові акумулятори тиску АДС-5 і АДС-6 (рис. 8.5) розрізняються конструкцією порохового заряду. Пороховий заряд АДС-5 – безканальний. Акумулятор тиску АДС-6 складається із запалюючих і згораючих порохових зарядів. Запалюючий пороховий заряд АДС-6В відрізняється від згораючого заряду АДС-6С тим, що в ньому є загерметизована спіраль розжарювання для запалювання порохового заряду при подачі електричної напруги.

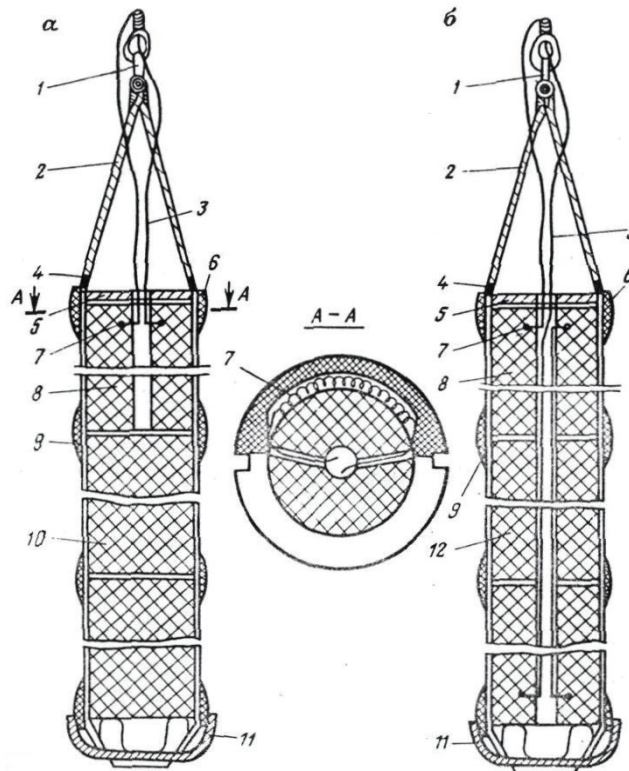


Рис. 8.5. Акумулятори тиску АДС-5 (а) і АДС-6 (б) [281]:

1 – скоба; 2 – канат; 3 – провід; 4 – дріт; 5 – кришка; 6 – обойма; 7 – спіраль розжарювання; 8 – запалюючий пороховий заряд АДС-6В; 9 – втулка; 10 – пороховий заряд АДС-5; 11 – піддон; 12 – згораючий пороховий заряд АДС-6С

Технічні характеристики акумуляторів тиску типу АДС приведені в табл. 8.4.

Таблиця 8.4. Технічні характеристики акумуляторів тиску типу АДС [281]

Зовнішній діаметр, мм	112
Мінімальний внутрішній діаметр обсадної колони, мм	130
Максимально допустимий тиск, МПа	50
Мінімально допустимий тиск, МПа	3
Максимально допустима температура, °С	100
Допустимий час перебування в свердловині при максимальній температурі, год.	3
Максимально допустиме число зарядів при одному спуску	12
Довжина порохового заряду, мм	1 200
Діаметр порохового заряду, мм	102
Маса порохового заряду, кг	16 (АДС-5), 14 (АДС-6)
Мінімально допустимий струм спрацювання, А	1,5
Довжина акумулятора тиску при шести зарядах, мм	7 200
Маса акумулятора тиску при шести зарядах, кг	97 (АДС-5), 87 (АДС-6)

Порохові заряди АДС-5 і АДС-6 не мають герметичної оболонки і знаходяться у контакті зі свердловинною рідиною. На бічній поверхні порохових зарядів знаходяться діаметрально протилежні подовжні пази, в які укладають сталевий канат, призначений для збірки і спуску гірлянди порохових зарядів у свердловину. З метою запобігання ударів і тертя з обсадною колоною порохові заряди в нижній частині забезпечені піддоном, у верхній – обоймою. Нижня обойма служить для установки нижнього порохового заряду.

При подачі по кабелю постійної або змінної напруги, спіраль розжарювання запалює пороховий заряд по поверхнях дотику спіралі. Горіння порохового заряду відбувається спочатку по торцю, потім по мірі витіснення утвореними газами рідини – по бічній поверхні заряду.

Комплект постачання акумулятора тиску АДС-5 включає п'ять згораючих порохових зарядів АДС-5 і один запалюючий АДС-6В, акумулятора тиску АДС-6 – чотири згораючих заряди АДС-6С і два запалюючих АДС-6В.

Гідрогенератор тиску для обробки свердловин (ГГТ) (рис. 8.6), який складається із корпусу (імплзійної камери), мембрани і плунжера, опускають в свердловину на насосно-компресорній трубі таким чином, щоб нижня його частина була навпроти інтервалу пласта, що обробляється [60]. Після цього затрубні засувки закривають і шляхом підвищення тиску на гирлі до 10 МПа, за рахунок закачування в свердловину робочого агента, здійснюють розрив мембрани. При цьому свердловинна рідина зі швидкістю 100–150 м/с заповнює імплзійну камеру та виштовхує плунжер в пастку, створюючи в зоні пласта, що обробляється, гідравлічний удар із тиском, що перевищує гірський. Це в свою чергу забезпечує утворення штучних або розширення вже наявних тріщин у привибійній зоні пласта, які через незворотність процесів деформації гірських порід, повністю не зникають під дією гірського тиску.

Технологія імпульсно-хвильової дії (ІХД) на ПЗП здійснюється в режимі регульованих циклічних депресій – репресій та гідроударів заданої частоти з можливістю використання в якості робочої рідини хімічних компонентів.

ІХД на ПЗП здійснюється генератором імпульсів гирловим (ГГ), генератором імпульсно-хвильовим (ГХ) та насосом струминним (НС) як окремо, так і з синергетичним сполученням їх в єдиний технологічний комплекс. Оцінка ефективності технології здійснювалась за експрес-методом оцінки поточного стану фільтраційних параметрів ПЗП шляхом реєстрації темпу падіння тиску в свердловині [290–293].

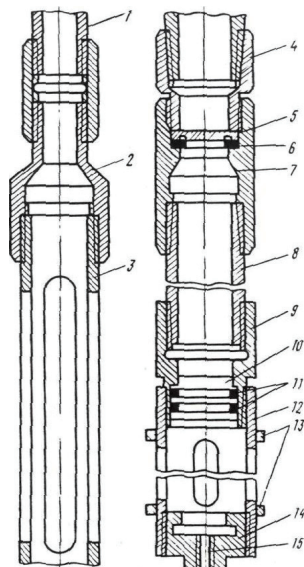


Рис. 8.6. Гідрогенератор тиску для обробки свердловин [60]:

1 – НКТ; 2 – перевідник; 3 – направляючий патрубков; 4 – ніпель; 5 – мембрана-заглушка; 6 – прокладка;
7 – спецмуфта; 8 – корпус (імпульсна камера); 9 – перехідник; 10 – плунжер; 11 – кільця ущільнювачів;
12 – пастка; 13 – концентратори тиску; 14 – гайка із запобіжним кільцем; 15 – отвір для кріплення
крешерного приладу

При застосуванні технології, розробленої НВФ «Ойл-інжиніринг» [150], за допомогою встановленого на вибої гідродинамічного генератора збуджуються високоамплітудні коливання тиску, які передаються в пласт. Схема розміщення устаткування представлена на рис. 8.7.

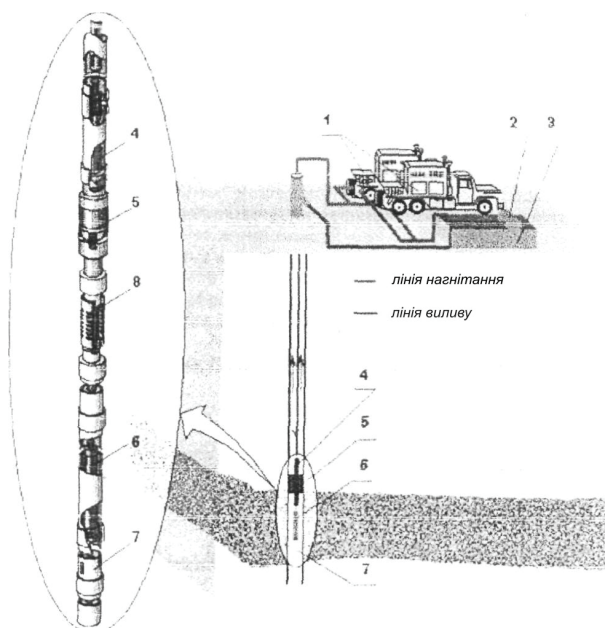


Рис. 8.7. Схема розміщення устаткування для обробки [150]:

1 – насосні агрегати типу АН-700; 2 – сепаратор; 3 – ємність;
4 – інжектор; 5 – пакер; 6 – генератор коливань; 7 – резонатор; 8 – спеціфільтр

Зниження тиску на вибоях свердловин забезпечується струминними насосами різної модифікації, принцип роботи яких забезпечує одночасно створення депресії і оптимальне функціонування генераторів коливань. Окрім насосів, фахівці фірми розробили вихрові пристрої, що виконують одночасно функції як інжектора, так і генератора коливань.

Імплозія

Обробка свердловини з використанням ефекту імплозії проводиться з використанням пристрою Севостьянова (рис. 8.8) [294]. На колоні насосно-компресорних труб пристрій спускають в свердловину таким чином, щоб нижня його частина розташовувалась напроти інтервалу оброблюваного пласта.

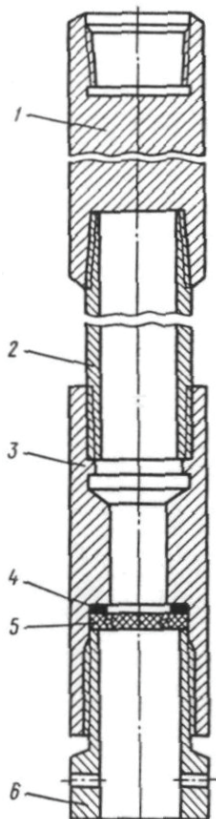


Рис. 8.8. Пристрій для обробки свердловини методом імплозії [294]:
1 – заглушка-перехідник; 2 – імплозійна камера; 3 – муфта, 4 – прокладка; 5 – мембрана;
6 – ніпель

Апаратура акустичної дії

Конструктивна схема віброджерела низькочастотних гармонічних коливань для віброхвильової дії на продуктивний пласт із денної поверхні (рис. 8.9) складається з платформи 5, що встановлюється на ґрунтову основу 6 глибиною до 1 м. На платформі монтується дебалансний віброзбудник гармонічних коливань 2 з приводом від електродвигуна постійного струму 3 і вантажу 1. Управління збудником здійснюється від тиристорної системи живлення і управління 4 [70].

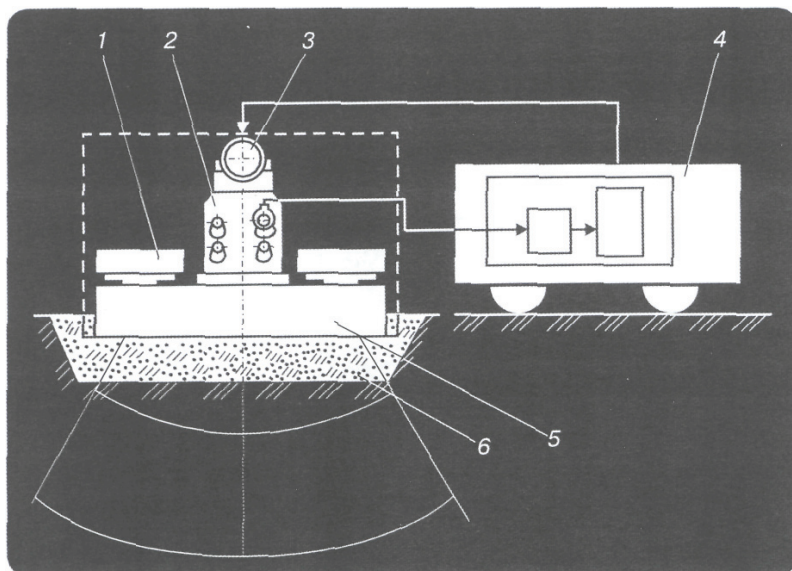


Рис. 8.9. Конструктивна схема віброджерела [70]

Технічні характеристики віброджерел представлені в табл. 8.5.

Таблиця 8.5. Технічні характеристики віброджерел [70]

Параметри	Тип віброджерела		
	ВМ1	ВМ2	ВМ3
Амплітуда сили, кН	260–600	260–600	260–600
Частота, Гц	8–18,5	9–16,5	8–18
Маса, т:			
загальна	82	72	74
найбільшого блоку	18	18	18
Потужність, споживана одним збудником, кВт	60	60	60

Зворотний зв'язок від нафтового пласта до віброджерела забезпечується за допомогою сейсмадавача, встановленого в свердловині на рівні нафтового пласта.

В середині 90-х років ХХ ст. була розроблена апаратура акустичної дії нового покоління. Застосування гідроакустичних технологій забезпечило підвищення акустичної потужності від 150–200 Вт до 1,5–3,0 кВт. Громіздкі вузькосмугові генератори були замінені на компактні широкофункціональні транзисторні підсилюючі пристрої.

В результаті розроблені і апробовані в промислових умовах ряд систем акустичної дії нового покоління. Характеристики перспективних моделей свердловинних випромінювачів (АИ-1, АИ-2, АИ-3) і генераторних пристроїв (ГУ-04, ГУ-06) приведені в табл. 8.6 і табл. 8.7 [101].

Таблиця 8.6. Свердловинні акустичні випромінювачі [101]

	Діаметр, мм	Довжина, мм	Діапазон частот, кГц	Акустична потужність, Вт	Маса, кг	ККД, %
АИ-1	107	1600	13–18	5000	27	70
АИ-2	40	1800	11–14	1000	8	35
АИ-3	57	1900	25–35	4000	16	70

Таблиця 8.7. Параметри генераторних пристроїв ГУ-04 і ГУ-06 [101]

Параметри	ГУ-04	ГУ-06
Діапазон частот, кГц	10-28	10-60
Тривалість імпульсу, с	0,02–1	0,01–1
ККД, %	85	95
Тип сигналу	Т, ЧМ	Т, ЧМ, ДЧ
Маса, кг	45	35

Свердловинні випромінювачі виконані у вигляді обтічних снарядів в цілісних або перфорованих корпусах з титанових сплавів (рисунки 8.10–8.12) [101]. Випромінювачі АИ-1 та АИ-3 містять секціоновані п'єзокерамічні кільця, конструктивно сполучені в гірлянду у складі активної частини приладів. Активна частина перетворює електричний сигнал технологічного діапазону частот в радіальні коливання, які у вигляді рівномірної циліндричної хвилі діють на стінки свердловини і далі на продуктивну зону пласта. При ККД циліндричних випромінювачів 70–80 % питома електрична потужність такої хвилі на стінці обсадної колони свердловини (діаметром 5") досягає величин 2 Вт/см² для АИ-1 і 1 Вт/см² для АИ-3. Такі характеристики на порядок перевищують показники кращих аналогів [101].



Рис. 8.10. Акустичний випромінювач АИ-1



Рис. 8.11. Акустичний випромінювач АИ-2



Рис. 8.12. Акустичний випромінювач АИ-3

Особливістю випромінювача АИ-2 є п'єзокерамічні стрижньові перетворювачі, які попарно забезпечують формування зустрічних осьових коливань, що перетворюються в спеціальних акустичних вікнах в радіальні циліндричні хвилі. Питома акустична потужність хвиль на стінці свердловини досягає величини 1 Вт/см². Не дивлячись на знижений ККД подібних перетворювачів (35–40 %), стрижньові конструкції з п'єзоактивних матеріалів дозволяють забезпечити діапазон технологічних частот 10–14 кГц при високій питомій потужності акустичних коливань для свердловинних снарядів малого діаметру.

Нове покоління генераторних пристроїв (рис. 8.13 і рис. 8.14) [101] засноване на застосуванні транзисторних підсилювачів в ключовому режимі роботи з використанням методів фазоімпульсної модуляції для управління параметрами сигналів збудження акустичних випромінювачів.

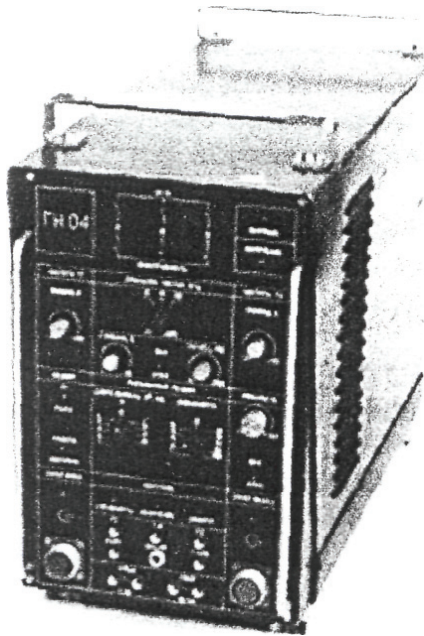


Рис. 8.13. Генераторний пристрій ГУ-04

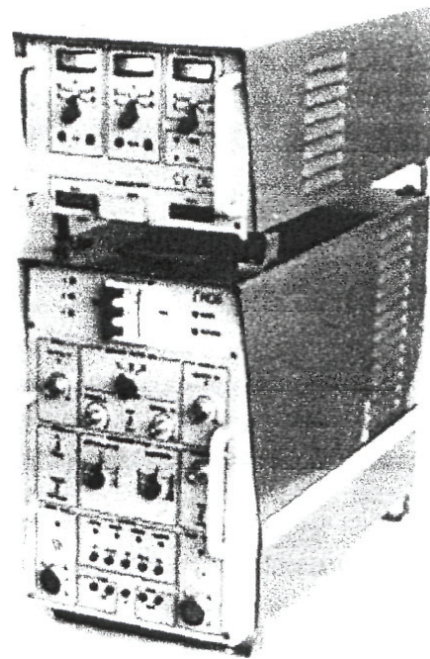


Рис. 8.14. Генераторний пристрій ГУ-06

Прилад ГУ виконаний у вигляді конструктивно закінчених блоків пульта введення мережі, генератора напруги (ГН) і погоджувального пристрою (ПП), сполучених кабельними перемичками, що полегшує монтаж апаратури у складі геофізичної лабораторії. Вихід приладу ГУ з'єднується з колектором підйомника через спеціальний вихідний кабель. Конструктивне і електричне з'єднання свердловинного приладу з кабелем забезпечується через стандартну малогабаритну геофізичну з'єднувальну головку. Визначення режимів роботи ГУ виконує оператор відповідною установкою органів управління блоку ГН. Контроль параметрів реалізується стрілочними індикаторами вихідних величин струму і напруги сигналу на виході ГУ.

Перевагою апаратури системи акустичної дії нового покоління є наявність тракту контролю амплітуди акустичних коливань, що забезпечує передачу знакопостійної напруги від давача акустичних коливань через пристрій кабельної розв'язки до індикатора у складі блоку ПП. Наявність сигналу контролю дозволяє оператору встановити частоту сигналу збудження акустичного випромінювача із умови максимальної амплітуди акустичних коливань з урахуванням зміни параметрів навколишнього середовища і положення активної бази випромінювача в стовбурі свердловини [101].

Додатковою перевагою останніх модифікацій наземних приладів є реалізація двочастотного (ДЧ) режиму збудження свердловинних випромінювачів, що забезпечує режим параметричного випромінювання з формуванням в породі низькочастотних коливань.

Впровадження нових принципів побудови генераторів на новій елементній базі забезпечило зменшення габаритів і маси наземної частини систем акустичної дії більше ніж в 3–6 разів при істотному збільшенні вихідної потужності в широкому діапазоні технологічних частот.

Значного прогресу досягнуто у приладі ГУ-06 (рис. 8.14), ключові підсилювачі якого виконані на елементах провідних фірм в області енергетичної електроніки Toshiba, Philips, IRF. Питомі показники нового приладу більше ніж на порядок перевищують характеристики моделей генераторних пристроїв, що використовувалися раніше [101].

У системах акустичної дії даного класу передача енергії збудження свердловинному акустичному випромінювачу здійснюється від наземного генераторного пристрою через геофізичний кабель типу КГ-3. Застосування кабелю типу КГ-1 для передачі потужного сигналу технологічного діапазону частот неможливо, внаслідок короткозамкнутого витка броні кабелю на барабані підйомника.

Використання кабелю типу КГ-7 обмежене через значний зовнішній діаметр і велику величину погонної ємності. Для кабелю КГ-3 найбільш оптимальною є довжина кабелю 3–4 км. При цьому коефіцієнт передачі енергії дорівнює 0,25–0,40, що при потужності на вході кабелю 8 кВт відповідає номінальній потужності збудження свердловинних приладів 2,0–3,0 кВт [101].

Таким чином, у більшості практичних випадків, акустична потужність обробки продуктивної зони свердловин обмежена параметрами лінії передачі енергії через геофізичний кабель.

Залежно від типу оброблюваних свердловин в технології акустичної дії використовуються два способи спуску-підйому свердловинних приладів: через насосно-компресорні труби (НКТ), або через колону обсадних труб при відкритому гирлі свердловини [101].

Робота через труби НКТ обмежує діаметр свердловинних приладів. Для НКТ діаметром 2,5" придатним є лише прилад АИ-2, обмежена потужність якого істотно зменшує енергетичну ефективність дії. НКТ діаметром 3" значно розширює можливості акустичної дії за рахунок застосування приладу АИ-3. Проте НКТ великого діаметру використовуються в основному в газовій промисловості і дуже рідко зустрічаються на нафтовидобувних промислах, що звужує сферу застосування комплексної технології акустичної дії. При відкритому гирлі найбільш перспективним є застосування акустичного приладу АИ-1 великого діаметру, який після попереднього шаблонування шаблоном (112–120) мм, може бути доставлений в продуктивну зону свердловини з обсадною колоною діаметром більше 5" [101].

Апаратура акустичної випромінюючої системи (АВС) може бути змонтована на базі штатного геофізичного підйомника, що забезпечує спускопідйомні операції свердловинного випромінювача і його встановлення в заданий інтервал продуктивної зони пласта. Для забезпечення прив'язки свердловинного випромінювача до інтервалів перфорації свердловини використовується стандартна геофізична лабораторія, до складу якої входить наземний генераторний пристрій. Забезпечення АВС електроживленням відбувається від промислової трифазної електромережі 380 В, 50 Гц через спеціальний силовий чотирьохжильний кабель із роз'ємним з'єднувачем для підключення до розподільних щитів нафтопромислу [101].

Час обробки продуктивної зони від 0,5 до 2 годин на 1 м продуктивної зони. Для контролю енергетичної дії при обробці і правильності встановлення свердловинного приладу рекомендується здійснювати термометрію до і після акустичної дії.

Технологічний процес акустичної реабілітації свердловин і пластів (АРСіП) здійснюється свердловинним акустичним комплексом «ІНЕФ-1» до складу якого входять [118]:

- випромінювач акустичний свердловинний «ІНЕФ1-44» і його модифікації «ІНЕФ1-37», «ІНЕФ1-100» для роботи по НКТ і обсадній колоні. У якості п'езоматеріалу використовується керамічний компаунд;
- джерело живлення типу «ІП-ІНЕФ-1-Л» або «ІП-КОНСЕНТ» з пристроєм контролю параметрів роботи свердловинного акустичного випромінювача.

Ультразвуковий прилад, запропонований в роботі [161], складається з наземної і погрузної частин, які з'єднуються між собою трьохжильним геофізичним кабелем КГ-3-90-180. Погрузна частина містить в собі ультразвукові вібратори.

Наземна частина складається із блоків живлення і керування вібраторами.

Технічні параметри ультразвукового приладу приведені в табл. 8.8.

Таблиця 8.8. Технічні характеристики ультразвукового приладу [161]

Блок живлення	Мережа змінного струму напругою 220±5В, частотою 50±1 Гц
Габарити наземного блоку живлення, мм	400×450×550
Габарити погрузного блоку: діаметр, мм	76
довжина випромінювача, мм	до 2000
Вага блоку живлення, кг	до 70
Вага погрузної частини, кг	до 50
Режим роботи	безперервний, імпульсний
Робоча частота, кГц	20
Питома інтенсивність випромінювання, Вт/см ²	6–10
Витрата електроенергії	15 кВт/г

У якості джерел ударно-хвильової дії використовуються електророзрядні та акустичні свердловинні пристрої різних модифікацій [295].

Пристрої дають можливість здійснювати хвильовий вплив на пласт як в середовищі пластового флюїду, так і в середовищі хімічних реагентів, що забезпечує найефективнішу реагентно-імпульсну дію, яка включає хімічну і механічну обробки пласта. Технічні параметри обладнання і технологічні прийоми, що застосовуються, дають змогу локально і направлено діяти на вибрані ділянки пласта як за напрямком, так і за потужністю, працювати при температурах до 100 °С і тисках до 40,0 МПа з енергетичними параметрами, що забезпечують отримання технологічного ефекту [155].

Прилад СКІФ-100 М [296] призначений для обробки привибійних зон нафтових, газових, нагнітальних і водозабірних свердловин шляхом створення хвиль стискання, що генеруються каналом розряду. Прилад використовується для збільшення припливу флюїдів у свердловину з погіршеним станом привибійної зони із-за закупорювання порового простору відкладами солей, парафіну, смол, асфальтенів та інших сполук.

ВИПРОБУВАННЯ ТА ВПРОВАДЖЕННЯ ІМПУЛЬСНО-ХВИЛЬОВИХ МЕТОДІВ ВПЛИВУ НА ПРОДУКТИВНІ ПЛАСТИ ВУГЛЕВОДНІВ

Усі відомі методи підвищення нафтовіддачі (МПН) розділяються на чотири головні групи: гідродинамічні, теплові, фізико-хімічні і біологічні (табл. 9.1).

Таблиця 9.1. Методи підвищення нафтовіддачі пластів [70]

Методи	Додатковий видобуток нафти, %	Основні МПН, що входять до групи
Гідродинамічні	10	Нестационарне заводнення. Метод змінних потоків
Теплові	22	Закачування гарячої води, пари, внутрішньопластове горіння
Фізико-хімічні	68	Застосування ПАР, імплізія, ГРП, віброхвильові методи
Біологічні		Дія на привибійну зону і пласт бактеріями

Росія займає третє місце в світі після США і Канади по видобутку нафти за рахунок застосування МПН, яка останніми роками у загальному річному об'ємі видобутку складає 4–6 %.

Методи віброхвильової дії можна розділити на три групи, що визначаються різними технічними засобами, які лежать у їх основі: методи дії на привибійну зону свердловин, методи дії на нафтовий пласт через свердловину, методи дії на пласт із земної поверхні. Найбільшу апробацію пройшли методи віброхвильової дії на привибійну зону свердловин за допомогою свердловинних гідравлічних золотникових вібраторів. Проте радіус їх дії від вибою свердловини обмежений кількома метрами, що дозволяє використовувати їх лише для очищення привибійної зони [74].

Відомо, що дебіт видобувних свердловин багато в чому залежить від якості розкриття продуктивних пластів. Конструкції і технічні характеристики широко застосовуваних в СНД перфораторів приведені в роботах [281, 282]. Нині в Україні розроблені потужні перфоратори на рівні перфораторів зарубіжної фірми Schlumberger та передових світових стандартів, що спроможні пробивати канали у породі продуктивного пласта протяжністю до 70–80 см. Діаметр перфораторів – 38–40 мм [297].

В роботах [298, 299] викладено досвід використання енергії вибуху для збільшення продуктивності нафтових свердловин Західносибірського нафтогазового регіону (НГВУ «Мамонтовнафта») та нагнітальних свердловин Астраханського газоконденсатного родовища [300] і ГПУ «Полтавагазвидобування» [301]. Відмічається, що технологія торпедування, яка направлена на дилатансійне розуцільнення порід, дозволяє збільшити їх проникність на значних відстанях від свердловини. В результаті торпедування дебіти свердловин по флюїду збільшились в 1,69–4,38 разів (в середньому в 2,67 разів). Приймальна здатність нагнітальних свердловин зросла в 5–9 разів, причому стан свердловин та їх герметичність не змінились, що підтверджено комплексом геофізичних спостережень.

Результати впровадження технології дилатансійного торпедування на родовищах АТ «Укрнафта» приведені в роботах [302, 303]. Отримано збільшення дебітів нафтогазових свердловин НГВУ «Надвірна нафтогаз» по нафті в 1,2–2,0 рази, по газу – в 1,5–1,8 разів. Тривалість ефекту – 9–12 місяців. Приймальність нагнітальних свердловин збільшилась у 3–7 разів (НГВУ «Охтирканафтогаз»).

В роботі [304] викладені результати дослідження ефективності вибухового методу торпедування для інтенсифікації видобутку нафти та природного газу на родовищах України: НГВУ «Охтирканафтогаз», Анастасівське родовище – св. № 53, № 104; НГВУ «Полтаванафтогаз», Суходільське родовище – св. № 2; НГВУ «Чернігівнафтогаз», Скороходівське родовище – св. № 57. Встановлено, що оптимальні результати спостерігаються в кристалічних та тріщинуватих породах середньої і високої щільності при незначній обводненості пласта.

Практична перевірка ефективності розробленої технології із застосуванням енергії вибуху зарядів у режимі ультракороткосповільненого підривання проводилась на нафтових, газових і нагнітальних свердловинах України (ГПУ «Полтавагазвидобування») [305, 306]. Внаслідок розуцільнення структури масиву і поліпшення фільтраційних характеристик порід у привибійній зоні дебіт газових свердловин: № 40 (Чутово) підвищився з 15,0 до 38,0 тис. м³/добу; № 58 (Яблунівка) з 4,0 до 50,0 тис. м³/добу; св. № 109 (Абазівка) з 1,5 до 30,0 тис. м³/добу. Нафтова свердловина № 26 (Куличиха) після торпедування почала працювати з дебітом 15,0 т флюїду на добу (початковий дебіт був рівний нулю). Приймальність нагнітальних свердловин зросла в 7–10 разів. Тривалість ефекту – 15–30 місяців.

Керувати видом напружено-деформованого стану при вибуху можна за рахунок суперпозиції вибухових хвиль, що поширюються в масиві при підриванні зарядів з деяким сповільненням один відносно одного. Визначальною вихідною характеристикою при розрахунку параметрів вибуху при торпедуванні свердловин з метою підвищення їх дебіту є необхідна глибина вибухової обробки масиву в привибійній зоні свердловини.

Встановлено, що зміною виду напружено-деформованого стану можливо досягти певного розуцільнення гірських порід. Важливо те, що розуцільнення супроводжується досить суттєвою незворотною складовою, внаслідок чого породи після імпульсної обробки мають більш високі фільтраційні властивості [166].

На основі експериментальних досліджень кернавого матеріалу зразків гірських порід при їх динамічному навантаженні визначаються оптимальні умови розуцільнення структури порід і амплітудні характеристики імпульсної дії та нерівномірність напруженого стану [173].

Для реалізації короткосповільненого підривання зарядів у свердловині з метою створення в масиві привибійної зони навантажень за рахунок взаємодії хвильових процесів розроблена спеціальна конструкція секційних торпед ТС-45 [57, 307] та технологія їх виготовлення. Сумарний заряд торпеди може складатися з двох (або декількох) зарядів. Кількість зарядів визначається умовою створення в масиві максимально протяжного в часі напружено-деформованого стану високої нерівномірності.

Торпеда ТС-45 складається з трьох секцій: головної, уповільнюючої та хвостової. Корпуси торпед не повинні мати тріщин, розшарувань і вм'ятин.

Основні параметри і характеристики торпед ТС-45 такі [307]:

- зовнішній діаметр торпед – $45 \pm 0,2$ мм;
- довжина торпеди в зборі – $4\,460 \pm 11$ мм;
- щільність вибухової речовини у торпеді 1 450–1 600 кг/м³;
- торпеди повинні детонувати від патронів вибухових ПВГ-ТУ УЗ.50-14314452-1 10-99; ПВЗД-ТУ УЗ.50-14314452-134-99;
- торпеди повинні передавати детонацію від секції до секції за допомогою заряду ЗУТВС-ТУ У 05540215.019-00;

- імовірність передачі детонації від секції до секції повинна бути не меншою 0,99 при довірчій імовірності 0,9;
- при спрацюванні торпед у свердловинах допускається руйнування колони свердловини в місцях, де проведено її перфорацію;
- матеріали і складові частини, які застосовуються для виготовлення торпед, повинні задовольняти вимогам діючих стандартів і технічних умов і мати документи, що засвідчують їхню якість.

Торпеди секційні ТС-45 призначені для вибухової обробки видобувних свердловин усіх категорій для поліпшення припливів флюїдів при температурі до 140 °С (для торпед ТС-45-140/55) і 165 °С (для торпед ТС-45-165/55) та тиску до 55 МПа і розраховані на одноразове застосування (для одного підривання).

Після опускання торпеди в свердловину на задану глибину здійснюють її підривання.

При монтажі торпед і опусканні їх в свердловину дотримуються вимог Технічної інструкції по проведенню підривних робіт у свердловинах [289].

При проведенні робіт по торпедуванню свердловин значні навантаження при вибуху передаються як на масив привибійної зони, за рахунок чого відбувається руйнування породи і підвищення її проникності, так і по флюїду, що заповнює свердловину. Навантаження другого виду можуть призвести до аварійного стану основних колон, появи міжпластових перетоків та ін. Для попередження таких негативних явищ застосовуються різні засоби захисту свердловин, які дають можливість знижувати амплітуду вибухової хвилі при поширенні її по основній колоні до безпечного рівня. Головними вимогами до засобів захисту свердловин є достатня ефективність гасіння вибухових хвиль, велика надійність і безаварійність у роботі і, до певної міри, простота виготовлення і застосування.

Контроль за зміною характеристик колектора після вибухової обробки здійснюється таким чином. Попередньо (до проведення вибухових робіт) проводяться гідродинамічні дослідження свердловин із застосуванням двох методів: методу сталих відборів і методу відновлення тиску. За даними досліджень при сталих режимах визначаються параметри пласта безпосередньо у ПЗП, дослідження при несталих режимах використовуються для встановлення радіуса забруднення ПЗП, а також для визначення параметрів пласта у віддаленій його частині.

Торпеди ТС-45, що використовуються для вибухового розуцільнення структури порід для покращення фільтраційних характеристик масиву в привибійних зонах пластів, застосовуються в тих свердловинах, де:

- початкова проникність і пористість порід у привибійних зонах недостатня;
- в результаті тривалої роботи забруднення породи в привибійних зонах пластів досягло значних розмірів (3–5 м та більше);
- застосування традиційних методів обробки свердловин (кислотні та теплові обробки, обробки ПАР, гідророзрив та ін.) не дали очікуваного результату.

Умови застосування вибухового методу розуцільнення структури порід такі:

- пористість порід – 5–25 % (краще, коли пористість менша);
- потужність робочих пластів – від 1,0 до 20 м та більше;
- тип свердловини – нафтова, газова та нагнітальна;
- конструкція свердловин – з необсадженим та обсадженим стовбуром, із задовільною якістю цементажу (можлива робота при опущених НКТ);
- діаметр свердловини – від 114,3 мм та більше;
- глибина свердловини – до 5,5 км.

Промислові впровадження розробленого в Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України комплексу для інтенсифікації видобутку енергоносіїв засвідчили його високу ефективність (табл. 9.2 і табл. 9.3): дебіт нафтових свердловин підвищується в 1,5–2,0 рази, газових в 5,0–20,0 разів, економічний ефект на 1 грн., вкладену в обробку свердловини, складає 35,0–40,0 грн.

Таблиця 9.2. Результати впровадження технології підвищення дебіту свердловин з використанням торпед секційних ТС-45 [307]

№ п/п	Організація	№ свердловини	Інтервал, мм	Порода	Пористість, %	Тип свердловини
1.	НАК «Нафтогаз» України (Україна)	109	4611-4616	пісковик	17,0	газова
		53	4811-4818	пісковик	8,0-9,0	газова
		60	3660-3867	пісковик	13,0-15,0	газова
		40	2688-2756	пісковик	17,0-23,0	газова
		58	4942-4951	пісковик	17,0-19,0	газова
		25	2227-2235	пісковик	12,0-14,0	газова
		103	3314-3318	пісковик	14,0	газова
		26	4112-4118	пісковик	11,0-13,0	нафтова
		120	1450-1478	пісковик	25,0	нагнітальна
		1	2281-2300	пісковик	20,0	нагнітальна
2.	ВАТ «Укрнафта» (Україна)	53	3622-3880	пісковик	16,0	нафтова
		905	3839-4382	пісковик	18,0	нафтова
		816	3848-3880	пісковик	10,0	нафтова
3.	ВО «Юганськнафтогаз» (Росія)	587	2510-2525	пісковик	22,3	нафтова
		612	2570-2583	пісковик	21,7	нафтова
		688	2420-2436	пісковик	23,5	нафтова
4.	ВО «Астраханьгазпром» (Росія)	112	1550-1573	пісковик	23,0	нагнітальна
		113	1545-1550	пісковик	25,2	нагнітальна

Продовження табл. 9.2

№ п/п	№ свердловини	Діаметр колони, мм	Дебіт до торпедування		Дебіт після торпедування	
			т/добу	м ³ /добу	т/добу	м ³ /добу
1.	109	140,0		1000		30000
	53	140,0		25000		57000
	60	140,0		0		20000
	40	127,0		16000		32000
	58	139,7		4500		50000
	25	140,0		1000		1850
	103	139,7		3000		45000
	26	140,0			15,0	
	120	167,8	0,0		Приймальність свердловини збільшилась в 7 разів	
	1	146,0			Приймальність свердловини збільшилась в 4 рази	
2.	53	146,0	0,6		1,5	
	905	146,0	0,4		1,7	
	816	146,0	1,3		2,5	
3.	587	146,0	20,2		39,4	
	612	146,0	15,0		52,5	
	688	146,0	7,2		40,02	
4.	112	177,8			Приймальність свердловини збільшилась в 6,2 разів	
	113	177,8			Приймальність свердловини збільшилась в 7,9 разів	

Секційні торпеди ТС-45 можуть застосовуватись для інтенсифікації видобутку нафти, природного газу, шахтного метану, геотермального тепла, а також при газифікації кам'яного вугілля і вилуговуванні солей та рідкісноземельних елементів, геофізичних дослідженнях в нафтогазових свердловинах. Можливе використання розробок у рудній геофізиці, гідрогеології, інженерній геології, екологічних дослідженнях.

Таблиця 9.3. Порівняльна таблиця техніко-економічних показників, розробленої в Інституті геофізики ім. С.І. Субботіна НАН України вибухової технології розуцільнення порід в ПЗП, з технологіями іншого виду [307]

№ пор.	Методи обробки свердловин	Кількість обробок	Кількість успішних обробок	Додатковий видобуток		Додатковий видобуток на 1 обробку	
				нафта, т	газ, млн. м ³	нафта, т	газ, млн. м ³
1	Гідророзрив пласта (РФ) [60]	306	200	399 608		1 306	
2	Кислотна обробка (РФ) [60]	986	459	562 333		570	
3	Обробка поверхнево-активними речовинами (РФ) [60]	16	6	1 920		120	
4	Гідропіскоструменева перфорація (РФ) [60]	42	16	12 625		300	
5	Розроблена в ІГФ НАН України технологія вибухового розуцільнення порід в привибійній зоні пласта з використанням торпед секційних (Україна) [309]	27	27	42 147	39,9	2 007	6,65

В роботі [308] приведені результати вибухової дії (нестационарних хвиль високого тиску) на нафтові пласти на ділянці Усинського нафтового родовища НК «Лукойл». Площа ділянки 3,99 кв. км. В різні місяці на ділянці працювали 64–86 видобувних свердловин. В 4-х збудованих свердловинах проведені 4 серії вибухів. Маса одного заряду складала до 60 кг. В результаті проведення робіт середній видобуток нафти на одну свердловину збільшився з 72 до 110 т. Роботи проводились в 2002–2003 р.р.

При обробці свердловин з використанням ефекту імпульсу інтенсивний рух рідини з пласта в свердловину сприяє очищенню фільтрової частини пласта від забруднень (відкладів парафіну, смол і т. ін.), а в окремих випадках призводить до руйнування породи привибійної зони пласта і утворення тріщин. За даними [59, 60] приплив нафти в нафтовидобувних свердловинах після імпульсу зростає у декілька разів. Інколи свердловини, що експлуатуються механізованим способом, переходять у фонтануючі.

Як метод інтенсифікації видобутку нафти імпульс застосовується на родовищах АТ «Комінафта» з 1966 р. У період до 1979 р. за даною технологією проведено 114 обробок. З них 51 обробка, або 45 % від загального числа операцій, виявилися успішними. За рахунок імпульсу із застосуванням пристрою Севостьянова (рис. 8.8) отримано додатково 11,3 тис. т нафти [60].

Аналіз результатів обробки привибійних зон методом імпульсу на Західно-Тибукському і Нижньо-Омрінському родовищах показує, що застосування методу доцільніше на свердловинах з погіршеними колекторськими властивостями продуктивних пластів (менша ефективна нафтонасичена товщина пласта, низька проникність). Вища ефективність даного методу в свердловинах з малою проникністю порід колекторів пояснюється утворенням вертикальних тріщин, що забезпечує більший приплив рідини з пласта до вибою свердловин [59, 60]. В АТ «Тибукнафта» було проведено 5 обробок (у тому числі 4 успішних), в результаті яких отримано 5 218 т додаткової нафти. На родовищах Іжма-Омрінського району (АТ «Войвожнафта») за рахунок впровадження імпульсу в об'ємі 6 обробок (при 4-х успішних) отримано 2 045 т нафти. При цьому відносно низька ефективність методу пояснюється необґрунтованим вибором об'єктів під імпульс. Були випадки передчасного розриву мембран, виготовлених з сірого чавуну СЧ 15-32, унаслідок якого імпульс із застосуванням пристрою Севостьянова виявлялася безрезультатною.

Приведений в роботі [309] ударно-депресійний метод реалізується в свердловині шляхом руйнування вибухом лінійного заряду групи окремих ампул. Попередні і приймальні випробування методу проводилися на свердловинах Малодівицького і Щурівського родовищ НГВУ «Чернігівнафтогаз». Було оброблено 12 свердловин. Збільшення дебітів по нафті склало в середньому 1,5–2,5 рази.

Результати додаткового видобутку нафти за рахунок впровадження технології кавітаційного впливу на ПЗП нагнітальних свердловин Самотлорського родовища приведено в табл. 9.4 [310].

Таблиця 9.4. Додатковий видобуток нафти за рахунок впровадження технології кавітаційного впливу на нагнітальні свердловини [310]

Номер реагуючої свердловини	Видобуток нафти, т/добу		Тривалість ефекту, що враховується		Додатковий видобуток за врахований період, т
	До впровадження	Після впровадження	від	до	
Осередок з нагнітальною свердловиною 16127 у центрі					
16149	9,6	32,9	01.04.96	30.06.96	695
Осередок з нагнітальною свердловиною 16153 у центрі					
16551	1,8	10,3	01.04.96	30.06.96	119
16353	18,6	395			1096
16559	33,4	67,6			1298
Осередок з нагнітальною свердловиною 16267 у центрі					
16244	12,3	27,5	01.05.96	30.06.96	530
16245	14,9	23,4			240
16289	46,9	70,9			1270

Результати апробації методу вібросейсмічної дії на нафтові пласти з земної поверхні на дев'яти родовищах приведені в роботі [70]. Стверджується, що при здійсненні вібросейсмічної дії завжди забезпечується додатковий видобуток нафти. Найбільш успішними були віброобробки на 7 куці Правдинського родовища, на 3 куці Північно-Салимського родовища та на 51 куці Суторминського родовища. Додатковий видобуток досягав 80–150 % поточного видобутку.

До наземних віброхвильових технологій відноситься спосіб розробки обводненого нафтового родовища [84], що включає вібросейсмічну дію на пласт від наземного джерела коливань. Спосіб випробуваний на одному із сильнообводнених нафтових родовищ. Вміст нафти в флюїді складав в середньому 8–10 %, обводнення родовища – 90–92 %. В якості джерела вібрації використовувався електрогідравлічний вібратор СВ-20/60. Вібратор розташовувався між трьома видобувними свердловинами. В результаті вібродії на нафтовий поклад вміст нафти в флюїді збільшився в 2,0–2,5 рази.

На основі досвіду впровадження технології акустичного впливу на родовищах Білорусі, Західного Сибіру, Республіки Комі, Башкортостану, Удмуртії і Татарстану створена апаратура нового покоління і розроблена методика акустичної обробки продуктивної зони свердловин [101].

Теоретичні і практичні аспекти реалізації параметричних випромінюючих трактів детально опрацьовані в нелінійній гідроакустиці [104]. Перший досвід застосування комбінованого збудження свердловини двохчастотним сигналом був реалізований в НГВУ «Речицянафта» на Давидівському родовищі Білорусії в 1995 р. Експериментальне устаткування складалося з двох окремих генераторів напруги з послідовною схемою взаємодії різночастотних сигналів. Свердловинна операція проводилася при відкритому гирлі, рівень рідини в свердловині складав 600 м, що

на 300 м перевищував рівень статичної рівноваги. У процесі першого етапу акустичної обробки в тональному і частотно-модульованому режимах протягом 30 годин рівень рідини в свердловині не змінився. На другому етапі збудження свердловини двохчастотним сигналом рівень рідини в свердловині знизився за 5 годин практично до статичного рівня. Після завершення акустичної обробки дебіт нафтової свердловини збільшився з 5 до 25 м³/добу. При цьому було відмічено збільшення дебіту в п'яти навколишніх свердловинах на 20–50 %. Такий сумарний ефект можна пояснити дією сигналу різницевої частоти на макрорезонансній структурі пласта, що привело до вирівнювання пластового тиску і, як наслідок, до збільшення припливу нафти не тільки в зону свердловини, що оброблялась, але і в зони навколишніх свердловин. При обробці газових свердловин дебіт їх підвищився в 1,3–2,0 рази. Приймальність нагнітальних свердловин підвищилась з 10–16 м³/добу до 20–32 м³/добу. Отриманий результат був покладений в основу реалізації режиму ДЧ в подальших модифікаціях приладів ГУ [101].

Технологія акустичної реабілітації свердловин і пластів (АРСіП) передбачає акустичну обробку як нагнітальних, так і видобувних свердловин [118]. Прикладом такого комплексного підходу є застосування технології АРСіП на південно-західній частині пласта БС11-1 одного з родовищ Західно-Сибірського басейну. Починаючи з липня 1999 р. було проведено 20 обробок. В результаті припинилося зниження падіння видобутку нафти, що продовжувалося впродовж останніх 7 років. Знизилися темпи обводнення продукції свердловин (з 7,5 % до 3 % на рік). Ефективність від застосування технології АРСіП в 2001 р. склала 772 тонни додатково видобутої нафти на одну обробку.

За 10 років промислового застосування технології АРСіП накопичений великий досвід проведення обробок на нагнітальних і видобувних свердловинах в різних геологічних умовах. За цей час за технологією АРСіП оброблено понад 1 000 свердловин. Залежно від об'єкту застосування ефективність технології складала від 500 до 5 000 т на обробку. Дебіт нафти реагуючих або оброблених видобувних свердловин збільшувався в середньому – на 70 %. Тривалість ефекту складала від 6 до 18 міс., а при проведенні повторних робіт до 30 міс. Всього з використанням технології АРСіП в Росії і країнах СНД додатково добуто понад 2 млн. т нафти. Таким чином, результати промислового застосування дозволяють визнати конкурентоспроможність технології АРСіП як методу підвищення нафтовіддачі пластів і інтенсифікації видобутку нафти по відношенню до традиційних методів [118].

НГВУ «Полтаванафтогаз» і ВАТ «Укрнафта» в період 2005–2006 р.р. провели промислові випробування технології впливу на привибійну зону імпульсно-хвильовою дією, розробленої ТОВ «Криптон-М». Оцінка доцільності проведення обробки і її ефективності виконувалась НДПІ ВАТ «Укрнафта». Геофізичне забезпечення робіт здійснювалось ЗАТ «Укрпромгеофізика» [311].

Оцінка ефективності технології імпульсно-хвильової дії (ІХД) здійснювалась експрес-методом оцінки поточного стану фільтраційних параметрів ПЗП шляхом реєстрації темпу падіння тиску в свердловині [290–293].

Випробування генератора імпульсів гирлового (ГГ) проводилось на св. № 9 Сагайдакського родовища. ІХД здійснювалась на горизонт С-13 в інтервалі перфорації 850–870 м. ГГ має кутовий запірний клапан з поршневым гідравлічним приводом і за допомогою муфт з'єднується з бічним відводом затрубного простору фонтанної арматури [137, 312].

В процесі періодичного перекриття зливу і миттєвого відкриття гирла свердловини стовп рідини здійснює декілька інтенсивних, поступово загасаючих коливань, а на вибої свердловини з'являються, постійно змінюючи один одного, імпульси «депресія–репресія».

До проведення робіт приймальність свердловини становила 216 м³/добу при тиску нагнітання 11,6 МПа. Після проведення робіт і виходу свердловини на стабільний режим приймальність свердловини склала 376 м³/добу при тиску нагнітання 9,13 МПа.

Випробування генератора імпульсно-хвильового (ГІХ) проводилось на нафтовій св. № 66 Решетняківського родовища. ІХД здійснювалась на горизонт Б-13 в інтервалі перфорації 2327–2341 м. ГІХ виконаний у вигляді зворотнього клапана, використовує енергію водогазового потоку рідини від насосного агрегата і джерела інертного газу високого тиску і створює двофазний кавітаційний потік, що генерує гідроударні впливи та регульовані депресії на ПЗП [136, 138].

Робота ГІХ полягає в селективній обробці обраних ділянок нафтоносної частини в інтервалах перфорації імпульсами тиску в частотному діапазоні від 1,0 до 20·10⁴ Гц шляхом переміщення насосно-компресорних труб. Обробка 1 погонного метра перфорації проводилась протягом 0,5 години при тиску нагнітання насосного агрегату 12 МПа з додаванням в робочу рідину ПАР «Стинол».

До проведення робіт свердловина була в бездіючому фонді. Після проведення робіт і виходу свердловини на стабільний режим експлуатації штанговим насосом (ШГН) дебіт склав: нафти – 0,53 т/добу, рідини – 7 т/добу, газу – 0,251 тис. м³/добу, обводненість – 92,5 %.

Випробування генератора імпульсно-хвильового та насоса струминного (НС) проводилось на нафтовій св. № 68 Ново-Григорівського родовища. Імпульсно-хімічна дія здійснювалась на горизонтах В-5-6-7-8-10 в інтервалах перфорації 1964–2000 м. Обробка 1 погонного метра перфорації ГІХ проводилась протягом 0,5 години з додаванням в робочу рідину ПАР «Стинол».

Насос струминний, що використовувався, відрізняється від інших типів насосів наявністю автоматичного регулятора витратних характеристик, виконаного у вигляді сопла із центральним тілом [313, 314].

В процесі обробки насосом струминним виконувалась циклічна дія на пласт 20-ма циклами навантаження в режимі: десятихвилинна робота насоса струминного, п'ятитихвилинна його зупинка.

За результатами гідродинамічних досліджень після імпульсно-хімічної дії на привибійну зону генератором імпульсно-хвильовим коефіцієнт досконалості свердловини збільшився в 3,5 рази. Після імпульсно-хімічної дії на привибійну зону насосом струминним коефіцієнт досконалості свердловини знову збільшився в 1,3 рази.

До циклічної дії насосом струминним на ПЗП середньодобовий дебіт свердловини при експлуатації ШГН складав: нафти – 0,68 т/добу, рідини – 1,23 т/добу, газу – 0,511 тис. м³/добу, обводненість – 44,4 %.

Після проведення робіт і виходу свердловини на стабільний режим експлуатації ШГН середньодобовий дебіт склав: нафти – 1,71 т/д, рідини – 1,71 т/д, газу – 0,175 тис. м³/добу, обводненість – 0 %.

За результатами проведених випробувань технологія та обладнання, що розроблені ТОВ «Криптон-М», рекомендовані до впровадження у ВАТ «Укрнафта».

В результаті застосування технології імпульсно-хвильової дії на ПЗП, запропонованої в роботі [129], відмічено:

- збільшення тріщинуватості і проникності гірського масиву на місці залягання;
- винесення кольматанту з пласта в свердловину;
- підвищення дебіту продуктивного пласта нафтових свердловин від 2 до 7 і більше разів (за результатами застосування даної технології при обробці продуктивного горизонту на свердловині НГВУ «Чернігівнафтогаз»);
- спостерігається зменшення обводнення продукції після обробки.

Технологія дозволяє проводити вибірккову, направлену обробку неоднорідних по проникності прошарків для вирівнювання профілю припливу (або приймальності), а також селективну обробку обводнених прошарків. Можливе застосування комплексної імпульсно-хвильової дії з одночасною обробкою хімічними реагентами, що забезпечує синергетичний ефект, який перевищує суму ефектів, що отримуються від кожної дії окремо.

Продуктивний пласт позитивно реагує на обробки ударно-хвильовою дією, що повторюються. На деяких свердловинах впродовж 3-х років обробка проводилась тричі з ефективним технологічним результатом. Ефективна робота свердловини після обробки продовжується від 1-го до 3-х років. Всі роботи проводяться із застосуванням власного устаткування, сумісного із тим, що застосовується на бурових [129].

Сучасні технології, що пропонуються ЗАТ «НК» СЕРВОН», направлені на вирішення задач підвищення ефективності розробки і експлуатації родовищ нафти і газу шляхом інтенсифікації видобутку, зниження обводнення продукції і підвищення нафтогазовіддачі пластів.

Віброакустичні методи призначені для обробки як привибійної зони нафтогазовидобувних і нагнітальних (водозабірних) свердловин, так і віддалених частин пласта (у радіусі до 500 метрів і більше). Можливе також проведення ремонтно-профілактичних робіт (розклинювання колони штанг, руйнування «пробок» асфальто-смолистих і парафінових відкладів, відновлення циркуляції рідини) на свердловинах, обладнаних ШГН [315].

Свердловинне устаткування ЗАТ «НК» СЕРВОН» для створення віброакустичної дії включає випромінювач і джерело живлення.

Принцип дії розроблених віброакустичних установок оснований на збудженні потужних акустичних полів, які викликають ряд фізичних ефектів взаємодії об'єктів опромінення з акустичними хвилями, що сприяє підвищенню текучості флюїдів за рахунок зміни реологічних і гідродинамічних властивостей як самого продукту (нафта, газ та ін.), так і колектора.

Погружний випромінювач (для свердловин) має зовнішній діаметр від 42 до 100 мм, спускається в свердловину на стандартному геофізичному кабелі та має потужність до 10 кВт і частоту від 10 до 20 000 Гц.

Обладнання виготовлене у вибухо-, електро- і пожежобезпечному виконанні та пристосоване для роботи в агресивних середовищах з температурою до 150 °С і тиском до 30–35 МПа.

Віброакустична технологія пройшла апробацію на свердловинах Західного Сибіру і Казахстану. Узагальнення результатів робіт свідчить про підвищення дебітів свердловин на 20–40 %, відновлення циркуляції і виклик припливу, у тому числі на газоконденсатних свердловинах і свердловинах з високим газовим чинником [315].

Час обробки свердловин – від 3 до 15 годин, в середньому – 5–6 годин.

Технологія електродії на продуктивний пласт [142] розроблена для підвищення продуктивності артезіанських (водяних) свердловин. Номінальний дебіт повністю закольматованих свердловин, дебіт яких практично відсутній, відновлюється до 100 %.

За своєю фізичною сутністю (робота електричного поля) метод ефективний при обробці глиновмішуючих колекторів, при інтенсифікації роботи нагнітальних (водозабірних) свердловин з метою підвищення їх продуктивності.

Технологія електродії випробувана і на нафтових свердловинах різних родовищ Росії, в країнах СНД (Азербайджан, Туркменія, Казахстан, Білорусь) і далекого зарубіжжя (Лівія, Італія, США та ін.). Результати проведених досліджень показують, що дебіт свердловин по нафті збільшується в 1,2–2,0 рази, обводнення свердловин знижується на 20–50 % [142].

Відмітною особливістю технологій, запропонованих в роботах [142, 315] у порівнянні з традиційними, є їх екологічна чистота при застосуванні, мінімальні енергетичні витрати, тривалість ефективної дії після обробки, технологічність методів, що не вимагає створення серійного спеціального свердловинного устаткування і капітальних витрат.

Ударно-хвильова дія на продуктивні горизонти [155] передбачає два види ефектів:

- безпосередня хвильова дія на привибійну зону свердловини, що обробляється;
- далека дія, що спостерігається на відстані до 1–1,5 км від джерела пружних коливань [75, 316, 317].

Ефекти близької дії проявляються в очищенні привибійної зони і зумовлені інтенсивністю пружних коливань поблизу джерела.

Ефекти далекої дії є причиною збільшення припливу нафти і пов'язаного з цим зниження обводнення, що зумовлено процесом вивільнення пружної енергії, яка накопичується як в самому пласті, так і в оточуючих його породах [95, 98]. Остання накопичується внаслідок зміни порового тиску у пласті і пов'язаних з цим змін в напружено-деформованому стані гірського масиву [97].

Результати практичного застосування ударно-хвильових технологій на основі електророзрядної, акустичної і комплексних реагентно-імпульсної та електророзрядної і акустичної дій свідчать про високу їх ефективність при обробці малodeбітних свердловин з низькими колекторськими властивостями, що проявляється не тільки у збільшенні дебіту нафтових свердловин, а і в значному зниженні обводнення пласта. За результатами практичного застосування технологій дебіт свердловин збільшився у 2–10 разів [155].

В СКТБ «Надра» (м. Івано-Франківськ) розроблена технологія і обладнання для дії на привибійну зону пласта пружними коливаннями різних частот [318]. Перед розробкою технології та обладнання були проведені теоретичні та експериментальні дослідження по визначенню спектра коливань гідроударних пристроїв різних конструкцій, а також впливу високочастотних коливань на проникність керну, насиченого важкими фракціями нафти. Створене обладнання дозволяє здійснювати в ПЗП пружні коливання в діапазоні частот від 0,3 Гц до 40 КГц і, відповідно, тиски на фронті хвилі від 0,5 до 60 МПа. Технологія і обладнання для дії на пласт коливаннями різних частот впроваджена в нафтогазовидобувних управліннях «Надвірнанафтогаз» та «Чернігівнафтогаз». Проведено 12 обробок. Успішність

робіт складає 85 %. Середній приріст видобутку нафти – 90 % при тривалості ефекту від 6 до 18 місяців.

Застосування ультразвукової технології [14] дозволяє в нафтоносних колекторах ефективно відновлювати фільтраційні властивості продуктивних пластів. В окремий напрям можна виділити використання ультразвукової технології як профілактичні заходи, що здійснюються на регулярній основі для підтримання оптимального стану фільтраційних властивостей колекторів і привибійної зони пласта. Ефективність методу після професійного аналізу і вибору свердловин для обробки досягає більше 90 %.

Плазмово-імпульсний вплив (ПІВ) на продуктивні пласти [127] збуджує коливальну систему в широкому діапазоні і створює дуже складну пружно-хвильову картину. Зокрема, в перехідних зонах на розділі рідин з різною густиною з'являються динамічні хвилі (існування яких обумовлене взаємодією інерційних сил і перенесенням імпульсу), а також кінематичні хвилі, пов'язані з перенесенням речовини за рахунок тиску.

Однією з основних особливостей технології ПІВ є те, що при обробці однієї свердловини позитивно відгукуються сусідні свердловини, що зв'язані профілем фільтрації (як правило, за рахунок зниження їх обводнення). Технологія ПІВ універсальна, може успішно застосовуватися на всіх етапах експлуатації як видобувних, так і нагнітальних свердловин. В умовах, коли більше 50 % розвіданих запасів відносяться до категорії важкодобувних, використання технології ПІВ дозволить додатково вилучати 10–15 % нафти.

Промислові випробування електророзрядного пристрою Скіф-100М проведено на чотирьох нафтових свердловинах родовищ України. Враховуючи свердловинні умови, для забезпечення ефективної обробки було вибрано схему із застосуванням закритої електродної системи. За критерій ефективності електророзрядної обробки приймався дебіт свердловини. Після такої обробки дебіт нафтових свердловин збільшився таким чином: св. № 90 Довбушансько-Бистрицького родовища – в 2,7 рази; св. № 58 Луквінського родовища – в 4,2 рази; св. № 9 Довбушансько-Бистрицького родовища – в 2,4 рази; св. № 8 Пнівського родовища – в 3,15 рази. Згідно даних по двох свердловинах (№ 90 та № 58) за п'ять місяців після проведення обробки додатково отримано 148,4 тонн нафти [296].

Розділ 10

ПЕРСПЕКТИВИ ЗАСТОСУВАННЯ ІМПУЛЬСНОЇ ДІЇ НА ПРОДУКТИВНІ ПЛАСТИ

Проблема підвищення нафтогазовіддачі продуктивних пластів і дебіту видобувних свердловин є однією з найважливіших для ефективного функціонування нафтогазовидобувного комплексу.

Якщо раніше поставлені питання вирішувались шляхом обробок лише привибійних зон пластів, то в нинішніх умовах мова йде як про обробки привибійних зон з урахуванням сучасних знань про зміну фільтраційних властивостей колекторів в процесі імпульсного навантаження, так і обробки пластів на далеких відстанях від джерела навантаження з метою зменшення їх обводнення і підвищення нафтовіддачі на основі нових наукових результатів, отриманих в

нелінійній хвильовій механіці. Новітні технології, що основані на нелінійній механіці, не обмежуються певним діапазоном вібраційних впливів на пласти, а частоти і амплітуди коливальних процесів вибираються виходячи із урахування нових явищ і ефектів, що дозволяє ефективно проводити резонансне накачування енергії в пласти для інтенсифікації процесу нафтогазовіддачі. При цьому при порівняно малих енерговитратах відбувається інтенсивне перетворення енергії коливальних рухів в енергію інших форм механічного руху в флюїдонасиченому середовищі.

Відомо також, що наявність навіть досить малих концентрацій високостисливих дефектів (мікротріщини, тріщиноподібні дефекти, дислокації, міжзернові границі і контакти) призводить до сильної нелінійної поведінки гірських порід в процесі імпульсного навантаження.

Основні принципи, що перешкоджають вилученню нафти із надр добре відомі. До таких причин відносять, перш за все, капілярні сили, в'язкість і склад нафти, проникність і характер змочуваності колектора, неоднорідність пласта по проникності і насиченню [319].

Капілярні сили створюють на стінках каналів фільтрації шари зв'язаних рідин, що мають аномально високу зсувну в'язкість, звужують канали фільтрації флюїдів і фактично їх тампонує. Сили поверхневого натягу на границях розділу незмішуваних рідин формують в розширеннях каналів глобули з низькою рухомістю і утворюють переривчасту насиченість, що різко знижує фазову проникність. Вплив капілярних сил знижується при закачуванні в пласт різних розчинників, а також при дії теплом або хвильовим полем [320].

Доведено [321, 322], що механічні коливання не тільки значно знижують в'язкість рідин і поверхневий натяг на границях розділу середовищ, але і в цілому розріджують пластові флюїди, знижують тертя в процесі фільтрації і вся пластова система стає більш рухливою.

Дослідженнями [322, 323] встановлено, що проникність колектора підвищується із збільшенням інтенсивності пружно-хвильової дії тим більше, чим менша початкова проникність зразка.

Важливе значення мають фізичні процеси, що посилюються під впливом акустичних полів – зміна сил поверхневого натягу і руйнування подвійного електричного шару в капілярах, турбулізація і підвищення швидкості фільтрації рідини в порах, акустичне розігрівання рідини, що зменшує її в'язкість та ін. [108–110]. Розглядаючи поведінку тиксотропних рідин і враховуючи нелінійну реологію вуглеводнів, стверджується, що слабкі по суті, акустичні (вібраційні) дії різко зменшують динамічну в'язкість нафт і відіграють роль спускового механізму, що ініціює подальшу дію градієнта тиску пласта, який у багато разів перевищує по потужності створювані напруги в процесі акустичної дії [25].

Розвивається ідея пружної дії на резонансних частотах порід, що сприяє очищенню присвердловинної зони від забруднень і створенню в колекторі нових пор, міжпорових каналів і тріщин. Збудження потоків рідини на резонансних частотах в діапазоні частот $0,1-10^3$ Гц відбувається також на значній відстані від свердловини. Відмічено збільшення дебітів в сусідніх свердловинах, розташованих в радіусі одного кілометра від оброблюваної [107].

Необхідно також звернути увагу на нелінійні акустичні ефекти, що виникають в природних середовищах, а саме, в процесах обробки їх в режимах частотної та

фазової модуляції і на різницевиx частотах, при появі вищих гармонік, нелінійного обмеження амплітуди та ін. [101, 324].

Важливо відмітити нелінійні ефекти в рідинах із пухирцями газу. На відміну від слабкої (що обумовлена міжмолекулярною взаємодією) нелінійності однорідних рідин, такі середовища через досить високу стисливість пухирців, проявляють сильну акустичну нелінійність, що потрібно враховувати в процесі обробки таких систем акустичною дією. Особливо це важливо для нафтових родовищ, які вступили у пізню стадію експлуатації, що характеризується пухирцевим режимом течії флюїдів в пористому середовищі нафтового пласта. В цьому зв'язку розробка технологій акустичного впливу на пухирці газу з перевипромінюванням енергії низькочастотної дії в високочастотні складові і, як наслідок, накачування енергії високих частот в пористе середовище із флюїдом, призводить до зміни властивостей флюїду (зменшення в'язкості, поверхневих натягів), що в цілому сприяє покращанню його припливу на вибій свердловини.

Перспективними вважаються технології пружно-хвильової дії на продуктивні пласти, які використовують механізм сейсмоакустичної емісії (САЕ) напружених зон пласта і забезпечують ефект підвищення нафтовіддачі [320]. Технології відрізняються способом збудження САЕ. Прямої дії на пласт ці технології не чинять, оскільки інтенсивність хвильового поля, що створюється в пластах штучними джерелами, досить мала для прямого впливу на властивості пластової системи і процесів, що в ній протікають, але достатня для створення (провокації) САЕ.

САЕ виникає як в процесі спонтанної розрядки критичних напружених зон геологічного середовища продуктивного пласта (спонтанна САЕ або так звані природні шуми), так і в процесі розрядки напружених зон за рахунок зовнішніх дій (вимушена САЕ). Спонтанна САЕ проявляється постійно у вигляді шумів певного рівня і позитивно впливає на процес фільтрації флюїдів. Вимушена САЕ має більш високий енергетичний рівень і більш сильно впливає на процес фільтрації, за рахунок чого і отримується позитивний ефект.

Вимушена САЕ і ефект від неї проявляються на протязі декількох місяців після хвильової дії, коли відбувається розрядка напружених зон і реструктуризація скелета. В подальшому всі критичні напруження знімаються, пласт заспокоюється і переходить в новий енергетичний стан з більш низьким рівнем спонтанних шумів і більш консолідованим колектором. При цьому вплив спонтанної САЕ в процесі фільтрації флюїдів знижується, деякі канали і пори в зоні розрядки зникають за рахунок консолідації колектора, і ситуація може погіршитися. Повторні цикли дії на ці ж зони дають незначний (або навіть нульовий) ефект, оскільки критичні зони в результаті релаксаційних процесів зазнають розрядки і вимушена САЕ не проявляється, або проявляється незначно. Для отримання повторного ефекту потрібно застосовувати більш потужну дію, щоб спровокувати розрядку менш напружених зон, або ж дочекатися формування нових напружених зон, що потребує досить багато часу [320].

Джерелами посилення акустичної емісії в глибокозалягаючому продуктивному пласті під сейсмічною дією є, з одного боку, підвищення інтенсивності деформаційного процесу, а з іншого – утворення вільного газу і генерація ультразвуку при його фільтрації [88]. Через домінуючий масштаб структурних порушень колектора знаходять пояснення і вибіркова реакція нафтового покладу на частоту дії, і прийоми визначення власних частот продуктивних пластів.

Відомо, що геологічні середовища, в яких знаходяться родовища мінеральної сировини, мають ієрархічну будову і знаходяться в нерівноважному і попередньо-напруженому стані. Теоретичні дослідження деформування таких середовищ із урахуванням вказаних властивостей створюють можливість виявлення нових ефектів, що сприятиме подальшому процесу вдосконалення технологій підвищення ефективності видобування корисних копалин. Крім того, породи-колектори нафти і газу є флюїдонасиченими геологічними середовищами, що повинно враховуватись при дослідженні розповсюдження хвиль збурення в таких середовищах та розробці перспективних методів інтенсифікації нафтогазовіддачі продуктивних пластів.

На родовищах України для досягнення максимальної проникності привибійної зони за рахунок імпульсної дії використовують широкий спектр технологій, адаптованих під конкретні геолого-технічні умови. Дію виконують за допомогою торпед, порохових генераторів та акумуляторів тиску, свабів, пульсаторів тиску (в тому числі імпульсних), електророзрядних випромінювачів, магнітострикційних та п'єзокерамічних випромінювачів. Частотний спектр дії таких пристроїв і методів має діапазон від тисячних часток герца (під час свабування) до десятків кілогерц (для магнітострикційних та п'єзокераміки), діапазон зміни тиску – від тисячних-сотих часток мегапаскалей для магнітострикційних та п'єзокераміки до десятків мегапаскалей для інших методів [155].

Промислові дослідження та результати впровадження з підвищення дебіту видобувних свердловин на родовищах Росії, України, Казахстану, Туркменістану та Азербайджану свідчать про доцільність комплексування акустичної дії з подальшою депресією на пласт або з хімічною обробкою [155].

Автори сподіваються, що викладений в книзі матеріал щодо імпульсних методів інтенсифікації видобутку вуглеводнів буде використаний в процесі подальших досліджень і розробок нових ефективних технологій підвищення видобутку вуглеводнів шляхом імпульсної дії як на привибійну зону свердловини, так і на пласт в цілому.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Физика пласта, добыча и подземное хранение газа / О.М. Ермилов, В.В. Ремизов, Л.И. Ширковский, Л.С. Чугунов – М.: Наука, 1996. – 541 с.
2. Эксплуатация нефтяных и газовых скважин / А.И. Акульшин, В.С. Бойко, Ю.А. Зарубин и др. – М.: Недра, 1989. – 479 с.
3. Разработка и эксплуатация нефтяных и газовых месторождений / И.М. Муравьев, Р.С. Адриасов, Ш.К. Гиматудинов и др. – М.: Недра, 1965. – 503 с.
4. Брод И.О., Еременко Н.А. Основы геологии нефти и газа. – М.: Гос. изд-во нефт. и горно-топливн. лит-ры, 1957. – 478 с.
5. Ржевский В.В., Новик Г.Я. Основы физики горных пород. – М.: Недра, 1967. – 288 с.
6. Добрынин В.М. Деформации и изменения физических свойств коллекторов нефти и газа. – М.: Недра, 1970. – 239 с.
7. Сумм Б.Д., Горюнов Ю.В. Физико-химические основы смачивания и растекания. – М.: Химия, 1976.
8. Шостак А.В. Инженерна петрологія. – К.: Київський нац. ун-т, 2011.
9. Булатов В.В. Глубинная геомеханика. – М.: Недра, 1990. – 263 с.
10. Булатов В.В. Механика разрушения горных пород при сверхглубоком бурении. – Новосибирск: Наука, СО АН СССР, 1996.
11. Семенякин В.С. Разрушение горных пород. – Астрахань: Астрах. типография, 2009. – 99 с.
12. Волновая обработка коллекторов нефти и газа / В.С. Войтенко, В.Н. Иовец, А.М. Киреев, Ю.В. Семенов. – Минск: Юникап, 2005. – 260 с.
13. Освоение скважин. Справ. пособие / А.И. Булатов, Ю.Д. Качмар, П.П. Макаренко и др. – М.: Недра, 1999.
14. Опыт применения ультразвуковых технологий для повышения нефтеотдачи на низкодебитных и обводненных месторождениях Румынии / <http://www.progressultrasonicsgroup.com>.
15. Изменение проницаемости призабойной зоны пласта. Буровые растворы для вскрытия продуктивного пласта // http://revolution.allbest.ru/geology/00175371_0.html.
16. Причины кольтации призабойной зоны скважин при первичном вскрытии. – М.: Рос. госуд. ун-тет нефти и газа им. И.М. Губкина, 2010.
17. Gruesbeck C., Collins R.E. Entrainment and deposition of fine particles in porous media // Paper (SPE 8430) – Aug. 1982.
18. Muecke T.W. Formation fines and factors controlling their movement in porous media // J. Pet. Tech. – April 1979. – P. 144–50.
19. Roque C. et al. Mechanisms of formation damage by retention of particles suspended in injection water // Paper (SPE 30110). – 1982.
20. Горбачев Ю.И. Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 62–65.
21. Осипов В.И., Соколов В.Н., Румянцева Н.А. Микроструктура глинистых пород. – М.: МГУ, 1989. – С. 141–144.
22. Gorbachev Yu., Rafikov R., Rok V. & Pechkov A. Acoustic well stimulation: theory and application // First Break. – 1999. – V 17. – № 10. – 331–334.
23. Вахитов Г.Г., Кузнецов О.Л., Симкин Е.М. Термодинамика призабойной зоны нефтяных коллекторов. – М.: Недра, 1978. – 200 с.
24. Горбачев Ю.И. Акустическое воздействие и повышение рентабельности разработки нефтяных месторождений // Каротажник. – 1999. – Вып. 60. – С. 55–67.
25. Крутин В.Н. Механизм акустической интенсификации притоков нефти из продуктивных пластов // Каротажник. – 1998. – Вып. 42. – С. 46–53.
26. Амиян В.А., Амиян А.В. Повышение продуктивности скважин. – М.: Недра, 1986.
27. Бигалиев Е.А. Влияние физико-химических свойств буровых суспензий на загрязнение призабойной зоны пласта // Тр. Атырауского УНиГ. – Атырау, 2001. – Т. 2.
28. Бобелюк В.П. Некоторые результаты исследования по применению ПАВ и гидропекстоструйной перфорации для вскрытия продуктивных пластов // В сб.: Вопросы исследования, испытания. – М.: ЦНИИГЭнефтегаз, 1979.
29. Булатов А.И. Теория и практика заканчивания скважин. – М.: Недра, 1998.

30. Жигач К.Ф., Мухин Л.К., Демишев В.Н. Рецептура растворов на нефтяной основе // Матер. межвуз. совещ. по вопросам новой техники в нефтяной промышленности. – М.: Гостоптехиздат, 1962. – Т. 1.
31. Котяхов Ф.И. Влияние воды на приток нефти при вскрытии нефтяного пласта. – М.: Недра, 1970.
32. Овнатанов Г.Т. Вскрытие и опробование пласта. – М.: Недра, 1973.
33. Роджерс В.Ф. Состав и свойства промывочных жидкостей для бурения нефтяных скважин: Пер. с англ. – М.: Недра, 1982.
34. Miller G.H. Oil base drilling fluids // Third World Petroleum Congr. – Proc. Sect. 2. – 1971.
35. Шевалдин И.Е. О выборе ПАВ для промывочных жидкостей для вскрытия продуктивных горизонтов // Тр. 3-го Всесоюз. совещ. по применению ПАВ в нефтяной промышленности. – М.: ВНИИОЭНГ, 1988.
36. Котельников И.Е. Применение ПАВ при вскрытии продуктивных пластов // Нефт. хоз-во. – 1969. – № 5.
37. Минхайров К.Л., Лидсин Л.К., Жигач К.Ф. Исследование влияния промывочных жидкостей с добавками ПАВ и некоторых электролитов на качество вскрытия продуктивных пластов // Тр. 3-го Всесоюз. совещ. по применению ПАВ в нефтяной промышленности. – М.: ВНИИОЭНГ, 1988.
38. Токунов В.И., Мухин Л.К. Влияние промывочных жидкостей на водной и углеводородной основе на проницаемость призабойной зоны. – М.: МИНХ и ГП им. И.М. Губкина, 1977.
39. Бабалян Г.А. Физико-химические основы применения ПАВ при разработке пластов. – М.: Недра, 1982.
40. Рабинович Н.Р. Инженерные задачи механики сплошной среды в бурении. – М.: Недра, 1989.
41. Инструкция по комплексному исследованию газовых и газоконденсатных пластов и скважин / Под ред. Г.А. Зотова, З.С. Алиева. – М.: Недра, 1980.
42. Бондаренко В.В. Применение метода геолого-математического моделирования для изучения и оценки количественного влияния кольматации на продуктивность скважин // Строительство нефтяных и газовых скважин на суше и на море. – 2007. – № 7.
43. Бондаренко В.В. Исследование процесса кольматации при вскрытии газовых залежей горизонтальными скважинами // В спец. сб.: Геология, бурение, разработка и эксплуатация газовых и газоконденсатных месторождений. – М.: ОАО «Газпром», 2007. – № 3.
44. Коротаев Ю.П. Эксплуатация газовых месторождений. – М.: Недра, 1975. – 415 с.
45. Справочник по прострелочно-взрывной аппаратуре / Под ред. Л.Я. Фридляндера. – М.: Недра, 1983. – 197 с.
46. Прострелочно-взрывные работы в глубоких и разведочных скважинах // Сб. научн. трудов. – М.: ВНИИГеофизика, 1977. – 258 с.
47. Прострелочно-взрывные работы в глубоких скважинах // Сб. научн. трудов. – М.: ВНИИГеофизика, 1981. – 310 с.
48. Яремийчук Р.С., Качмар Ю.Д. Вскрытие продуктивных горизонтов и освоение скважин. – Львів: Вища школа, 1982. – 263 с.
49. Гидроабразивный перфоратор: А.с. № 870678 СССР / Д.А. Егер, В.С. Бабчук, В.И. Мельник – 1981, Бюл. № 33.
50. Егер Д.А., Рыбчак Е.В. Влияние условий вскрытия пласта на освоение скважин // Нефт. и газовая пром-сть. – 1985. – № 2. – С. 29–30.
51. Качмар Ю.Д., Егер Д.А., Рыбчак Е.В. Расчет основных параметров при проектировании озонгидропескоструйной перфорации / М., 1975. – Деп. в ВНИИОЗНТ 24.07.1975, № 213.
52. Денисов Г.Г., Ермилов Б.И., Пейсахов Р.М. Направленная поинтервальная солянокислотная обработка с применением гидроперфоратора // РНТС Нефтепромысловое дело. – 1973. – № 5. – С. 9–10.
53. Саркисов Н.М., Шишов С.В. Совершенствование технологии щелевой перфорации скважин // Нефт. хоз-во. – 1995. – № 3. – С. 14–16.
54. Саркисов Н.М., Шишов С.В., Климовец В.В. Интенсификация добычи нефти путем щелевой перфорации // Нефт. хоз-во. – 2000. – № 12. – С. 26–30.
55. Ловля С.А., Горбенко Л.А., Каплан Б.Л. Торпедирование и перфорация скважин. – М.: Недра, 1959.

56. Михалюк А.В., Войтенко Ю.І., Лігоцький Н.В. Нова технологія інтенсифікації видобутку нафти і природного газу із застосуванням енергії вибуху // Нафт. і газова пром-сть. – 1997. – № 4. – С. 24–26.
57. Пат. на корисну модель 23947 Україна, МПК (2007) E21B 43/00. Секційна торпеда для вибухової обробки пласта / В.А. Даниленко, В.П. Нагорний, Л.О. Волгін, М.Г. Денисенко. – Заявл. 14.02.07. – Опубл. 11.06.07. Бюл. № 8. – 3 с.
58. Пат. на корисну модель 24981 Україна, МПК (2007) E21B 43/263. Спосіб формування секційної торпеди для вибухової обробки продуктивних пластів / В.А. Даниленко, В.П. Нагорний, Л.О. Волгін, М.Г. Денисенко. – Заявл. 14.02.07. – Опубл. 25.07.07. Бюл. № 11. – 3 с.
59. Крупей С.А., Полихат Э.С. Обработка призабойных зон методом имплозии // Нефт. хоз-во. – 1965. – № 2. – С. 41–45.
60. Попов А.А. Имплозия в процессах нефтедобычи. – М.: Недра, 1996. – 185 с.
61. Пат. на винахід 9701А Україна, E 21 B 43/25. Спосіб створення депресії на пласт і пристрій для його здійснення / М.О. Лисюк, А.Ф. Білован, С.Г. Маряк, В.В. Гушул. – Заявл. 05.12.94. – Опубл. 30.09.96. Бюл. № 3. – 3 с.
62. Пат. на корисну модель 50571 Україна, МПК E 21 B 43/25. Пристрій для депресійної обробки фільтра і прифільтрової зони свердловини / В.П. Нагорний. – Заявл. 13.01.10. – Опубл. 10.06.10. Бюл. № 11. – 3 с.
63. Нагорний В.П. Импульсные методы восстановления продуктивности водозабірних свердловин. – К.: Фірма «Ессе», 2011. – 187 с.
64. Сучков Б.М. Интенсификация работы скважин. – М.: Ижевск. полиграф. комбинат, 2007. – 611 с.
65. Ибрагимов Л.Х. Интенсификация добычи нефти с применением генераторов турбулентных струй и адиабатных двухфазных потоков // Нефтепромысл. дело. – 1996. – № 6.
66. Пат. на корисну модель 52915 Україна, МПК (2009) E21B 43/00. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, С.В. Микуляк, Я.О. Рудюк. – Заявл. 19.04.10. – Опубл. 10.09.09. Бюл. № 17. – 3 с.
67. Кулагин В.А. Методы и средства технологической обработки многокомпонентных сред с использованием эффектов кавитации: Автореф. дис... докт. техн. наук / Красноярск, 2004 г.
68. Промтов М.А. Перспективы применения кавитационных технологий для интенсификации химико-технологических процессов // Вестник ТГТУ. – 2008. – Т. 14, № 4. – С. 861–868.
69. Барабанов В., Николаев А. Повышение нефтеотдачи сейсмическим воздействием на залежь // Технологии ТЭК. – 2003. – № 3.
70. Вибросейсмическое воздействие на нефтяные пласты с земной поверхности / Б.Ф. Симонов, Н.А. Опарин, Н.А. Канискин и др. // Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. – 2000. – № 5. – С. 41–46.
71. Патент РФ № 2078913. Способ разработки нефтегазового месторождения. – 13.04.93 г.
72. Симонов Б.Ф. Результаты опытно-промысловых работ по повышению нефтеотдачи вибросейсмическим методом // Нефт. хоз-во. – 1996. – № 5. – С. 48–52.
73. Гадиев С.М. Использование вибрации в добыче нефти. – М.: Недра, 1977. – 158 с.
74. Сургучев М.Л., Кузнецов О.Л., Симкин Э.М. Гидродинамическое, акустическое, тепловое и циклическое воздействия на нефтяные пласты. – М.: Недра, 1975. – 183 с.
75. Технология объемного волнового воздействия на нефтегазовые залежи для повышения углеводородоотдачи пластов / Симонов Б.Ф., Чередников Е.Н., Сердюков С.В. и др. // Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. – 1998. – № 4. – С. 42–44.
76. Курленя М.В., Сердюков С.В. Нелинейные эффекты при излучении и распространении вибросейсмических сигналов в массиве горных пород // ФТПРПИ. – 1999. – №2. – С. 3–10.
77. Курленя М.В., Опарин В.Н., Востриков В.И. Волны маятникового типа. Ч.II. Методика экспериментов и основные результаты физического моделирования // ФТПРПИ. – 1996. – № 4. – С. 3–39.
78. Курленя М.В., Опарин В.Н. Проблемы нелинейной геомеханики. Ч.І. // ФТПРПИ. – 1999. – № 3. – С. 12–26.
79. Геомеханические процессы взаимодействия породных и складочных массивов при отработке пластовых рудных залежей / М.В. Курленя и др. – Новосибирск: Наука, 1997. – 230 с.

80. О некоторых особенностях эволюции гармонических акустических сигналов при нагружении блочных сред с цилиндрической полостью / М.В. Курленя и др. // ФТПРПИ. – 1999. – № 6. – С. 10–32.
81. Николаевский В.Н. Вибрация горных массивов и конечная нефтеотдача пласта // Изв. АН СССР. – Мех. жидкости и газа, 1992. – № 5. – С. 110–120.
82. Николаевский В.Н. Механизм вибровоздействия на нефтеотдачу месторождений и доминантные частоты // Докл. АН СССР. – 1989. – Т. 107. – № 3. – С. 570–575.
83. Нові технології інтенсифікації видобутку вуглеводнів із підземних формацій / В.І. Артёмов, В.П. Нагорний, Ю.А. Писарев та ін. – К.: «ВІПОЛ». – 1998. – 28 с.
84. Способ разработки обводненного нефтяного месторождения: А.с. 1596081 А1, Россия, Е 21 В 43/00 / А.Г. Асан-Джалалов, В.В. Кузнецов, И.Г. Киссин и др. – 1990. Бюл. № 36.
85. Курленя М.В., Сердюков С.В. Определение области вибросейсмического воздействия на месторождение нефти с дневной поверхности // ФТРПИ. – 1999. – № 4. – С. 4–11.
86. Курленя М.В., Сердюков С.В. Реакция флюидов нефтепродуктивного пласта на вибросейсмическое воздействие малой интенсивности // ФТРПИ. – 1999. – № 2. – С. 11–17.
87. Результаты экспериментального изучения вибрационного воздействия на нефтяные залежи / С.М. Аммосов, В.Л. Барабанов, Г.И. Войтов и др. // Современные методы увеличения нефтеотдачи пластов. – М.: Наука, 1992. – С. 98–102.
88. Сердюков С.В., Кривоуцкий В.С., Гамзатов С.М. Исследования сейсмических и акустических полей при низкочастотном вибрационном воздействии на нефтяной пласт. – Новосибирск, 1991. – 32 с. (Препр. / ИГД СО АН СССР, № 43).
89. Beresnev I. The mechanism of recovery of residual oil by elastic waves and vibrations // SEG, Houston. – 2005. – Annual Meeting. – P. 1386–1390.
90. Roberts P.M. Laboratory observations of altered porous fluid-flow behavior in Berea sandstone induced by low-frequency dynamic stress stimulation // Ibid. – 2005. – P. 140–148.
91. Сердюков С.В., Курленя Н.В. Механизм сейсмического воздействия на нефтепродуктивные пласты // Геология и геофизика. – 2007. – Т. 48. – № 11. – С. 1231–1240.
92. Влияние механических микроколебаний на характер пластических деформаций материалов / М.А. Садовский, К.М. Мирзоев, С.Х. Негматулаев, Н.Г. Саломов // Физика Земли. – 1981. – № 6. – С. 32–42.
93. Dorovsky V.N., Belonosov V.S., Belonosov A.S. Numerical investigation of parametric resonance in water-oil structures containing gas // Math. Comput. Mod. – 2002. – V. 36. – P. 203–209.
94. Акустическая технология в обогащении полезных ископаемых / А.И. Шульгин, Л.Н. Назарова, В.Н. Рехтман и др. – М.: Недра. – 1987. – 232 с.
95. Свалов А.М., Хавкин А.Я., Хисамов Р.С. Оценка напряжений в цементном камне и горной породе при изменении гидродинамического давления в скважине // Геология, геофизика и разработка нефтяных месторождений. – 1998 – № 9. – С. 27–31.
96. Абасов М.Т., Садовский М.А., Николаев А.В. Вибрационное воздействие на нефтяную залежь // Вестник АН СССР, 1986. – № 9. – С. 95–99.
97. Свалов А.М. Научно-методическое обоснование ударно-волнового воздействия на продуктивные пласты // Нефт. хоз-во. – 1999. – № 11. – С. 26–27.
98. Свалов А.М. О механизме волнового воздействия на продуктивные пласты // Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. – 1996. – № 7. – С. 27–29.
99. Интенсификация работы нефтегазовых скважин методом упругого резонансного воздействия / А.А. Молчанов, В.С. Музылев, Д.Н. Дмитриев, В.А. Ушкало // Каротажник. – 2000. – Вып. 74. – С. 31–40.
100. Потапов Г.А., Правдухин В.М. Оценка эффективности мощного низкочастотного акустического излучения на призабойную зону // Нефт. хоз-во. – 2000. – № 9. – С. 82–85.
101. Развитие опыта акустической обработки продуктивной зоны скважин / В. Александров, М. Бушер, Ю. Казаков, В. Майоров // Технологии ТЭК. – 2003. – № 2. – С. 1–9.
102. Управляемое параметрическое воздействие на продуктивную зону нефтяных и газовых скважин / В.А. Александров, В.Б. Железный, В.Б. Жуков, В.А. Майоров // Геофизика. – 1999. – № 5. – С. 30–39.
103. Патент РФ № 2162519 МПК Е 21 В43/25. Способ акустической обработки продуктивной зоны скважины и устройство для его реализации / Александров В.А. и др. – Приоритет от 26.04.99.

104. Нелинейно-акустическое воздействие на геологические структуры с использованием скважинных излучающих трактов / В.А. Александров, В.Б. Железный, Ю.А. Корякин и др. // Н. Новгород: Сб. трудов VIII сессии Российского акустического общества. Нелинейная акустика твердого тела. – 1998. – С. 125–128.
105. Основы волновой технологии. – Научный центр волновой механики и технологии РАН.
106. Герштанский О.С. Опыт применения акустического воздействия на призабойную зону проницаемых пород на месторождениях Западного Казахстана // Каротажник. – 1998. – Вып. 48. – С. 76–80.
107. Молчанов А.А., Дмитриев Д.Н., Ушкало В.А. Аппаратура импульсного упругого воздействия на нефтяные пласты "Приток-1" для интенсификации режима работы нефтегазовых скважин // Каротажник. – 1998. – Вып. 50. – С. 16–21.
108. Бурмистенко Ю.Н., Жуйков Ю.Ф. Технология повышения производительности нефтедобывающих и водозаборных скважин, основанная на обработке прискважинного пространства полем упругих колебаний // Каротажник. – 1998. – Вып. 50. – С. 21–29.
109. Дрягин В.В., Опошнян В.И., Глухих В.А. Аппаратура акустического воздействия ААВ-320 для очистки призабойной зоны пласта // Каротажник. – 1998. – Вып. 46. – С. 74–76.
110. Кузнецов О.Л., Ефимова С.Ф. Применение ультразвука в нефтяной промышленности. – М.: Недра, 1983. – 192 с.
111. Геолого-экономическая оценка эффективности методов повышения нефтеотдачи и интенсификации притоков по залежам пласта БС₁₀ Федоровского месторождения / А.А. Дорошенко, Б.Р. Саркисянц, Р.Г. Хисматов, Н.Л. Щергина // Нефть. хоз-во, 1997. – С. 52–60.
112. Использование магнитострикционных источников акустической энергии для повышения нефтеотдачи / В.П. Митрофанов, А.И. Дзюбенко, Б.В. Терентьев и др. // Каротажник. – 1998. – Вып. 45. – С. 25–32.
113. Ультразвуковая обработка дисперсных глинистых минералов / Н.Н. Круглицкий, С.Н. Ничипоренко, В.В. Симуров, В.В. Минченко. – Киев: Наук. думка, 1971. – С. 27–84.
114. Духин С.С. Электропроводность и электрические свойства дисперсных систем. – Киев: Наук. думка, 1975. – 247 с.
115. Подземная гидравлика / К.С. Басниев, А.М. Власов, И.Н. Кочина, В.М. Максимов. – М.: Недра, 1986. – 303 с.
116. Николаева С.К., Королев В.А. О роли температуры в процессе тиксотропного структурообразования водонасыщенных глинистых грунтов // Инж. геол. – 1981. – №5.
117. Овчинников П.Ф., Круглицкий Н.Н., Михайлов Н.В. Геология тиксотропных систем. – Киев: Наукова думка, 1972. – 120 с.
118. Технология акустической реабилитации скважин и пластов для решения задач повышения нефтеотдачи / Э. Орендлихерман, Д. Воронин, А. Исхаков, Ю. Горбачев // Нефть и газ. – 2002. – № 5. – С. 51–55.
119. Biot M.A. Generalized Theory of Acoustic Propagation in Porous Dissipative Media: JASA. – 34. – 9. – 1962. – P. 1254–1264.
120. Черский Н.В., Царев В.Н., Кузнецов О.Л. Влияние ультразвуковых полей на проницаемость горных пород при фильтрации воды. – Докл. АН СССР, Т. 232. – № 1. – С. 201–204.
121. Gurevich V., Lopatnikov S. Velocity and attenuation of elastic waves in finely layered porous rocks: Geophys J. INT, 1995. – V. 121. P. 933–937.
122. Физические основы акустического метода воздействия на коллекторы / Ю.И. Горбачев, О.А. Кузнецов, Р.С. Рафиков, А.А. Печков // Геофизика. – 1998. – № 4. – С. 5–9.
123. Bourbie T., Coussy O., Zinszner B. Acoustic of Porous Media France. Imprimerie Nouvelle. – 1987.
124. Химия и ультразвук / Т. Мейсон, Дж. Диндли, Р. Дэвидсон и др. Пер. с англ. Под ред. А.С. Кузьмина. – М.: Мир, 1993. – 187 с.
125. Roberts P., Venkitaraman A., Sharma M. Ultrasonic Removal of Organic Deposits and Polymer Formation Damage (SPE 31129). SPE Formation Damage Control Symposium, Lafayette, Louisiana, 14–15 February, 1966. [Internet. Ultrasonic home Page. <http://qvack.lanl.gov/ULTRASONICS.HTML>].
126. Пат. на корисну модель 57866 Україна, МПК (2011) E21 B 43/25, E 21 B 28/00. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, А.Й. Куль та ін. – Заявл. 29.09.10. – Опубл. 10.03.11. Бюл. № 5. – 3 с.

127. Технология плазменно-импульсного воздействия на продуктивный пласт с целью увеличения извлекаемости нефти // Нефтесервис. – 2008.
128. Гликман А.Г. Теория и практика. Формирования поля упругих колебаний в нефтяной залежи / www.newgeophys.spb.ru.
129. ООО «Капитальный подземный ремонт скважин» http://burovoy-terminal.com.ua/intens_holes.php.
130. Явление генерации инфразвуковых волн нефтегазовой залежью: Научное открытие / С.Л. Арутюнов, В.Ф. Давыдов, О.Л. Кузнецов и др. – 1999. – № 109.
131. Верба Ю.В., Булат А.Ф., Ленда В.А. Обоснование параметров и разработка сейсмического вибратора с комбинированным режимом динамического нагружения // Мат-лы научной конференции «Фундаментальные проблемы формирования техногенной геосреды». Институт горного дела СО РАН (ИГД СО РАН), Новосибирск, 28 июня–2 июля 2010 г.
132. Комп'ютерна програма «Накопичення та інтерпретація результатів гідродинамічних досліджень свердловин на усталених і неусталених режимах фільтрації (gidroEXP)». Свідоцтво про реєстрацію авторського права на твір № 17242 від 14.07.2006 р.
133. Зазуляк О.М., Рушак В.Б. Визначення параметрів привибійної зони газових свердловин за кривими відновлення вибірного тиску // Нафт. і газова пром-сть. – 2009. – № 4. – С. 33–34.
134. Верба Ю.В., Куневич В.Н. Использование источника инфразвуковых колебаний для интенсификации добычи нефти // Каротажник. – 2005. – Вып. 130–131. – С. 171–175.
135. АХЦА.611324.001 РР2:2005. Технологія впливу на привибійну зону нафтових, газоконденсатних, газових та нагнітальних свердловин імпульсно-хвильовою дією. Методика розрахунку та вибору параметрів роботи генератора імпульсно-хвильового, генератора імпульсів гирлового, насоса струминного.
136. Пат. на корисну модель 68021А Україна, МПК (2006) E21B 37/00, E21B 28/00. Пристрій для очищення привибійної зони свердловини / Ю.В. Верба, Г.П. Здольник. – Опубл. 15.07.04. Бюл. № 7.
137. Пат. на корисну модель 74708 Україна, МПК (2006) E21B 43/25, E21B 37/06 (2006.01). Спосіб імпульсно-хвильового впливу на привибійну зону свердловини / Ю.В. Верба, Г.П. Здольник. – Опубл. 16.01.06. Бюл. № 1.
138. Пат. 2268994 РФ, МПК (2006) E21B 37/00. Устройство для очистки призабойной зоны скважины / Ю.В. Верба, Г.П. Здольник. – Опубл. 27.01.06. Бюл. № 3.
139. Пат. на корисну модель 46043 Україна, E21 B 43/25. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, С.В. Микуляк. – Заявл. 25.05.09. – Опубл. 10.12.09. Бюл. № 23. – 3 с.
140. Николаевский В.Н. Геомеханика и флюидомеханика. – М.: Недра, 1996. – 434 с.
141. Пат. на корисну модель 42179 Україна, E21 B 43/263. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, С.В. Микуляк, Я.О. Рудюк. – Заявл. 02.02.09. – Опубл. 26.06.09. Бюл. № 29. – 3 с.
142. Результаты применения технологии электровоздействия на месторождениях ОАО «Казахойлэмба». – Нефт. хоз-во. – 2000. – № 10. – С. 65–68.
143. Максимов А.Г., Радченко А.В. Моделирование интенсификации нефтедобычи при акустическом воздействии на пласт из скважины // Электронный журнал «Техническая акустика». – <http://webcenter.ru/necaa/ejta/>, 2003, 10.
144. Максимов Г.А., Радченко А.В. Роль нагрева при акустическом воздействии на пласт // Геофизика. – 2001. – № 6. – С. 38–46.
145. Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова – М: Энергоатомиздат, 1991. – 1232 с.
146. Горбачев Ю.И. Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 7–12.
147. Gorbachev Y.I., Rafikov R.S., Rok V., Pechkov A.A. Acoustic well stimulation: theory and application // First Break, 1999, v. 17. – № 10. – P. 331–334.
148. Кузнецов О.Л., Симкин Э.М., Чилингар Дж. Физические основы вибрационного и акустического воздействия на нефтегазовые пласты. – М: Мир. – 2001. – 260 с.
149. Печков А.А., Шубин А.В. Результаты работ по повышению продуктивности скважин методом акустического воздействия // Геоинформатика. – 1998. – № 3. – С. 16–24.

150. Повышение продуктивности и реанимация скважин с применением виброволнового воздействия / В.П. Дыбленко, Р.Н. Камалов, Р.Я. Шарифуллин, И.А. Туфанов – М.: Недра-Бизнесцентр, 2000. – 381 с.
151. Абасов М.Т., Садовский М.А., Николаев А.В. Вибрационное воздействие на нефтяную залежь // Вестник АН СССР. – 1986. – № 9. – С. 95–99.
152. Партон В.З. Механика разрушения: от теории к практике. – М.: Наука, 1990. – 240 с.
153. Янтурин А.Ш., Рахимкулов Р.Ш., Кагарманов Н.Ф. Выбор частоты при вибрационном воздействии на призабойную зону // Нефт. хоз-во. – 1986. – № 12. – С. 40–42.
154. Вібровильове витіснення нафти з продуктивного пласта при внутрішньо-контурному заводненні / В.М. Казанцев, В.О. Фролагін, Ю.А. Балакіров, Ю.М. Бугай / Нафт. і газова пром-сть. – 2003. – № 1. – С. 39–41.
155. Кучернюк А.В. Комплексні технології ударно-хвильової дії на продуктивні горизонти як інструмент підвищення ефективності експлуатації нафтових родовищ // Нафт. і газова пром-сть. – 2003. – № 5. – С. 23–27.
156. Бажалук Я.М., Чистяков В.І. Вплив на пласт-колектор полями змінних тисків // Стан і перспективи впровадження технологій інтенсифікації видобування газу та нафти на родовищах України. – Ів.-Франківськ: 2001. – С. 129–141.
157. Применение электродинамических методов повышения нефтедобычи с истощенных пластов – одно из перспективных направлений в процессе разработки нефтяных месторождений / В.Д. Кукуруза, В.Т. Кривошеев, Е.В. Пекельная, Е.З. Иванова // Нафта і газ України. – Івано-Франківськ: 2000. – С. 252–253.
158. Кукуруза В.Д. Новые электродинамические методы интенсификации добычи нефти и прогнозирования нефтегазоносности // Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. – 1995. – С.29-32.
159. Пат. на корисну модель 57865 Україна, E21 В 43/25. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, А.Й. Куль та ін. – Заявл. 29.09.10. – Опубл. 10.03.11. Бюл. № 5. – 3 с.
160. Пат. на корисну модель 58479 Україна, E21 В 43/25. Спосіб хвильової обробки нафтоносного пласта / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, А.Й. Куль та ін. – Заявл. 14.10.10. – Опубл. 11.04.11. Бюл. № 7. – 3 с.
161. Ультразвукова технологія / ОАО «Украинский нефтегазовый институт» <http://ukrngi.com/>.
162. Мосинец В.Н. Дробящее и сейсмическое действие взрыва в горных породах. – М.: Недра, 1976. – 270 с.
163. Пат. на корисну модель 35066 Україна, E21 В 43/263. Торпеда для вибухової обробки пласта / В.П. Нагорний, А.Й. Куль, С.О. Волосник, І.І. Денисюк. – Заявл. 25.04.08. – Опубл. 26.08.08. Бюл. № 16. – 3 с.
164. Нагорный В.П. Интенсификация добычи природных углеводородов и сооружение подземных емкостей для их хранения с использованием энергии взрыва: Дис.... докт. техн. наук: 05.15.06; 05.15.13. – К., 1995. – 310 с.
165. Механический эффект подземного взрыва / В.Н. Родионов, В.В. Адушкин, В.В. Костюченко и др. – М.: Недра, 1971. – 217 с.
166. Михалюк А.В. Горные породы при неравномерных динамических нагрузках. – Киев: Наук. думка, 1980. – 154 с.
167. Нагорный В.П., Микуляк С.В. Исследования влияния литостатических напряжений на эффективность импульсной обработки горного массива // Изв. вузов. Горн. журнал. – 2010. – № 1. – С. 47–51.
168. Николаевский В.Н. Механика пористых и трещиноватых сред. – М.: Недра, 1975. – 231 с.
169. Немец И. Практическое применение тензорезисторов. – М.: Энергия, 1970. – 144 с.
170. Пустыльник Е.М. Статистические методы анализа и обработка наблюдений. – М.: Наука, 1968. – 288 с.
171. Руппенейт К.В., Либерман Ю.М. Введение в механику горных пород. – М.: Госгортехиздат, 1960. – 356 с.
172. Моделирование разрушающего действия взрыва в горных породах / В.М. Комир, Л.М. Гейман, В.С. Кравцов, Н.И. Мячина – М.: Недра, 1972. – 215 с.
173. Михалюк А.В. Торпедирование и импульсный гидроразрыв пластов. – Киев: Наук. думка, 1986. – 208 с.

174. Михалюк А.В., Нагорный В.П. Неравномерное динамическое нагружение солевых и нерастворимых пород при сооружении подземных хранилищ в каменно-соляных структурах. – Киев, 1995. – 16 с. (Препр. / АН Украины. Ин-т геофизики им. С.И. Субботина).
175. Аметов И.М., Шерстнев Н.М. Применение композитных систем в технологических операциях эксплуатации скважин. – М: Недра, 1989. – 213 с.
176. Теория и практика применения неравновесных систем в нефтедобыче / А.Х. Мирзаджанзаде, Ф.Г. Магсудов, Р.И. Нигматулин и др. – Баку: Элм, 1985. – 220 с.
177. Jonston D.H., Toksöz M.N., Timur A. Attenuation of seismic waves in dry and saturated rocks. II. Mechanisms // Geophys. – 1979. – Vol. 44. – №4. – P. 691–711.
178. Мищенко И.Т. Расчеты в добыче нефти. – М.: Недра, 1989. – 244 с.
179. Ляхов Г.М. Волны в грунтах и пористых многокомпонентных средах. – М.: Наука, 1982. – 288 с.
180. Ляхов Г.М. Модель льда и снега для описания волновых процессов // Задачи механики в гляциологии и геокриологии. – М: Изд-во МГУ. – 1984. – С. 21–43.
181. Белинский И.В., Михалюк А.В., Христофоров Б.Д. Вязкость горных пород при деформационных процессах // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1975. – № 8. – С. 80–85.
182. Ляхов Г.М., Султанов К.С. Продольные волны в средах с переменной вязкостью // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1987. – № 9. – С. 23–32.
183. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. – М.: Наука, 1975. – 204 с.
184. Нагорный В.П., Денисюк И.И. Спектры и их приложения к задачам взрывного дела. – К.: «Ессе», 2010. – 183 с.
185. Друкованый М.Ф. Методы управления взрывом на карьерах. – М.: Недра, 1973. – 416 с.
186. Сейсмическое действие взрыва в горных породах / А.А. Кузьменко, В.Д. Воробьев, И.И. Денисюк, А.А. Дауетас. – М.: Недра, 1990. – 174 с.
187. Денисюк И.И. К вопросу оценки параметров взрывного импульса с помощью его спектральных характеристик // Использование энергии взрыва на объектах ирригационного и мелиоративного строительства. – Киев: Наук. думка, 1976. – С. 27–30.
188. Кравец В.Г., Денисюк И.И. Амплитудно-частотный спектр импульса при действии взрыва в грунте // Динамика уплотнения грунтового массива взрывом. – Киев: Наук. думка, 1979. – С. 29–36.
189. Нагорный В.П., Денисюк И.И., Рудюк Я.А. Исследование циклического импульсного действия взрыва на горную породу с применением теории спектров // Изв. вузов. Горн. журнал. – 2009. – № 5. – С. 85–88.
190. Нагорный В.П., Глоба В.М., Денисюк И.И. Взрывные работы при добыче природных углеводородов, строительстве магистральных трубопроводов и подземных хранилищ. – К.: Полиграфист, 2009. – 330 с.
191. Харкевич А.А. Спектры и анализ. – М.: Физматгиз, 1962. – 236 с.
192. Друкованый М.Ф., Комир В.М., Кузнецов В.М. Действие взрыва в горных породах. – Киев: Наук. думка, 1973. – 184 с.
193. Араманович И.Г., Лунц Г.Л., Эльсгольц Л.Э. Функции комплексного переменного. Операционное исчисление. Теория устойчивости. – М.: Наука, 1965. – 390 с.
194. Оценка зоны разрушения горных пород при камуфлетном взрыве / В.А. Вахненко, В.П. Нагорный, И.И. Денисюк, А.В. Мищенко // ФТПРПИ. – 2003. – № 3. – С. 47–55.
195. Балакиров Ю.А., Бугай Ю.Н. Инновационные технологии в нефтегазодобыче. – К.: МНТУ, 2000. – 476 с.
196. Бойко В.С. Разработка и эксплуатация нефтяных месторождений. – М: Недра, 1990. – 427 с.
197. Кузнецов В.М. Математические модели взрывного дела. – Новосибирск: Наука, 1977. – 104 с.
198. Механическое действие камуфлетного взрыва / А.Н. Бовт, Е.Е. Ловецкий, В.И. Селяков и др. – М: Недра, 1990. – 181 с.
199. Боровиков В.А., Ванягин И.Ф. Моделирование действия взрыва при разрушении горных пород. – М: Недра, 1990. – 226 с.
200. Баум Ф.А., Станюкович К.П., Шехтер Б.И. Физика взрыва. – М.: Физматгиз, 1960. – 704 с.
201. Коробейников В.П. Задачи теории точечного взрыва. – М: Наука, 1985. – 330 с.
202. Коул Р. Подводные взрывы. – М.: Иностран. лит., 1950. – 495 с.
203. Пономарев П.В. Динамический метод расчета процессов при разрушении горных пород ударом // Горн. журнал. – 1964. – № 12. – С. 38–42.

204. Падуков В.А., Антоненко В.А., Подозерский Д.С. Разрушение горных пород при ударе и взрыве. – Л.: Наука, 1971. – 160 с.
205. Крылов А.Н. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики. – М.–Л.: Гос. изд-во научн.-техн. лит., 1950. – 280 с.
206. Ватсон Г.Н. Теория бесселевых функций. – М.: Изд-во иностр. лит., 1947. – 798 с.
207. Нагорный В.П., Денисюк И.И., Петрушенко С.В. Импульсная технология интенсификации добычи углеводородов // Геотехническая механика, 2009. – Вып. 81. – С. 232–238.
208. Нагорный В.П., Писарев Ю.А. Интенсификация геотехнологических процессов взрывным методом // Газовая пром-сть. – 1998. – №10. – С.55–58.
209. Ловля С.А. Прострелочно-взрывные работы в скважинах. – М.: Недра, 1987. – 213 с.
210. Гурвич И.И. К теории сферического излучателя сейсмических волн // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1965. – №10. – С. 45-56.
211. О поведении среды в зоне разрушения при камуфлетном взрыве / В.Н. Родионов, И.А. Сизов, А.А. Спивак, В.М. Цветков // Взрывное дело. – 1976. – №76/33. – С.24–39.
212. Ткачук К.Н., Ильин П.П., Ртищев Б.А. Эффективность повышения объемной концентрации энергии зарядов при взрывной отбойке железистых кварцитов // Взрывное дело. – 1976. – № 76/33. – С. 109–113.
213. Вовк А.А., Черный Г.И., Кравец В.Г. Действие взрыва в грунтах. – К.: Наук. думка, 1974. – 208 с.
214. Нагорный В.П., Денисюк И.И., Петрушенко С.В. Частотное распределение энергии поля напряжений в горном массиве при его взрывном нагружении // Изв. вузов. Горн. журнал. – 2009. – № 6. – С. 45–49.
215. Основы теории и методы взрывного дробления горных пород / Э.И. Ефремов, В.С. Кравцов, Н.И. Мячина и др. – К.: Наук. думка, 1979. – 224 с.
216. Кристиан М., Сокол С., Константнеску А. Увеличение продуктивности и приемистости скважин. – М.: Недра, 1985. – 184 с.
217. Рябинкин Л.А. Теория упругих волн. – М.: Недра, 1987. – 182 с.
218. Кузьменко В.А. Новые схемы деформирования твердых тел. – Киев: Наук. думка, 1973. – 200 с.
219. Зуева Л.В. Деформирование и разрушение горных пород под действием импульсной нагрузки // Взрывные работы в грунтах и скальных породах. – Киев: Наук. думка, 1986. – С. 115–120.
220. Павлова Н.Н. Деформационные и коллекторские свойства горных пород. – М.: Недра, 1975. – 240 с.
221. Кучерявый Ф.И., Друкованый М.Ф., Гаск Ю.В. Короткозамедленное взрывание на карьерах. – М.: Госгортехиздат, 1962. – 227 с.
222. Казаков Н.Н. Взрывная отбойка руд скважинными зарядами. – М.: Недра, 1975. – 192 с.
223. Нагорный В.П., Денисюк И.И., Рудюк Я.О. Теоретичні дослідження передачі енергії імпульсного навантаження в пласті // Нафт. і газова пром-сть. – 2009. – № 1. – С. 40–44.
224. Нагорный В.П., Денисюк И.И., Рудюк Я.О. Дослідження розповсюдження хвиль тиску у в'язкопружних системах // Нафт. і газова пром-сть. – 2008. – № 2. – С. 35–37.
225. Садовский М.А., Волховитов Л.Г., Писаренко В.Ф. Деформирование геофизической среды и сейсмический процесс. – М.: Наука, 1987. – 100 с.
226. Собисевич Л.Е., Собисевич А.Л. Волновые процессы и резонансы в геофизике. – М.: ОИФЗ РАН, 2001. – 300 с.
227. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. – М.: Наука, 1966. – 520 с.
228. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1978. – 736 с.
229. Седов Л.И. Механика сплошной среды. – М.: Наука, 1973. – Т. 2. – 584 с.
230. Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Распространение волн в газо- и парожидкостных средах. – Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1983. – 238 с.
231. Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва. Эксперимент и модели. – Новосибирск: СО РАН, 2000. – 435 с.
232. Шемякин Е.И. Расширение газовой полости в несжимаемой упругопластической среде // Прикл. математика и техн. физика. – 1961. – № 5. – С. 111–116.
233. Поздеев В.А., Бескаравайный Н.М., Ковалев В.Г. Импульсные возмущения в газожидкостных средах. – Киев: Наук. думка, 1988. – 116 с.

234. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. – М.: Наука, 1976. – 584 с.
235. Волны в жидкости с пузырьками /А.А. Губайдуллин, А.И. Ивандаев, Р.И. Нигматулин, Н.С. Хабеев //Итоги науки и техники. ВИНТИ. Механика жидкости и газа. – 1982. – № 17. – С. 160–249.
236. Механика многофазных сред /А.Н. Крайко, Р.И. Нигматулин, В.К. Старков, Л.Е. Стернин // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Гидромеханика. – 1972. – № 6. – С. 93–174.
237. Batchelor G.K. Compression waves in a suspension of gas bubbles in liquid //Fluid Dynamics Transactions. – 1969. –V 4. – № 1. – P.65–84.
238. Бутенин Н.В., Лунц Я.Л., Меркин Д.Р. Курс теоретической механики. – М.: Наука, 1985. – Т. 2. – 496 с.
239. Дружинин Г.А. Нелинейная акустика. – Ленинград: СПбГУ, 2000. – 57 с.
240. Кухлинг Х. Справочник по физике. – М.: Мир, 1985. – 519 с.
241. Руденко О.В., Солуян С.И. Теоретические основы нелинейной акустики. – М.: Наука, 1975. – 288 с.
242. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Механика сплошных сред. – М.: Гостехиздат, 1954. – 546 с.
243. Рождественский В.В. Кавитация. – Л.: Судостроение, 1977. – 248 с.
244. Поздеев В.А. Взаимодействие нестационарной акустической волны давления с пузырьком газа в жидкости //Акустический журнал. – 1984. – 30, № 6. – С. 838–840.
245. Современные технологии освоения повышения продуктивности и реанимации скважин с использованием комплексного физического и химического воздействия / В. Дыбленко, И. Туфанов, Р. Шарифуллин и др. // Нефтеотдача. – 2002. – № 5. – С. 1–8.
246. Світлицький В.М., Бугай Ю.Ю. Видобування нафти і газу. – К.: Вид-во СПД «Бутко М.В.», 2009. – 840 с.
247. Моррис М. Физические основы технологии добычи нефти. – М.–Л.: Гостоптехиздат, 1953. – 606 с.
248. Кедринский В.К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // Прикл. механика и техн. физика. – 1968. – № 4. – С. 29–34.
249. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987. – Ч. I. – 464 с.
250. Гринченко В.Т., Вовк І.В., Мацапура В.Т. Основы акустики. – К.: Наук. думка. – 2007. – 640 с.
251. Осокина Д.Н., Левыкин А.И., Кудряшова В.В. Исследование поглощающих и упругих свойств горных пород и корреляции между ними // Тектонофизика и механические свойства горных пород. – М.: Наука, 1971. – С. 91–97.
252. Разрушение асфальто-парафиновых отложений в нефтяных трубопроводах движущимся источником высокочастотного электромагнитного излучения / В.А. Балакирев, Г.В. Сотников, Ю.В. Ткач, Т.Ю. Яценко // Журнал техн. физики. – 2001. – Т. 71. – Вып. 9. – С. 1–8.
253. Дослідження хвильового поля, що збуджується в нафтоносному пласті за наявності пухирцевого режиму течії флюїду / В.П. Нагорний, І.І. Денисюк, В.М. Лихван, Т.А. Швейкіна // Нафт. і газова пром-сть. – 2011. – № 3. – С. 21–25.
254. Взаимодействие волны давления с пузырем газа при наличии пузырькового режима течения жидкости / В.П. Нагорный, И.И. Денисюк, В.М. Лихван, Я.А. Рудюк // Деформирование и разрушение материалов с дефектами и динамические явления в горных породах и выработках. Материалы XXI Международной научной школы им. ак. С.А. Христиановича. – Симферополь: Таврический национальный ун-т им. В.И. Вернадского. – 2011. – С. 264–269.
255. Афанасенков И.И., Жуйков Е.Ф. Опыт и перспективы промышленного использования акустического воздействия в различных скважинах // Нефт. хоз-во. – 1999. – № 12. – С. 16–19.
256. Гурбатов С.Н., Руденко О.В. Нелинейная акустика в задачах. – М.: МГУ, 1990. – 80 с.
257. Карслоу Х., Егер Д. Операционные методы в прикладной математике. – М.: Изд-во «Иностранная литература», 1948. – 292 с.
258. Бугров Я.С., Никольский С.М. Дифференциальные уравнения. Кратные интегралы. Ряды. Функции комплексного переменного. – М.: Наука, 1985. – 464 с.
259. Руденко О.В., Хитрых К.Л. Модель резонатора Гельмгольца для поглощения интенсивного звука // Акустический журнал. – 1990. – Т. 36. – № 3. – С. 118–125.
260. Проблемы мониторинга гидрофизических и геофизических сред / А.М. Гончар, Л.Е. Собисевич, А.Л. Собисевич, Л.И. Шлычек // Проблемы, методы и средства исследований Мирового океана, 2008. – С. 70–98.
261. Тюлин В.Н. Введение в теорию излучения и рассеяния звука. – М.: Наука, 1976. – 254 с.

262. Nikolaevsky V.N. Mechanics of Porous and Fractured Media. – Singapore: World Scientific, 1990. – 472 p.
263. Вильчинская Н.А., Николаевский В.Н. Акустическая эмиссия и спектр сейсмических сигналов // Изв. АН СССР. Физика Земли. – 1984. – № 5. – С. 91–100.
264. Николаевский В.Н. Вибрации горных массивов и конечная нефтеотдача пласта // Механика жидкости газа. – 1992. – № 5. – С. 110–120.
265. Крылов А.Л., Николаевский В.Н., Эль Г.А. Математическая модель нелинейной генерации ультразвука сейсмическими волнами // Докл. АН СССР. – 1991. – Т. 318. – № 6. – С. 1340–1345.
266. Справочник по специальным функциям / Под ред. М. Абрамовича, И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 830 с.
267. Руденко О.В. Нелинейные пилообразные волны // Успехи физических наук. – 1995. – Т. 165, № 9. – С. 1011–1036.
268. Ляхов Г.М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. – М.: Недра, 1974. – 192 с.
269. Саттаров Р.М. Диагностирование релаксационных свойств неньютоновских сред при их движении в трубах // Изв. Вузов «Нефть и газ». – 1981. – № 1. – С. 47–50.
270. Кудряшов Н.А. Точные решения n -ного порядка с нелинейностью Бюргерса-Кортвега-де Вриза // Мат. моделирование. – 1989. – Т. 1. – № 6. – С. 57–65.
271. Березин Ю.А. Моделирование нелинейных волновых процессов. – Новосибирск: Наука, 1982. – 160 с.
272. Красильников В.А., Крылов В.В. Введение в физическую акустику. – М.: Наука, 1984. – 400 с.
273. Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П. Основы молекулярной акустики. – М.: Наука, 1964. – 514 с.
274. Лазариди А.Н., Нестеренко В.Ф. Обнаружение уединенных волн нового типа в одномерной зернистой среде // Журн. прикл. мех. и техн. физики. – 1985. – № 3. – С. 115–118.
275. Нестеренко В.Ф., Лазариди А.Н. Солитоны и ударные волны в одномерных зернистых средах // Проблемы нелинейной акустики. – Новосибирск: 1987. – Ч. 1. – С. 309–313.
276. Дискретные свойства геофизической среды / Под ред. М.А. Садовского – М.: Наука, 1989. – 174 с.
277. Особливості хвильових процесів у геофізичному середовищі при врахуванні їх структури / В.А. Даниленко, І.В. Белінський, Д.Б. Венгрович та ін. // Доп. НАН України. – 1996. – № 12. – С. 124–129.
278. Coste C., Falcon E., Fauve S. Solitary waves in a chain of beads under Hertz contact // Physical Review E. – 1997. – V. 56. – # 5. – P. 6104–6117.
279. Белинский И.В., Гржибовский В.В., Лемешко В.А. Солитоны и диагностика структурированных сред // Физические проблемы разрушения горных пород. Записки горного института. – С.-Петербург: 2001. – С. 69–72.
280. Родионов В.Н., Сизов М.А., Цветков В.М. Основы геомеханики. – М.: Недра, 1986. – 301 с.
281. Прострелочно-взрывная аппаратура: Справочник / Л.Я. Фридляндер, В.А. Афанасьев, Л.С. Воробьев и др. – М.: Недра, 1990. – 275 с.
282. Прострелочные и взрывные работы в скважинах / Н.Г. Григорян, С.А. Ловля, Г.Г. Шахназаров и др. – М.: Недра, 1992. – 303 с.
283. Рекомендации по торпедированию нагнетательных скважин для увеличения их приемистости / А.В. Михалюк, В.П. Нагорный, А.Ф. Ильин и др. – Киев: Книж. типогр. науч. книги, 1993. – 18 с.
284. Нагорный В.П., Куль А.Й. Рекомендації по застосуванню вибухових робіт для підвищення продуктивності газових свердловин. – К.: ВІПОЛ, 1997. – 19 с.
285. Чуриков В.А., Колодий В.И., Черевко М.А. Динамика скважин при прострелочно-взрывных работах. – К.: Наук. думка, 1994. – 172 с.
286. Иогасен К.В. Спутник буровика. – М.: Недра, 1981. – 189 с.
287. Единые правила безопасности при взрывных работах. – К.: Норматив, 1992. – 171 с.
288. Правила безопасности в нефтегазодобывающей промышленности. – М.: Недра, 1975. – 253 с.
289. Техническая Инструкция по взрыво-прострелочным работам в скважинах. – М.: Недра, 1975. – 84 с.

290. Повышение эффективности воздействия на призабойную зону скважин / Ю.В. Верба, В.В. Кармазенко, В.Г. Стельмах и др. // НТВ «Каротажник». Тверь: Изд АИС, 2005. Вып. 130–131. – С.166–170.
291. Интенсификация скважинных способов добычи полезных ископаемых при периодическом динамическом нагружении рабочего агента / Ю.В. Верба, В.П. Надутый, В.А. Ленда и др. // III-я международная научно-техническая конференция «Вибрация машин: измерение, снижение, защита». – Донецк: 23–25 мая 2005 г.
292. Верба Ю.В., Ленда В.А. Разработка мероприятий по повышению продуктивности добычных скважин при комбинированных режимах динамического нагружения // Науковий вісник НГУ. – 2005. – №1. – С.10–12.
293. Пат. 68022 Україна, МПК (2006) F04F5/54 (2006.01), E21B 37/00. Спосіб роботи насосно-ежекторної свердловинної імпульсної установки / Верба Ю.В., Здольник Г.П. – Опубл. 17.07.06. – Бюл. № 7.
294. Сосуд для призабойной зоны скважины методом имплозии: А.с. 156127 СССР, МКИ³ E 21 В 43/18 / С.И. Севостьянов, П.А. Радкевич, И.М. Павленков. – Заявл. 09.11.1962. – Опубл. 1963. Бюл. № 15. – 2 с.
295. Кучернюк В., Кучернюк А. Технології інтенсифікації притоку рідини шляхом електророзрядної імпульсної хіміко-акустичної дії на привибійну зону нафтових свердловин. – Винахідник і раціоналізатор, 1998. – № 5–6. – С. 30–32.
296. Смірнов О.П. Обґрунтування параметрів електророзрядного способу декольмататії свердловин: Автореф. дис... канд. техн. наук: 05.15.09 / Ін-т геотехніч. механ. – Дніпропетровськ, 2011 р. – 20 с.
297. Нагорний В.П., Денисюк І.І., Волгін А.О. Новітні імпульсні технології та обладнання для підвищення продуктивності видобувних та нагнітальних свердловин при розробці корисних копалин // Наука та інновація. – 2010, № 1. – С. 39–44.
298. Михалюк А.В. Досвід інтенсифікації роботи нафтовидобувних і нагнітальних свердловин // Нафт. і газова пром-сть, 1993. – №2, – С. 26–28.
299. Семенов Е.М., Сержанов А.И., Глебов С.Д. Опыт использования энергии взрыва для повышения продуктивности нефтяных скважин // Нетрадиционные технологии взрывных работ. – Киев: Наук. думка, 1993. – С. 103–107.
300. Торпедирование нагнетательных скважин на Астраханском ГКМ / А.В. Михалюк, В.П. Нагорный, В.С. Семенякин и др. // Газовая пром-сть, 1991. – № 10. С. 8–9.
301. Підвищення продуктивності нагнітальних свердловин з використанням енергії вибуху / В.П. Нагорний, С.В. Петрусенко, Д.В. Пономаренко та ін. // Нафт. і газова пром-сть, 2003. – № 5. – С. 28–29.
302. Войтенко Ю.І., Лігоцький М.В., Михалюк А.В. Впровадження технології дилатансійного торпедування нафтогазових свердловин на родовищах АТ «Укрнафта» // Нафта і газ України. – Полтава: 1998. – С. 150.
303. Впровадження вибухового методу інтенсифікації роботи свердловин на нафтогазових родовищах сходу України / Ю.І. Войтенко, А.В. Михалюк, М.В. Лігоцький та ін. // Нафт. і газова пром-сть, 1998. – № 4. – С. 26–28.
304. Войтенко Ю.І., Піта М.В. Впровадження вибухового методу інтенсифікації роботи свердловин на нафтогазових родовищах України // Нафт. і газова пром-сть, 2003. – № 1. – С. 41–43.
305. Даниленко В.А., Нагорний В.П., Петрусенко С.В. Застосування енергії вибуху для збільшення дебіту нафтогазовидобувних свердловин // Нафта і газ України. – Київ, 2002. – С. 28–29.
306. Нагорний В.П., Петрусенко С.В. Інтенсифікація видобутку вуглеводнів з використанням енергії вибуху // Стан і перспективи розробки родовищ нафти та газу України. – Івано-Франківськ, 2003. – С. 210–219.
307. Даниленко В.А., Нагорний В.П. Технологічний комплекс для інтенсифікації видобутку енергоносіїв // Наука та інновації, 2006. – № 5. – С. 34–40.
308. Федин Л.М., Федин К.Л. Повышение нефтеотдачи путем создания в пластах нестационарных волн давления с помощью направленного взрыва // Нафта і газ України, т. 2. – Судак, 2004. – С. 87–88.

309. Ударно-депресійний метод інтенсифікації видобутку нафти і досвід його використання на родовищах ВАТ «Укрнафта» / Б.М. Дрозд, Ю.І. Войтенко, В.І. Красько, В.М. Бекало // Нафта і газ України. – К.: 2002, т. 2. – С. 34–35.
310. Інтенсифікація припливу вуглеводнів у свердловину / Ю.Д. Качмар, В.М. Світлицький, Б.Б. Синюк, Р.С. Яремійчук // Львів: Вид-во «Центр Європи», 2005. Кн. 2. – С. 160–161.
311. Верба Ю.В. Впровадження технології впливу на привибійну зону нафтових, газоконденсатних, газових і нагнітальних свердловин імпульсно-хвильовою дією / Ресурсозберігаючі технології в нафтогазовій енергетиці. – Ів.-Франківськ: 2007.
312. Пат. 75207 Україна, МПК (2006) E21B 28/00, E21B 43/25. Гирловий генератор імпульсів з автоматизованою системою керування // Ю.В. Верба, Г.П. Здольник. – Опубл. 15.03.06. – Бюл. № 3.
313. Пат. 68022 Україна, МПК (2006) F04 F5/54 (2006.01), E21B 37/00. Спосіб роботи насосно-ежекторної свердловинної імпульсної установки // Ю.В. Верба, Г.П. Здольник. – Опубл. 17.07.06. Бюл. № 7.
314. Пат. 2138696 Российская Федерация, МПК 6 P04P5/54. Способ работы насосно-эжекторной скважинной импульсной установки // Ю.В. Верба, С.П. Верес, И.А. Семенов и др. – Опубл. 27.09.99. – Бюл. № 27.
315. Основные концептуальные положения развития нефтегазового комплекса России // Нефтегазовая вертикаль. – 2000. – № 1.
316. Кузнецов О.Л., Симкин Э.М. Физические основы сейсмических методов доизвлечения нефти из пластов // Геоинформатика, 1996. – № 4 –5. – С. 57–71.
317. Назмиев И.М., Анрейцев С.В., Горюнов А.В. Низкочастотное ударно-волновое воздействие – эффективный метод повышения нефтеотдачи пластов // Геология, геофизика и разработка нефтяных месторождений. – 1977. – № 12. – С. 42 –45.
318. Розробка обладнання для комплексної дії на пристовбурну зону пласта пружними коливаннями різних частот / Я.М. Бажалук, В.Я. Собашко, В.І. Чистяков та ін. // Нафта і газ України. – Полтава: 1998. – С. 146 –147.
319. Сургучев М.Л. Вторичные и третичные методы увеличения нефтеотдачи пластов. – М.: Недра, 1985.
320. Ащепков М.Ю. Перспективы применения технологии нефтеотдачи дилатационно-волновым воздействием на продуктивные пласты // Нефтепромысловое дело, 2004. – № 2. С. 19–22.
321. Управляемое сейсмическое воздействие на нефтяные залежи / Ряшенцев Н.П., Ащепков Ю.С. и др. – Новосибирск: 1989.
322. Влияние тектоно-сейсмических процессов на образование и накопление углеводородов / Н.В. Черский и др. – Новосибирск: Наука, СО, 1985.
323. Ащепков Ю.С. О фильтрационных особенностях неоднородных пористых сред в сейсмическом поле // ФТПРПИ, 1989. – № 5.
324. Крауфорд Ф. Волны / Пер. с англ., под ред. А.И. Шальникова, А.О. Вайсенберга. – М.: Недра, 1984. – 512 с.

Наукове видання

**Нагорний Володимир Петрович
Денисюк Іван Іванович**

Імпульсні методи інтенсифікації видобутку вуглеводнів

Підписано до друку 01.03.2012.
Формат 70×100/16. Папір офсетний.
Друк. арк. 26,39; умов. друк. арк. 19,45.
Замовлення № 3 від 02.04.2012. Наклад 200 прим.

Віддруковано у друкарні Тов. фірми «Ессе»
Україна, 03142, м. Київ-142,
проспект Вернадського, 34/1