

ДИНАМІКА ГІДРОАКУСТИЧНИХ КОЛИВАНЬ У ЗАТОПЛЕНІЙ СТРУМІНІ ЗАТРУБНОГО ПРОСТОРУ БУРИЛЬНОЇ КОЛОНИ

М.Є. Чернова

ІФНТУНГ, 76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15, тел. (03422) 48090,
e-mail: physics@nuing.edu.ua

Процеси прискорення будівництва нафтогазових свердловин пов'язані зі зниженням енергозатрат на руйнування породоруйнівним інструментом гірської породи на вибої свердловини та покращенням очищення вибою промивальною рідиною, що є нагальними проблемами нафтогазовидобувної промисловості, які потребують свого вирішення. Розглядається можливість застосування у компоновці низу бурильної колони гідроакустичних генераторів коливань спрямованої дії, які створюють вимушені коливання в затопленій струміні стовбура свердловини. За певної частоти коливань, які випромінює генератор, у промивальній рідині спостерігається процес кавітації, що призводить до виникнення коливань такої частоти, яка забезпечує інтенсифікацію процесу руйнування породи і прискорює очищення вибою свердловини від вибуреної породи. Вибір параметрів гідроакустичного пристрою базується на використанні математичної моделі, яка на стадії розробки дає можливість якомога точніше розрахувати характеристики генерованих коливань від параметрів рідини, в якій коливання збудовані.

Ключові слова: коливання, вибій, кавітація, свердловина.

Процессы ускорения строительства нефтяных скважин, связанные со снижением энергозатрат на разрушение горной породы буровыми инструментами в забое скважины и с улучшением очистки забоя промывочной жидкостью, – наиболее важные проблемы нефтегазовой промышленности, которые требуют решения. Рассматривается использование в компоновке низа бурильной колонны гидроакустических генераторов направленного действия, способствующих образованию вынужденных колебаний в затопленной струе ствола скважины. При определенной частоте колебаний, которые излучает генератор в промывочной жидкости, происходит процесс кавитации, возбуждающий колебания частоты, способствующей ускорению разрушения горной породы и очистке забоя. Выбор параметров гидроакустического приспособления базируется на использовании математической модели, которая еще на стадии разработки дает возможность точнее рассчитать характеристики генерируемых колебаний, зависящих от характеристик той жидкости, в которой они будут возбуждаться.

Ключевые слова: колебания, забой, кавитация, скважина.

Intensification process of construction of oil and gas wells that are associated with a reduction of energy consumption for the rock failure of rock drilling tools and improvement level of hole bottom by wash liquid, are among the most important problems of the oil and gas industry. The ability to use hydroacoustic oscillator with directional action on linking of bottom hole assembly to the formation of forced oscillations in submerged jet hole was considered. At certain frequencies, which are emitted by the generator in the washing liquid, the process of cavitation which excites vibrations that contribute to the intensification of the frequency of failure of the rock face and purification. Select parameters sonar devices based on using a mathematical model, which is still in the development stage can more accurately calculate the characteristic vibrations are generated, depending on the characteristics of the fluid in which they are driven.

Key words: fluctuations, slaughter, cavitation, well

Для розвитку будь-якої держави є необхідним забезпечення власних потреб якомога якісними і дешевшими енергоносіями. Наша держава володіє достатніми запасами вуглеводнів для успішного розвитку та економічного росту. Проблема полягає у правильному, грамотному, науково обґрунтованому способі розробки та видобуванні покладів нафти і газу. Як відомо, до початку розпаду СРСР запаси вуглеводнів у тодішній комуністичній країні вважалися нескінченними, тому технологія розробки родовищ не завжди відповідала наявним вимогам. Водночас УБР цікавило не наявність нафтогазових покладів, а кількість пробурених кілометрів, тому, як це не дивно, продуктивні горизонти залишалися невиявленими. Зменшення дебіту працюючої свердловини характеризувало її як малоефективну, неперспективну, і таку, що потребувала закриття. Завдяки цьому та іншим

причинам запаси вуглеводнів у нашій державі наявні у достатніх об'ємах, потрібно лише ефективно їх розробляти і вилучати.

Сучасні технології передбачають використання у компоновці низу бурильної колони засобів та пристроїв, що прискорюють будівництво нафтогазових свердловин і підвищують процес інтенсифікації та нафтовіддачі вуглеводнів.

Під час будівництва нафтогазових свердловин мають місце крутильні та поперечні коливання долота, які призводять до значних динамічних навантажень на породоруйнівний інструмент. Основною причиною виникнення цих коливань є нерівномірність сколювання гірської породи, наслідком чого є поява запасу потенціальної енергії пружно деформованого стану бурового інструменту.

Дослідженнями механізму виникнення коливань під час роботи породоруйнівного інструменту займалося багато науковців, якими було виявлено, що з усіх видів коливань саме релаксаційні автоколивання, спричинені тертям елементів бурильної колони до стінок стовбура свердловини, є причиною каверноутворень на вибої. Наслідком цього є виникнення ґрунтових низькочастотних коливань багат шарошкового долота.

Під час буріння довільним типом долота, релаксаційні автоколивання виникають за періодичного вивільнення енергії, що накопичується за рахунок тертя замків до стінок свердловини та розвантаження частини ваги колони на стінки стовбура. Дуже суттєвими є ті автоколивання, що виникають через деформований стан колони, яка має вигляд просторово-деформованої спіралі. Частота таких коливань коливається в межах інфразвукового діапазону.

Зубцеві високочастотні поздовжні коливання шарошkových доліт, що виникають через перекошування зубців шарошок поверхнею вибою свердловини, відіграють важливу роль у підвищенні механічної швидкості буріння. Вони інтенсифікують процес руйнування гірської породи і володіють частотами в межах 70÷400 Гц. Ґрунтові коливання мають набагато меншу частоту, ніж зубцеві: у межах 3÷5 Гц за умови буріння ротором і 25÷35 Гц за умови буріння вибійними гвинтовими двигунами. Але ці низькочастотні коливання внаслідок високої амплітуди є енергоємними, що, в свою чергу, викликає корозійно-втомне руйнування бурильних труб, вибійних двигунів, опор долота, стаючи основною причиною більшості аварій з елементами бурильної колони за буріння вибійними двигунами, та значної частини аварій за роторного способу буріння.

Останніми десятиліттями як вітчизняними, так і зарубіжними дослідниками проводились теоретичні, експериментальні, та промислові дослідження стосовно керування динамікою породоруйнівного інструменту задля ефективного використання енергії коливань низу бурильної колони.

Ще у 80-х роках минулого століття на основі експериментальних досліджень коливних процесів було доведено, що поздовжні коливання підвищують механічну швидкість буріння, але прискорюють процес руйнування опор багат шарошkových доліт, а за нераціонального вибору режиму можуть спричинити суттєве зниження проходки на породоруйнівний інструмент. Ці дослідження проводились [1, 2] в умовах забезпечення однакових умов за статичного та вібраційного буріння, зокрема за сталої збурюючої сили: 28, 40, 63, 92 кН, за частоти коливань вібратора в межах 50÷100 Гц. Результати досліджень підтвердили, що у процесі буріння тришарошковим долотом накладання поздовжніх коливань призводить до підвищення механічної швидкості буріння [3], зокрема з підвищенням частоти коливань у межах від 10 до 100 Гц швидкість буріння зростає, але не прямопропорційно, а з наявністю декількох

відносних екстремумів. У першому наближенні ефективність накладання коливань є пропорційною квадрату частоти збурень. Вплив вертикальних коливань на швидкість буріння спадає зі зменшенням твердості породи.

За результатами досліджень, проведених компанією British Petroleum [4] встановлено, що застосування в компоновці низу бурильної колони пристроїв, для регулювання навантаження на долото, за середніх та великих зенітних кутів буріння похило-скерованих свердловин (16÷90° на 85-ти морських свердловинах), можливо підвищити механічну швидкість буріння лопатевими долотами на 35% в режимі проковзування та на 15% за використання шарошkových доліт. Число аварій у свердловині, зумовлених руйнуванням інструменту під час буріння із застосуванням вибійних гвинтових двигунів, знизилася на 40-50% [5].

Нами удосконалено технологію буріння за рахунок використання енергії спрямованої дії, що створюється розробленими технічними пристроями (А.с №58561 опубл. 26.04.2011, А.с №63181 опубл. 26.09.2011, А.с №63187 опубл. 26.08.11.). Робота цих пристроїв забезпечує створення депресії у вибої свердловини та утворення гідроакустичних поперечних коливань, що поширюються затопленим потоком. Пристрій для генерування гідроакустичних коливань міститься в корпусі долота, де є ежекційний вузол для створення депресії. За певних геометричних параметрів камер гідроакустичного випромінювача можна отримувати хвилі широкого спектру частот. На вибої свердловини створюються одночасно гідродинамічна і гідроакустична кавітації, що сприяє руйнуванню поверхневого шару вибою. Депресивний вплив активує виникнення кавітації, чим знижує енергоємність процесу руйнування породи. Кількісно момент утворення кавітації і ступінь її розвитку оцінюється критичним числом кавітації, яке обчислюється за відомим рівнянням гідродинаміки. Пристрій може використовуватися як з ежекційним вузлом, так і без нього, в залежності від конструкції долота. За умов аномально високого пластового тиску, використовується гідроакустичний генератор спрямованої дії з ежекційним вузлом, а за умов аномально низького пластового тиску – без ежекційного вузла.

Пристрій гідроакустичних коливань спрямованої дії генерує поперечні коливання в затопленій струмині, тобто частина енергії затопленої струмини перетворюється в енергію акустичних хвиль, а промивальна рідина є джерелом коливань та об'єктом, в якому поширюються коливання. В розробленому випромінювачі частоту основної гармоніки коливань задає пружна затоплена струминна, а накопичує енергію вихор, що утворюється у вихровій камері, яка має форму, що залежить від того, якого діапазону амплітудно-частотні характеристики є необхідними за даних умов буріння свердловини. Форма камери може бути тороїдальною, двопелюстковою, трипелюстковою, попере-

чний переріз якої може бути циліндричним, конічним, еліптичним, сферичним.

Пульсаційні збурення спричинюють виникнення коливальних. За оптимальної швидкості струмин, коли частота первинних збурень співпадає з власною частотою камери, спостерігається максимальний рівень частоти. Таким чином, для даних умов буріння підбираються необхідні форма і розмір камери, що створює сприятливі умови для інтенсивного розвитку кавітаційного явища, спричинює інтенсифікацію процесу руйнування вибою і його очищення від вибуреної породи.

Математичне моделювання динамічних процесів акустичної взаємодії різних фізико-механічних субстанцій є актуальними з огляду на необхідність, що виникає через нові технології, які застосовуються в бурінні. Математичні формулювання з врахуванням змін фізико-механічних полів у різних фізичних системах зумовлює пошук нових моделей, які більш повно враховують перебіг процесів для рішення конкретних задач.

Для дослідження фізико-механічних процесів, що відбуваються в затопленій струмині у вибої свердловини під дією гідроакустичних коливань, та можливістю прогнозування впливу цих процесів на техніко-технологічні характеристики буріння свердловини, нами проведено пошук математичних моделей.

Дослідженнями динаміки затопленої струмини в плані розв'язку нелінійних рівнянь гідродинаміки займався в свій час відомий фізик початку-середини минулого століття Л.Д. Ландау.

Вихідними рівняннями гідродинаміки в'язкої нестискуваної рідини є

$$\left. \begin{aligned} (\mathbf{u}\Delta)\mathbf{u} - \nu\Delta\mathbf{u} &= -\nabla \frac{p}{\rho_0}, \\ \operatorname{div}\mathbf{u} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

де \mathbf{u} – вектор швидкості рідини;
 ν – кінематична в'язкість рідини;
 p – тиск рідини;
 ρ_0 – густина рідини.

Течія вважається циліндрично-симетричною відносно осі z , її параметри не залежать від полярного кута.

В циліндричній системі координат для складових швидкості $\mathbf{u} = (u \equiv u_r, w \equiv u_z)$ рівняння (1) записуються:

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial r} + w \frac{\partial u}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) &= \\ &= -\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p}{\rho_0} \right); \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} u \frac{\partial w}{\partial r} + w \frac{\partial w}{\partial z} - \nu \left(\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} \right) &= \\ &= -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{\rho_0} \right); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Рівняння (2) – (4) не змінять свого вигляду, у разі заміни змінних вигляду:

$$\begin{aligned} u &\rightarrow \frac{u}{C}; \quad w \rightarrow \frac{w}{C}; \quad p \rightarrow \frac{p}{C^2}; \quad z \rightarrow Cz; \\ r &\rightarrow Cr. \end{aligned} \quad (5)$$

Величина C – довільна константа. Інваріантність системи рівнянь (2) – (4) стосовно розтягу змінних (5) дає можливість знаходити розв'язки у вигляді, який зберігається навіть за зміни розмірів (5):

$$u = \frac{1}{z} U \left(\frac{r}{z} \right), \quad w = \frac{1}{z} W \left(\frac{r}{z} \right), \quad -\frac{p}{\rho_0} = \frac{1}{z^2} P \left(\frac{r}{z} \right). \quad (6)$$

Інваріантні властивості рівнянь гідродинаміки в свій час були проведені методами теорії груп.

Рівняння (2) – (4) в частинних похідних після підстановки (6), зводяться до звичайних диференціальних рівнянь стосовно функцій U ,

W , P , які залежать від однієї змінної $\xi = \frac{r}{z}$:

$$\begin{aligned} U \frac{dU}{d\xi} - W \frac{d}{d\xi} (\xi U) - \nu \left[(1 - \xi^2) \frac{d^2 U}{d\xi^2} + \right. \\ \left. + \frac{1 + 4\xi^2}{\xi} \frac{dU}{d\xi} - \frac{1 - 2\xi^2}{\xi^2} U \right] &= \frac{dP}{d\xi}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} U \frac{dW}{d\xi} - W \frac{d}{d\xi} (\xi W) - \nu \left[(1 - \xi^2) \frac{d^2 W}{d\xi^2} + \right. \\ \left. + \frac{1 + 4\xi^2}{\xi} \frac{dW}{d\xi} + 2W \right] &= -\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} (\xi^2 P), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\frac{1}{\xi} \frac{d}{d\xi} (\xi U) = \frac{d}{d\xi} (\xi W). \quad (9)$$

Нелінійна система рівнянь (7) – (9) має точні загальні розв'язки, які для часткових випадків дають можливість характеризувати течію затопленої струмини в отворах, що звужуються, якими є сопла в гідроакустичних генераторах.

Часткові розв'язки системи звичайних диференціальних рівнянь (7) – (9) враховують в'язкість рідини:

$$\left. \begin{aligned} U &= 2\nu\xi \frac{A - \sqrt{1 + \xi^2}}{\sqrt{1 + \xi^2} \left(A\sqrt{1 + \xi^2} - 1 \right)^2}; \\ W &= 2\nu \frac{A + A(1 + \xi^2) - 2\sqrt{1 + \xi^2}}{\sqrt{1 + \xi^2} \left(A\sqrt{1 + \xi^2} - 1 \right)^2}; \\ P &= -\frac{2\nu}{\xi} U \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Величина A – константа. Граничні умови на осі записуються у вигляді:

$$\frac{U(0)}{2\nu} = \frac{\xi}{A-1}; \quad \frac{W(0)}{2\nu} = \frac{2}{A-1}. \quad (11)$$

Розв'язки рівнянь (10) було віднайдено Ландау для рівнянь (1) у сферичній, циліндричній та параболічній системах координат [6].

Проводилося дослідження [7] циліндричної оболонки та рідини за поширення хвилі в рідині із застосуванням теорії оболонок. В основу моделі покладено акустичне наближення рідини та лінійні співвідношення оболонок Тимошенка-Міндліна для моделювання акустичної взаємодії оболонки з рідиною. З врахуванням таких характеристик оболонки, як модуль Юнга, коефіцієнт Пуассона, густина матеріалу, і характеристик рідини – густина та швидкість поширення звуку в ній за основу числової процедури розв'язування варіаційної задачі було взято проекційно-сіткову схему, перший крок якої передбачає напівдискретизацію Гальоркіна за просторовими змінними з використанням апроксимації методу скінченних елементів, що дає змогу однозначно визначити напівдискретні апроксимації у вигляді розкладу за базисними функціями $\varphi_1, \varphi_2, \dots, \varphi_k$ і g_1, g_2, \dots, g_N скінченновимірних просторів $\{\Phi_h\} \subset \Phi$ та $\{S_h\} \subset S$, відповідно. Тоді напівдискретна апроксимація вектора пружних зміщень $S = (t)$ серединної поверхні оболонки та потенціал швидкостей $\psi(t)$ набуває вигляду

$$(\psi_h(t), S_h(t)) = \left(\sum_{i=1}^K \psi_i(t), \varphi_i \sum_{j=1}^N S_j(t) g_j \right), \quad (12)$$

з невідомими коефіцієнтами $\{\psi_i(t)\}_{i=1}^K$ та $\{S_j(t)\}_{j=1}^N$.

Для дискретизації варіаційної задачі в часі застосовують однокрокову рекурентну схему, за якої використано квадратичну апроксимацію розв'язку на кожному кроці інтегрування, що дає змогу проводити інтегрування зі змінним Δt кроком в часі. Окрім того, така рекурентна схема дає можливість у повній мірі задовольнити початкові умови варіаційної задачі, а параметри $\Delta t, \beta, \theta$ рекурентної схеми забезпечують стійкість і точність обчислень. Із застосуванням матричних позначень, проекційно-сіткова схема алгебраїчно, має вигляд:

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} M_F + \frac{1}{2} \Delta t^2 \beta A_F & -\frac{1}{2} \Delta t B \\ \frac{1}{2} \Delta t B^T & M_S + \frac{1}{2} \Delta t^2 \beta A_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi^{f+\frac{1}{2}} \\ G^{f+\frac{1}{2}} \end{bmatrix} = \\ & = -\frac{1}{2} \Delta t \begin{bmatrix} A_F & 0 \\ 0 & A_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi^i \\ S^i \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \Delta t \begin{bmatrix} L_i \\ \Lambda_i \end{bmatrix} + \\ & + \begin{bmatrix} M_F + \frac{1}{2} \Delta t^2 (\beta - \theta) A_F & 0 \\ 0 & M_S + \frac{1}{2} \Delta t^2 (\beta - \theta) A_S \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Phi^i \\ G^i \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$$\begin{bmatrix} \Psi^{i+1} \\ S^{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Psi^i \\ S^i \end{bmatrix} + \Delta t \begin{bmatrix} \Phi^{i+\frac{1}{2}} \\ G^{i+\frac{1}{2}} \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} \Phi^{i+1} \\ G^{i+1} \end{bmatrix} = 2 \begin{bmatrix} \Phi^{i+\frac{1}{2}} \\ G^{i+\frac{1}{2}} \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \Phi^i \\ G^i \end{bmatrix} \quad i = 0, \dots, N_T.$$

Вважаючи, що гідроакустична хвиля породжується імпульсом $Q = Q(t)$, а форма імпульсу задана функцією Куранта, за допомогою програми «Mathcad» була отримана візуальна картина розподілу поля тиску в рідині в різні моменти часу. Виявилося, що оболонка істотно впливає на тип хвилі в рідині. На гребені ударної хвилі зменшується тиск рідини біля поверхні контакту з оболонкою, а позаду фронту цієї хвилі починає розвиватися хвиля розрідження, яка викликана коливаннями оболонки. Фронт хвилі розрідження рухається вздовж радіальної складової від оболонки до осі її обертання. Встановлено також, що збурення тиску в рідині, що виникають на межі контакту з оболонкою поширюються вдвічі швидше порівняно зі швидкістю поширення звуку в даній рідині. На основі цього отримано важливий висновок про те що збурення в рідині породжуються поширенням поперечної хвилі в оболонці. Отже, хвильовий процес у рідині призводить до того, що оболонка, в якій знаходиться збурена рідина надає цій оболонці певного імпульсу, що в свою чергу впливає на розподіл поля тиску в рідині. Різне зниження тиску в гідроакустичній хвилі на межі контакту, яке зумовлюється радіальними коливаннями оболонки, спричинює утворення хвилі розрідження, що поширюється у напрямку осі симетрії і на ній набуває максимального за модулем значення.

Під час набігання струмینی з центрального отвору генератора на зовнішній край камери, її кінетичної енергії затрачається на формування вихору, який, взаємодіючи з центральним ядром потоку, в наслідок ефекту Бернуллі спричинює кавітацію. Пульсації вихору збуджують коливання струмینی на власній частоті. Оптимальний режим гідроакустичної генерації, за якого спостерігається максимальний акустичний сигнал, відповідає співпаданню частоти пульсації тороїдального вихору з частотою основної гармоніки коливань оболонки.

Позначимо радіуси основ струмینی, що доходить до вихрової камери r_1 і r_2 , висоту ℓ , товщину пристінкового шару h , кут нахилу твірної до осі θ (рис. 1).

Як було наведено вище, в процесі поширення струмینی відбувається її деформація, відповідно серединний переріз вибраного об'єму зазнає переміщення $\vec{D}(\alpha, \beta, \vec{n})$ [8]. Як-що позначити проекції цього вектора на координатні осі через деформацію розтягу-стиску

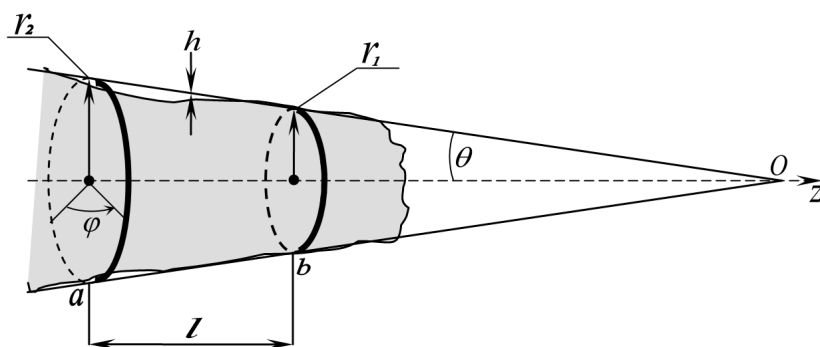


Рисунок 1 – Затоплена струмина

u , деформацію кручення v і деформацію вигину w :

$$\vec{D} = \vec{e}_1 u + \vec{e}_2 v + \vec{n} w,$$

то в довільній криволінійній системі координат (α, β, \vec{n}) , де \vec{n} - нормаль до серединного перерізу вибраного об'єму, нехтуючи інерцією оберткового руху струмини, система рівнянь руху цього об'єму матиме вигляд:

$$\left. \begin{aligned} \rho h \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha \partial \beta} - \frac{1}{AB} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} (BN_1) - N_2 \frac{\partial B}{\partial \alpha} + \frac{\partial}{\partial \beta} (AS) + S \frac{\partial A}{\partial \beta} \right] + k_1 Q_1 &= 0, \\ \rho h \frac{\partial^2 v}{\partial \alpha \partial \beta} - \frac{1}{AB} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \beta (AN_2) - N_1 \frac{\partial A}{\partial \beta} + \frac{\partial}{\partial \alpha} (BS) + S \frac{\partial B}{\partial \alpha} \right] + k_2 Q_2 &= 0, \\ \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial \alpha \partial \beta} - \frac{1}{AB} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} (BQ_1) + \frac{\partial}{\partial \beta} (AQ_2) \right] - k_1 N_1 - k_2 N_2 &= 0, \end{aligned} \right\} (13)$$

де A, B – коефіцієнти Ляме;
 k_1, k_2 – нормалі кривизни координатних ліній;
 N_1, N_2 – нормальні сили;
 Q_1, Q_2 – перетинаючі сили;
 S – дотичне зусилля.

Сили і зусилля, що припадають на одиницю довжини координатних ліній, які прикладені до серединного перерізу вибраного об'єму, запишуться:

$$\begin{aligned} N_1 &= \frac{Eh}{1-\mu^2} (\epsilon_1 + \nu \epsilon_2), \quad N_2 = \frac{Eh}{1-\mu^2} (\epsilon_2 + \nu \epsilon_1), \\ Q_1 &= -\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial (BM_1)}{\partial \alpha} - M_2 \frac{\partial B}{\partial \alpha} + \frac{\partial (AH)}{\partial \beta} + H \frac{\partial A}{\partial \beta} \right], \\ Q_2 &= -\frac{1}{AB} \left[\frac{\partial (AM_2)}{\partial \beta} - M_1 \frac{\partial A}{\partial \beta} + \frac{\partial (BH)}{\partial \alpha} + H \frac{\partial B}{\partial \alpha} \right], \\ S &= \frac{Eh}{2(1-\mu)} \gamma, \end{aligned}$$

де $\epsilon_1, \epsilon_2, \gamma$ - компоненти деформацій;
 E – модуль пружності речовини (струмини);
 μ – коефіцієнт Пуассона;
 M_1, M_2 – питомі згинаючі моменти;
 H – обертовий момент.
 Обертовий момент та питомі згинаючі моменти відповідно задаються рівняннями:

$$\begin{aligned} H &= \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} \tau, \\ M_1 &= \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} (\kappa_1 + \mu \kappa_2), \\ M_2 &= \frac{Eh^3}{12(1-\mu^2)} (\kappa_2 + \mu \kappa_1). \end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned} \kappa_1 &= \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \\ \kappa_2 &= \frac{1}{x \sin^2 \theta} \frac{\partial^2 w}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial w}{\partial x}, \\ \tau &= \frac{1}{x \sin \theta} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial \varphi} - \frac{1}{x^2 \sin \theta} \frac{\partial w}{\partial \varphi}. \end{aligned}$$

Оскільки, елемент об'єму рідини, що розглядається, знаходиться в рідині, можна знехтувати впливом поперечних сил на деформацію кручення, розтягу-стиску, тобто знехтувати величинами Q_1, Q_2 . Разом з тим вважаємо, що коефіцієнт Пуассона $\mu = 0$, оскільки об'єм рідини, що розглядається, знаходиться в затопленому стані в такій же самій рідині з такими ж самими властивостями і яка так само погано стискається.

Визначення частот власних коливань здійснюємо застосовуючи рівняння:

$$-\Delta^2 w - \frac{12ctg^2 \theta}{h^2 x^2} w = \frac{12\rho}{Eh^2} \ddot{w}, \quad (14)$$

де $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}$, розв'язок якого має вигляд гармонічної функції:

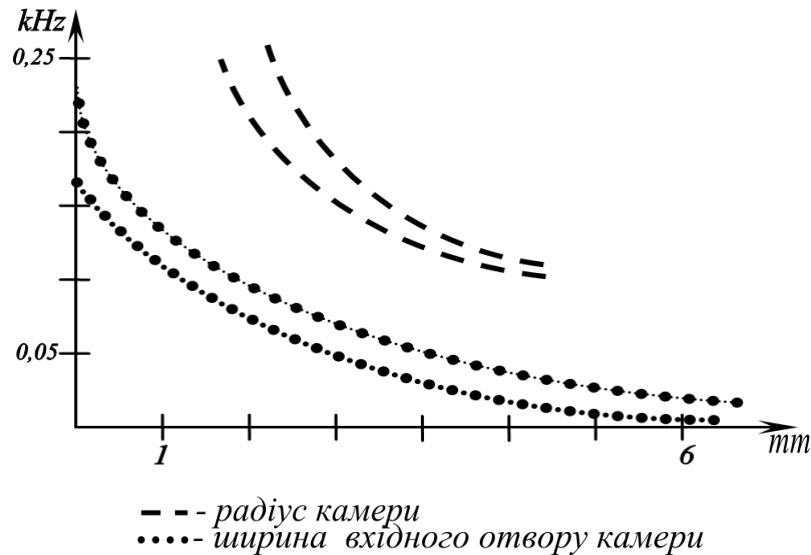


Рисунок 2 – Залежність частоти від параметрів генератора

$$w(x, t) = W(x)e^{i\omega t}, \quad (15)$$

де $\omega = 2\pi f$ – частота коливань розглядуваного об'єму.

Через введення безрозмірних координат і функцій прогину отримується безрозмірне рівняння власних коливань розглядуваного об'єму рідини, розв'язок якого проводиться методом Рітца:

$$U(\eta) = \sum_{m=1}^n C_m \varphi_m(\eta),$$

де $\varphi_m(\eta) = (\eta - \alpha)^2 (\eta - \beta)^3 \eta^{m-1}$.

Після такого розв'язку рівняння за умови, що визначник матриці (5×5) є рівним нулю, числовий аналіз дає можливість отримати параметр γ , а після цього перейти до фізичної величини – власної частоти затопленої струмینی:

$$f_i = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\gamma \mathcal{E}^2}{12\rho l^2}}, \quad i = 0, 1, 2, 3, \dots$$

Матриця (5×5) вибрана на основі співставлення експериментальних даних з теоретичними, що дало підставу зробити висновок про достатність величини такої матриці для точності, яку вона задовольняє.

Частоті f_0 основної гармоніки коливань, генерованих гідроакустичним генератором, відповідає мінімальне дійсне додатне значення з отриманого набору f_i .

Модуль пружності E розглядуваного об'єму затопленої струмینی виражається через адіабатний модуль об'ємної пружності рідини [9]:

$$E = \frac{K}{3(1-2\mu)} = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \chi_i (P_* + \Delta P_{st})^i,$$

де P_* – межа кавітації рідини;

ΔP – статичний тиск у незбуреній рідині.

На рис. 2 наведено результати експериментальних досліджень залежності власної частоти затопленої струмینی від її параметрів. Розхід рідини крізь камери генератора підтримувався сталим. Зі зменшенням вхідного отвору камери відбувається підвищення частоти коливань. Встановлено також, що власна частота коливань в струміні залежить від густини рідини, за решти однакових умов. Пояснюється це тим, що кожна рідина володіє власною межею кавітації (так званою межею міцності), і разом з тим за різної густини є різною маса одиниці об'єму рідини, а збільшення цієї характеристики призводить до пониження власної частоти коливань в рідині.

Необхідний рівень коливань в рідині досягається за певних співвідношень радіуса та вхідного отвору камери до діаметра прохідного прикамерного отвору.

На основі теоретичних та експериментальних досліджень розроблено конструкцію породоруйнівного інструменту з гідроакустичним пристроєм. Таке конструктивне рішення сприяє підвищенню механічної швидкості буріння та зносостійкості породоруйнівного інструменту за рахунок енергії спрямованої дії та якості очищення вибою.

Висновки

Розроблена конструкція породоруйнівного інструменту з пониженою енергоємністю руйнування гірської породи, яка придатна для буріння похило-скерованих і горизонтальних свердловин.

Колівання, що поширюються в рідині в затрубному просторі, покращують якість очищення свердловини і винесення породи на денну поверхню.

Використання математичної моделі дає можливість ще в період конструювання розрахувати оптимальні конструктивні параметри гідроакустичних пристроїв породоруйнівного інструменту.

Використання гідроакустичних генераторів спрямованої дії в компоновці низу бурильної колони дає можливість зменшити фінансові затрати під час будівництва нафтогазових свердловин.

Література

- 1 Балицкий П.В. К вопросу информативности низкочастотных продольных колебаний бурильной колонны / Балицкий П.В. // Автоматизация и телемеханизация нефтяной промышленности. – 1977. – № 1. – С.3-6.
- 2 Санников Р.Х. Вынужденные продольные колебания бурильного инструмента и динамическая нагрузка на долото / Санников Р.Х., Мавлютов М.Р. // Нефть и газ. – 1972. – № 3. – С.25-30.
- 3 Воскресенский Ф.Ф. Вибрационное и ударно-вращательное бурение / Воскресенский Ф.Ф., Кичигин А.В., Славский В.М., Славский Ю.Н., Тагиев Э.Н. – М.: Гостоптехиздат. 1961. – 243 с.
- 4 Корлес А. Гидравлические усилители нагрузки повышают эффективность бурения. / Корлес А., Дж. Сисахей, Дж. Брукс // Нефтегазовые технологии. – 2002. – № 1. – С. 50-54.
- 5 Кулиев А.Е. Экспериментальное исследование силы давления струй на забой скважины / Кулиев А.Е. // Нефтяное хозяйство. – 1973. – № 1. – С. 38-41.
- 6 Ландау Л.Д. Гидродинамика / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. – М.: Наука, 1986. – 260 с.
- 7 Бернакевич І.Є. Математична модель акустичної взаємодії оболонки з рідиною. І. Формулювання і розв'язуваність варіаційних задач // Бернакевич І.Є., Вагін П.П., Шинкаренко Г.А. // Математичні методи та фізична механіка поля. – 2002. – Т. 45. – № 2. – С. 75-80.
- 8 Дудзинский Ю.М. Колебания затопленной осесимметричной струи-оболочки / Дудзинский Ю.М., Назаренко О.А. // Акустичний вісник. – 2001. – №4. – С. 27-35.
- 9 Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей / Корнфельд М. – М.: ГИИТТЛ, 1951. – 200 с.

*Стаття надійшла до редакційної колегії
05.09.12*

*Рекомендована до друку
професором **Коцкуlichem Я.С.**
(ІФНТУНГ, м. Івано-Франківськ)
професором **Давиденком О.М.**
(Дніпропетровський національний гірничий
університет, м. Дніпропетровськ)*