Національний транспортний університет
Міністерства освіти і науки України

Національний транспортний університет
Міністерства освіти і науки України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

ГЛАЗУНОВ СЕРГІЙ МИКОЛАЙОВИЧ

УДК 539.3

ДИСЕРТАЦІЯ

КВАЗІСТАТИЧНІ ТА ДИНАМІЧНІ ФРИКЦІЙНІ ЕФЕКТИ ПРИ БУРІННІ ГЛИБОКИХ СВЕРДЛОВИН

05.23.17 – будівельна механіка

Архітектура та будівництво

Подається на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук

Дисертація містить результати власних досліджень.
Використання ідей, результатів і текстів інших
авторів мають посилання на відповідне джерело
____________________________С. М. Глазунов

Науковий керівник –
Гуляєв Валерій Іванович
доктор технічних наук,
професор

Ідентичність усіх примірників дисертації
Засвідчую
Вчений секретар
спеціалізованої вченої ради Д 26.059.02
__________________________ В. І. Каськів

Київ – 2018

АНОТАЦІЯ

Глазунов С.М. Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук за спеціальністю 05.23.17 «Будівельна механіка» (192 – Будівництво та цивільна інженерія). – Національний транспортний університет Міністерства освіти і науки України, Київ, 2018.

У дисертації поставлена задача про теоретичне моделювання та виявлення найбільш загальних закономірностей впливу лінійних та нелінійних сил контактного та в'язкого тертя на рухомість бурильної колони при проведенні технологічних операцій буріння і особливості перебігу вимушених та самозбурених коливань.

Завдяки спільному застосуванню методів будівельної механіки аналізу пружного деформування гнучких криволінійних стержнів, методів теоретичної механіки, методів диференціальної геометрії та обчислювальних методів, побудовані нові математичні моделі та диференціальні рівняння, які описують операції протягування з обертанням бурильних колон у криволінійних свердловинах, тривимірна геометрія траєкторій яких задана в дискретній (табличній) формі за результатами геофізичних вимірів (свердловинної навігації). Вони дозволяють обчислити сили контактного та фрикційного опору та прогнозувати стани їх прихватів. На основі аналізу відомих в літературі функцій сил нелінійної фрикційної взаємодії долота з породою (сил різання) запропоновані нові математичні моделі торсіонних автоколивань бурильних колон у в'язкому середовищі промивної рідини. Виконане комп'ютерне моделювання біфуркаційних переходів від станів простого обертання колони до станів їхніх торсіонних автоколивань.

За останні десятиріччя на глобальному енергетичному ринку відбувся суттєвий перерозподіл нафтогазових потоків. У значній мірі це пов'язано із створенням нових технологій гідророзриву та буріння надглибоких та

протяжних горизонтальних свердловин, що дозволяють видобувати вуглеводневе паливо зі сланцевих порід. У той же час надзвичайно швидке та успішне просування технологій та інженерного забезпечення процесів глибокого буріння випереджає розвиток наукового розуміння цих процесів та їх супроводу. Розробка глибоких свердловин відбувається на межі сучасних технологічних можливостей при граничних значеннях швидкостей, контактних і фрикційних сил, гідростатичних тисків і температур, а також параметрів міцності й зношування матеріалів бурильних колон під істотним впливом ефектів інтенсивних коливань, динамічних навантажень і нестійкості всієї системи. Цілком природно, що ці процеси найчастіше супроводжуються позаштатними й аварійними ситуаціями, до яких можна віднести

- прихвати бурильних колон (dead lock states) у свердловинах з геометричними недосконалостями, обумовлені зростанням сил контактного тертя між колоною й стінкою свердловини;
- самозбурення торсіонних автоколивань зі швидкими й повільними рухами (slip-stick vibration) низу колони, викликане нелінійними силами тертя (різання) між долотом та породою, що руйнується;
- нелінійні коливання кручення (whirling vibrations) долота й низу колони, самозбурені в результаті фрикційного й кінематичного (неголономного) перекочування долота по поверхні дна свердловини;

Виникнення цих позаштатних ситуацій обумовлене, в основному, трьома факторами. По-перше, це велика довжина колони. За умовами геометричної подібності вона подібна до людської волосини. Тому явище, що відбувається на одному кінці колони може впливати, слабко впливати або взагалі не впливати на явища, що відбуваються на її іншому кінці. У математиці рівняння, що описують такі явища, називаються сингулярно збуреними. Вони характеризуються погано збіжними розв'язками, форми яких мають сингулярності у вигляді крайових ефектів або внутрішніх гармонічних сплесків (вейвлетів) або можуть містити нерегулярності.

Другий фактор пов'язаний з особливим характером квазістатичних і динамічних нелінійних фрикційних ефектів, що проявляються в протяжних криволінійних свердловинах при осьових рухах і обертаннях колони й долота.

І третій фактор полягає в тому, що задачі математичного моделювання механічних явищ і позаштатних ситуацій, що супроводжують процеси буріння, є багатопараметричними, оскільки залежать від великого числа геометричних і механічних величин і навряд чи можуть бути розв’язані в загальній постановці.

Одна із нештатних ситуацій, що найбільш часто трапляється, пов’язана зі збільшенням розподілених сил контактного тертя між бурильною колоною та стінкою свердловини. Їх інтенсивність збільшується із збільшенням довжини свердловини та її звивистості, а також із наближенням її напряму до горизонтального. До найбільш помітних негативних ефектів, викликаних цими силами, можна віднести погіршення провідності крутного моменту та осьових сили, що діють на долото, від приводного пристрою до долота. Це супроводжується зниженням ефективності процесу буріння і збільшенням його тривалості. Крім того сили тертя призводять до збільшення швидкості зношування бурильних колон, росту енергозатрат та збільшенню ймовірності біфуркаційного випучення колони, а також збільшенню осьових напружень в трубі колони та її обриву. Однак до найбільш неприємних явищ, зумовлених силами тертя, можна віднести прихвати бурильних колон, при яких ці сили досягають високих значень і колона втрачає свою рухомість.

Перші теоретичні дослідження, виконані у напрямку моделювання цих ефектів, були засновані на припущенні про те, що колона є абсолютно гнучкою, і для її моделювання застосовується теорія абсолютно гнучких ниток. Такий підхід можна вважати обгрунтованим лише для свердловини з простим обрисом, коли згинання колони мале. У практиці теоретичного моделювання рухомості бурильних колон в свердловинах з криволінійною віссю у Національному транспортному університеті вперше була розроблена методика комп’ютерного моделювання сил опору руху колони при здійсненні технологічних операцій буріння з врахуванням згинальної жорсткості колони. На основі такого підходу були чисельно досліджені явища осьового руху з обертанням бурильних колон у криволінійних свердловинах з геометричними недосконалостями, які описуються аналітичними співвідношеннями. Однак при проходці криволінійних свердловин, зазвичай, не вдається забезпечити задану геометрію їх траєкторій і при цьому практично реалізується геометрія, яка представляється у дискретній (табличній) формі за результатами геофізичних вимірювань. Ця обставина слугує серйозною перешкодою для комп’ютерного моделювання технологічних операцій спуску-підйому колони та буріння, оскільки в математичних моделях цих процесів повинні використовуватися аналітично задані диференційовні функції.

У даній дисертації розроблено новий підхід, за якого спочатку методами сплайнової інтерполяції здійснюється перехід від табличної форми задання геометрії осі свердловини до аналітичної, потім методами диференціальної геометрії обчислюються параметри її кривизни та скруту. Після цього за допомогою теорії гнучких криволінійних стержнів будується система рівнянь теорії пружного згинання колони. В результаті чисельного розв’язування цієї системи визначаються розподілені сили контактної та фрикційної взаємодії та внутрішні осьові сили і крутні моменти при заданих швидкостях руху і обертання колони. Ці величини дозволяють оцінити близькість обраного технологічного режиму до нештатного та можливість реалізації ефекту прихвату колони. Розглянуті приклади підтвердили ефективність розробленого підходу. З його використанням запропонована нова методика проектного з’єднання ділянок траєкторії свердловини з різними функціями кривизни. Запропоновано використовувати для цієї мети сегменти дуг спіралей Корню (клотоїд), або кубічних парабол, які використовуються в практиці трасування залізничних та автомобільних доріг. Ефективність цього припущення перевірена обчисленнями та запатентована.

Більш складні прояви фрикційних ефектів мають місце в динамічних процесах буріння. Вони реалізуються у формі торсіонних та згинальних коливань, а також кружляння долота при його перекочуванні із ковзанням по дну свердловини навколо осьової лінії. Виконаний аналіз фрикційних ефектів, які проявляються в різних коливальних системах. Показано, що при контактній взаємодії рухомих тіл функції сил тертя можуть мати складні нелінійні форми з елементами сухого і в'язкого тертя, неоднозначностями, точками зламу, із зростаючими та спадаючими характеристиками. У системах, що обертаються, такі функції контактного тертя можуть призводити не лише до деформування коливань з гасінням енергії, але й до їх самозбурення, ініціюючи коливання з складними формами. Серед них особливе місце займають торсіонні автоколивання, які проявляються у вигляді пилоподібних кривих і генеруються в результаті біфуркацій Хопфа. Для дослідження цих критичних станів і коливань в дисертації створені математичні моделі з розподіленими параметрами і з скінченним числом степенів вільності, які враховують сили тертя долота об стінки свердловини і сили в'язкого тертя в середовищі промивної рідини. Показано, що ці коливання самозбурюються на ділянках спадаючих характеристик функцій тертя і втрачаються на зростаючих ділянках. При цьому вплив сил в'язкого тертя на автоколивальний процес незначний.

Виконано також чисельне дослідження коливань кружляння бурильних колон та їх згинальних коливань на дні горизонтальної свердловини. Побудовані форми коливань для різних значень їх часток.

Отримані результати можуть бути використані для прогнозування та запобігання надзвичайних ситуацій під час буріння глибоких криволінійних нафтових і газових свердловин.

Ключові слова: криволінійні свердловини, кінематичне тертя, сили опору, в'язке тертя, самозбурення коливань, нештатні ситуації.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Монографія

1. Моделирование нештатных ситуаций при бурении глубоких скважин : монография / [В. И. Гуляев, С.Н. Глазунов, О.В. Глушакова и др.]. – Киев : Изд-во «Юстон», 2017 . – 544 с.

Публікації у наукових періодичних виданнях іноземних держав або у виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз

2. Glazunov S.N. Computer simulation of resistance force mitigation through curvature bridging in extended bore-holes / V.I. Gulyayev, E.N. Andrusenko, S.N. Glazunov // Journal of Petroleum Science and Engineering. – July 2017. –V. 156. – P. 594-604. (USA)

3. Glazunov S. Frequency analysis of drill bit whirlings on uneven bottoms of deep bore-holes / V. Gulyayev, S. Glazunov, O. Vashchilina // Journal of Mathematics and System Science. – 2017. – V. 7. – P. 14 – 24. (USA)

4. Glazunov S.N. Stationary and non-stationary self-induced vibrations in waveguiding systems / V.I. Gulyayev, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov //. Journal of Mechanics Engineering and Automation. – 2014. – V. 4(3) . – P. 213-224. (USA)

5. Глазунов С. Н. Торсионные колебания глубоких бурильных колонн в вязкой жидкости / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Прикладная механика. – 2016. – Т. 52(2). – С. 64-77. Перекладено видавництвом "Springer" англійською мовою. [Glazunov S.N. The torsional vibrations of a deep drill string in a viscous liquid medium / V.I. Gulyayev, P.Z. Lugovoi, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov // International Applied Mechanics. – 2016. –V. 52(2) . – P. 64-77].

6. Глазунов С. Н. Устойчивость и колебания вращающейся бурильной колонны в канале горизонтальной скважины / В. И. Гуляев, С. Н. Глазунов // Проблемы прочности. – 2017, №6. – С.124 – 132.

7. Глазунов С. Н. Торсіонні автоколивання бурильних колон в рідкому середовищі / В.В. Гайдайчук, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2013. – № 91. – с. 39 – 48.

8. Глазунов С. М. Стійкість і коливання бурильних колон з внутрішніми потоками рідини в каналах горизонтальних свердловин / О.М. Андрусенко, С. М. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2015. – № 95. – с. 43-54.

Статті у фахових виданнях

9. Глазунов С. М. Консервативні і дисипативні моделі торсіонних автоколивань колон глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2013. –№23. – с. 88-94.

10. Глазунов С.М. Торсіонні коливання бурильних колон у в΄язкому рідкому середовищі / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2015. – №1(31) . – с. 96 –101.

11. Глазунов С.М. Задачі моделювання нештатних ситуацій процесів глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2017. – № 1(37). – с. 56 – 62.

12. Glazunov S.N. Frequency analysis of periodic regimes of drill bit rollings on uneven bottom of a deep bore-hole / S.N. Glazunov, O.V. Vashchilina, I.V. Lebedeva // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyev. Series: Physics & Mathematics. – 2016. – №1. – P. 41 – 44.

13. Глазунов С. Н. Быстрые и медленные движения в режимах торсионных автоколебаний колонн глубокого бурения / В. И. Гуляев, О. В. Глушакова, С.Н. Глазунов, Н.В. Муса // Збірник наукових праць Українського інституту сталевих конструкцій імені В.М. Шимановського. – 2013. – №12. – с. 5 – 18.

14. Глазунов С. М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О. В. Глушакова, С. М. Глазунов //Машинознавство. – 2013. – № 7-8 (193-194) . – с. 73-78.

15. Глазунов С.М. Математична модель крутильних автоколивань бурильної колони в рідкому середовищі / В.І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2012.– №26.– с. 413 – 419.

16. Глазунов С.М. Самозбудження крутильних коливань бурильної колони в циліндричному каналі похилої свердловини / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2016.– №1(34).– с. 89 – 96.

Опубліковані праці апробаційного характеру:

17. Glazunov S.N. Simulation of Buckling and Dead Lock States of Drill Strings in Curvilinear Bore-holes / V.I. Gulyayev, S.N. Glazunov, O.M. Andrusenko, N.V. Shlyun // 2017 Proceedings of International Conference On Advances In Civil, Structural and Mechanical Engineering. Institute of Research Engineers and Doctors, USA. Zurich, Switzeland, 02 – 03 September, 2017.

18. Glazunov S.N. Modeling the Selfexcitation (Hopf's Bifurcations) of Torsional Vibrations of Drill Strings in Deep Bore-Holes / O. Glushakova, S. Glazunov // International Conference for Advanced Prilling Technology. Celle, Germany, 14 – 15 September 2015 (Germany).

19. Glazunov S. Critical states of self-exciting non-linear vibrations of deep drill strings / V. Gulyayev, O. Glushakova, L. Shevchuk, S. Glazunov // 8th European Nonlinear Dynamics Conference, Vienna, Austria, July 6 – 11, 2014 (Austria).

20. Glazunov S. Bifurcation Phenomena in Relaxation Auto-oscillation of Waveguiding Systems / V. Gulyayev, O. Glushakova, S. Glazunov // Proceedings of Fourth International Conference "Nonlinear Dynamics", Sevastopol, Ukraine, June, 19-22, 2013. − P. 57 – 62. (Ukraine).

21. Glazunov S. Insipient Regimes of Drill Bit Whirlings on Uneven Bottom of Deep Bore-Holes / V. Gulyayev, O. Vashchilina, S. Glazunov // Proceedings of 5th

International Conference “Nonlinear Dynamics” – 2016. Kharkiv, Ukraine, 27-30 September 2016. − P. 312 – 317. (Ukraine).

22. Глазунов С.М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // 11-й Міжнародний симпозіум українських інженерів-механіків у Львові, − Львів, 12 – 15 травня, 2013. − С.63-64.

23. Глазунов С.М. Крайові ефекти в формах торсіонних автоколивань бурильних колон в похилих свердловинах / В. І. Гуляєв, О. В. Глушакова, С. М. Глазунов // Актуальные проблемы инженерной механики / Тезисы докладов III Международной научно-практической конференции. – Одесса – 2016. – С. 55 –58.

24. Глазунов С.М. Постановка задачі про автоколивання бурильної колони в рідкому середовищі у порожнині вертикальної свердловини / В. І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов //LXIX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2013. – С. 448.

25. Глазунов С.М. Аналіз торсіонних автоколивань бурильних колон на базі консервативної та дисипативної математичних моделей / С.М. Глазунов // LXX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2014. − С. 420.

26. Глазунов С.М. Аналітичні лінеаризовані моделі зародження режимів коливань кружляння бурового долота /О.В. Ващіліна, С.М. Глазунов // LXXII наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2016. − С. 388.

27. Глазунов С.М. Механічні ефекти, що супроводжують процеси буріння криволінійних свердловин / С.М. Глазунов // LXXIII наукова

конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. –К.: НТУ, 2017. – С. 454.

Патент

28. Пат.116210 – Україна, МПК E 21B 7/06, E 21B 19/00 Спосіб спряження криволінійних секцій траєкторій похило-скерованих свердловин, що мінімізує сили опору руху колони / [В. І. Гуляєв, С.М. Глазунов, О.М. Андрусенко] Заявник та власник Національний транспортний університет. – № u 2016 12143 30.11.2016: опубл. 10.05.2017. Бюл. № 9.

Glazunov S. M. Quasi-static and dynamic frictional effects in deep bore-hole drilling. – Manuscript.

The thesis for the candidate of technical science degree on specialty 05.23.17 «Mechanics of Structures» (192 – Building and Civil Engineering). – National Transport University Ministry of Education and Science of Ukraine, Kyiv, 2018.

At the dissertation, the problem on theoretic simulation and establishment of the most general regularities of linear and nonlinear contact and viscous friction forces influence on the drill string mobility and its self-excited vibrations during drilling technologic operations carrying out is stated.

Owing to the joint application of civil engineering methods for flexible curvlinear elastic rods deforming together with methods of theoretical mechanics, differential geometry and calculation mathematics, new mathematic models and differential equations are constructed. They describe drill string dragging with rotation inside curvilinear bore-holes with threedimensional axes prescribed in a discrete (tabular) form with the use of results of geophysical survey (bore-hole navigation).

They permit one to calculate the forces of contact and friction resistance to the drill string displacement and prognosticate the dead lock states. On the basis of

the functions of nonlinear frictional interaction of the drill bit with the destroyed rock (cutting forces) available in the modern literature, new mathematic models of drill string torsional autovibrations in viscous mud medium are elaborated. Computer simulation of bifurcation transfers from states of simple rotation of the drill string to the states of its autovibrations are studied.

In the last decades, at the global market, essential redistribution of the oil/gas flows took place. They are connected in a great extent with the advent of new methods of hydrofracturing and drilling hyper-deep horizontal bore-holes, permitting one to extract hydrocarbon fuels from shale rocks. At the same time, the extremely fast and successful promotion of the techniques and engineer support of the deep drilling processes leaves behind the development of scientific comprehension of these processes and their scientific maintenance.

The deep bore-holes drillings occur at the breaking point of the modern technologic potentialities, at limit values of velocities, contact and friction forces, hydrostatic pressures, and temperatures, as well as the parameters of strength and drill string material wear under essential influence of effects of intensive vibrations, dynamic loads, and the system instability. Naturally, quite often these processes are accompanied by emergency and failure situations like

- dead lock states of the drill strings inside the bore-hole channels with geometric imperfections caused by enlargement of the contact friction forces between the drill string and the well wall;
- self-excitation of torsional autovibrations with fast and slow motions (slip-stick vibrations) of the bottom hole assembly;
- nonlinear whirling vibrations of the drill bit and the bottom hole assembly, self-excited as a consequence of frictional and nonholonomic rolling of the bit on the surface of the bore-hole bottom;

Appearance of these emergency situations is principally caused by three factors. First of all, this is the large length of the DSs. Under conditions of the geometric similarity, they are equivalent to a human hair. Therefore, the phenomena, occurring at one end of a DS, can influence, poorly influence, and do not influence on the effects, taking place at its other end. In mathematics, the equations, describing such effects, are named singularly perturbed. They are characterized by poorly converging solutions with the modes, possessing singularities in the shapes of boundary effects or internal harmonic wavelets.

The second factor is connected with the special character of quasi-static and dynamic nonlinear frictional effects, showing themselves in extended curvilinear bore-holes during axial movement and rotation of the drill string and drill bit.

And the third factor is associated with the fact that the problems on mathematic simulation of mechanical phenomena, attending the drilling processes, are multiparametric, as they depend on large number of geometric and mechanic values. For this reason, it is unlikely that they can be solved in general statement.

One of the most frequently met emergency situations is connected with enlargement of quasi static contact friction forces distributed between drill string and the bore-hole wall. Their intensity enlarges with enlargement of the bore-hole lenth and its tortuosity, as well as with tending of its orientation to the horizontal direction. The most noticeable negative effect, generated by these forces, is worsening of the conductivity of the torque and force propagated from the driving device to the drilling bit. This effect is accompanied by the drilling process efficiency lowering and enlargement of its duration. Besides, the frictional forces lead to an increase of the drill string wear velocity, growth of the energy consumption and magnification of the drill string buckling probability, as well as to enlargement of the inertial axial force in the tube and its rupture. But the most detrimental effect conditioned by the friction forces is a dead lock state of the drill string when these forces achieve very high values and the string loses its movability.

The first theoretical investigations performed in the direction of these effects simulation were based on the assumption that the drill string is absolutely flexible and the theory of absolutely flexible threads can be used for its modeling. This approach can be considered as substantiated only for the bore-holes with simple outlines when the drill string stiffness is small. Firstly, in the practice of theoretical simulation of the drill string movability in bore-holes with curvilinear axis, in the National Transport University the techniques of computer simulation of the forces, resisting to motion with rotation of a drill string in a channel of curvilinear well, were elaborated with allowance made for the drill string bending stiffness. On the basis of this approach, the numerical investigations of the axial motion with rotation of the drill string in the curvilinear wells with geometric imperfections were performed. But in the curvilinear bore-hole drivage, not always it becomes possible to satisfy the trajectory geometry of the prescribed analytic form and the practically realized geometry is represented in a discrete (tabular) form via of geophysical measurements. This circumstance serves as a serious obstacle for computer simulation of the drilling and trapping in and out operations because in the mathematical models of these processes, the analytically prescribed differentiable functions should be used.

In this dissertation, the new approach is elaborated_when at first, the transfer from the tabular data of the geometry representation to analytic one is performed with the use of spline interpolation method and then the geometric parameters of the axis line curvature and torsion are calculated. Thereafter, the system of differential equations of the elastic curvilinear tube bending is constructed with the use of the theory of curvilinear flexible rods. As a result of numerical solution of this system, the distributed forces of contact and frictional interaction and internal axial force and torque are calculated under prescribed values of the string axial movement and rotation parameters These forces provide the possibility to estimate the chosen technological regime proximity to the emergency situation and to the drill string dead lock state. The considered examples corroborated efficiency of the elaborated approach. With its use, the new techniques of the design joining of the bore-hole segments with different curvature functions is proposed. It is proposed to use for this purpose the Cornu spiral (clothoid) or cubic parabola segments used for routing in railways transport and motor transport. This proposal efficiency was checked by calculations and patented.

More complicated manifestations of the frictional effects takes place in the dynamic drilling processes. They are realized in the forms of torsional and bending vibrations of the drill string and whirlings of the bit under conditions of its rolling on the bore-hole bottom surface around its axis. The analysis of frictional effects that are manifested in different vibrational systems is performed. It is demonstrated that under condition of frictional interaction between the rubbing bodies, the friction functions can have complex nonlinear forms with elements of dry and viscous friction, many-valuednesses, sharp turns, with rising and falling characteristics. In rotating systems, these functions of contact frictions can result not only to the vibration damping with the energy taking aside, but also to their self-excitation, initiating vibrations with complex modes. Among them, the particular position belongs to the torsional autovibrations, appearing in the shape of serrated curves and generated in consequence of the Hopf bifurcations. To analyze these critical states and vibrations, in the dissertation, the mathematical models with distributed parameters and finite number of degrees of freedom are elaborated. They take into consideration the drill bit friction with the bore-hole bottom and viscous friction in the mud medium. It is shown that these vibrations are self-agitated inside the falling segment of the friction characteristics and are lost in the rising segments. As this takes place, the influence of the viscous friction forces is insignificant.

The numerical analysis of the whirling vibrations and bending vibrations of the drill string in the channel of a horizontal bore-hole is fulfilled. The modes of vibrations are constructed for different values of their frequencies.

The obtained results can be used for prognostication and prevention the emergency situations during drilling deep curvilinear oil and gas bore-holes.

Key words: curvilinear bore-holes, kinematic friction, resistance forces, viscous friction, self-excitation of vibrations, emergency situation.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Монографія

1. Моделирование нештатных ситуаций при бурении глубоких скважин : монография / [В. И. Гуляев, С.Н. Глазунов, О.В. Глушакова и др.]. – Киев : Изд-во «Юстон», 2017 . – 544 с.

Публікації у наукових періодичних виданнях іноземних держав або у виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз

2. Glazunov S.N. Computer simulation of resistance force mitigation through curvature bridging in extended bore-holes / V.I. Gulyayev, E.N. Andrusenko, S.N. Glazunov // Journal of Petroleum Science and Engineering. – July 2017. –V. 156. – P. 594-604. (USA)

3. Glazunov S. Frequency analysis of drill bit whirlings on uneven bottoms of deep bore-holes / V. Gulyayev, S. Glazunov, O. Vashchilina // Journal of Mathematics and System Science. – 2017. – V. 7. – P. 14 – 24. (USA)

4. Glazunov S.N. Stationary and non-stationary self-induced vibrations in waveguiding systems / V.I. Gulyayev, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov //. Journal of Mechanics Engineering and Automation. – 2014. – V. 4(3) . – P. 213-224. (USA)

5. Глазунов С. Н. Торсионные колебания глубоких бурильных колонн в вязкой жидкости / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Прикладная механика. – 2016. – Т. 52(2). – С. 64-77. Перекладено видавництвом "Springer" англійською мовою. [Glazunov S.N. The torsional vibrations of a deep drill string in a viscous liquid medium / V.I. Gulyayev, P.Z. Lugovoi, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov // International Applied Mechanics. – 2016. –V. 52(2) . – P. 64-77].

6. Глазунов С. Н. Устойчивость и колебания вращающейся бурильной колонны в канале горизонтальной скважины / В. И. Гуляев, С. Н. Глазунов // Проблемы прочности. – 2017, №6. – С.124 – 132.

7. Глазунов С. Н. Торсіонні автоколивання бурильних колон в рідкому середовищі / В.В. Гайдайчук, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2013. – № 91. – с. 39 – 48.

8. Глазунов С. М. Стійкість і коливання бурильних колон з внутрішніми потоками рідини в каналах горизонтальних свердловин / О.М. Андрусенко, С. М. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2015. – № 95. – с. 43-54.

Статті у фахових виданнях

9. Глазунов С. М. Консервативні і дисипативні моделі торсіонних автоколивань колон глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2013. –№23. – с. 88-94.

10. Глазунов С.М. Торсіонні коливання бурильних колон у в΄язкому рідкому середовищі / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2015. – №1(31) . – с. 96 –101.

11. Глазунов С.М. Задачі моделювання нештатних ситуацій процесів глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2017. – № 1(37). – с. 56 – 62.

12. Glazunov S.N. Frequency analysis of periodic regimes of drill bit rollings on uneven bottom of a deep bore-hole / S.N. Glazunov, O.V. Vashchilina, I.V. Lebedeva // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyev. Series: Physics & Mathematics. – 2016. – №1. – P. 41 – 44.

13. Глазунов С. Н. Быстрые и медленные движения в режимах торсионных автоколебаний колонн глубокого бурения / В. И. Гуляев, О. В. Глушакова, С.Н. Глазунов, Н.В. Муса // Збірник наукових праць Українського інституту сталевих конструкцій імені В.М. Шимановського. – 2013. – №12. – с. 5 – 18.

14. Глазунов С. М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О. В. Глушакова, С. М. Глазунов //Машинознавство. – 2013. – № 7-8 (193-194) . – с. 73-78.

15. Глазунов С.М. Математична модель крутильних автоколивань бурильної колони в рідкому середовищі / В.І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2012.– №26.– с. 413 – 419.

16. Глазунов С.М. Самозбудження крутильних коливань бурильної колони в циліндричному каналі похилої свердловини / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2016.– №1(34).– с. 89 – 96.

Опубліковані праці апробаційного характеру:

17. Glazunov S.N. Simulation of Buckling and Dead Lock States of Drill Strings in Curvilinear Bore-holes / V.I. Gulyayev, S.N. Glazunov, O.M. Andrusenko, N.V. Shlyun // 2017 Proceedings of International Conference On Advances In Civil, Structural and Mechanical Engineering. Institute of Research Engineers and Doctors, USA. Zurich, Switzeland, 02 – 03 September, 2017.

18. Glazunov S.N. Modeling the Selfexcitation (Hopf's Bifurcations) of Torsional Vibrations of Drill Strings in Deep Bore-Holes / O. Glushakova, S. Glazunov // International Conference for Advanced Prilling Technology. Celle, Germany, 14 – 15 September 2015 (Germany).

19. Glazunov S. Critical states of self-exciting non-linear vibrations of deep drill strings / V. Gulyayev, O. Glushakova, L. Shevchuk, S. Glazunov // 8th European Nonlinear Dynamics Conference, Vienna, Austria, July 6 – 11, 2014 (Austria).

20. Glazunov S. Bifurcation Phenomena in Relaxation Auto-oscillation of Waveguiding Systems / V. Gulyayev, O. Glushakova, S. Glazunov // Proceedings of Fourth International Conference “Nonlinear Dynamics”, Sevastopol, Ukraine, June, 19-22, 2013. − P. 57 – 62. (Ukraine).

21. Glazunov S. Insipient Regimes of Drill Bit Whirlings on Uneven Bottom of Deep Bore-Holes / V. Gulyayev, O. Vashchilina, S. Glazunov // Proceedings of 5th

International Conference “Nonlinear Dynamics” – 2016. Kharkiv, Ukraine, 27-30 September 2016. − P. 312 – 317. (Ukraine).

22. Глазунов С.М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О. В. Глушакова, С. М. Глазунов // 11-й Міжнародний симпозіум українських інженерів-механіків у Львові, − Львів, 12 – 15 травня, 2013. − С.63-64.

23. Глазунов С. М. Крайові ефекти в формах торсіонних автоколивань бурильних колон в похилих свердловинах / В. І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Актуальные проблемы инженерной механики / Тезисы докладов III Международной научно-практической конференции. – Одесса –2016. –С. 55 –58.

24. Глазунов С. М. Постановка задачі про автоколивання бурильної колони в рідкому середовищі у порожнині вертикальної свердловини / В. І. Гуляєв, О. В. Глушакова, С. М. Глазунов //LXIX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2013. – С. 448.

25. Глазунов С.М. Аналіз торсіонних автоколивань бурильних колон на базі консервативної та дисипативної математичних моделей / С.М. Глазунов // LXX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2014. − С. 420.

26. Глазунов С.М. Аналітичні лінеаризовані моделі зародження режимів коливань кружляння бурового долота /О. В. Ващіліна, С. М. Глазунов // LXXII наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2016. − С. 388.

27. Глазунов С.М. Механічні ефекти, що супроводжують процеси буріння криволінійних свердловин / С.М. Глазунов // LXXIII наукова

конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2017. − С. 454.

Патент

28. Пат.116210 – Україна, МПК E 21B 7/06, E 21B 19/00 Спосіб спряження криволінійних секцій траєкторій похило-скерованих свердловин, що мінімізує сили опору руху колони / [В. І. Гуляєв, С.М. Глазунов, О.М. Андрусенко] Заявник та власник Національний транспортний університет. – № u 2016 12143 30.11.2016: опубл. 10.05.2017. Бюл. № 9.

ЗМІСТ

ВСТУП

ЗАГАЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА РОБОТИ

На даний час в енергетиці, промисловості та бізнесі досить гостро ставляться проблеми, пов'язані з видобутком та перерозподілом нафто-газових ресурсів. Додаткове загострення в цю ситуацію внесла «сланцева революція», реалізована завдяки створенню нових технологій гідророзриву та надглибокого та наддалекого криволінійного буріння. Проходка таких свердловин відбувається на межі сучасних технологічних можливостей при граничних значеннях швидкостей, гідростатичних тисків та температур, а також параметрів міцності та зносу матеріалів бурильних колон під суттєвим впливом ефектів інтенсивних коливань і нестійкості всієї системи.

Тому при їх проходці зростають ризики виникнення нештатних та аварійних ситуацій. У значній мірі вони пов'язані з генеруванням інтенсивних сил опору переміщенню колони, обумовлених її пружним згинанням, а також контактною та фрикційною взаємодією з стінкою свердловини. Ці ефекти ускладнюються тим, що на криволінійних ділянках сили тертя проявляються в мультиплікативній формі (тобто залежать від добутку параметрів, що їх визначають), а не в адитивній (тобто не додаються), як це буває при русі тіла по шорсткій площині. В бурильних технологіях ці ефекти досліджені недостатньо. Слабко вивчені також виявлені на практиці явища торсіонних автоколивань бурильних колон при їх обертанні, які самозбурюються під дією нелінійних сил кулонового та в'язкого тертя. Оскільки явища пружного статичного та динамічного згинання бурильної колони в каналі скерованої свердловини описуються методами теорії гнучких криволінійних стержнів, для їх теоретичного моделювання повинні застосовуватись принципи будівельної механіки. Враховуючи, що у зв'язку із збільшенням глибини і дальності проходки свердловини їх вартість постійно збільшується і аварійність зростає, а надійних методик теоретичного моделювання їх буріння на даний час не розроблено, можна зробити висновок наскільки актуальною є проблема теоретичного прогнозування виникнення критичних станів бурильних колон і яка ціна помилки таких прогнозів.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами. Дисертаційна робота виконана відповідно плану науково-дослідних робіт кафедри вищої математики Національного транспортного університету, а також в рамках держбюджетних тем №11 «Математичне моделювання процесів безаварійного буріння в сланцевих породах і шельфових зонах морських акваторій» (2012–2014 рр., номер державної реєстрації 0112U000137) і № 38 «Комп'ютерне прогнозування і запобігання аварійним режимам буріння похило-скерованих та горизонтальних свердловин на етапах їх проектування і проходки» (2015–2017 рр., номер державної реєстрації 0115U002270).

Мета і задачі дослідження. Мета роботи полягає в розробці математичних моделей квазістатичних та динамічних процесів фрикційної взаємодії пружних бурильних колон із стінками прямолінійних і криволінійних глибоких свердловин та прогнозування з їхньою допомогою можливих нештатних ситуацій.

Для досягнення цієї мети необхідно виконати наступне:

– методами будівельної механіки криволінійних стержнів і диференціальної геометрії створити математичну модель пружного деформування бурильної колони в криволінійній свердловині;

– методами сплайнової інтерполяції перейти від табличної форми задання геометрії осьової лінії свердловини, побудованої методами свердловинної навігації, до аналітичної форми;

– створити обчислювальний комплекс для комп'ютерного моделювання контактних фрикційних сил опору руху бурильної колони у каналі свердловини;

– методами комп'ютерного моделювання встановити загальні закономірності виникнення квазістатичних і автоколивальних позаштатних ситуацій, обумовлених дією сил тертя.

Об'єкт дослідження. Об'єктом дослідження є явища квазістатичної та динамічної фрикційної взаємодії пружних бурильних колон зі стінками криволінійних свердловин при виконанні технологічних операцій буріння.

Предмет дослідження. Предметом дослідження є значення геометричних, кінематичних і силових параметрів свердловин і процесів буріння, які впливають на генерування квазістатичних та динамічних фрикційних ефектів та викликаних ними статичних та динамічних позаштатних ситуацій.

Методи дослідження. Задача про пружне деформування бурильних колон в криволінійних свердловинах сформульована за допомогою методів будівельної механіки, теорії гнучких криволінійних стержнів, методів диференціальної геометрії, теорії в’язкого та сухого тертя і методів сплайн апроксимації. Розв’язання нелінійних систем диференціальних рівнянь зі змінними коефіцієнтами здійснювалось методом Рунге-Кутти.

Достовірність результатів досліджень підтверджувалася обґрунтованим вибором розроблених механічних моделей, заснованих на базових положеннях будівельної механіки, теорії гнучких криволінійних стержнів і методах прикладної математики, комп’ютерною перевіркою збіжності результатів обчислень, відповідністю встановлених ефектів загальним закономірностям стержневих систем, співставленням отриманих результатів з результатами розв’язків інших авторів, які знайдені на основі інших, більш простих моделей.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Поставлена нова задача про комп’ютерне моделювання квазістатичних та динамічних фрикційних ефектів у каналах криволінійних свердловин, геометрія осьових ліній яких описана в табличному вигляді за проектними даними або результатам геодезичних вимірів. Методом сплайн інтерполяції виконаний перехід від дискретної форми представлення геометрії до аналітичної, побудована система звичайних диференціальних рівнянь, яка описує згинальні коливання бурильної колони з врахуванням сил

контактного та фрикційного опору її осьовому руху з обертанням. Розроблене програмне забезпечення для комп’ютерного моделювання пружного згинання бурильної колони та сил опору її руху, які генеруються.

2. Вперше виконане комп’ютерне моделювання осьового руху з обертанням бурильної колони в порожнині криволінійної свердловини. Показано, що рекомендації, які використовуються на практиці, щодо з’єднання різних ділянок траєкторії свердловини дугами кола, призводять до збільшених величин сил фрикційного опору їх руху. Вперше показано, що з’єднання їх елементами спіралей Корню або кубічних парабол (як це робиться під час трасування колій залізної дороги) призводить до суттєвого зниження сил опору. Ця пропозиція запатентована.

3. Побудована нова модель самозбурення торсіонних коливань бурильної колони з врахуванням діючих на неї сил в’язкого тертя промивної рідини. В результаті комп’ютерного моделювання показано, що переходи від стаціонарних обертань колони до її автоколивань кручення реалізуються через біфуркаційні стани.

Практичне значення отриманих результатів.

Результати дисертації можуть бути використані у вигляді комп'ютерного математичного забезпечення під час проектування та буріння глибоких криволінійних свердловин. За допомогою розробленого підходу можна підібрати раціональні траєкторії криволінійних свердловин та режимів буріння, які мінімізують негативний вплив сил фрикційного опору і ризики виникнення нештатних ситуацій.

Отримані в дисертації результати наукових досліджень використовуються в ПрАТ «Укргазвидобуток» при проектуванні та розрахунках відповідальних конструкцій зі стержневими трубчастими елементами, що піддаються впливу інтенсивних поздовжніх сил, сил тертя і крутних моментів. Вони будуть застосовуватись також в ПрАТ «Укргазвидобуток»для розробки проектів глибокого буріння.

Крім того результати дисертаційної роботи можуть бути використані на інших підприємствах нафтової та газової промисловостей України при розробці проектів глибоких вертикальних та криволінійних свердловин.

Методи комп'ютерного моделювання пружного деформування криволінійних стержнів впроваджені також у навчальний процес на кафедрі опору матеріалів та машинознавства Національного транспортного університету при викладанні курсу з будівельної механіки стержневих конструкцій.

Особистий внесок здобувача.

Основні результати досліджень були отримані автором самостійно. Дисертанту належать аналітичні викладки, числова комп'ютерна реалізація розв'язування задач моделювання. В монографії [42] дисертант підготував глави 4 та 6. У роботах [19, 22, 25, 28, 30, 108, 109, 111, 114, 116, 117, 118] В.І. Гуляєв брав участь у постановці задач та обговоренні отриманих результатів. У роботах [13, 14, 18, 22, 106, 108, 116, 117] співавтором О.В. Глушаковою надана допомога у розробці та налаштуванні обчислювального комплексу для проведення комп'ютерного моделювання автоколивальних процесів. У роботах [4, 30, 111] співавтором О.М. Андрусенко надана допомога у розробці та налаштуванні обчислювального комплексу для проведення комп'ютерного моделювання фрикційного опору. В роботах [22, 25, 105, 109] О.В. Ващіліна, В.В. Гайдайчук, І.В. Лебедєва, П.З. Луговий, Н. Муса брали участь в обговоренні одержаних результатів.

Апробація результатів дисертації. Результати досліджень, що включені в дисертацію, були представлені на наступних міжнародних наукових конференціях:

– Celle Drilling, (Germany, 14-15 September at Congress Union Celle, 2015).
– 8th European Nonlinear Dynamics Conference, Vienna, Austria, July 6 – 11, 2014.
– International Conference on Advances in Civil, Structural and Mechanical Engineering. Institute of Research Engeneers and Doctors. USA. Zurich, Switzerland, 02-03 September, 2017.
– Fourth International Conference "Nonlinear Dynamics", Sevasnopol, Ukraine,

June, 19 – 22, 2013.

– Fifth International Conference “Nonlinear Dynamics”, Kharkiv, Ukraine, September, 27 – 30, 2016.
– 11-й Міжнародний симпозіум українських інженерів-механіків у Львові, - Львів, 12 – 15 травня 2013.
– Актуальные проблемы инженерной механики, III Международная научно-практическая конференция (Одесса: «Внешрекламсервис», травень 2016).

Результати дисертаційної роботи доповідались також на:

– LXIX науково-практична конференція науково-педагогічних працівників, аспірантів, студентів та структурних підрозділів університету (Україна, Київ, 15 – 17 травня 2013 р.)
– LXXI науково-практична конференція науково-педагогічних працівників, аспірантів, студентів та структурних підрозділів університету (Україна, Київ, 12 – 15 травня 2015 р.).
– LXXII науково-практична конференція науково-педагогічних працівників, аспірантів, студентів та структурних підрозділів університету (Україна, Київ, 14 – 16 травня 2016 р.).
– LXXIII науково-практична конференція науково-педагогічних працівників, аспірантів, студентів та структурних підрозділів університету (Україна, Київ, 15 – 17 травня 2017 р.).

Тези доповідей опубліковані у матеріалах зазначених конференцій.

Публікації. Основний зміст роботи викладено у 28 публікаціях [4, 13-19, 22, 28, 30, 42, 105, 106, 108, 109, 111, 114, 116-118]: з них 1 монографія, 7 статей у наукових періодичних виданнях іноземних держав, або у виданнях України, включених до міжнародних наукових баз, 8 робіт опубліковано у фахових виданнях, 7 – в тезах міжнародних конференцій, 4 – в збірниках тез наукових конференцій Національного транспортного університету та 1 патент на корисну модель.

Структура та обсяг роботи. Дисертація складається зі вступу, п’яти розділів, висновків, двох додатків та списку використаних джерел, який містить 163 найменування. Вона містить 201 сторінку друкованого тексту, 9 таблиць, 99 рисунків. Повний обсяг дисертації складає 210 сторінок.

РОЗДІЛ 1
НЕШТАТНІ СИТУАЦІЇ ПРИ БУРІННІ ГЛИБОКИХ СВЕРДЛОВИН, ВИКЛИКАНІ ДІЄЮ СИЛ ТЕРТЯ. ОГЛЯД НАУКОВОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1.1 Основні особливості технологій буріння вертикальних та криволінійних свердловин

У відповідності з вимогами економіки, геологічними умовами залягання родовища та технологічними можливостями нафтогазових компаній у даний час бурять вертикальні, похило-спрямовані, горизонтальні та багатосторонні нафтові та газові свердловини. Провідне положення в технології буріння свердловин займає роторний спосіб, при якому різання породи здійснюється долотом, закріпленим на нижньому кінці бурильної колони, підвішеної за верхній кінець. При цьому обертання долота здійснюється за рахунок обертання всієї бурильної колони в результаті обертання її верхнього кінця привідним пристроєм з швидкістю ω.

Вертикальна бурильна колона (рис. 1.1) збирається з труб довжиною 9 – 15 метрів за допомогою різьбових з’єднань. Ефективність буріння і якість проходки свердловини визначається головним чином її режимом і компоновкою низу бурильної колони. До його складу входить долото, додаткові центруючі елементи – центратори, які відіграють роль додаткових опор, і обтяжувачі, які створюють додаткові розтягуючі осьові навантаження, що забезпечують стабілізацію та керованість траєкторії ствола свердловини.

Для видалення зі свердловини частинок породи, подрібненої в результаті її різання долотом, за допомогою спеціальної насосної системи всередину колони подається промивна рідина, яка, піднімаючись потім у зовнішньому просторі між колоною й стінкою свердловини, захоплює за собою й несе ці частинки. Важливою обставиною, яка сприяє ускладненню ситуації в нафтогазовій галузі є те, що в звичайних умовах за допомогою вертикальних свердлових, зазвичай, лише 40% вуглеводного палива, яке

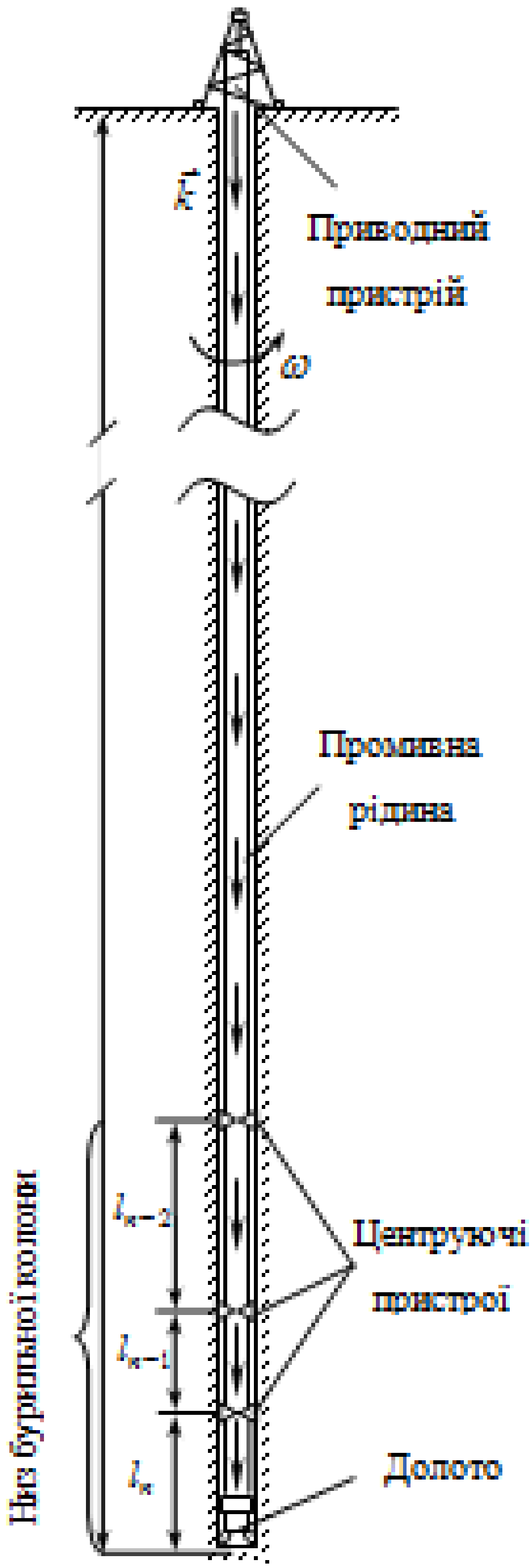


Рисунок. 1.1. Конструктивна схема бурильної колони в глибокій свердловині

заповнює тріщини та пори підземних резервуарів, можуть бути видобуті із застосуванням традиційної технології видобування.

Одним із способів збільшення обсягів палива, що добувається з підземних резервуарів палива, пов'язаний із проходкою криволінійних свердловин, які пронизують нафтоносні та газоносні породи вздовж їх шаруватої структури, і тому покриваючих великі зони забору палива [33, 40, 43, 51, 53, 62, 67]. У зв'язку з тим, що при використанні такої технології зменшується загальна кількість криниць, що слід пройти, і дебіт криволінійних свердловин виявляється набагато більшим за дебіт вертикальних свердловин, в останній час буріння свердловин складної конфігурації стало основним у більшості країн світу. Вдосконаленню технологій криволінійного буріння сприяють також потреби видобутку вуглеводнів із сланцевих порід. Цей вид буріння стає основним і при проходці в прибережних зонах (рис. 1.2)

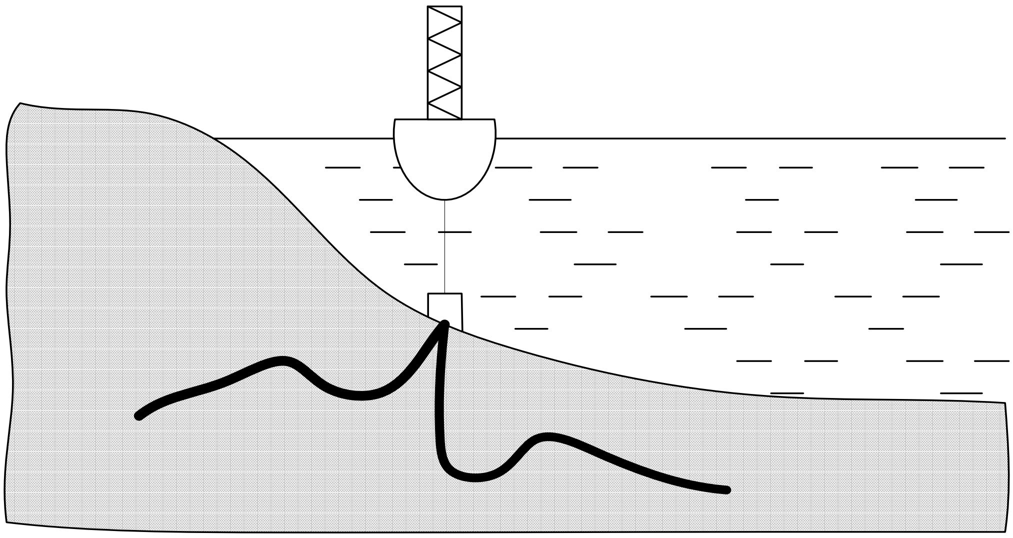


Рисунок 1.2 − Схема свердловини з криволінійною траєкторією

Таким чином, розробка технології буріння криволінійних свердловин призвела до ускладнення конструкцій бурильних колон і самого режиму буріння, окрім усього пов'язані також з виникненням додаткових сил контактної та фрикційної взаємодії на всій криволінійній ділянці свердловини.

1.2 Статичні, квазістатичні та динамічні критичні стани колон глибокого буріння та фактори, що ініціюють їх появу

В процесі буріння вертикальна колоні знаходиться під дією складної комбінації статичних та динамічних навантажень, які включають:

– зовнішні вертикально розтягуючі сили тяжіння
– зовнішні зосереджені на верхньому та нижньому кінцях крутних моментів приводного пристрою, що обертається;
– момент сил тертя (різання) на долоті, а також розподілені по всій довжині колони моменти сил в'язкого тертя у промивній рідині;
– внутрішні осьові сили пружного розтягу-стиску колони;
– внутрішні моменти пружного кручення колони;
– поперечні розподілені сили інерції обертального руху колони;

– поперечні розподілені сили інерції промивної рідини при згинальних коливаннях колони;

У криволінійних свердловинах комбінації статичних сил і динамічних збурень ускладнюються ще більше. Це пов’язано головним чином з перебудовою механізму дії сил тяжіння на різні ділянки криволінійної колони з різною орієнтацією її осьової лінії. Якщо у вертикальній колоні сили тяжіння напрямлені тільки вздовж її осі і викликають у ній лише поздовжні пружні сили, то у криволінійній колоні вертикальний вектор сили тяжіння розкладається і на поперечну до осі колони складову, яка притискає колону до стінки свердловини, породжуючи тим самим розподілену силу контактного тиску. При осьовому русі та обертанні колони ця контактна сила є головною причиною, яка породжує сили тертя, повністю змінюючи загальну картину балансу всіх сил та призводить до виникнення нових форм критичних станів.

Помітимо, що на практиці всі перераховані сили й впливи можуть мати місце одночасно з різними комбінаціями їх інтенсивностей і призводити, залежно від довжини БК, до різних неприпустимих режимів. Тому при видобутку палива з більших глибин підвищення ефективності буріння вертикальних свердловин роторним способом тісно пов'язане із проблемами виявлення критичних режимів функціонування бурильних колон і з розробкою заходів щодо зниження їх негативного впливу на бурильний процес [6, 42, 103, 136]. До таких явищ, що негативно впливають на технологічний процес буріння, відносяться:

– спіралевидна втрата стійкості прямолінійної форми БК у нижній її частині по типу наддовгого стиснуто-розтягнутого, закрученого стержня, що обертається [28, 87, 101];
– порушення резонансних згинальних коливань БК [4, 9, 15, 27, 107, 165, 171], обумовлених геометричними недосконалостями й дисбалансом усієї системи й окремих її частин;

– параметричне самозбурення крутильних коливань БК із залипаннями (slip-stick vibration), викликане нелінійними силами тертя зривної взаємодії між ріжучим інструментом (долотом) і оброблюваною породою (рис. 1.3) [13, 17, 20-22, 81, 83, 120, 121, 141, 163];

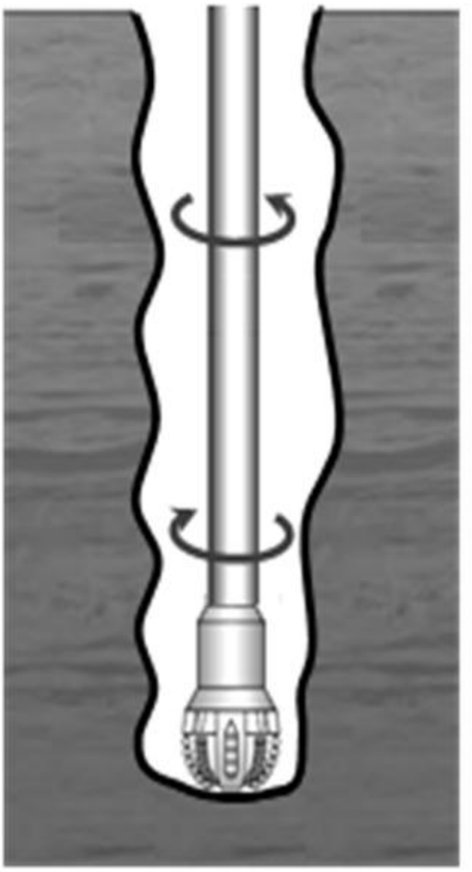


Рисунок. 1.3 – Крутильні автоколивання долота і колони

– самозбурення коливань кручення (whirling motion) долота, пов'язаних з його перекочуванням навколо осі системи в умовах фрикційної або неголономної взаємодії долота з поверхнею дна свердловини [89, 118, 124, 146, 152];

– прихвати бурильної колони (втрата її рухливості) у протяжній криволінійній свердловині з геометричними недосконалостями (dead lock states) у результаті різкого росту сил контактної й фрикційної взаємодії [79, 147-149, 161, 162, 170];

– біфуркаційне випучування (buckling) бурильної колони в каналі криволінійної свердловини з не підлягаючими прогнозуванню зонами локалізації випучин [95, 95, 104, 128, 150, 151].

З особливими технічними й теоретичними труднощами пов’язане буріння криволінійних свердловин з великими віддаленнями. При їхній проходці колона може перебувати в досить жорстких умовах, викликаних дією контактних і фрикційних сил. У процесі буріння або виконання спуско-підйомних операцій (наприклад, для зміни долота) ці сили досягають досить великих значень, особливо в місцях геометричних нерегулярностей осьової лінії свердловини у формах зламів (dog legs) і гармонічних або спіральних вейвлетів. Часто вони є основною причиною порушення технології буріння й призводять до прихвату БК. Для моделювання цих ефектів необхідно застосовувати теорію гнучких криволінійних стержнів, методи диференціальної геометрії й обчислювальної математики. При цьому особливий інтерес представляє питання про сполучення двох ділянок свердловини з різними кривизнами. У дисертації показано, що для цієї операції виявляється нераціональним метод мінімальної кривизни, який використовується на практиці і базується на моделюванні колони абсолютною гнучкою ниткою (soft string drag and torque model), а слід сполучати ділянки свердловини шляхом введення малих ділянок у формі спіралі Корню (клотоїди) або кубічної параболи. Для моделювання цього ефекту слід застосовувати розроблену авторами [42] модель криволінійного стержня (stiff string drag and torque model).

Швидше за все, ця модель, розроблена у Національному транспортному університеті [24, 110, 114, 115, 118, 119, 123], є найбільш універсальною та повною. Однак і вона має суттєвий недолік, пов’язаний з тим, що годиться лише для свердловин, траєкторії яких задані в аналітичній формі, в той час як на практиці траєкторія реальної (створюваної) свердловини має геометричні відхилення, і істинні значення її геометричних параметрів визначаються при проходці методами геофізичних вимірів (каротажу). Дані цих вимірів оформлюються у вигляді таблиць, тому для використання їх у розрахункових моделях необхідно методами математичної інтерполяції привести вихідні дані до аналітичної форми і потім за допомогою вдосконалень тривимірної моделі stiff string drag&torque розв’язувати задачу про визначення сил тертя та опору. Така задача поставлена і розв’язана у нашій дисертації.

Очевидно найбільш помітний негативний прояв сил тертя в динамічній формі спостерігається у вертикальних свердловинах у вигляді торсіонних автоколивань (рис. 1.3). Вони обумовлені суттєвою нелінійністю моменту сил тертя об породу на дні свердловини. Найбільш повно ці коливання обговорюються в [21, 25, 109, 117, 120] на основі моделей, що не враховують наявність сил в'язкого тертя у промивній рідині. В даній дисертації ці ефекти враховані, розроблені нові, більш точні моделі, з їх допомогою отримані більш адекватні результати.

1.3 Огляд наукової літератури по проблемі протягування бурильної колони в каналі криволінійної свердловини

Проблеми математичного моделювання статичних і динамічних механічних явищ і критичних станів, що виникають у колонах глибокого буріння, пов'язані зі значними теоретичними труднощами.

Перша складність задачі пов'язана з формулюванням задачі про рух на великому інтервалі довжини L колони, у якій дуже помітним виявляється явище так званої "обчислювальної жорсткості". Воно викликане тим, що розв'язувальні функції поперечних переміщень $u(x)$, $v(x)$ нетривіальних розв'язків дуже швидко змінюються з великими похідними на малому відрізку, що прилягає до нижнього краю БК, і мають малі значення з малими похідними на всій іншій частині. Особливі складності при вивченні системи рівнянь, що визначають функції $u(x), v(x)$, пов'язані з тим, що точки початку швидких змін розв'язувальних функцій заздалегідь невідомі. У нашому випадку ефекти "обчислювальної жорсткості" викликані високим порядком диференціальних рівнянь і неявно присутніми малими коефіцієнтами при старших похідних. Малість цих коефіцієнтів проявляється при масштабуванні довжини інтегрування L рівнянь рівноваги й коливань до одиничного відрізка. Тоді доданки із четвертими похідними потрібно ділити на L^4, і їхня роль у загальному балансі внутрішніх сил і моментів суттєво знижується. Завдяки цьому, розв'язок здобуває ділянки швидких (типа погранслоя) і повільних (регулярных) змін. Якщо цей розв'язок комбінується у вигляді суперпозиції частинних розв'язків, що зростають і спадають за експоненціальним законом, то на більших інтервалах інтегрування значення розв'язків першої групи спрямовуються до нескінченності, а розв'язки другої групи – до нуля, і завдання побудови необхідних розв'язків вихідних рівнянь стає нездійсненною навіть для двохточкових крайових задач. У математиці такі системи називаються сингулярно збуреними [12, 60]. Через зазначені труднощі питання дослідження згинальної стійкості й власних коливань БК великої довжини виявилися практично недослідженими.

Особливості проблеми теоретичного моделювання механіки поведінки криволінійних бурильних колон полягають в тому, що при її розгляданні необхідно обчислювати як внутрішні поздовжні та поперечні сили і моменти, так і зовнішні сили контактної та фрикційної взаємодії колони зі стінкою свердловини. Для визначення внутрішніх сил, як правило, ставляться прямі задачі будівельної механіки, у той час як зовнішні сили обчислюються шляхом постановки обернених задач. Ці задачі повинні ставитися спільно для теорії гнучких криволінійних стержнів. До цього часу дані питання для криволінійних стержнів не формулювались і, очевидно, вперше вони були поставлені авторами робіт [23, 26, 29, 42, 111, 112, 114, 115, 123]. Тому, аналізуючи механіку криволінійних бурильних колон, дослідники обмежувались досить спрощеними моделями, в яких вважалось, що БК представляє собою вагому абсолютно гнучку нитку, для якої сили контактної взаємодії зі стінкою криволінійної свердловини обчислювались, виходячи або із заданих умов натягу нитки [79, 159], або (для похилих бурильних колон) шляхом проектування сил гравітації на нормаль до осьової лінії колони [160]. Після цього визначалась дотична до осьової лінії колони сила кулонового тертя, яка приймалась рівною добутку коефіцієнта тертя μ та сили нормального тиску. Очевидно, що навіть для абсолютно гнучкої нитки обидва ці підходи не можна вважати точними, так як для криволінійної нитки сили нормальної взаємодії повинні обчислюватись, виходячи з розв’язків загальних рівнянь теорії гнучких ниток, не кажучи вже про те, що колона повинна моделюватися пружним стержнем.

Тим не менше, на основі теорії гнучких ниток розроблені спеціальні комп’ютерні продукти для проектування криволінійних свердловин. З їх допомогою обчислюються сили фрикційного опору, що діють на колони при спуско-підіймальних роботах та крутні моменти при бурінні. Bernt S. Aadnoy et al [79] на основі моделі вагомої нитки обчислювали сили опору для БК з осьовою лінією, складеною з дуг кіл, ланцюгових ліній та відрізків прямих. Завдяки простоті моделі, отримані ними аналітичні рішення, були використані потім для розробки математичного забезпечення. Показано, що, оскільки через обмеження по силі тертя основним фактором, який перешкоджає збільшенню довжини похило-скерованих свердловин, є густина матеріалу труб БК, то доцільно застосовувати алюмінієві, титанові та композитні труби. В роботі [79] Bernt S. Aadnoy et al застосовують розроблене ними математичне забезпечення для звільнення прихоплених криволінійних бурильних колон. При цьому вони за допомогою спрощених моделей визначають місце прихвату, розраховують операції підтримки БК, спроби їх провертання та пропускання промивальної рідини через ділянку прихвату.

Аналогічне математичне забезпечення розробили S.J. Sawaryn et al в 2006 р. Вони рекламують його в [156, 157], пропонуючи послуги навчання персоналу та стверджуючи, що його застосування дозволить суттєво скоротити штати проектувальників та обслуговуючих співробітників, а також запобігти виникненню критичних режимів роботи.

Jonggeun Choe et al [133] моделюють різні механічні ефекти у багатосторонніх свердловинах, складених з кругових та прямолінійних ділянок, у тому числі свердловин, пробурених з дна моря на глибині 1500м. P.A. Lollback et al аналізують динаміку підсмоктуючого стержня в ліфтовій насоснокомпресорній трубі багатосторонньої свердловини.

У зв’язку з тим, що основні труднощі при прокладанні криволінійних свердловин з великим відхиленням від бурильної установки пов’язані з силами тертя, що перешкоджають спуску-підйому БК та її обертанню, особлива увага спеціалістами приділяється питанню визначення коефіцієнта тертя між БК та стінкою свердловини. Він обчислюється на основі моделей гнучкої нитки, виходячи з даних польових експериментів. Виявилось, що ці дані приводять до великого розкиду обчислень. Наприклад, M.C. Sheppard et al [158] на основі моделей гнучких ниток у свердловинах, які мають прямолінійні ділянки та ділянки у формі ланцюгових ліній, визначали коефіцієнт тертя в уже існуючих колодязях. Виявилось, що він має значення у межах від 0,2 до 2,4. Аналогічні експерименти проводили D.Stuart et al. У їх випадку ці межі складали 0,22 – 3,5. Якщо врахувати, що коефіцієнт тертя є величиною постійною, не залежною від умов експерименту, і що для сталі по сталі він рівний 0,2, а для сталі по скельній породі він повинен бути меншим, можна відмітити, що знайдені цими авторами значення є суттєво (інколи більш, ніж у 10 разів) завищеними. На нашу думку, це пов'язано із застосуванням моделі нитки, що не враховує додатковий опір за рахунок згинальної жорсткості, яка найбільше впливає у звивистих свердловинах.

Необхідність приймати до уваги більш дрібні викривлення свердловини відмітив F. Akgun. Він зазначив, що викривлення, зазвичай, мають короткохвильову синусоїдальну форму, обумовлену конструкцією низу бурильної колони (КНБК). Для їх усунення в роботі проводиться розрахунок КНБК методом скінченних елементів. Від себе тут зазначимо, що, якщо недосконалість свердловини значна, то для розрахунку криволінійної бурильної колони не можна застосовувати модель нитки. Аналогічну скінченно-елементну програму для статики і динаміки КНБК у тривимірній криволінійній свердловині створив Birades Michel. Знайдений ним на свердловинах простої форми коефіцієнт тертя виявився рівним 0,2.

Метод Галеркіна для дослідження криволінійних бурильних колон у спрощеній постановці застосовують M. A. Vaz et al.

Модель гнучкої вагомої нитки для описання одночасного опускання та обертання БК у тривимірній криволінійній свердловині використовували F. J. Brett et al [83]. У результаті її застосування вони обчислювали в рамках прийнятої моделі внутрішні та зовнішні сили, що діють на БК.

Як зазначено вище, при прокладанні криволінійної свердловини обрис її траєкторії дещо відрізняється від запланованого і під впливом різних технологічних факторів на ній з'являються короткохвильові геометричні недоліки синусоїдального характеру. В результаті примусового викривлення самої колони по формі наявних недоліків у ній виникають згинаючі моменти, які значно перевищують моменти в колоні запланованої геометрії. Під дією цих моментів сили контактної та фрикційної взаємодій істотно зростають. Розрахунок вказаних сил може бути виконано лише згідно теорії гнучких криволінійних стержнів [26, 32, 49, 70], основні співвідношення якої формулюються за допомогою нерухомої системи координат, рухомого тріедра і зв'язаної з поперечним перерізом системи осей.

Розроблена у [23, 111, 115, 123] методика обчислення сил тертя та крутних моментів тертя дозволяє з високою точністю визначати ці величини у свердловинах практично будь-якої конфігурації з урахуванням геометричних недосконалостей бурильних колон і локальних відхилень осьової лінії свердловини від заданої.

Підкреслимо також, що більш точний підрахунок внутрішніх та зовнішніх сил, що діють на криволінійну БК, дозволяє згідно даних експериментального вимірювання осьового переміщення та поздовжньої сили, а також кута закручування та крутного моменту точніше визначати місця прихвату БК і вживати заходи для її вивільнення.

На завершення цього підрозділу ще раз підкреслимо, що вказані вище моделі, основані на теорії ниток (soft string drag and torque model) та на теорії гнучких стержнів (stiff string drag and torque model), використовують вихідні геометричні дані про траєкторію, представлені в аналітичній формі. Завдяки цьому можна легко обчислити кривизни осьової лінії свердловини і сформулювати розв'язальні рівняння задачі. Однак на практиці ця інформація задається зазвичай у табличній формі за результатами геодезичних вимірів. Тому при практичному застосуванні розроблених підходів необхідно спочатку методами сплайн інтерполяції перетворити дискретно задану інформацію в аналітичну, а потім обчислити необхідні геометричні характеристики і після цього приступати до моделювання сил опору. В такому формулюванні і розв'язується ця задача в даній дисертації.

1.4 Огляд наукової літератури з проблем динаміки процесів, які генеруються силами тертя

Труднощі моделювання впливу сил тертя опору на квазістатичні технологічні процеси буріння і визначення можливості їх здійснення ще більше зростають при врахуванні динамічних ефектів. В першу чергу це пов'язано з тим, що в цих випадках сили тертя можуть не лише гасити вимушені коливання системи, але й збуджувати у ній періодичні динамічні процеси у самих несподіваних формах. До них належать торсіонні автоколивання долота, викликані нелінійною фрикційною взаємодією долота з породою, а також згинальні коливання всієї колони , обумовлені нештатним ефектом, при якому долото починає перекочуватись по дну свердловини. У підсумку, як зазначено вище, найбільш важливими причинами, які ускладнюють проходку глибоких вертикальних та криволінійних свердловин, є стаціонарні та нестаціонарні фрикційні явища. В остаточному результаті саме силами тертя буває обумовлена можливість здійснення проходки свердловини даної конфігурації, даної довжини та глибини і в породі з даною тектонічною структурою. Зазвичай, цими силами викликаються найбільш деструктивні нештатні і аварійні ситуації, які призводять до погіршення провідності крутячого моменту і осьової сили тиску на долото, прихватом бурильної колони, зношенню елементів конструкції, збуренню торсіонних автоколивань та загальному руйнуванню конструкції бурильної колони. Складність задач теоретичної та експериментальної оцінки сил тертя, що генеруються, пов'язані з тим, що вони по-різному проявляються в умовах статичної рівноваги контактуючих тіл при їх стаціонарному ковзанні відносно одна одної та і при їхніх нестаціонарних ковзаннях з перекочуваннями. Для цих випадків фрикційної взаємодії розроблені різні математичні моделі, які з різною степінню точності підтверджуються практичними спостереженнями та експериментами. Найбільш повний огляд фізико-трибологічних аспектів фрикційних явищ наведений у роботі E. G. Berger [78]. Аналіз фрикційних ефектів, які спостерігаються при бурінні глибоких свердловин, виконаний R. Samuel [155]. Вплив сил тертя на стійкість бурильних колон вивчали V. I. Gulyaeyv та ін. [112, 114, 115], R. Michell [148 - 150] та ін.

З аналізу результатів, наведених у цих працях, випливає, що в загальному випадку сили тертя між контактуючими тілами залежать від сил нормального тиску, вологості, температури, шорсткості та якості обробки контактуючих тіл та їх матеріалів, а також у значній мірі від умов їх статично нерухомого стану, швидкості відносного руху та прискорень. При аналізі більш загальних та складних випадків ці фрикційні явища повинні відображати явища “залипання-ковзання” (“stick-slip effect”). Причому у ряді випадків у механіці та фізиці мають місце процеси, в яких фрикційні процеси є критичними. Вони мають місце в механіці контактної взаємодії, в динамічних системах і системах управління, аеромеханіці, геомеханіці, механіці втомленості та руйнування і у суміжних напрямах. Найбільш визначальною є роль сил тертя в механіці буріння глибоких свердловин.

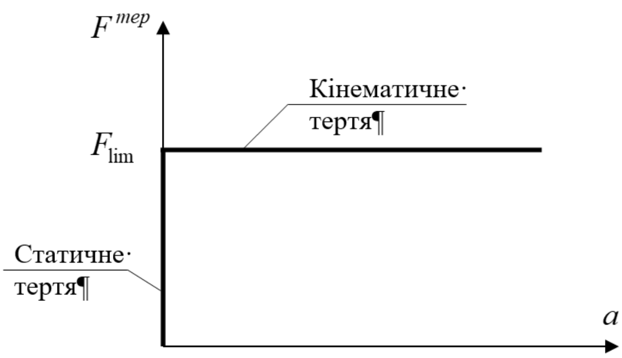


Рисунок 1.4 – Діаграма закону тертя Амонтона-Кулона

Серед законів фрикційної взаємодії широко використовується закон тертя Амонтона-Кулона (рис. 1.4). Він визначається залежністю

$$F^{тер} \le F_{\lim} = \mu F^{нор}, \tag{1.1}$$

де $F^{тер}$ - сила тертя ковзання; $F_{\lim}$ - граничне значення сили тертя; $F^{нор}$ - нормальна компонента сили контактної взаємодії двох тіл; μ - коефіцієнт тертя ковзання.

У відповідності з цим законом, якщо дотична до поверхні контакту активна сила $F^{дот}$ не перевищує граничного значення $F_{\lim} = \mu F^{нор}$ сили тертя, то відносний рух ковзання двох тіл відсутній. Говорять, що в цьому випадку має місце ефект "залипання". В такій ситуації сила тертя набуває одного із значень на вертикальній ділянці діаграми, що визначається з умов рівноваги (нерухомості) системи. Потім, коли сила $F^{дот}$ досягає величини $F_{\lim}$ і намагається її перевищити, система переходить у режим руху ковзання, в якому сила тертя зберігає стале значення $F^{тер} = \mu F^{нор}$. Цей закон непогано зарекомендував себе у порівняно простих режимах руху – за порівняно малих швидкостей ковзання, малих величинах нормального тиску при невисоких температурах та для твердих тіл, які мають малу деформативність.

Однак практичними та експериментальними спостереженнями встановлено, що в більш загальних випадках можуть проявлятися більш складні діаграми фрикційної взаємодії. Порівняно детальний аналіз фрикційних процесів обговорюється в оглядовій роботі B. J. Berger [78]. У ній зазначено, що з ускладненням умов протікання фрикційного процесу ускладнюються і його моделі. Серед них особливо відзначені моделі сил тертя, які нелінійно залежать від швидкості ковзання a (рис. 1.5, а).

$$F^{тер} = F^{тер}(a). \tag{1.2}$$

Ці сили можуть також неоднозначно залежать від швидкості (рис. 1.5, б) і залежати від неї з запізненням c (рис. 1.5, в)

$$F^{тер} = F^{тер}(a, t-c), \tag{1.3}$$

де t – поточний час, c – час запізнення.

Нелінійні залежності сили тертя від швидкості може моделюватися також двома відрізками прямих з точкою злому, причому на другому відрізку характеристика тертя є спадаючою, що є принциповим для можливості самозбурення автоколивань.

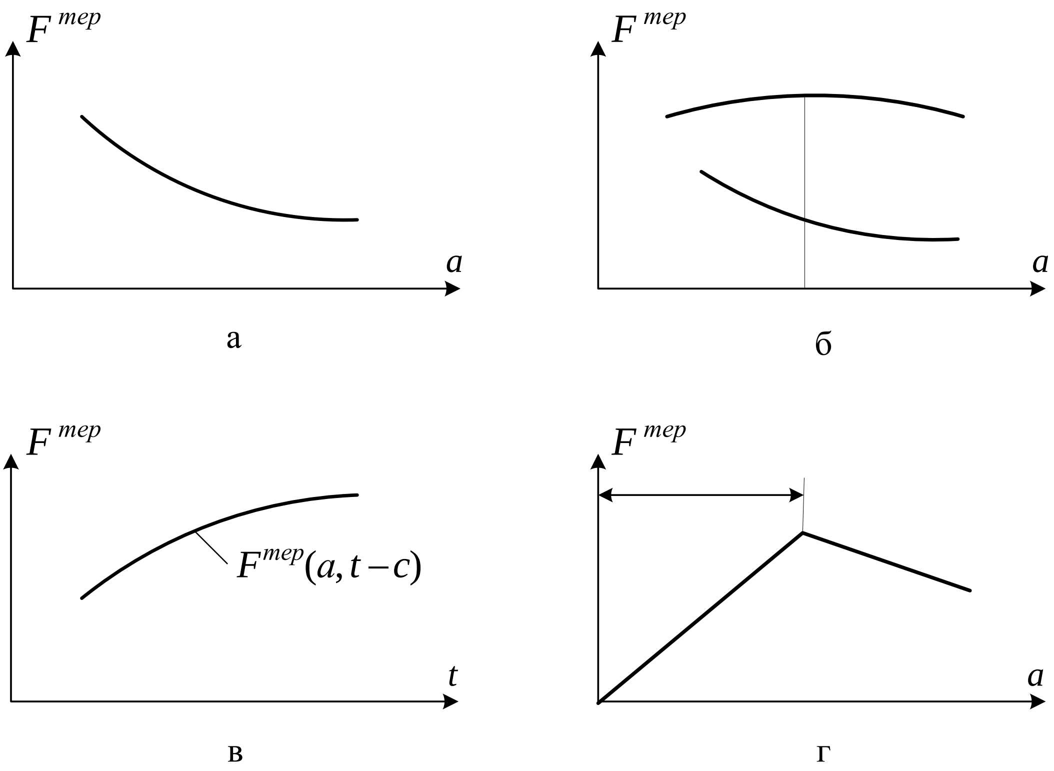


Рисунок 1.5 – Нелінійні моделі сил тертя

В результаті спостережень різних ефектів, які супроводжують контактну взаємодію ковзаючих тіл з різними видами тертя, наведеними на рис. 1.5, а – г, зазначена їх принципова характеристика, яка згадується в багатьох публікаціях і пов'язана з тим, що основна причина самозбурення автоколивань обумовлена негативним кутом нахилу на кривій сила тертя – швидкість ковзання (позиції а, г на рис. 1.5). Одними з перших Lin та Wang [140, 141] у 1991 р. зв'язали такі закони тертя з основними причинами торсіонних автоколивань бурильних колон з ефектами залипання або швидкими і повільними рухами. Ними обговорюється також помічене явище залежності сил тертя від прискорення відносного руху.

Brockley із співавторами [84] ще раніше (у 1967 р.) звернув увагу на те, що за результатами спостережень найпростіших коливальними систем з різними складними нелінійними законами тертя коливання з зонами «залипання» (stick-slip) мають місце для функцій тертя з "горбами", тобто знову ж таки в зонах із спадаючою характеристикою. За їх висновками, коли осцилятор рухається в зоні функції тертя з від'ємним кутом нахилу, енергія накачується у систему і, коли рух має місце на ділянці з додатнім кутом нахилу цієї функції, енергія дисипує з системи. В результаті такий механізм додатній-від'ємний кут нахилу може ініціювати і автоколивання без залипань (прихватів), але таких, що мають ламані (негладкі) траєкторії. В результаті встановлений такий клас задач утворив спеціальний напрям нелінійної динаміки – негладка (non-smooth) нелінійна динаміка. Процеси, що нею вивчаються, не мають зон залипання, однак включають на кожному періоді ділянки швидких та повільних рухів, відокремлених один від одного точками злому. Схема таких коливань показана на рис. 1.6.

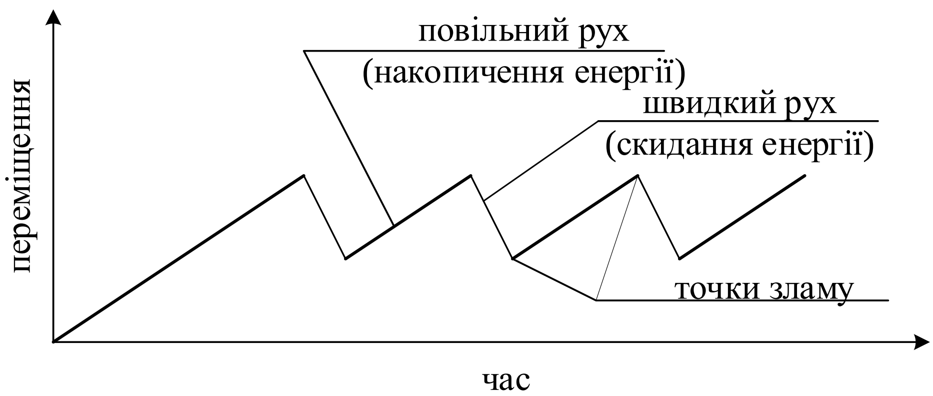


Рисунок 1.6 – Схема релаксаційних автоколивань

При повільних рухах накопичується потенціальна енергія пружних деформацій, при швидких рухах ця енергія переходить у кінетичну, тобто скидається (релаксує), тому такі автоколивання називаються релаксаційними. Очевидно, що для аналізу таких систем виявляються погано застосовними аналітичні методи, що базуються на властивостях диференціовних функцій. Тому навіть для найпростіших систем вони вивчаються за допомогою чисельних або графічних методів [77, 78]. У роботах [16, 17, 20 - 22, 42, 107, 116, 117, 120 - 122] для вивчення таких явищ побудовані багатовимірні та одновимірні математичні моделі, відповідні диференціальні рівняння яких інтегруються чисельними методами.

У статті N. Mihajlovic [146] також обговорюються можливі закони тертя-різання, які реалізуються на долоті при бурінні. Розглядаються діаграми з лінійно зростаючим коефіцієнтом динамічного тертя (рис. 1.7), при якому автоколивання не виникають, і діаграми з ламаними (рис. 1.8, а) і неперервними (рис. 1.8, б) переходами від статичного тертя до динамічного.

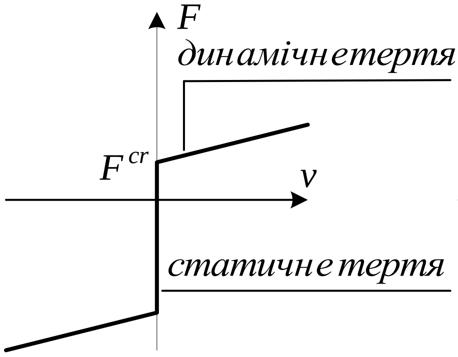
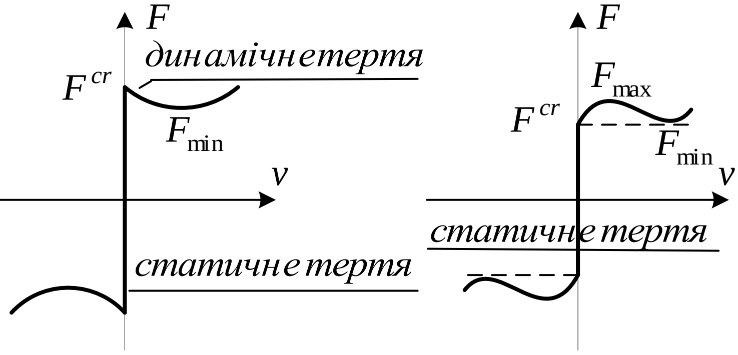


Рисунок 1.7 – Діаграма з лінійно зростаючим коефіцієнтом динамічного тертя



а) б)

Рисунок 1.8 – Діаграми з ламаним (а) та неперервним (б) переходом від статичного до нелінійного динамічного

Наведені залежності свідчать про те, що найбільші відмінності у графіках функцій тертя мають місце в околі нульової та малої швидкості зміни *v* відносно руху тіл, що труться. Тому в роботі Berger [78] зазначено, що функція *F(v)* при малих *v* може бути взагалі не визначена і на достовірній ділянці мати форму спадаючої кривої (рис. 1.9).

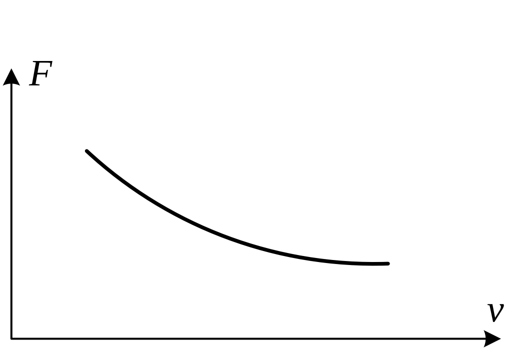


Рисунок 1.9 – Спадаючий графік кривої *F(v)* на достовірній ділянці

При цьому, однак, важливо пояснити, що вона має вигляд спадаючої функції.

Якщо між тілами, що труться, є змащувальна рідина, то ефект статичного тертя на діаграмі сили тертя може бути відсутній і функції тертя, представлені на рис. 1.8 набувають обрисів, представлених на рис.1.10.

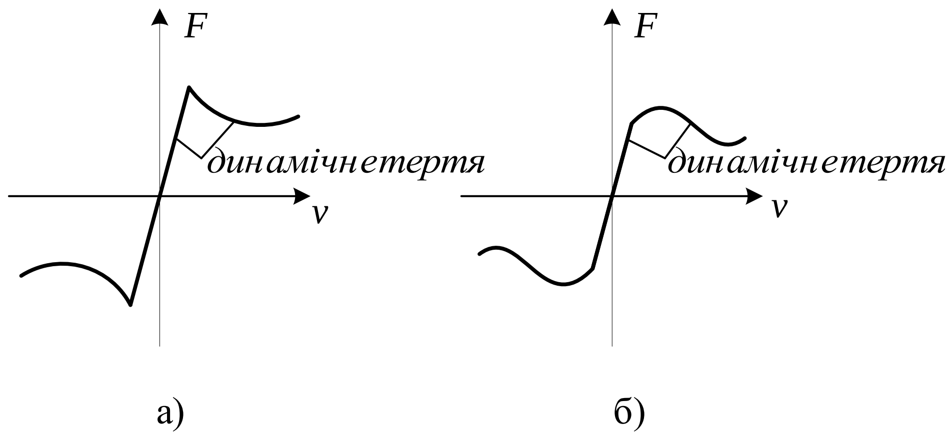


Рисунок 1.10 – Діаграми динамічної сили тертя.

Функції сил тертя, представлені на рис. 1.8 – 1.10 мають однакову властивість приводити до релаксаційних stick-slip автоколивань систем. Ці коливання мають вигляд, наведений на рис. 1.6.

Для них характерна наявність руху з дуже малою швидкістю (майже «залипання» - stick) та з дуже великою швидкістю (релаксація – скидання енергії – «ковзання» - slip).

У цій роботі наведено також закон тертя у вигляді розривних та ламаних функції, які зустрічаються в трибології (рис. 1.11):

Підкреслимо, що тут наведені найбільш типові моделі сил тертя, що зустрічаються у трибології (хоча, в радіотехніці та електроніці зустрічаються більш складні моделі). Однак обрати яку-небудь з цих моделей для використання при описі торсіонних коливань долота виявляється складно у зв’язку з складністю проведення бурильних експериментів на великих глибинах свердловин. В основному, відомо, що вони носять релаксаційний характер. Тому, можливий такий підхід, при якому комп’ютерне моделювання цих процесів проводиться при різних наведених функціях тертя, а потім обирають ті з них, котрі більше відповідають польовим спостереженням.

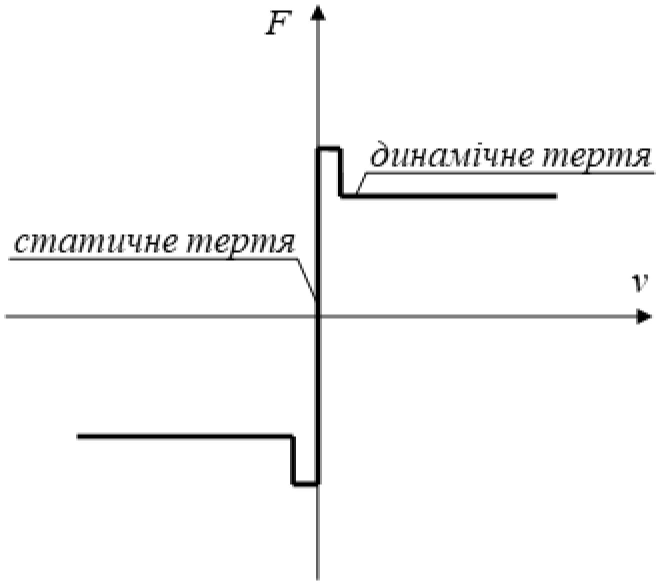
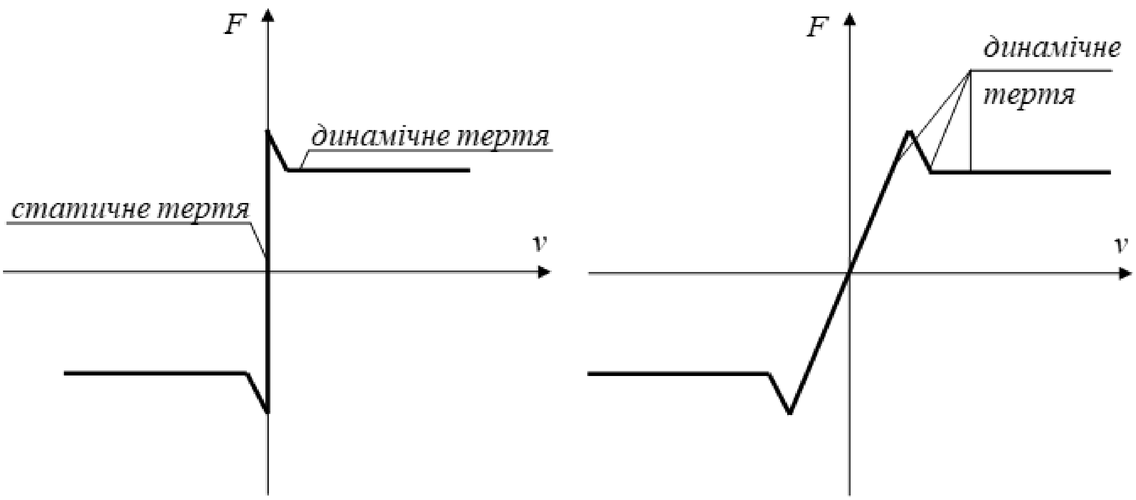


Рисунок 1.11 − Модель розривної функції тертя

Поряд з нею зустрічаються такі моделі (див. рис. 1.12)



а) б)

Рисунок 1.12 − Моделі функцій тертя: а) модель із статичним та динамічним тертям; б) модель з динамічним тертям (див. [158])

Враховуючи, що сили тертя і фрикційні ефекти є основною причиною виникнення нештатних ситуацій при бурінні та перешкодою при бурінні нафтових та газових свердловин з заданою траєкторією, можна заключити, що вибір нелінійних законів для сил тертя і створення на їх основі математичних моделей процесів, які супроводжують буріння, є досить актуальними задачами. В даній роботі враховано, що при виконанні спуско-підйомних операцій і бурінні сили контактного тиску та швидкості руху колони в свердловині порівняно невеликі. Тому для моделювання цих операцій може бути використаний закон Амонтона-Кулона у формі (1.1), представленій на рис. 1.4. Цей закон використовується також при моделюванні малих згинальних коливань при обертанні колони, що лежить на дні горизонтальної свердловини.

У той же час при моделюванні торсіонних автоколивань сили контактного тиску долота на породу і швидкості ковзання (різання) не малі, тому для їх опису використовуються закони, представлені на рис. 1.8, 1.10, які мають ділянки з спадаючою характеристикою і є придатними для опису ефектів самозбурення торсіонних автоколивань.

З їх допомогою в дисертації побудовані більш прості моделі таких коливань і виконаний їх аналіз.

1.5. Висновки до розділу 1

Розділ 1 присвячений аналізу теоретичних та прикладних аспектів впливу сил тертя на квазістатичні та динамічні явища, які супроводжують буріння вертикальних та похило-скерованих свердловин.

1. Показано, що основні ефекти, які перешкоджають бурінню глибоких вертикальних і похило-скерованих свердловин та сприяють виникненню нештатних і аварійних ситуацій, зумовлені дією квазістатичних та динамічних сил тертя. Розглянуті моделі сил тертя, які використовуються у науковій літературі.

2. В результаті огляду вітчизняної та зарубіжної наукової літератури встановлено, що в практиці буріння свердловин з криволінійною траєкторією розрахунки внутрішніх та зовнішніх сил і моментів, що діють на колону, здійснюються за допомогою спрощених моделей “soft string drag and torque model”, які базуються на застосуванні теорії абсолютно гнучких ниток. Оскільки на практиці траєкторія свердловини представляється в дискретній (табличній) формі, то для проведення комп’ютерного моделювання сил опору і напружено-деформованого стану колони при виконанні технологічних операцій буріння спочатку методами чисельної інтерполяції повинен бути виконаний перехід від дискретної форми задання геометрії траєкторії свердловини до аналітичної, а потім застосована теорія гнучких криволінійних стержнів. Зроблено висновок про актуальність цієї проблеми.

3. Зазначено, що відсутні аналітичні методи торсіонних та згинальних коливань, а також коливань кружляння бурильних колон, побудованих з врахуванням додаткового впливу сил тертя на коливальні процеси. Зроблено висновок про актуальність задач аналізу нештатних ситуацій викликаних цими процесами.

4. Результати досліджень даного розділу викладено в наступних публікаціях [14, 15, 19, 42, 117].

РОЗДІЛ 2
ІНТЕРПОЛЯЦІЙНА ТРИВИМІРНА МОДЕЛЬ БУРИЛЬНОЇ КОЛОНИ ДЛЯ АНАЛІЗУ ФРИКЦІЙНИХ СИЛ ТА ЕФЕКТІВ ПРИХВАТУ

2.1 Математичні основи тривимірної моделі осьового руху з обертанням бурильної колони у криволінійній свердловині

2.1.1 Геометрія осьової лінії свердловини

Основна особливість геометрії криволінійних (похило скерованих та горизонтальних) свердлових полягає в тому, що при великих віддаленнях від бурильної установки вони мають порівняно малу згинальну жорсткість. На початкових етапах цього виду буріння відзначена особливість геометрії свердловин дозволяла спеціалістам при моделюванні ефектів примусового згинання бурильних колон у їхніх каналах взагалі нехтувати згинальною жорсткістю колон і при розрахунку сил тертя та опору їхньому руху розглядати їх як абсолютно гнучкі нитки [62, 63, 133, 147, 149, 153, 159, 161, 162, 166]. Не дивлячись на те, що такі моделі не отримали переконливого обґрунтування, вони були досить широко розповсюджені і використовувались при проектуванні траєкторій свердловин для розрахунку сил опору навіть у випадках, коли обриси мали розриви кривизн та інші геометричні нерегулярності. Як показано у дисертації, на цих нерегулярностях сили контакту, тертя та опору набувають пікових значень, які не можуть бути виявлені за допомогою моделей гнучких ниток. Тому в дисертації для аналізу цих ефектів використовується модель, що ґрунтується на застосуванні теорії гнучких стержнів з модифікованим блоком інтерполяції геометричних параметрів.

У роботах [114, 115, 123] вперше була розроблена модель з використанням теорії гнучких стержнів, що дозволяє врахувати згинальну жорсткість колони. Але й вона не дозволяла застосувати її для прикладних задач, оскільки вона базується на необхідності аналітичного опису геометрії траєкторії свердловини. Якщо врахувати, що на практиці в процесі буріння реальна геометрія свердловини задається після геофізичних вимірювань у табличній формі, то стає очевидною необхідність розробки математичної моделі, в якій методами чисельної інтерполяції здійснюється перехід від табличного визначення обрису осьової лінії свердловини до аналітичної.

Спочатку приймемо, що аналітична форма геометрії свердловини вже відома і сформулюємо основні співвідношення математичної моделі осьового руху з обертанням колони у каналі свердловини з довільною геометрією. Нехай геометрія пробуреної (або проектної) свердловини описується у декартовій системі координат рівнянням

$$\boldsymbol{\rho} = \boldsymbol{\rho}(s), \tag{2.1}$$

де $\boldsymbol{\rho} = x\boldsymbol{i} + y\boldsymbol{j} + z\boldsymbol{k}$ - радіус-вектор довільної точки осьової лінії свердловини; s - натуральний параметр, що її визначає та чисельно рівний довжині дуги кривої від деякої початкової точки $s_0 = 0$ до поточної; $x(s)$, $y(s)$, $z(s)$ - координати точки в декартовій системі $Oxyz$, що являють собою диференційовні по s функції; $\boldsymbol{i}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{k}$ - орти цієї системи.

Маючи в розпорядженні функцію $\boldsymbol{\rho}(s)$, можна обчислити інші геометричні характеристики, які використовуються в теорії гнучких стержнів. Для визначення компонент векторів сил, діючих на елемент БК, введемо рухомий тригранник Френе з одиничними векторами $\boldsymbol{t}, \boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}$, де $\boldsymbol{t}$ - орт, дотичний до осьової лінії; $\boldsymbol{n}$ - орт нормалі; $\boldsymbol{b}$ - орт бінормалі. Вони обчислюються за формулами [26, 46, 102]

$$\boldsymbol{t} = \frac{d\boldsymbol{\rho}}{ds} = \boldsymbol{\rho}', \ \boldsymbol{n} = R\frac{d\boldsymbol{t}}{ds} = R\boldsymbol{t}', \ \boldsymbol{b} = \boldsymbol{t} \times \boldsymbol{n} \ . \tag{2.2}$$

Тут та надалі штрихом позначається диференціювання по s, R - радіус кривизни кривої.

Величина R обчислюється як геометрична характеристика, обернена до кривизни

$$k_R = 1/R = \sqrt{(x'')^2 + (y'')^2 + (z'')^2} \ . \tag{2.3}$$

Для повного визначення осьової лінії свердловини необхідно також ввести поняття її скруту k_T. Воно обчислюється так:

$$k_T = \boldsymbol{\rho}'(\boldsymbol{\rho}'' \times \boldsymbol{\rho}'')/\boldsymbol{\rho}''\boldsymbol{\rho}'' . \qquad (2.4)$$

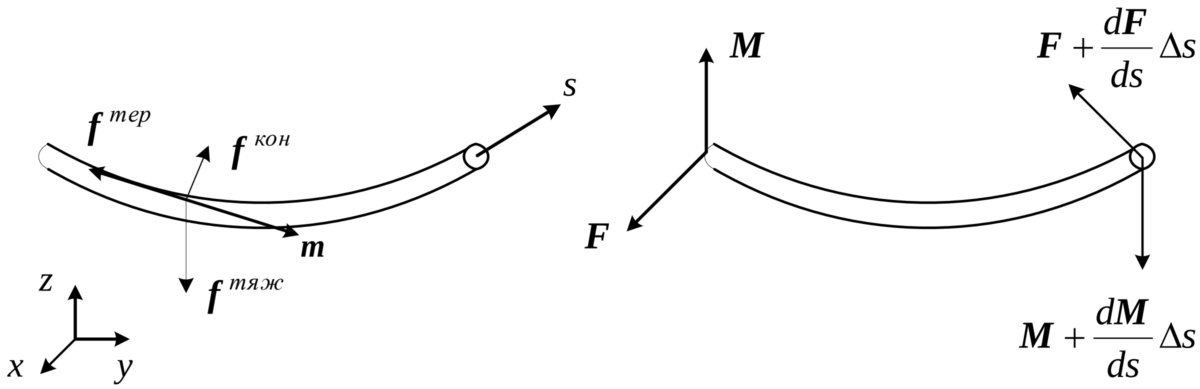


Рисунок. 2.1 – Схема орієнтації зовнішніх (а) та внутрішніх (б) силових факторів, що діють на елемент стержня

За допомогою кривизни k_R та скруту k_T вводиться вектор Дарбу

$$\boldsymbol{\Omega} = k_R \boldsymbol{b} + k_T \boldsymbol{t} \ , \qquad (2.5)$$

який визначає величину відмінності даної кривої в даній точці від прямої лінії. Чисельно його можна представити як вектор кутової швидкості повороту тригранника Френе при русі його початку вздовж кривої з одиничною лінійною швидкістю.

Наведені геометричні характеристики повністю визначають геометрію осьової лінії свердловини. Навіть, враховуючи, що довжина свердловини (та бурильної колони) велика, а зазор між колоною та стінкою свердловини малий, приймемо що їхні осьові лінії співпадають. Тоді можна вважати, що геометричні характеристики (2.1)-(2.5) відносяться також до осьової лінії бурильної колони.

2.1.2 Зовнішні та внутрішні сили, які діють на елемент колони

Будемо вважати, що бурильна колона здійснює осьовий рух з постійною швидкістю a і обертається з кутовою швидкістю ω. Тоді вектор зовнішніх розподілених сил $\boldsymbol{f}(s)$ і вектор зовнішніх розподілених моментів $\boldsymbol{m}(s)$ можуть бути представлені у вигляді (рис. 2.1)

$$\boldsymbol{f}(s) = \boldsymbol{f}^{тяж}(s) + \boldsymbol{f}^{кон}(s) + \boldsymbol{f}^{тер}(s)$$

$$\boldsymbol{m}(s) = \boldsymbol{m}^{тер}(s) = m^{тер}(s)\boldsymbol{t} \ , \tag{2.6}$$

де $\boldsymbol{f}^{тяж}(s)$ - вектор розподілених сил тяжіння;

$\boldsymbol{f}^{кон}(s)$ - вектор розподілених контактних сил;

$\boldsymbol{f}^{тер}(s)$ - вектор розподілених сил тертя;

$\boldsymbol{m}^{тер}(s)$ - розподілені моменти сил тертя.

Якщо прийняти до уваги, що вектор сил тяжіння $\boldsymbol{f}^{тяж}(s)$ напрямлений вертикально вниз проти напряму осі Oz (рис. 2.1), то його можна розкласти за напрямками осей триграннника Френе (2.2).

$$f_n^{тяж} = -\gamma n_z\,,\ f_b^{тяж} = -\gamma b_z\,,\ f_t^{тяж} = -\gamma t_z\ , \tag{2.7}$$

де γ - погонна вага труби бурильної колони, обчислена з врахуванням ефекту дії виштовхуючої сили від промивної рідини.

Контактна сила $\boldsymbol{f}^{кон}(s)$ заздалегідь невідома. Вона має дві компоненти

$$\boldsymbol{f}^{кон} = f_n^{кон}\boldsymbol{n} + f_b^{кон}\boldsymbol{b}\,, \tag{2.8}$$

котрі обчислюються в процесі розв’язування задачі.

При моделюванні сил тертя між бурильною колоною та стінкою свердловини врахуємо, що сили контактного тертя, які їх зумовлюють, порівняно невеликі і для моделювання фрикційних ефектів можна скористатися законом тертя Амонтона-Кулона. Аналітично він представляється у вигляді співвідношення [77, 78, 144, 157]

$$f^{тер} \le \mu f^{кон}\ , \tag{2.9}$$

де μ - коефіцієнт тертя. Графічно він має вигляд, представлений на рис. 2.2. Вертикальна частина цього графіка відповідає тертю спокою, горизонтальна – стану руху.

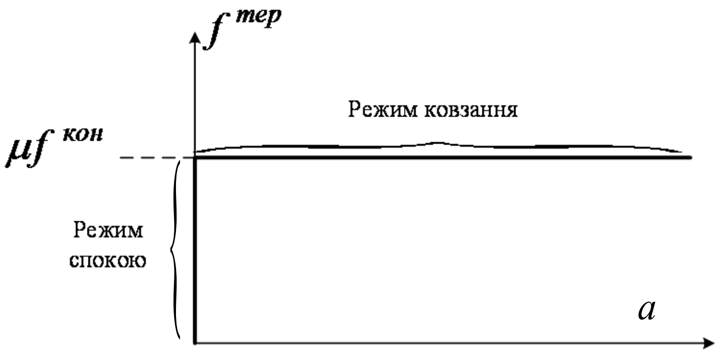


Рисунок. 2.2 – Графічне представлення закону тертя Амонтона-Кулона

Оскільки колона здійснює осьовий рух з швидкістю a у напрямку дотичного орта $\boldsymbol{t}$ і обертається з кутовою швидкістю ω, то в кожній точці контакту повний вектор її швидкості $\boldsymbol{w}$ має осьову (a) та колову (ωr) компоненти, а модуль самого вектора сили в цій точці обчислюється так

$$\left|f^{тер}\right| = \mu\left|f^{кон}\right| = \mu\sqrt{\left(f_n^{кон}\right)^2 + \left(f_b^{кон}\right)^2}\,. \tag{2.10}$$

Він також може бути розкладений на осьову ($f_t^{тер}$) та колову($f_\omega^{тер}$) складові пропорційно швидкостям контактного ковзання в цих напрямах

$$f_t^{тер} = \pm\mu f^{кон}\frac{a}{\sqrt{a^2+(\omega r)^2}}, \qquad f_\omega^{тер} = \pm\mu f^{кон}\frac{\omega r}{\sqrt{a^2+(\omega r)^2}} \tag{2.11}$$

Тут r - зовнішній радіус труби бурильної колони; знаки “+” та “-” обираються в залежності від напряму руху (спуск чи підйом) колони та обертання колони.

Наведені тут компоненти $f_t^{тер}$ перешкоджають осьовому руху колони і сума усіх цих елементарних сил по всій довжині колони утворює повну силу опору. Друга компонента ($f_\omega^{тер}$) створює елементарний момент сили тертя

$$m_\omega^{тер} = f_\omega^{тер}\cdot r = \pm\mu f^{кон}\frac{\omega r^2}{\sqrt{a^2+(\omega r)^2}} \tag{2.12}$$

Сформульовані вище вирази для зовнішніх розподілених сил та моментів призводять до пружного деформування бурильної колони та виникнення у ній осьових (F_t) та перерізуючих (F_n, F_b) сил, а також згинальних (M_n, M_b) та крутних (M_t) моментів (Рис. 2.1.), які визначають векторні величини

$$\boldsymbol{F} = F_n \cdot \boldsymbol{n} + F_b \cdot \boldsymbol{b} + F_t \cdot \boldsymbol{t},\ \boldsymbol{M} = M_n \cdot \boldsymbol{n} + M_b \cdot \boldsymbol{b} + M_t \cdot \boldsymbol{t}. \qquad (2.13)$$

Вони визначаються в результаті розв'язування рівнянь, що описують пружне згинання бурильної колони у свердловині з заданою геометрією під дією зовнішніх сил.

2.1.3 Рівняння пружного згинання бурильної колони

У кожному перерізі труби бурильної колони головні вектори всіх внутрішніх сил $\boldsymbol{F}(s)$ та моментів, а також вектори зовнішніх розподілених сил $\boldsymbol{f}(s)$ та моментів $\boldsymbol{m}(s)$, задовольняють наступну систему диференціальних рівнянь

$$\boldsymbol{F}' = -\boldsymbol{f},\ \boldsymbol{M}' = -\boldsymbol{t} \times \boldsymbol{F} - \boldsymbol{m}\ , \qquad (2.14)$$

що випливають з умов рівноваги всіх сил та моментів, прикладених до елемента труби. Нагадаємо, що тут штрих означає диференціювання по s.

Ці рівняння справедливі у будь-якій системі відліку, зокрема і в обраній нерухомій системі координат $Oxyz$. Однак найбільш зручно використовувати їх в локальній системі відліку $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$, пов'язаній з точкою, що розглядається, осьової лінії колони. Така система відліку повертається при переході в іншу точку осьової лінії колони. У зв'язку з цим похідні $\boldsymbol{F}'$ та $\boldsymbol{M}'$, що входять до рівняння (2.14), необхідно обчислити з врахуванням обертання системи $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$ з кутовою швидкістю $\boldsymbol{\Omega}(s)$., представленою виразом (2.5). Тоді вираз для похідних, використаних в (2.14) можна подати у вигляді [26, 47]

$$\boldsymbol{F}' = \frac{d\boldsymbol{F}}{ds} = \frac{\tilde{d}\boldsymbol{F}}{ds} + \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{F}\ , \qquad \boldsymbol{M}' = \frac{\tilde{d}\boldsymbol{M}}{ds} + \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{M}\ . \tag{2.15}$$

Застосовані тут позначення $\tilde{d}\ldots/ds$ характеризують локальну похідну в системі $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$. Тому при диференціюванні векторів $\boldsymbol{F}$ і $\boldsymbol{M}$, що визначаються рівностями (2.13), слід використовувати рівності

$$\frac{\tilde{d}\boldsymbol{F}}{ds} = \frac{dF_n}{ds}\boldsymbol{n} + \frac{dF_b}{ds}\boldsymbol{b} + \frac{dF_t}{ds}\boldsymbol{t}$$

$$\frac{\tilde{d}\boldsymbol{M}}{ds} = \frac{dM_n}{ds}\boldsymbol{n} + \frac{dM_b}{ds}\boldsymbol{b} + \frac{dM_t}{ds}\boldsymbol{t}\ . \tag{2.16}$$

З врахуванням наведених виразів рівняння (2.14) набувають форми

$$\frac{\tilde{d}\boldsymbol{F}}{ds} - \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{F} - \boldsymbol{f}\ , \qquad \frac{\tilde{d}\boldsymbol{M}}{ds} = -\boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{M} - \boldsymbol{t} \times \boldsymbol{F} - \boldsymbol{m} \tag{2.17}$$

Часто при розв'язуванні прикладних задач для криволінійних свердловин з ускладненою геометрією її траєкторії вибір натуральної змінної s пов'язаний з деякими складнощами і буває більш зручно застосувати деяку безрозмірну змінну ϑ. Тоді для переходу від s до ϑ необхідно використати метричний множник D за допомогою рівності

$$ds = Dd\vartheta \tag{2.18}$$

і виконати заміну s на ϑ.

Величина D обчислюється так

$$D = \sqrt{\dot{x}^2(\vartheta) + \dot{y}^2(\vartheta) + \dot{z}^2(\vartheta)}\ , \tag{2.19}$$

де $x(\vartheta)$, $y(\vartheta)$, $z(\vartheta)$ - функції, що задають осьову лінію свердловини; точкою позначено диференціювання по ϑ.

Використовуючи наведені вище вирази (2.6) та (2.13) для векторів $\boldsymbol{f}$, $\boldsymbol{m}$ та $\boldsymbol{F}$, $\boldsymbol{M}$ і проектуючи векторне рівняння (2.17) на напрями, що визначаються ортами $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$, отримаємо шість рівнянь рівноваги елемента труби колони в скалярній формі

$$\left.\begin{aligned}
\frac{dF_n}{ds} &= k_R F_t + k_T F_b - f_n^{тяж} - f_n^{кон},\\
\frac{dF_b}{ds} &= -k_T F_n - f_b^{тяж} - f_b^{кон},\\
\frac{dF_t}{ds} &= k_R F_n - f_t^{тяж} - f_t^{кон}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.20}$$

$$\left.\begin{aligned}
0 &= -k_R M_t + A k_T k_R + F_b,\\
\frac{dk_R}{ds} &= -\frac{1}{A} F_n,\\
\frac{dM_t}{ds} &= -m_t^{тер}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.21}$$

При виведенні цих рівнянь враховано, що внутрішні згинаючі моменти M_n та M_b обчислюються за формулами

$$M_n = 0, \qquad M_b = Ak_R\ , \tag{2.22}$$

а внутрішній крутний момент є чисто статичним фактором і обчислюється безпосередньо за допомогою третьої формули системи (2.21). В формулах (2.22) коефіцієнт A дорівнює згинальній жорсткості труби: $A = EI$, де E - модуль пружності матеріалу труби, I - центральний осьовий момент інерції її перерізу.

2.1.4 Математична модель осьового руху з обертанням бурильної колони в каналі свердловини

У системі (2.20), (2.21) з шести рівнянь чотири силових фактори $F_n(s)$, $F_b(s)$, $F_t(s)$ і крутний момент $M_t(s)$ є шуканими. Зовнішні розподілені сили $f_n^{кон}(s)$, $f_b^{кон}(s)$, $f_t^{тер}(s)$ і момент $m_t^{тер}(s)$ також невідомі, в той час як сили тяжіння $f_n^{тяж}(s)$, $f_b^{тяж}(s)$, $f_t^{тяж}(s)$ вважаються відомими.

Внутрішні сили $F_n(s)$ та $F_b(s)$ можуть бути представлені за допомогою двох перших рівнянь системи (2.21) у вигляді

$$F_n = -A\frac{dk_R}{ds}, \qquad F_b = k_R M_t - Ak_R k_T \tag{2.22}$$

Контактні сили $f_n^{кон}(s)$, $f_b^{кон}(s)$ являють собою реакції в’язей, що обмежують переміщення колони. Щоб тимчасово виключити їх із розгляду, продиференціюємо співвідношення (2.22) по s і порівняємо отримані рівності з двома першими рівняннями системи (2.20). Після деяких перетворень можуть бути побудовані рівності

$$\begin{aligned} f_n^{кон} &= -k_R F_t - k_R k_T M_t - Ak_R k_t^2 + \frac{Ad^2 k_R}{ds^2} - f_n^{тяж}, \\ f_b^{кон} &= k_R m_t^{тер} + 2Ak_T\frac{dk_R}{ds} - M_t\frac{dk_R}{ds} + Ak_R\frac{dk_T}{ds} - f_b^{тяж}, \end{aligned} \tag{2.23}$$

які визначають реакції в’язей.

В результаті стан квазістатичної рівноваги бурильної колони при її осьовому русі зі швидкістю a та обертанні з кутової швидкістю ω у каналі криволінійної свердловини буде визначатися двома диференціальними рівняннями першого порядку

$$\begin{aligned} \frac{dF_t}{ds} &= k_R F_n + \gamma t_z \mp \mu f^{кон}\frac{a}{\sqrt{a^2 + (\omega r)^2}}, \\ \frac{dM_t}{ds} &= \mp\mu f^{кон}\frac{\omega r^2}{\sqrt{a^2 + (\omega r)^2}} \end{aligned} \tag{2.24}$$

відносно функцій $F_t(s)$ та $M_t(s)$. Усі інші функції, що входять до першої частини цих рівнянь визначаються з геометричних співвідношень (див. (2.3), (2.4) для k_R, k_T та (2.2) для t_z), а також рівнянь (2.22), (2.23).

2.2 Інтерполяційне представлення у аналітичній формі геометрії осьової лінії свердловини сплайн апроксимаціями

2.2.1 Аналіз геометричних параметрів траєкторії свердловини методами геометричних вимірювань та каротажу

Однією з основних причин виникнення позаштатних ситуацій і ускладнення умов буріння глибоких похило-напрямлених та горизонтальних свердловин є геометричні недосконалості їх траєкторій та обумовлені ними додаткові сили контактної та фрикційної взаємодії між поверхнею бурильної колони та стінкою свердловини. Також силові збурення можуть призводити до складних механічних явищ та супроводжуватися аваріями. До них відносяться різке збільшення сил опору руху бурильної колони, її згинальне випинання та прихват. Окрім того при цьому також суттєво зростають енерговитрати на буріння, прискорюється зношення обладнання та зменшується його ресурс.

Тим не менш аж до теперішнього часу відсутні методи, які дозволяють на практиці прогнозувати зазначені ефекти та їх усувати. Ця обставина в значній мірі обумовлена складністю зазначених явищ, пов’язаних з великою довжиною бурильних колон, недостатньою визначеністю геометрії траєкторії пробурених свердловин та складними умовами фрикційної взаємодії між колоною та свердловиною.

Для аналізу цих явищ в модельних випадках, коли геометрія свердловини може бути представлена у аналітичній формі, у публікаціях [23, 114, 115, 118] розроблено підхід, заснований на використанні теорії гнучких криволінійних стержнів. Запропонована математична модель (stiff string drag and torque model) базується на врахуванні впливу згинальної жорсткості криволінійної БК на значення контактних та фрикційних сил. Вона дозволяє з великою точністю визначати розподілені сили та моменти, які перешкоджають осьовому та обертальному руху БК, та прогнозувати ефекти її можливих прихватів.

Тим не менш необхідно відзначити, що хоча запропонований підхід є універсальним, виконані з його допомогою дослідження відносяться до модельних задач, коли і проектна осьова лінія свердловини, і додані недосконалості представлені в аналітичній формі у вигляді геометричних співвідношень. Однак в дійсності та у проектній практиці, і особливо при проходці свердловини її геометрія зазвичай представляється у табличній формі у вигляді значень її геометричних параметрів (азимутальних кутів, координат та ін.) у її окремих точках, знайдених геофізичними дослідженнями.

Ці дослідження на практиці поділяються на дві досить широкі групи, що здійснюються за допомогою методів каротажу та методів свердловинної геофізики. Каротаж призначається для вивчення порід, які безпосередньо прилягають до стовбура свердловини (радіус дослідження 1 – 2 м), у той час як методи геофізичного дослідження свердловин включають також методи, які слугують для вивчення міжсвердловинного простору, котрі називають також свердловинною геофізикою.

Всього відомо більше п’ятидесяти методів свердловинної геофізики. При цьому для вимірювання геометричних характеристик осьової лінії свердловини використовуються

1) методи геонавігації та геофізичних досліджень в процесі буріння, засновані на застосуванні зокрема електромагнітних приборів та гіроскопічних інклінометрів;

2) геофізичні методи дослідження сильно похилих та горизонтальних свердловин, засновані на застосуванні автономної апаратури;

3) електромагнітні методи контролю технічного стану свердловини, що полягають у вимірюванні зенітного кута, географічного азимута, кута установки та відхилення бурильного інструмента з метою визначення положення осі стовбура свердловини при бурінні.

Оскільки отримані в результаті геофізичних досліджень дані про геометрію стовбура свердловини представляються у табличній (дискретній) формі, а моделі stiff string drag and torque model базуються на використані аналітичних представлень (неперервних функцій) про її геометрію, при моделюванні необхідно від дискретної форми задання геометрії перейти до континуальної. Такий перехід здійснюється за допомогою методів інтерполяції.

2.2.2 Інтерполювання дискретних значень координат точок тривимірної траєкторії свердловини

У прикладній математиці інтерполяцією називають побудову такої функції, крива якої проходить точно через наявні точки табличних даних. Суть цієї процедури полягає у заданні системи неспівпадаючих точок $x_i (i \in 1,2,\ldots,N)$ з деякої області D. Вважається, що значення деякої вихідної функції f відомі лише у цих точках:

$$y_i = f(x_i), \quad i \in 1,2,\ldots,N$$

Задача інтерполяції [137] складається з побудови такої функції F з заданого класу, що

$$F(x_i) = y_i, \quad i = 1,2,\ldots,N.$$

У даному випадку точки x_i називаються вузлами інтерполяції, а їх сукупність – інтерполяційною сіткою. Різниця між двома найближчими значеннями $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$ називається кроком інтерполяційної сітки. Він може бути як змінним, так і постійним. Функцію $F(x)$ називають інтерполюючою функцією або інтерполянтом.

На практиці частіше за все застосовують інтерполяцію многочленами, оскільки їх легко обчислювати та знаходити їхні похідні за допомогою аналітичних підходів. Так, якщо задані дискретні значення $y_i(x_i)$ змінної

$y(x)$ у точках $x_i (i \in 1,2,\ldots,N)$ (рис. 2.3а), то функція $F(x)$ будується у вигляді лінійної комбінації деяких поліномів

$$F(x) = \sum_{k=1}^{N} \alpha_k \varphi_k(x), \tag{2.25}$$

де $\varphi_k(x)$ - задані функції, α_k - шукані коефіцієнти.

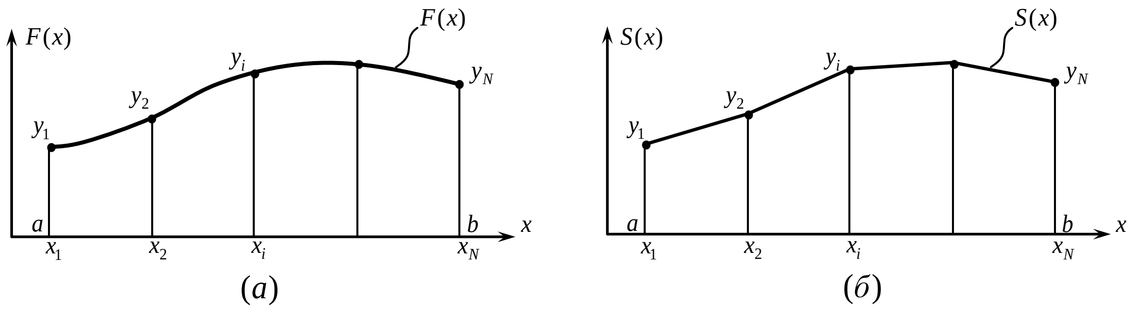


Рисунок. 2.3 − Інтерполяція табличних даних поліномами (а) та лінійними сплайнами (б)

Із рівності (2.25) випливає, що інтерпольована функція $f(x)$ повинна співпадати з інтерполянтом $F(x)$ у деяких точках Δx_i, тобто задовольняти системі лінійних алгебраїчних рівнянь

$$\sum_{k=1}^{N} \alpha_k \varphi_k(x_i) = y_i, \quad i = 1,2,\ldots,N \tag{2.26}$$

або у розгорнутому вигляді

$$\begin{gathered} a_1\varphi_1(x_1) + a_2\varphi_2(x_1) + \ldots + a_N\varphi_N(x_1) = y_1 \\ a_1\varphi_1(x_2) + a_2\varphi_2(x_2) + \ldots + a_N\varphi_N(x_2) = y_2 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ a_1\varphi_1(x_N) + a_2\varphi_2(x_N) + \ldots + a_N\varphi_N(x_N) = y_N \end{gathered} \tag{2.27}$$

Щоб система (2.27) мала розв'язок $a_1, a_2, \ldots, a_N$, необхідно, щоб число рівнянь в цій системі дорівнювало N і визначник матриці її коефіцієнтів був відмінний від нуля.

Часто у якості системи функцій $\varphi_k(x)$ обирають поліноми степені x

$$\varphi_1(x)=1,\quad \varphi_2(x)=x,\quad \varphi_3(x)=x^2,\quad \ldots,\quad \varphi_N(x)=x^N \tag{2.28}$$

Існування та єдиність інтерполяційного полінома гарантується, якщо усі вузли інтерполяції x_k різні. Проте у такого підходу є суттєвий недолік. При його використанні обумовленість матриці різко погіршується із збільшенням числа вузлів *N*, що призводить до великих обчислювальних похибок.

У зв'язку з цим у прикладній математиці широко використовується також інтерполяція сплайнами. На відміну від поліноміальної апроксимації, інтерполяція сплайнами будується окремо на кожній із ділянок $[x_{k-1}, x_k]$ з виконанням певних умов гладкості у вузлових точках x_k. На рис. 2.3б показано, наприклад, інтерполяція лінійним сплайном.

Кубічним сплайном (найбільш поширеним в обчислювальній математиці) називається функція $P(x)$, яка

- на кожній ділянці $[x_{k-1}, x_k]$є многочленом, степені не вище третьої;
- має неперервну першу та другу похідні у всій області $[a,b]$;
- у вузлових точках x_k виконуються рівності $P(x_k)=y_k$, тобто функція $P(x)$ співпадає з інтерпольованою дискретною функцією $y(x_k)$ у вузлах x_k.

Причому на краях повного відрізку $[a,b]$ виконується умова

$$P(a)=P(b)=0. \tag{2.29}$$

При такій постановці задачі на кожному відрізку $[x_{k-1}, x_k]$ функція $P(x)$ є поліномом третьої степені

$$P_k(x)=a_k+b_k(x-x_k)+\frac{c_k}{2}(x-x_k)^2+\frac{d_k}{6}(x-x_k)^3, \tag{2.30}$$

у котрого коефіцієнти a_k, b_k, c_k, d_k знаходяться з умов неперервності самої функції $P(x)$, а також її першої та другої похідних.

Зазначені властивості кубічного сплайна роблять його зручним для інтерполяції дискретно (таблично) заданої геометрії криволінійних свердловин, оскільки в цьому випадку неперервною виявляється її кривизна k траєкторії свердловин, яка описується рівняннями [102, 137]

$$\begin{cases} k(s) = \sqrt{(x'')^2 + (y'')^2 + (z'')^2}, \\ k(t) = \sqrt{\dfrac{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)(\ddot{x}^2 + \ddot{y}^2 + \ddot{z}^2) - (\dot{x}\ddot{x} + \dot{y}\ddot{y} + \dot{z}\ddot{z})^2}{(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2)^3}}, \end{cases} \tag{2.31}$$

Тут $x(s)$, $x(\vartheta)$, $y(s)$, $y(\upsilon)$, $z(s)$, $z(\vartheta)$ - координати осьової лінії свердловини; s - натуральний параметр; ϑ - безрозмірний параметр; штрихом позначено диференціювання по s, точкою – по ϑ. Оскільки у праві частини цих рівнянь входять лише перші та другі похідні від $x, y, z,$ які неперервні, то неперервною виявляється і кривизна $k(s)$ або $k(\vartheta)$.

2.3 Обчислення геометричних параметрів осьової лінії свердловини, визначеної кубічними сплайнами

Будемо вважати, що бурильна колона здійснює осьовий рух з обертанням у каналі пробуреної криволінійної свердловини. Її проектна осьова лінія задана у декартовій системі координат $Oxyz$ векторною рівністю

$$\boldsymbol{r}_0 = \boldsymbol{r}_0(s) = x_0(s)\boldsymbol{i} + y_0(s)\boldsymbol{j} + z_0(s)\boldsymbol{k}, \tag{2.32}$$

де $\boldsymbol{i}, \boldsymbol{j}, \boldsymbol{k}$ - орти системи, s - натуральний параметр.

Методами геофізичних вимірів побудовано таблицю значень координат $x(S_i) = x_0(S_i) + \delta x(S_i)$; $y(S_i) = y_0(S_i) + \delta y(S_i)$; $z(S_i) = z_0(S_i) + \delta z(S_i)$ точок траєкторії реальної пробуреної свердловини з кроком ΔS вздовж її довжини. Шляхом інтерполяції кубічним сплайном отримані аналогічні представлення $x_i = x_i(s)$; $y_i = y_i(s)$; $z_i = z_i(s)$ осьової лінії свердловини у межах кожного відрізку $\Delta S_i = S/(N-1)$ і на всій її довжині $0 \le s \le S$. Приймемо, що осьові лінії свердловини та бурильної колони співпадають. Потрібно методами теорії гнучких криволінійних стержнів вивести диференціальне рівняння квазістатичної рівноваги бурильної колони при її русі та підрахувати внутрішні сили у колоні, а також розподілені контактні сили та сили тертя, які перешкоджають її руху. Для цього спочатку необхідно визначити всі геометричні характеристики траєкторії свердловини. Вони визначаються ортами $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$ рухомого тригранника Френе, кривизною k_R та скрутом k_T. Оскільки інтегрування рівнянь рівноваги буде виконуватися методом Рунге-Кутти, необхідно обчислити значення виділених геометричних параметрів у всіх точках s_i численного інтегрування. Для цього розіб'ємо довжину траєкторії S на n відрізків Δs_j однакової довжини $\Delta s_j = S/(n-1)$, де $(n-1)/(N-1) = m$ - число кроків інтегрування Δs, які повністю вкладаються в одному відрізку ΔS. Ще раз підкреслимо, що значення функцій $x(s), \quad y(s), \quad z(s)$ в усіх точках $s = S_i \quad (i = N)$ відомі в результаті польових геофізичних вимірювань, значення цих функцій у всіх точках $s = s_j \quad (j = 1,...,n)$ отримані методами сплайнової інтерполяції.

Після того, як траєкторія осьової лінії свердловини, яку задано у табличній формі за результатами геонавігації, геофізичних вимірів і каротажу, представлена в аналітичній формі методом сплайн апроксимації, можна переходити до обчислення всіх геометричних характеристик, які використовуються в моделі осьового руху з обертанням бурильної колони. До них відносяться значення компонент ортів $\boldsymbol{n}, \boldsymbol{b}, \boldsymbol{t}$ у системі координат $Oxyz$, а також кривизна k_R та скрут k_T.

Найбільш простою величиною є орт дотичної t та його компоненти t_x, t_y, t_z. З рівностей (2.2) випливає, що вони дорівнюють

$$t_x = \frac{dx}{ds}, \quad t_y = \frac{dy}{ds}, \quad t_z = \frac{dz}{ds} \quad . \tag{2.33}$$

З орієнтацією на чисельний розв'язок задачі, що розглядається, будемо обчислювати ці величини методом скінчених різниць у всіх точках $s_i \; (1 \le i \le n)$ дискретизованої області $(0 \le i \le S)$, яку займає траєкторія свердловини осьовою лінією колони (рис. 2.4)

Тоді у відповідності з рівностями (2.33) можна записати скінченно-різницеві співвідношення

$$t_x(s_i) \approx \frac{x_{i+1} - x_{i-1}}{2\Delta s},\ t_y(s_i) \approx \frac{y_{i+1} - y_{i-1}}{2\Delta s},\ t_z(s_i) \approx \frac{z_{i+1} - z_{i-1}}{2\Delta s} \qquad (2.34)$$

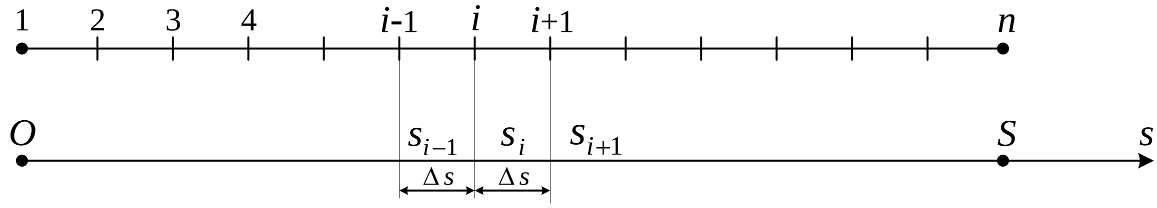


Рисунок 2.4 – Схема дискретизації області, яку займає траєкторія осьової лінії свердловини

Для того, щоб визначити вектор

$$\boldsymbol{n} = R\frac{dt_x}{ds}\boldsymbol{i} + R\frac{dt_y}{ds}\boldsymbol{j} + R\frac{dt_z}{ds}\boldsymbol{k}, \qquad (2.35)$$

необхідно знати радіус кривизни R. Згідно з формулою (2.3) він визначається виразом

$$R = \frac{1}{\sqrt{(x'')^2 + (y'')^2 + (z'')^2}}. \qquad (2.36)$$

При чисельній реалізації маємо:

$$R_i = R(s_i) = \frac{\Delta s^2}{\sqrt{(x_{i-1} - 2x_i + x_{i+1})^2 + (y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1})^2 + (z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1})^2}}. \qquad (2.37)$$

Тоді

$$n_x(s_i) \approx R_i \frac{x_{i-1} - 2x_i + x_{i+1}}{\Delta s^2},$$

$$n_y(s_i) \approx R_i \frac{y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1}}{\Delta s^2}, \qquad (2.38)$$

$$n_z(s_i) \approx R_i \frac{z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1}}{\Delta s^2}.$$

З останньої рівності системи (2.2) випливає

$$b_x(s_i) \approx t_y(s_i)n_z(s_i) - t_z(s_i)n_y(s_i),$$

$$b_y(s_i) \approx t_z(s_i)n_x(s_i) - t_x(s_i)n_z(s_i), \qquad (2.39)$$

$$b_z(s_i) \approx t_x(s_i) n_y(s_i) - t_y(s_i) n_x(s_i).$$

Досліджуючи отримані співвідношення, можна обчислити кривизну $k_R(s_i)$ та скрут $k_T(s_i)$. Перша величина дорівнює

$$k_R(s_i) = \frac{1}{R(s_i)} \approx \frac{\sqrt{(x_{i-1} - 2x_i + x_{i+1})^2 + (y_{i-1} - 2y_i + y_{i+1})^2 + (z_{i-1} - 2z_i + z_{i+1})^2}}{\Delta s^2}. \quad (2.40)$$

Функція скруту k_T, що входить у розв'язувальні рівняння осьової лінії свердловини, визначається так [46]

$$k_T = \boldsymbol{t} \cdot (\boldsymbol{n} \times \boldsymbol{n}') \quad (2.41)$$

Для обчислення k_T необхідно від векторної рівності (2.41) перейти до скалярної

$$k_T = -k_R^{-2} \begin{vmatrix} x' & y' & z' \\ x'' & y'' & z'' \\ x''' & y''' & z''' \end{vmatrix} \quad (2.42)$$

Похідні $x', y', z', x'', y'', z''$, що тут використовуються, представлені у скінченно-різницевій формі вище. Треті похідні, що входять до (2.42), чисельно обчислюються шляхом їх заміни скінченно-різницевими аналогами

$$x'''(s_i) \approx R_i \frac{x_{i+2} - 2x_{i+1} + 2x_{i-1} - x_{i-2}}{2\Delta s^3},$$

$$y'''(s_i) \approx \frac{y_{i+2} - 2y_{i+1} + 2y_{i-1} - y_{i-2}}{2\Delta s^3}, \quad (2.43)$$

$$z'''(s_i) \approx \frac{z_{i+2} - 2z_{i+1} + 2z_{i-1} - z_{i-2}}{2\Delta s^3}.$$

Маючи результати обчислень (2.43) у кожній точці, обчислюємо скрут

$$k_T(s_i) \approx R_R^{-2}(s_i) \begin{vmatrix} x'(s_i) & y'(s_i) & z'(s_i) \\ x''(s_i) & y''(s_i) & z''(s_i) \\ x'''(s_i) & y'''(s_i) & z'''(s_i) \end{vmatrix} \quad (2.44)$$

Зауважимо, що в розв'язувальні рівняння (2.24) входять не лише величини $k_R(s)$ та $k_T(s)$, але й неявно, через вирази контактних сил (2.23), похідні $dk_R(s)/ds$, $d^2k_R(s)/ds^2$, $dk_T(s)/ds$. Вони також обчислюються методом скінченних різниць. Оскільки значення $k_R(s_i)$, $k_T(s_i)$ обчислені за допомогою виразів (2.40), (2.44) у всіх точках дискретної області $1 \le i \le n$, можна обчислити також скінченно-різницеві аналоги їхніх похідних

$$\frac{dk_R(s_i)}{ds} \approx \frac{k_R(s_{i+1}) - k_R(s_{i-1})}{2\Delta s},$$
$$\frac{d^2k_R(s_i)}{ds^2} \approx \frac{k_R(s_{i+1}) - 2k_R(s_i) + k_R(s_{i-1})}{\Delta s^2}, \qquad (2.45)$$
$$\frac{dk_T(s_i)}{ds} \approx \frac{k_T(s_{i+1}) - k_T(s_{i-1})}{2\Delta s}.$$

Обчисливши усі геометричні фактори (2.34), (2.37)- (2.40), (2.44), (2.45) при всіх значеннях $1 \le i \le n$ дискретної області, можна перейти до інтегрування розв'язувальних рівнянь (2.24) і знаходити внутрішні осьові сили $F_t(s)$ та $M_t(s)$.

2.4 Методика розрахунку сил опору осьовому руху з обертанням бурильної колони

2.4.1 Постановка задачі про визначення контактних та фрикційних сил частково як зворотній задачі теорії криволінійних стержнів, так і задачі ідентифікації

Задача про визначення сил контактної взаємодії між зовнішньою поверхнею труби колони та стіною свердловини, що розглядається в даній роботі, має характерну особливість, обумовлену тим, що геометрія колони в деформованому стані відома, так як вона співпадає з геометрією осьової лінії свердловини. Тому деякі компоненти внутрішніх та зовнішніх сил і моментів можуть бути обчислені безпосередньо по заданим переміщенням (координатам) точок траєкторії. Така задача обчислення збурень по заданим переміщенням в будівельній механіці називається оберненою, на відміну від прямої задачі теорії пружності, коли задані зовнішні сили і потрібно визначити переміщення точок пружної системи.

Друга особливість полягає в тому, що шукані зовнішні сили контактної взаємодії і тертя входять у розв'язувальні рівняння не у вільному вигляді, а неявно, як коефіцієнти перед шуканими змінними $F_t(s)$ та $M_t(s)$ і необхідно знайти ці змінні коефіцієнти. У прикладній математиці задачі, в яких необхідно обчислити коефіцієнти перед основними змінними, які визначають стан системи, називають задачами теорії ідентифікації.

У зв'язку із зазначеним і в нашому випадку розглядається задача визначення внутрішніх та зовнішніх сил та моментів, які діють на бурильну колону в криволінійному каналі свердловини з заданою геометрією, яка є частково прямою, частково оберненою, частково задачею ідентифікації. Методика чисельного розв'язування поставленої вище задачі основана на використанні метода Рунге-Кутти. Для її опису наведемо остаточну систему рівнянь, які визначають напружено-деформований стан і сили опору при осьовому русі з обертанням бурильної колони в криволінійній свердловині, геометрія котрої задана в табличній формі по проектним даним або отримана за результатами геофізичних вимірювань і каротажу. Так як координати всіх N табличних точок траєкторії відомі, то спочатку знаходиться повна довжина свердловини

$$S \approx \sum_{j=1}^{N-1} \sqrt{(x_{j+1}-x_j)^2+(y_{j+1}-y_j)^2+(z_{j+1}-z_j)^2} \ , \tag{2.46}$$

після чого обирається число n точок дискретизації і знаходиться довжина кроку Δs чисельного інтегрування

$$\Delta s = S/(n-1) \tag{2.47}$$

і у всіх точках s_i $(1 \le i \le n)$ за допомогою формул (2.34), (2.37)- (2.40), (2.44) обчислюються всі геометричні характеристики t_x, t_y, t_z, n_x, n_y, n_z, b_x, b_y, b_z, k_R і k_T, а їх похідні (2.45) у всіх точках s_i $(1 \le i \le n)$ дискретної області.

2.4.2 Алгоритм розв'язування задачі

Виконання необхідних геометричних побудов дозволяє перейти до обчислення внутрішньої осьової пружної сили $F_t(s)$ та крутного моменту $M_t(s)$. Вони знаходяться шляхом інтегрування системи диференціальних рівнянь першого порядку (2.24).

$$\frac{dF_t}{ds} = k_R F_n + \gamma t_z \mp \mu f^{кон} \frac{a}{\sqrt{a^2 + (\omega r)^2}},$$
$$\frac{dM_t}{ds} = \mp \mu f^{кон} \frac{\omega r^2}{\sqrt{a^2 + (\omega r)^2}} \tag{2.48}$$

методом Рунге-Кутти при заданих швидкостях осьового руху (a) колони та її обертання (ω). Обираються також відповідні знаки "-" та "+" згідно із тим, яка виконується операція – спуску, підйому чи буріння.

Геометричні параметри k_R і t_z, що тут використовуються, відомі (див. (2.40) та (2.34)), замість змінної $F_n(s)$ підставляється

$$F_n = -\frac{Adk_R}{ds}, \tag{2.49}$$

визначене першою рівністю (2.22).

Замість $f^{кон}(s)$ підставляється сила контактного тиску

$$f^{кон}(s) = \sqrt{(f_n^{кон})^2 + (f_b^{кон})^2}\,. \tag{2.50}$$

Її компоненти

$$f_n^{кон}(s) = -k_R F_t - k_R k_T M_T - A k_R k_T^2 + A\frac{d^2 k_R}{ds^2} - f_n^{тяж},$$
$$f_b^{кон}(s) = k_R m_t^{тер} + 2Ak_T \frac{dk_R}{ds} - M_t \frac{dk_R}{ds} + Ak_R \frac{dk_T}{ds} - f_b^{тяж}. \tag{2.51}$$

слідують з рівностей (2.23), а величини k_R, k_T, що входять у (2.51), та їх похідні відомі, також обчислені за допомогою формул (2.40), (2.44), (2.45). І нарешті, відомі компоненти $f_n^{тяж}$, $f_b^{тяж}$ сили тяжіння

$$f_n^{тяж}(s) = -\gamma n_z(s), \qquad f_b^{тяж}(s) = -\gamma b_z(s) \tag{2.52}$$

Таким чином, у системі двох диференціальних рівнянь першого порядку лише дві змінні $F_t(s)$ та $M_t(s)$ є шуканими, всі інші змінні в правих частинах цих співвідношень виражаються за допомогою залежностей (2.49) – (2.52). Тому система (2.48) – (2.52) повністю визначена відносно двох шуканих змінних $F_t(s)$ та $M_t(s)$.

Зазначимо також ще одну важливу властивість цієї системи. Справа в тому, що при виконанні спуско-підйомних операцій змінні $F_t(s)$ і $M_t(s)$ дорівнюють нулю на нижньому кінці, а при бурінні ці величині дорівнюють заданій осьовій силі, що діє на долото (WOB – weight on bit) та моменту різання (TOB – torque on bit). Тому для системи (2.48) може бути поставлена задача з початковими умовами на нижньому кінці (задача Коші), яка легко розв'язується методом Рунге-Кутти з кроком Δs.

Після обчислення $F_t(s)$ і $M_t(s)$ за допомогою рівностей (2.51) легко знаходяться контактні сили $f^{кон}(s)$, а потім і сили тертя.

2.5 Висновки до розділу 2

1. В Розділі 2 сформульовані математичні основи нової тривимірної моделі формування сил фрикційного опору осьовому руху з обертанням бурильної колони в криволінійній свердловині, осьова лінія якої представлена в табличній формі за результатами геофізичних вимірювань, каротажу та свердловинної навігації.

2. Запропонована методика аналітичного представлення геометрії осьової лінії свердловини по її дискретним (табличним) даним. Сформульована система диференціальних рівнянь осьового руху бурильної колони, змінні коефіцієнти та геометричні коефіцієнти якої обчислюються з використанням кубічних інтерполяційних сплайнів.

3. Поставлена задача Коші для побудованої системи диференціальних рівнянь. Запропонована методика її розв'язування, заснована на використанні

метода Рунге-Кутти. Описані алгоритми обчислення функцій напружено-деформованого стану колони та сил і моментів опору, які перешкоджають її руху.

4. Результати досліджень даного розділу викладено у наступних публікаціях [15, 29, 42, 111].

РОЗДІЛ 3
РЕЗУЛЬТАТИ КОМП'ЮТЕРНОГО МОДЕЛЮВАННЯ СИЛ ОПОРУ ОСЬОВОМУ РУХУ З ОБЕРТАННЯМ БУРІЛЬНОЇ КОЛОНИ У СВЕРДЛОВИНІ З ТАБЛИЧНО ЗАДАНОЮ ГЕОМЕТРІЄЮ

3.1 Аналіз результатів чисельних методів досліджень сил опору, які генеруються

З застосуванням розробленої методики виконано чисельні дослідження сил опору, які перешкоджають осьовому руху з обертанням бурильної колони у криволінійній свердловині. Спочатку розглянемо випадок, коли траєкторія свердловини ідеальна і повністю задана в аналітичний формі. Прийнято, що запланована траєкторія свердловини являє собою гладку плоску гіперболічну криву (рис. 3.1), яка описується рівняннями [137]

$$x_0 = \frac{a_0(1+\varepsilon)\cos\vartheta}{1+\varepsilon\cos\vartheta}, \quad y_0 = 0, \quad z_0 = \frac{b_0\sin\vartheta}{1+\varepsilon\cos\vartheta}\ , \tag{3.1}$$

$$(3\pi/2 \le \vartheta \le 2\pi).$$

Тут a_0 - відстань по горизонталі від центру бурової платформи до нижнього кінця свердловини; b_0 - глибина свердловини; ε - ексцентриситет гіперболи; ϑ - скалярний безрозмірний параметр. Їх значення обрані рівними: $a_0 = 8000$ м, $b_0 = 4000$ м; $\varepsilon = 1{,}5$. Параметр ϑ змінюється у межах $3\pi/2 \le \vartheta \le 2\pi$.

При цих значеннях довжина S осьової лінії свердловини складає

$$S = \int\limits_{3\pi/2}^{2\pi} D d\vartheta = 9220 м. \tag{3.2}$$

Тут D - метричний множник, що визначається у відповідності з формулою (2.19)

$$D = \sqrt{\dot{x}^2 + \dot{z}^2} = \frac{\sqrt{{a_0}^2(1+\varepsilon)^2\sin^2\vartheta + {b_0}^2(\cos\vartheta + \varepsilon)^2}}{(1+\varepsilon\cos\vartheta)^2} \tag{3.3}$$

Потім на осьовій лінії свердловини було введено натуральний параметр s в межах $0 \le s \le S$ і з кроком $\Delta s = S/n$ чисельного інтегрування по s. На відрізку $0 \le s \le S$ були обрані рівновіддалені з кроком Δs точки $S_i = \Delta s(i-1)$ при значеннях параметра $1 \le i \le n+1$.

Для точок s_i осьової лінії свердловини за допомогою формули

$$\vartheta_i = \frac{3\pi}{2} + \int_0^{s_i} \frac{1}{D} ds \qquad (3.4)$$

були розраховані значення ϑ_i параметра ϑ у точках s_i. Оскільки точки ϑ_i і s_i на осьової лінії співпадають, а точки s_i рівновіддалені, то при цієї умові точки ϑ_i не являються рівновіддаленими у одиницях параметра ϑ.

Зараз, так як геометрія (3.1) осьової лінії свердловини задана з застосуванням параметру ϑ, можна знайти за допомогою цих же формул координати $x_0(\vartheta)$, $y_0(\vartheta)$, $z_0(\vartheta)$ у всіх точках ϑ_i, які співпадають на траєкторії з точками s_i, перейти до задання координат $x_0(s)$, $y_0(s)$, $z_0(s)$ цієї кривої у цих же точках, але визначених дискретними значеннями s_i параметра s.

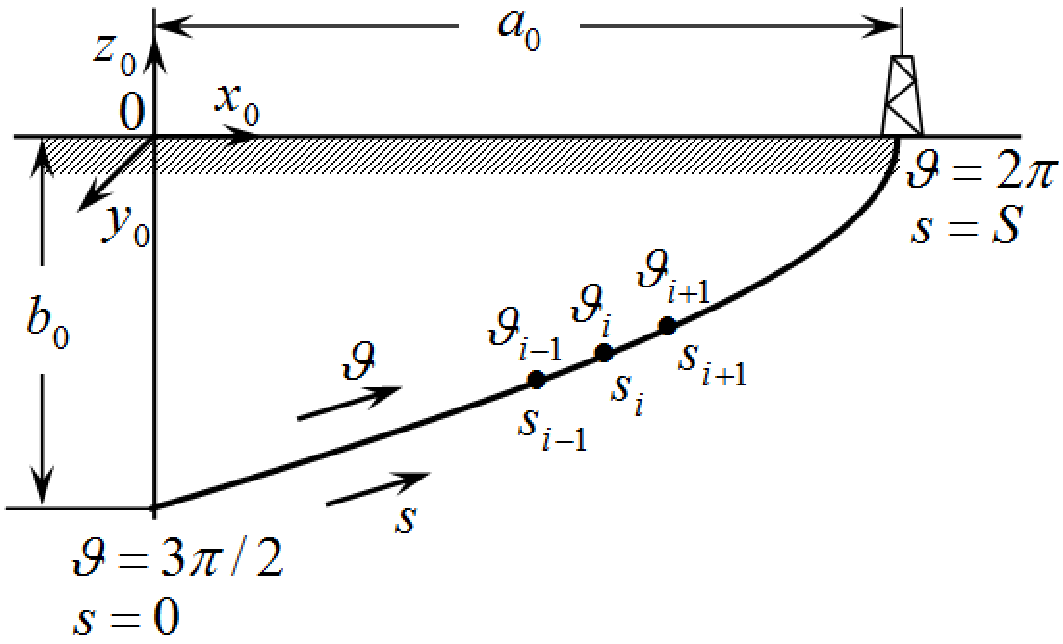


Рис.3.1 – Форма запланованої траєкторії свердловини

Знаючи координати $x(s_i)$, $y(s_i)$, $z(s_i)$ у всіх n точках дискретизованої області $1 \le i \le n$, можна за допомогою скінченно-різницевих виразів (2.34), (2.37)-(2.40), (2.43)-(2.45) обчислити значення характеристик, які використовуються у розрахунках.

Була досліджена операція підйому колони. Вона характеризується тим, що в цьому випадку компонента $f_t^{тяж}(s)$ сили тяжіння $\boldsymbol{f}^{тяж}(s)$ і сила тертя $f_t^{тер}(s)$ орієнтовані в одному напрямку і їх ефект опору переміщенню колони додається. Тому при такій операції сили опору максимальні. Внаслідок цього максимальні і сили притиснення колони до стінки свердловини на криволінійних ділянках, а з цієї причини зростають і сили тертя (опору). Виходить, що сили тертя при такій операції мають мультиплікативний характер.

Вважалося, що зовнішній та внутрішній радіуси труби колони складають $r_1 = 0{,}08415\,м$ і $r_2 = 0{,}07415\,м$, відповідно; матеріал труби – сталь з модулем пружності $E = 2{,}1 \cdot 10^{11}$ Па; погонна вага труби з врахуванням виштовхуючого ефекту промивної рідини $\gamma = 310{,}79$ Н/м.

Розрахунки виконані при відношенні швидкості осьового руху a до швидкості колового руху ωr_1 точок на зовнішній поверхні труби при її обертанні із швидкістю ω, рівному $a/\omega r_1 = 100$, 2 та 0,01.

Сформульована вище задача Коші розв'язувалась методом Рунге-Кутти з розбиттям області $0 \le s \le S$ на 1000 ділянок Δs дискретизації. В результаті проведених розрахунків були побудовані графіки розподілу сил тяжіння $f^{тяж}(s)$, контактних сил $f^{кон}(s)$, сил тертя $f^{тер}(s)$, внутрішніх перерізуючих сил $F_n(s)$, $F_b(s)$, осьової сили $F_t(s)$, моменту сил тертя $m^{тер}(s)$, та крутного моменту $M_t(s)$.

Після виконання цих розрахунків було зроблено припущення, що при бурінні свердловини в наслідок особливостей технологічного процесу в геометрії пробуреної свердловини були допущені деякі відхилення $\delta x(s)$, $\delta y(s)$, $\delta z(s)$. Ці відхилення були встановлені методом геофізичних вимірів і геонавігації та оформлені у вигляді таблиць $\delta x(s_j)$, $\delta y(s_j)$, $\delta z(s_j)$ (табл. 3.1) з кроком $\Delta s_j = S/(N-1)$, де $N = 70$ - число точок, в яких виконані заміри (див п. 2.3.).

Були розглянуті два випадки значень табличних викривлень. Дані для випадку один наведені у Таблиці 3.1.

Таблиця 3.1 – Табличні значення приростів $\delta x(s_j)$, $\delta y(s_j)$ та $\delta z(s_j)$ (випадок 1)

s $(м)$	$\delta x\,(м)$	$\delta y\,(м)$	$\delta z\,(м)$
0,0	0,0	0,0	0,0
626,91	-0,29299	0,0	0,95612
1200,3	0,29886	-1,0	-0,95430
1726,5	-3,0499	0,0	9,5236
2210,7	1,5568	8,0	-4,7515
2657,5	4,7701	-3,0	-14,221
3070,7	-1,6246	-18,0	4,7287
3453,8	-9,9637	-8.0	28,297
3809.8	-13,585	0,0	37,623
4141,1	-10,423	20,0	28,131
4450,0	-1,7778	38,0	4,6733
4738,7	5,4605	10,0	-13,971
5008,8	1,8643	-18,0	-4,6394
5261,8	3,8207	0,0	9,2413
5499,3	0,39166	5,0	-0.92011
5722,4	-0,40167	0,0	0,91579

Щоб отримати значення цих величин для випадку 2, необхідно дані таблиці 3.1 помножити на два.

Зазначимо, що зазвичай вимірювання геометричних параметрів пробурених свердловин виконуються з інтервалами по довжині, рівними 30-90 футів (9-27 м.).

Графічні зображення табличних даних про викривлення $\delta x(s_j)$, $\delta y(s_j)$, $\delta z(s_j)$ представлено на рис. 3.2.

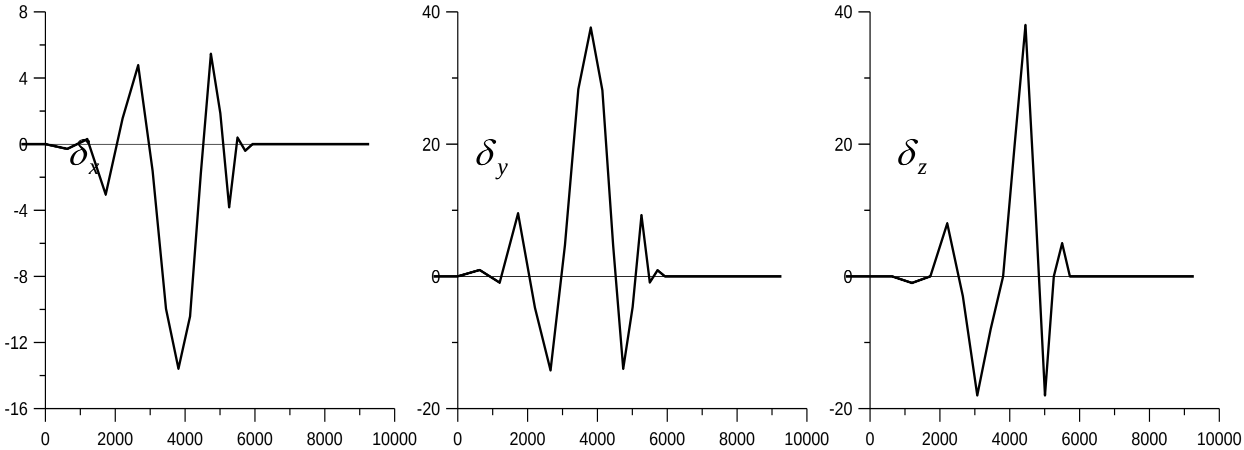


Рисунок 3.2 − Графічні представлення табличних даних про викривлення траєкторії свердловини (випадок 1)

Відзначимо, що вони мають вигляд ламаних із значеннями кривизн, рівними нескінченності, і тому непридатні для комп'ютерних розрахунків. Для їх згладжування за цими даними методом сплайнової інтерполяції було здійснено аналітичне представлення осьової лінії у вигляді ланцюжка кубічних парабол, побудованих на всіх обраних відрізках табличних даних. Схема цієї траєкторії для випадку 1 показана на рис. 3.3 .

Можна відзначити, що візуально ця траєкторія незначно відрізняється від ідеальної (запланованої) кривої, наведеної на рис . 3.1.

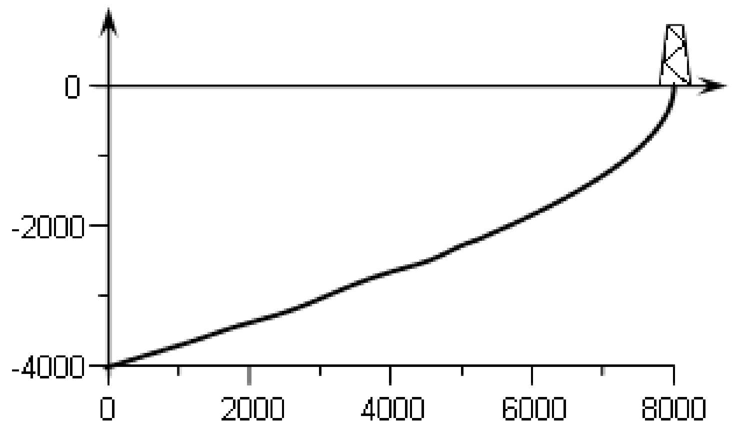


Рисунок 3.3 − Схема траєкторії свердловини, побудованої з врахуванням

табличних даних (випадок 1)

Траєкторію свердловини з табличними викривленнями, що відповідають випадку 2, показано на рис .3.4.

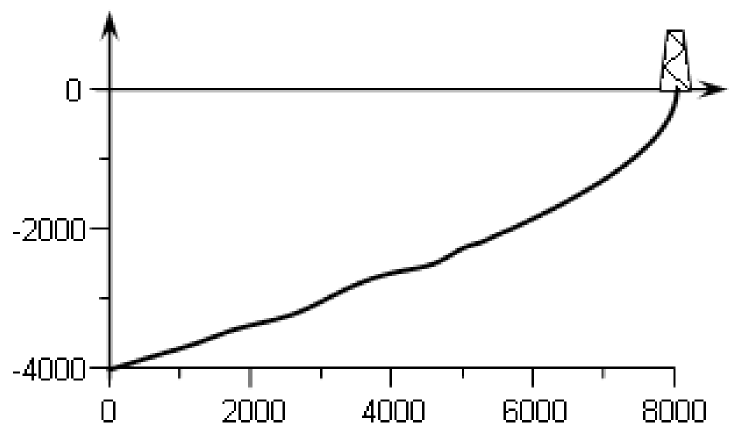


Рисунок 3.4 − Траєкторія свердловини з викривленнями, що відповідають випадку 2

Тут викривлення більш помітні, однак також не є істотними. Однак кривизни $k_R(s)$, цих навіть згладжених кривих істотно відрізняються від кривизн запланованої лінії. Очевидно (див рис 3.1), що кривизна проектної кривої максимальна у її верхній точці і потім спадає по мірі її наближення до низу. Після того, як до вихідної траєкторії $\rho_0(s)$, були додані таблично задані викривлення $\delta\rho(s_i)$, спеціально введені на деякому віддалені від верху колони, де бурильних процес тільки починається і пробурена траєкторія була майже ідеальна, функції осьової лінії свердловини набули вигляду

$$x(s) = x_0 + \delta x(s), \qquad y(s) = \delta y(s), \qquad z(s) = z_0 + \delta z(s) \tag{3.5}$$

Їх згладжування методом кубічних сплайнів і наступна скінченно-різницева обробка усіх геометричних параметрів, що використовувались, дозволило повністю встановити необхідні для розрахунків дані. Кривизна k_R, цих кривих для випадків 1 і 2 представлено на рис. 3.5. Як видно, хоча й ці криві мають вигляд функцій, що швидко змінюються, їх абсолютні значення малі.

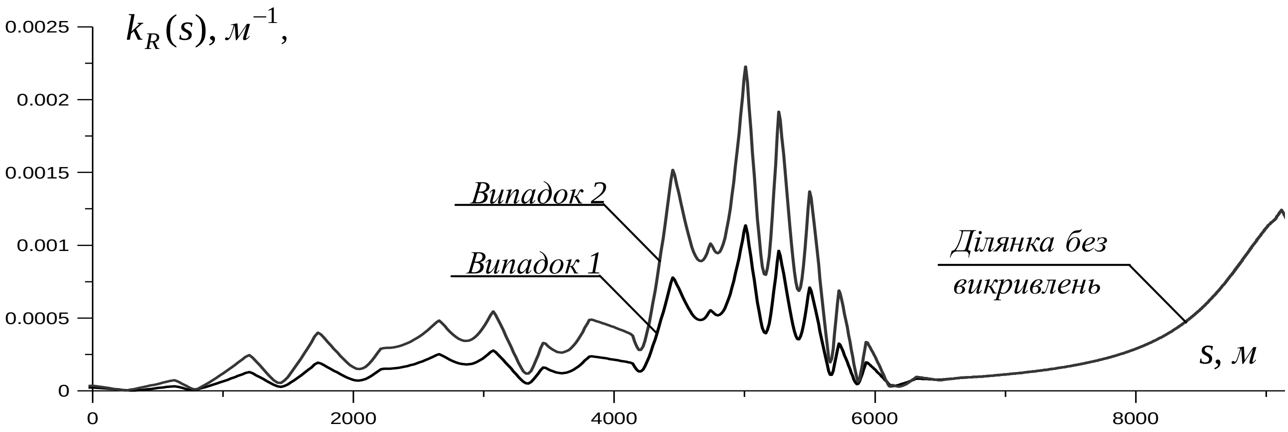


Рисунок 3.5 − Графіки кривизн $k_R(s)$ осьових ліній, побудованих за табличними даними

В правій частині $6000 \le s \le 9220$ м цих графіків функція $k_R(s)$ практично не змінилась після введення викривлень $\delta\boldsymbol{\rho}(s)$, і навіть після чисельної інтерполяції зберегла свою гладкість. В зоні $s < 6000$ м функції $k_R(s)$ набули різких збурень, котрі є причиною збільшення контактних ($f^{кон}(s)$) і фрикційних ($f^{тер}(s)$) сил.

3.1.1 Генерування сил опору в режимі підйому бурильної колони

Побудована геометрія була використана для дослідження зовнішніх та внутрішніх сил, що діють на колону при виконанні операції підйому. Інтегрування рівнянь (2.48) було виконано методом Рунге-Кутти з кроком інтегрування $\Delta s = S/1000$. Оскільки при виконанні операції підйому на долото не дії ні осьова сила, ні крутний момент, на нижньому кінці були використані початкові умови.

$$F_t(3\pi/2) = 0, \qquad M_t(3\pi/2) = 0. \tag{3.6}$$

Розрахунки проводились для трьох значень відношень ν швидкостей осьового (a) та обертального (ωr_1,) рухів. Вони склали

$$\nu = a/(\omega r_1) = 100; \quad 2; \quad 0{,}01. \tag{3.7}$$

На рис .3.6 показані графіки осьової компоненти $f_t^{тяж}(s)$ розподіленої сили тяжіння. В околі нижнього кінця ($s = 0$) ця сила порівняно мала, потім із збільшенням s, вона зростає, набуваючи деякої осциляції, викликаної викривленням геометрії траєкторії та осциляцією орта t_z. При переході на не викривлену ділянку($s \geq 6000$), ця крива стає регулярною. У верхній точці ($s = S = 9220$ м) ця величина дорівнює погонній вазі колони $\gamma = 310{,}79$ Н/м.

Значення контактної сили $f^{кон}(s)$ представлені на рис 3.7. Вона має найбільше значення у верхній точці $s = S$, не дивлячись на те, що компонента $f_n^{кон}(s)$ сили тяжіння, яка притискає колону до стінки свердловини, дорівнює нулю. Цей ефект пояснюється тим, що в даній точці максимальна осьова внутрішня сила натягу $F_t(s)$, яка притискає колону до стінки криволінійної свердловини, максимальна, а радіус кривизни R осі свердловини – мінімальний.

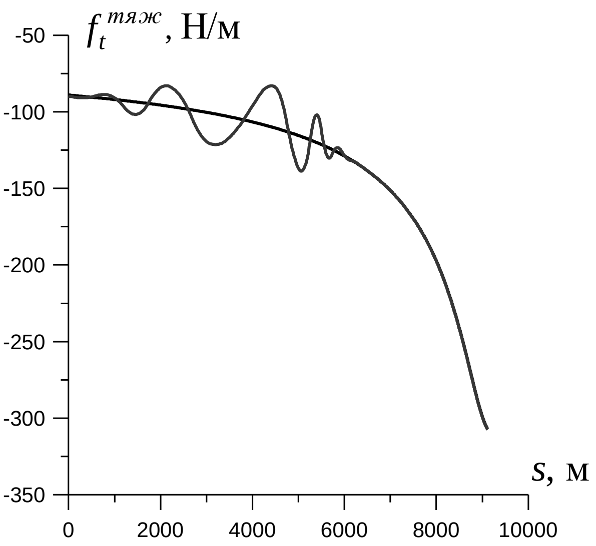


Рисунок 3.6 − Графік осьової компоненти $f_t^{gr}(s)$ сили тяжіння ($\nu = 100$, випадок 1)

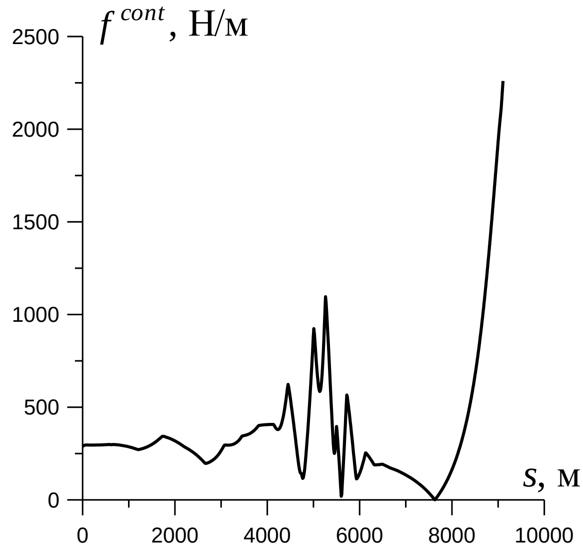


Рисунок 3.7 − Графік зміни контактної сили $f^{cont}(s)$ ($\nu = 100$, випадок 1)

Графік зміни розподіленої осьової сили тертя $f_t^{тер}(s)$, яка визначає ефект опору осьовому руху колони, відрізняється від графіка функції $f^{кон}(s)$ (див. рис. 3.7) лише знаком і коефіцієнтом μ. Її графік подано на рис .3.8.

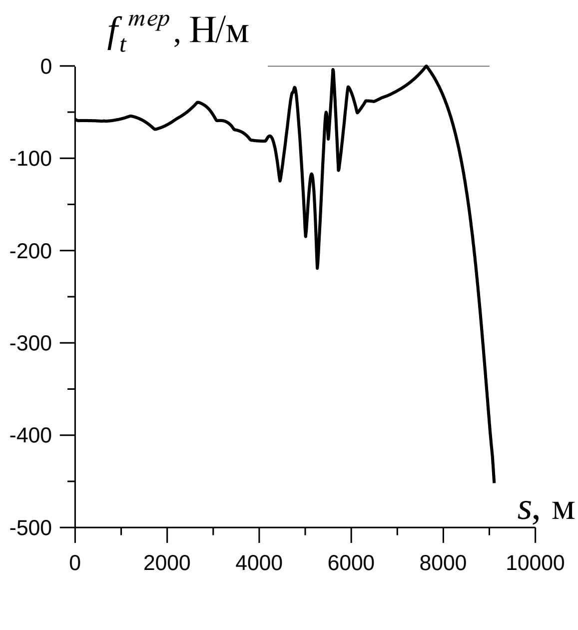


Рисунок 3.8 − Графік розподілу осьової сили тертя $f_t^{fr}(s)$ ($\nu = 100$, випадок 1)

Як випливає із диференціального рівняння (2.48) для внутрішньої осьової сили $F_t(s)$, її величина визначається, в основному, балансом розподілених сил тяжіння γt_z і осьової сили тертя $\mu f^{кон} a \big/ \sqrt{a^2 + (\omega r)^2}$. При підйомі колони ці величини додаються і ефект опору осьовому руху колони збільшується. При спуску колони сила тертя входить до рівняння (2.48) із знаком мінус і ці сили намагаються нейтралізувати одна одну. Графіки сил $F_t(s)$ показані на рис. 3.9. Крива 1 на ньому відповідає процедурі підйому колони в свердловині з запланованою траєкторією, крива 2 – випадку підйому в свердловині з викривленнями, заданими в табличній формі. Як видно, навіть при настільки малих викривленнях геометрії збільшення сили $F_t(s)$, виявилось помітним. Встановлена особливість являє собою практичний інтерес, так як величина $F_t(s)$, рівна силі, з якою потрібно виймати колону з свердловини.

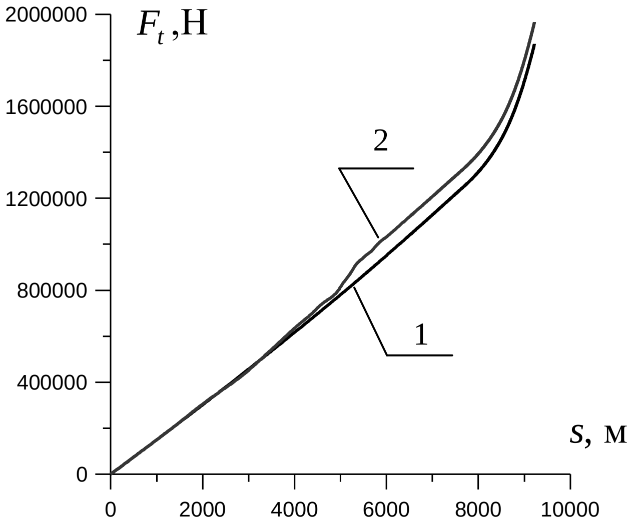


Рисунок 3.9 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (підйом $\nu = 100$, випадок 1)

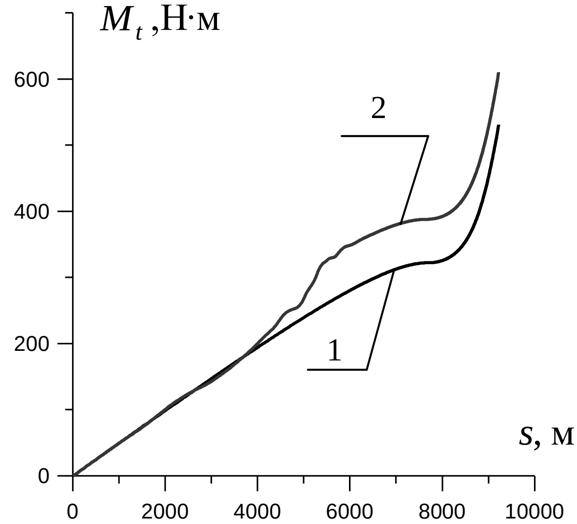


Рисунок 3.10 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (підйом $\nu = 100$, випадок 1)

Крива 1 на ньому відповідає процедурі підйому колони в свердловині з запланованою траєкторією, крива 2 – випадку підйому в свердловині з викривленнями, заданими в табличній формі. Як видно, навіть при настільки малих викривленнях геометрії збільшення сили $F_t(S)$ виявилось помітним. Встановлена особливість являє собою практичний інтерес, так як величина $F_t(S)$ рівна силі, з якою потрібно виймати колону з свердловини.

Наведені результати відносяться до процедури підйому, в якій операція осьового руху із швидкістю a суміщена з операцією обертання колон із швидкістю ω, тому ця процедура супроводжується також і генеруванням крутячих розподілених моментів $m_t^{mep}(s)$ сил тертя, які створюють внутрішні крутний момент в колоні. Однак, оскільки швидкість a лінійного руху в розглянутому випадку в сто раз перевищую швидкість ωr_1 колового руху точки труби ($\nu = 100$), ефект генерування зовнішніх крутних моментів сил тертя і внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ невеликий. Тому значення функції $M_t(s)$ на рис. 3.10 порівняно мале. Але і на цьому графіку введення викривлень геометрії осьової лінії призвело до істотного збільшення внутрішнього крутного момента.

Якщо приведена на рис. 3.8 діаграма зміни зовнішньої осьової розподіленої сили тертя $f_t^{mep}(s)$ дає уявлення про локальний розподіл сил тертя в кожній точці траєкторії, то графіки внутрішніх сил $F_t(s)$ та моментів $M_t(s)$ дозволяють зробити висновок про інтегральні характеристики цих величин. Так, значення $F_t(2\pi)$ дорівнює повній величині осьової сили, яку потрібно прикласти в точці підвісу бурильної колони (у її верхній точці), щоб здійснювати процес підйому, а крутний момент $M_t(2\pi)$ дорівнює моменту, який потрібно прикласти, щоб колона при цьому оберталася з заданою швидкістю.

Описані ефекти стають більш помітними із збільшенням величини викривлень $\delta x(s)$, $\delta y(s)$, $\delta z(s)$. Випадок 2 відповідає двократному збільшенню цих величин порівняно з уже розглянутим випадком 1. Кривизни для випадків 1 і 2 наведені на рис. 3.5. Зауважимо, що в такій же пропорції змінюються і інші геометричні характеристики. Для порівняння на рис .3.11 та рис .3.12 наведені графіки зміни осьових сил $F_t(s)$ і крутних моментів $M_t(s)$ для випадку 2. Представляє інтерес їх порівняння з відповідними графіками на рис.3.9, 3.10 для випадку 1. Як видно, тут збільшення сил опору більш помітне

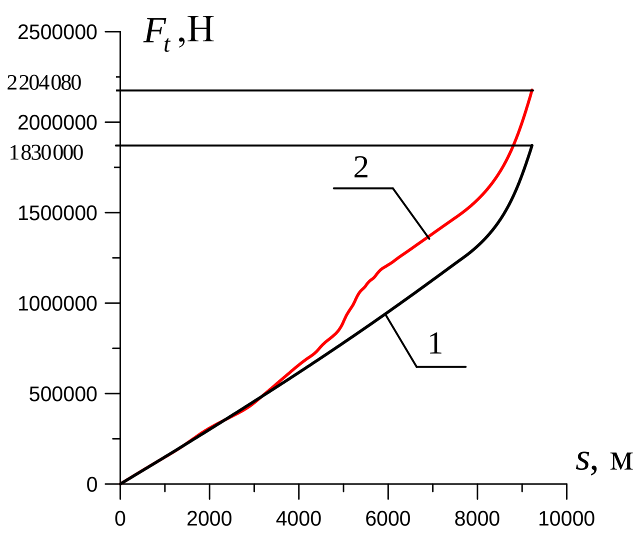


Рисунок 3.11 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ ($\nu = 100$, випадок 2)

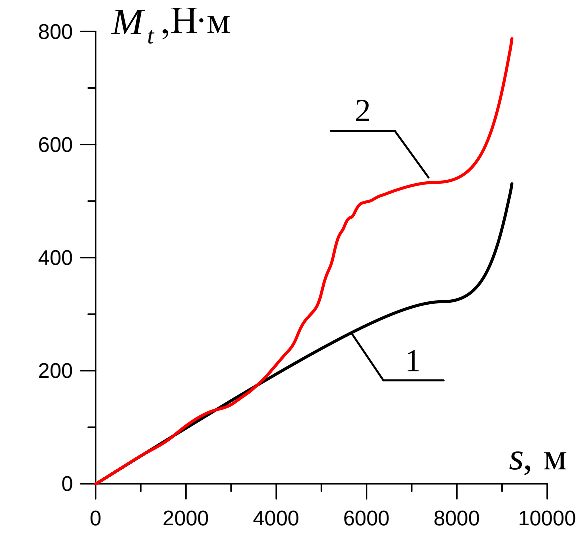


Рисунок 3. 12 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ ($\nu = 100$, випадок 2)

При проведенні операцій підйому бурильної колони із збільшенням швидкості ω обертання колони ($a/(\omega r_1) = 2$) сила $F_t(2\pi)$, з якою потрібно піднімати колону, зменшується (рис.3.13), а крутний момент $M_t(2\pi)$, з яким потрібно обертати колону, зростає (рис 3.14). Як і раніше, криві 1 відповідають запланованій свердловині, криві 2 – свердловині з викривленнями.

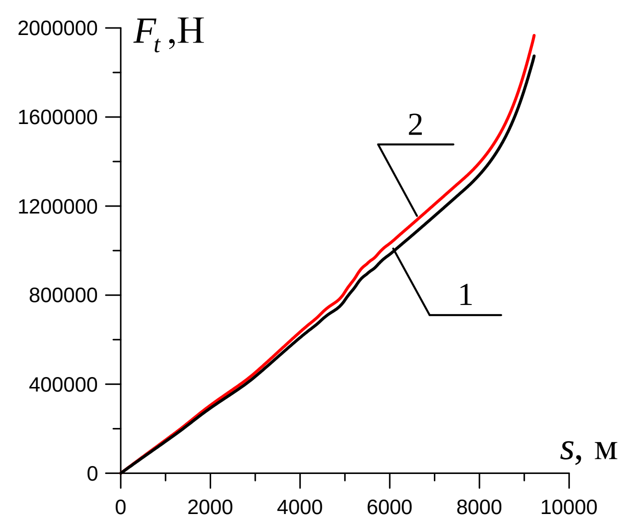


Рисунок 3.13 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (підйом, $\nu = 2$, випадок 1)

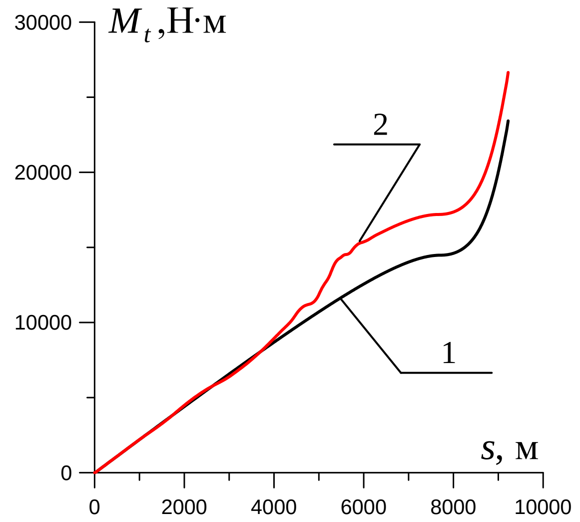


Рисунок 3.14 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (підйом, $\nu = 2$, випадок 1)

Ці ж функції при $\nu = 2$ для випадку 2 представлені на рис. 3.15 та рис. 3.16.

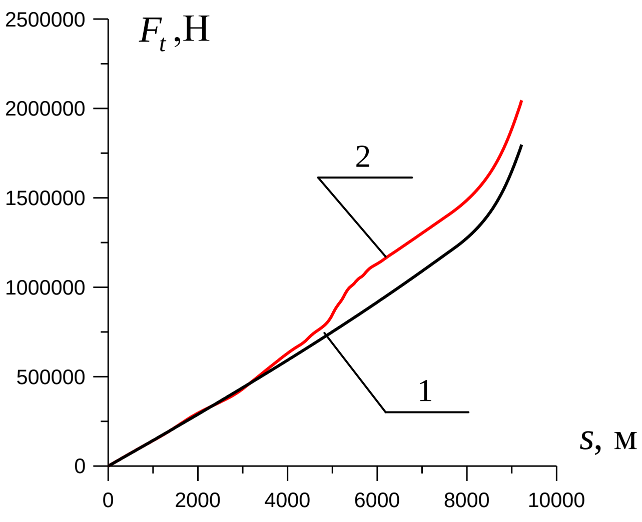


Рисунок 3.15 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (підйом, $\nu = 2$, випадок 2)

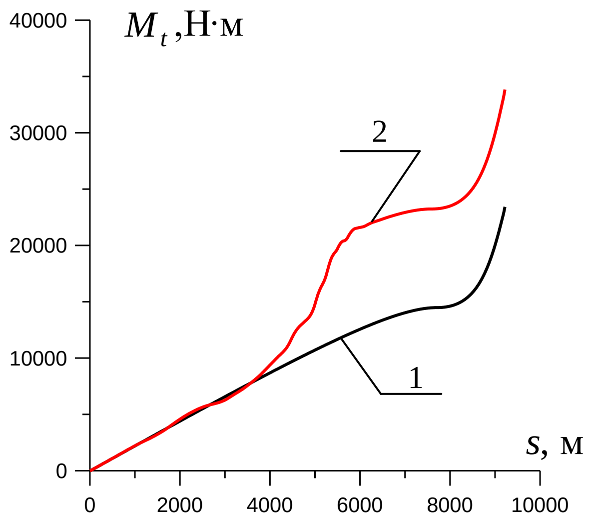


Рисунок 3.16 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (підйом, $\nu = 2$, випадок 2)

Можливість регулювання сил опору осьовому руху колони за рахунок її інтенсивного обертання підкреслюють результати чисельних розрахунків при $\nu = 0{,}01$. Тоді колона піднімається з досить малою швидкістю a і одночасно обертаються з високою швидкістю ω так, що відношення $\nu = a/(\omega r_1) = 0{,}01$. Графіки сили $F_t(s)$ та крутного моменту $M_t(s)$ для такого режиму підйому колони в свердловині з викривленнями траєкторії, які відповідають випадку 1, представлені на рис 3.17, 3.18

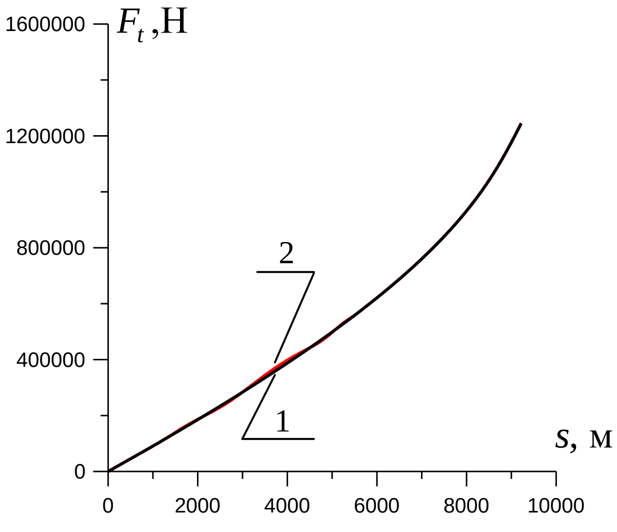


Рисунок 3.17 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (підйом, $\nu = 0{,}01$, випадок 1)

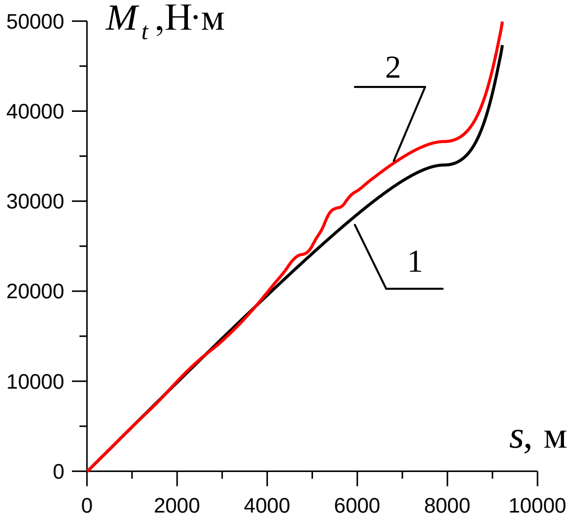


Рисунок 3.18 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (підйом, $\nu = 0{,}01$, випадок 1)

Найбільш помітна властивість цього режиму полягає у тому, що сила тертя осьового руху настільки мала, що в утворенні сил опору при підйомі бере учать лише сила тяжіння, як в ідеальній свердловині (криві 1), так і в свердловині з викривленнями геометрії, заданими таблично, (криві 2). Тому криві 1 і 2 практично співпали. При цьому обернений ефект спостерігається у формуванні функції крутного моменту $M_t(s)$ (рис 3.18).

В даній ситуації і для ідеальної геометрії (криві 1), і для геометрії з викривленнями (крива 2) моменти $M_t(s)$ набагато перевищують ці функції, що реалізується при $\nu = 100$ (рис 3.10) та $\nu = 2$ (рис 3.14).

Двократне збільшення величини викривлень (випадок 2) призвело до більш помітного збільшення крутного моменту $M_t(s)$ (рис. 3.20 порівняно з рис. 3.18)

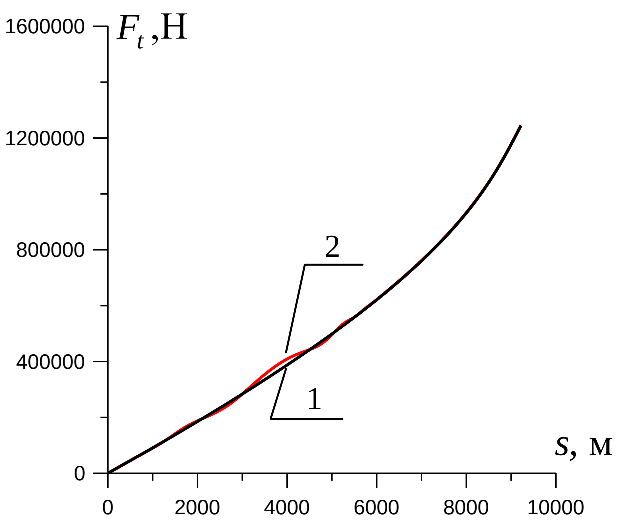


Рисунок 3.19 − Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (підйом, $\nu = 0{,}01$, випадок 2)

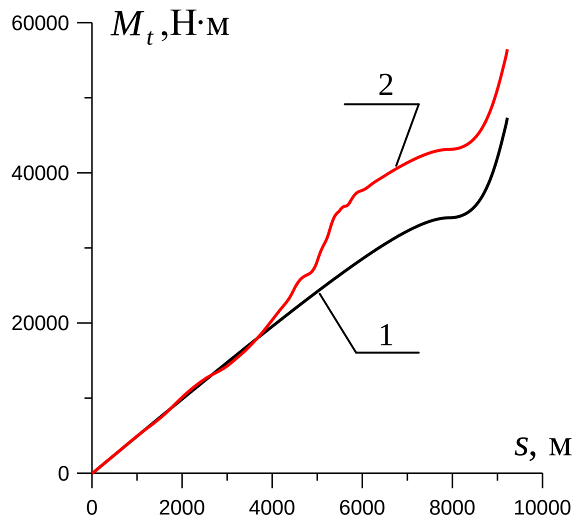


Рисунок 3.20 − Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (підйом, $\nu = 0{,}01$, випадок 2)

Функції осьових сил $F_t(s)$ змінились у трохи меншій мірі (рис 3.19 порівняно з рис 3.17).

Відмічені ефекти обумовлені тим, що при підйомі колони орієнтовані вздовж її осьової лінії складові сил тяжіння і сил тертя напрямлені в одному напрямку (зверху - донизу). Тому ефекти від їх силового впливу на колону додаються, осьова внутрішня сила $F_t(s)$ суттєво зростає і в точці підвісу колони до неї потрібно прикласти значну силу $F_t(S)$, щоб здійснити заплановану операцію. При цьому із збільшенням звивистості осьової лінії свердловини сили тертя збільшуються і для підйому колони необхідно прикладати ще більшу розтягуючу силу $F_t(S)$. Цей висновок підтверджується співставленням графіків $F_t(s)$, на рис 3.9, 3.11, 3.15, 3.17, 3,19 для запланованої (ідеальної) траєкторії (криві 1) та пробурених траєкторій, геометрія яких задана в табличній формі за результатами геофізичних вимірів (криві 2). У всіх випадках криві 2 вищі кривих 1. При чому, коли підйом здійснюється з повільним обертанням ($\nu = 100$) значення сили $F_t(s)$ у точці підвісу $s = S$ виявляються найбільшими. В таблиці 3.2. наведені значення $F_t^{id}(S)$ цієї сили в свердловині з ідеальною (запланованою) траєкторією і значення $F_t^{im}(S)$ в свердловині з недосконалостями, заданими таблично, а також значення крутного моменту $M_t^{id}(S)$ та $M_t^{im}(S)$.

Таблиця 3.2 − Значення осьової сили $F_t(S)$ та крутного моменту $M_t(S)$ в точці підвісу $s = S$ в колоні при її підйомі з обертанням

ν	Випадок	$F_t^{id}(S)$ (кН)	$F_t^{im}(S)$ (кН)	$M_t^{id}(S)$ (кН·м)	$M_t^{im}(S)$ (кН·м)
100	1	1871,5	1966,5	0,531	0,610
	2		2177,5		0,787
2	1	1797,5	1874,3	23,427	26,648
	2		2045,8		33,839
0,01	1	1244,8	1245,1	47,336	49,950
	2		1245,9		56,451

Ці дані свідчать про те, що за допомогою додаткового обертання колони можна суттєво знизити осьову силу, необхідну для підйому. При чому із збільшенням швидкості обертання (випадок $\nu = 0{,}01$ в табл. 3.2) осьова компонента сили тертя зменшилась настільки, що для підйому колони необхідно подолати лише сили тяжіння і тоді підйомна сила $F_t(S)$ в точці підвісу $s = S$ виявляється рівною сили тяжіння, що діє на вертикальну колону, довжина якої дорівнює глибині H криволінійної колони, що розглядається (тобто вазі вертикальної колони з врахуванням виштовхуючого ефекту, спричиненого промивною рідиною). Тому криві 1 і 2 на графіках 3.17 та 3.19, а також дані, наведені у табл. 3.2 для цих випадків, практично співпадають.

Описана методика і отримані результати дозволяють здійснити комп'ютерне моделювання одного з найбільш критичних явищ, що супроводжують операцію підйому бурильної колони. Так, якщо в процесі підйому з обраною величиною відношення $\nu = a/(\omega r_1)$ виявиться що обчислене значення осьової сили $F_t(S)$ в точці підвісу колони, необхідне для здійснення цієї операції, перевищує її значення, допустиме по технологічним умовам (або умовам міцності), то підняти колону при обраному ν неможливо. В цьому випадку необхідно або збільшувати ω, або змінювати технологію буріння. Такий ефект, коли ця операція нездійсненна, називається прихватом колони. Якщо таку ситуацію можна усунути, вона є нештатною, якщо ж вона неусувна, то вона аварійна.

3.1.2 Генерування опору в режимі спуску бурильної колони

Описані вище нештатні ситуації, пов'язані з прихватом бурильної колони, виникають тоді, коли потужності підйомного пристрою бурильної платформи недостатньо для подолання сил опору при підйомі колони. Це буває, коли необхідне (розрахункове) значення осьової сили $F_t(S)$ у верхній точці свердловини виявляється недостатнім за технологічними умовами.

Інша нештатна ситуація в процесі буріння може з'явитися під час спуску колони. Вона виникає, якщо сили опору (тертя), що генеруються при спуску, настільки великі, що перевищують ефект дії сил тяжіння, прикладених до колони. Тоді спуск колони зупиняється. В цьому випадку необхідно або змінювати технологічний режим буріння, або догружати колону у верхній точці додатковими силами тяжіння, які проштовхують колону донизу.

Комп'ютерне моделювання операції спуску також реалізуються за допомогою розв'язальних рівнянь (2.48), тільки в цій ситуації перед останнім доданком у першому рівнянні цієї системи знак змінюється на протилежний порівняно з розглянутим вище випадком підйому колони. При цьому крайові умови $F_t(0)=0$, $M_t(0)=0$, використані в нижній точці, зберігаються.

Сформульовані задачі розв'язані за допомогою описаної вище методики для двох випадків викривлення осьової лінії. Їх траєкторії показані на рис. 3.3 та рис. 3.4. а їх кривизни представлені на рис. 3.5.

У зв'язку з тим, що для задач, що розглядаються в цьому пункті, всі геометричні характеристики свердловини збереглися, нижче представлені результати розв'язків у спрощеній формі, а саме, показані і обговорюються лише графіки інтегральних характеристик осьової сили $F_t(s)$ і крутного моменту $M_t(s)$. При цьому знову розглянуті режими спуску колони для трьох значень відношення швидкостей $\nu = a/(\omega r_1) = 100;$ 2 і 0,01.

Відзначимо принципову різницю операцій спуску колони від розглянутої вище операції її підйому. Оскільки тут осьові компоненті сил тертя і сил тяжіння напрямлені в протилежних напрямках вони в деякій мірі нейтралізують одне одного навіть при осьовому русі без обертання. На рис 3.21 показані графіки внутрішніх осьових сил $F_t(s)$ для операції спуску при $\nu = 100$. Порівняння цього режиму з режимом підйому (рис. 3.9) свідчить про те, що ці зусилля зменшились майже в 3 рази. Крім того помітно знизився вплив недосконалостей. Так, криві 1 (для проектної траєкторії) і 2 (для траєкторіях з малими недосконалостями – випадок 1) майже співпав. І хоча при збільшенні значень недосконалостей у два рази (крива 2 на рис 3.23) зміна графіку цієї функції візуально помітна, числова відмінність кривих 1 і 2 невелика. При цьому суттєво зменшились і значення крутних моментів (рис. 3.22 і 3.24 порівняно з рис. 3.10 і 3.12).

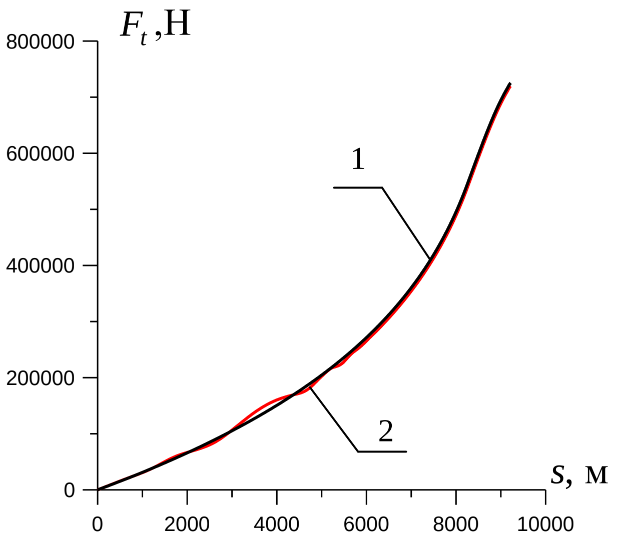


Рисунок 3.21 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск, $\nu = 100$, випадок 1)

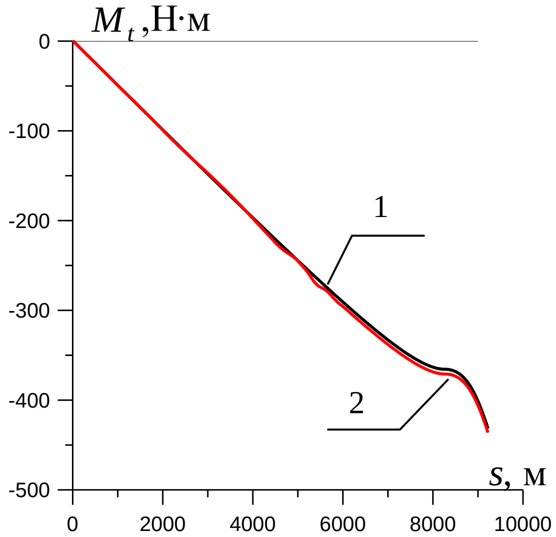


Рисунок 3.22 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск, $\nu = 100$, випадок 1)

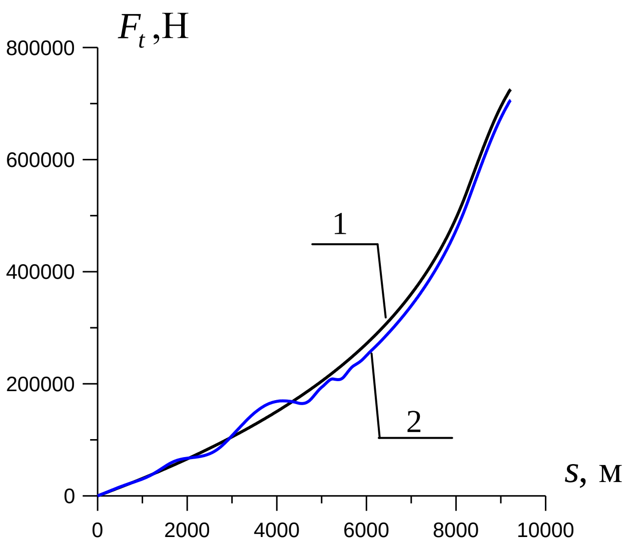


Рисунок 3.23 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск, $\nu = 100$, випадок 2)

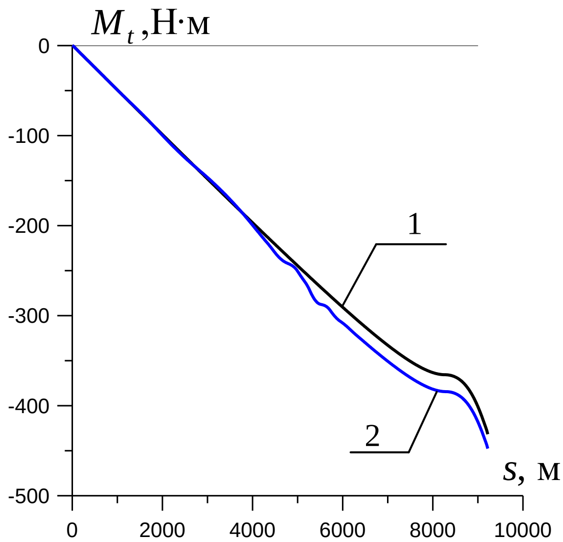


Рисунок 3.24 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск, $\nu = 100$, випадок 2)

Вказані особливості формування осьових сил $F_t(s)$ при спуску призводять також до того, що осьовий рух колони з малим обертанням супроводжується генеруванням великих осьових сил тертя, що частково врівноважують сили тяжіння і осьові сили $F_t(s)$, які порівняно малі (див рис. 3.21, 3.23 і 3.25, 3.27).

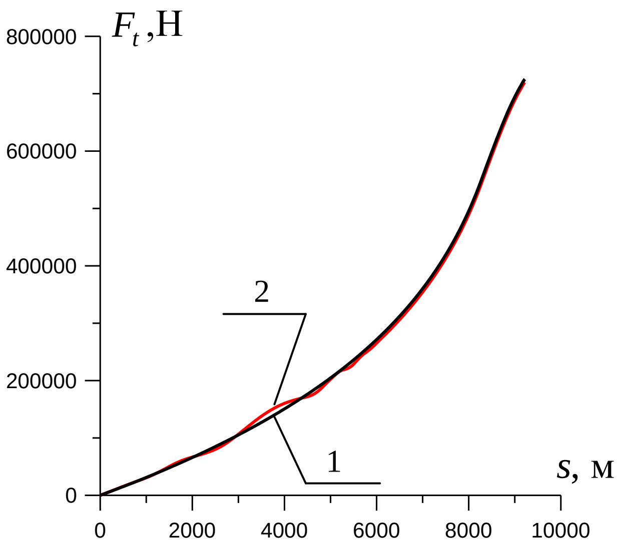


Рисунок 3.25 − Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск $\nu = 2$, випадок 1)

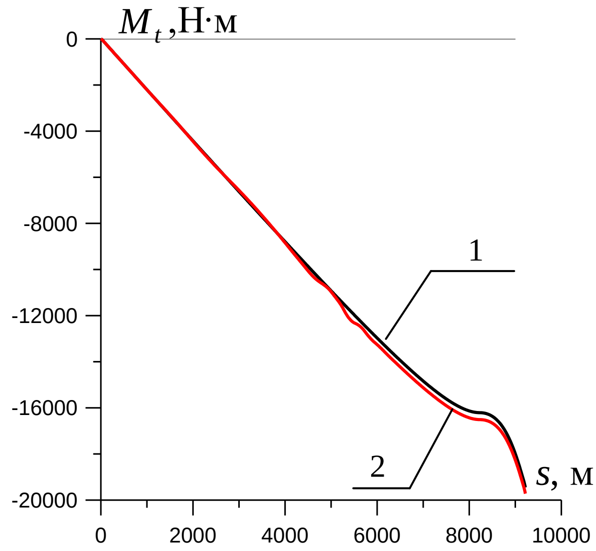


Рисунок 3.26 − Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск $\nu = 2$, випадок 1)

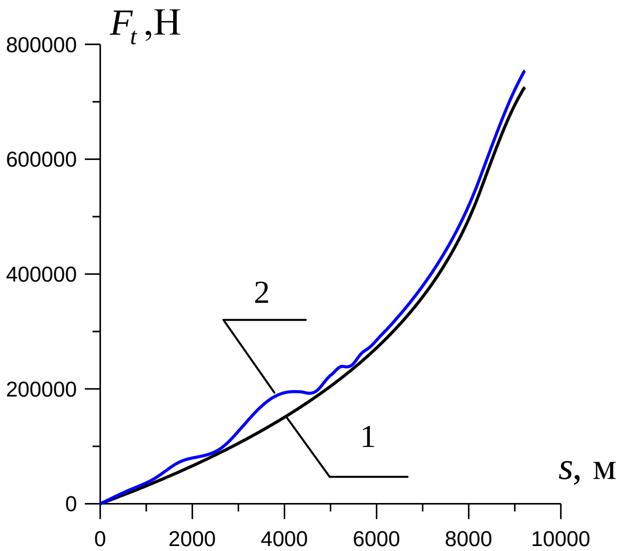


Рисунок 3.27 − Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск, $\nu = 2$, випадок 2)

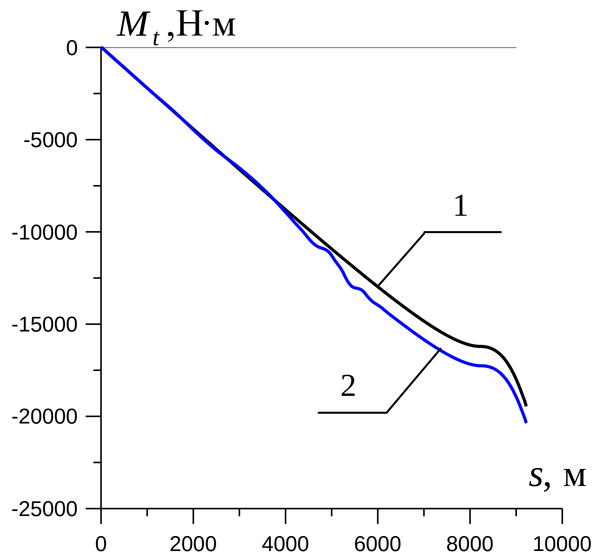


Рисунок 3.28 − Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск, $\nu = 2$, випадок 2)

Однак положення в значній мірі змінюється з наступним збільшенням кутової швидкості ω і зменшенням коефіцієнта ν до 0,01. В цій ситуації осьові сили тертя зменшуються практично до нуля і перестають врівноважувати сили тяжіння. Тому під дією цих сил суттєво збільшуються і осьові сили $F_t(s)$.

Цей ефект можна прослідкувати на рис 3.29 і 3.21. Їх аналіз свідчить про те, що сили $F_t(s)$ в точці підвісу збільшується, а самі криві 1 і 2 на цих рисунках практично співпадають як для малих (випадок 1), так і для великих (випадок 2) значень недосконалостей.

Ці особливості можна прослідкувати і по даним, наведеним у таблиці 3.3.

Таблиця 3.3 − Значення осьової сили $F_t(S)$ і крутного моменту $M_t(S)$ в точці підвісу $s = S$ колони при її спуску з обертанням

ν	Випадок	$F_t^{id}(S)$ (кН)	$F_t^{im}(S)$ (кН)	$M_t^{id}(S)$ (кН·м)	$M_t^{im}(S)$ (кН·м)
100	1	725,269	719,835	-0,432	-0,436
	2		706,194		-0,448
2	1	775,840	769,648	-19,458	-19,719
	2		754,200		-20,368
0,01	1	1233,549	1233,246	-47,236	-49,779
	2		1232,489		-56,126

З них випливає, що при великій швидкості обертання $(\nu = 0{,}01)$ значення $F_t(s)$ максимальні і вони практично не залежать від режиму операції, що проводиться (підйом чи спуск), і від величини недосконалостей (випадок 1 і 2). Цей висновок підтверджується також порівнянням даних, наведених в таблицях 3.2 і 3.3. При малих значеннях сил тертя осьова сила $F_t(S)$ в точці підвісу практично дорівнює силі ваги вертикальної колони, з довжиною, рівною глибині H свердловини, тобто

$$F_t^{id}(S) = \gamma H = \gamma b_0 = 1239{,}2 \text{ кН}.$$

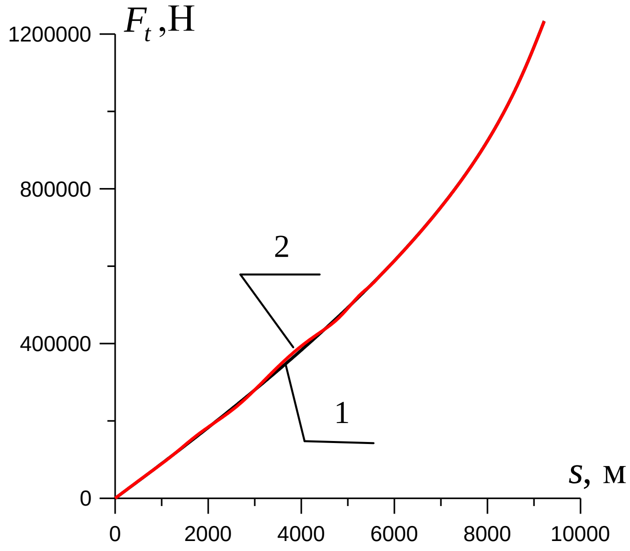


Рисунок 3.29 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск, $\nu = 0{,}01$, випадок 1)

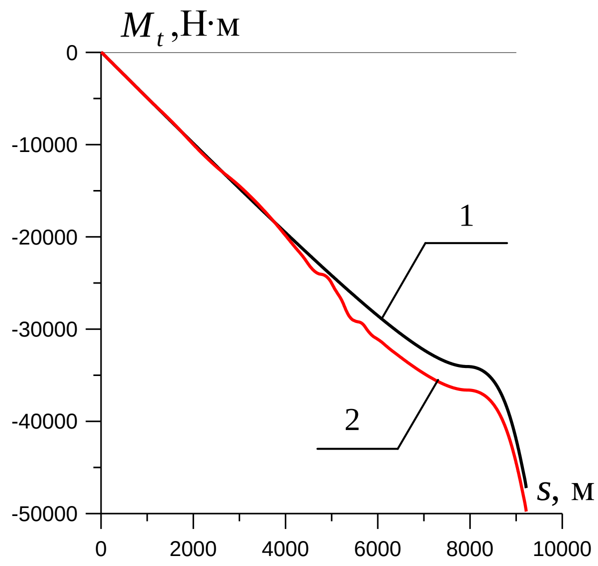


Рисунок 3.30 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск, $\nu = 0{,}01$, випадок 1)

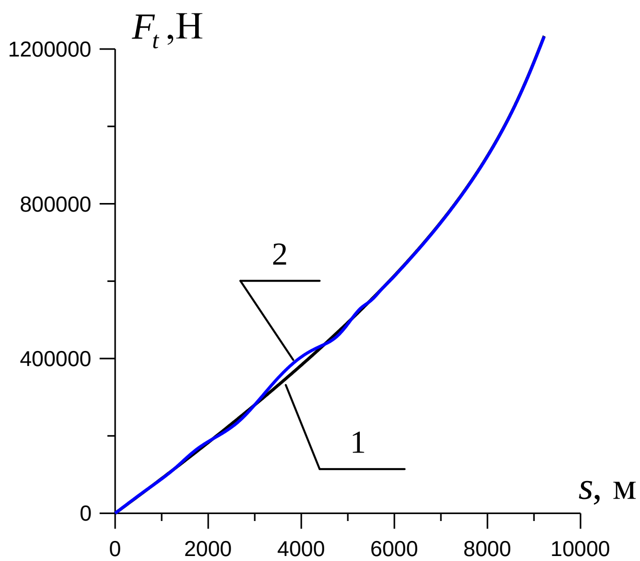


Рисунок 3.31 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (спуск, $\nu = 0{,}01$, випадок 2)

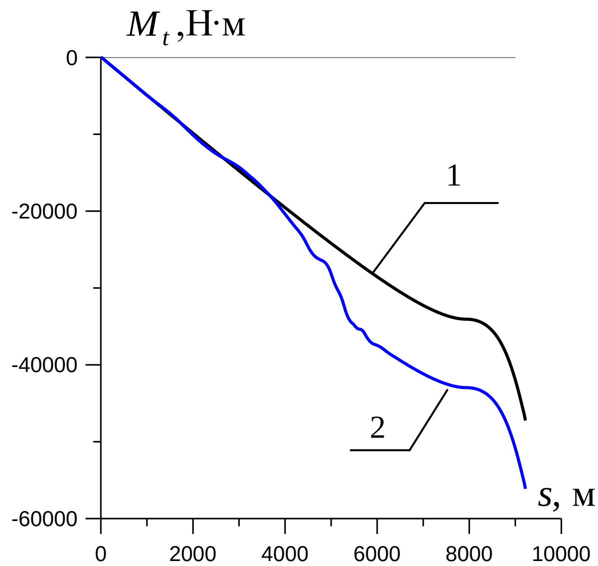


Рисунок 3.32 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (спуск, $\nu = 0{,}01$, випадок 2)

В той же час крутний момент $M_t(S)$ в точці підвісу суттєво залежить від значення кутової швидкості. При малих ω він малий як при підйомі (див. рис. 3.10, 3.12), так і при спуску (рис. 3.22, 3.24). Із збільшенням ω (зменшенням ν) він швидко зростає (рис. 3.14, 3.16, 3.18, 3.20 і рис. 3.26, 3.28, 3.32). Ці особливості підтверджують висновок про те, що підбором відношення швидкостей осьового та обертального руху колони можна регулювати значення осьових сил і моментів навіть у свердловині з недосконалостями, заданими у табличній формі.

3.1.3 Генерування сил опору в режимі буріння

Математична модель операції буріння близька до моделі операції пуску колони з обертанням і її відмінність полягаю лише у тому, що при бурінні на нижньому кінці колони при $s = 0$ до її долота необхідно прикласти задану осьову силу $F_t(0)$ (FoB – Force On Bit) і заданий крутний момент $M_t(0)$ (ToB – Torque On Bit). Для різних режимів буріння ці характеристики можуть набувати різних значень, що залежать від напряму обертання, глибини та міцності породи. Мета нашого дослідження полягаю у тому, щоб показати принципову можливість моделювання цієї операції, тому для аналізу обрано випадки, коли осьовий рух колони реалізується з немалою кутовою швидкістю ($\nu = 0{,}01$), а сила та момент, прикладені до долота, склали $F_t(0) = -10$ кН та $M_t(0) = -5$ кН$\cdot$м. Для випадку 2 (збільшені недосконалості) графіки цих функцій представлені на рис. 3.33, 3.34.

Як видно, для обраних порівняно малих значень FoB та ToB їх вплив на обриси функцій $F_t(s)$ і $M_t(s)$ невеликий, вони лише зсовуються на задані величини FoB та ToB.

Із збільшенням сили $F_t(0)$ та моменту $M_t(0)$, що діють на долото, їх вплив на внутрішню осьову силу $F_t(s)$ і крутний момент $M_t(s)$ збільшується. На рис. 3.35, 3.36 показані ці функції для випадку $F_t(0) = -100$ кН, $M_t(0) = -10$ кН·м, $\nu = 0.01$. Як видно, відбулася їх помітна перебудова по відношенню до випадків, розглянутих вище.

F_t, Н

M_t, Н·м

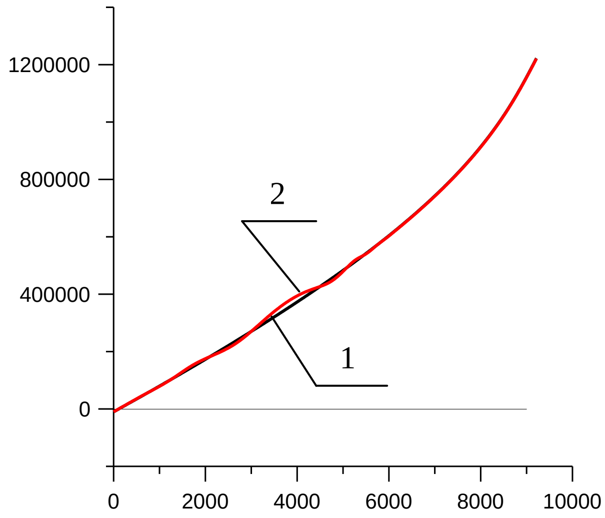


Рис. 3.33 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (буріння, $\nu = 0.01$, $F_t(0) = -10$ кН, $M_t(0) = -5$ кН·м, випадок 2)

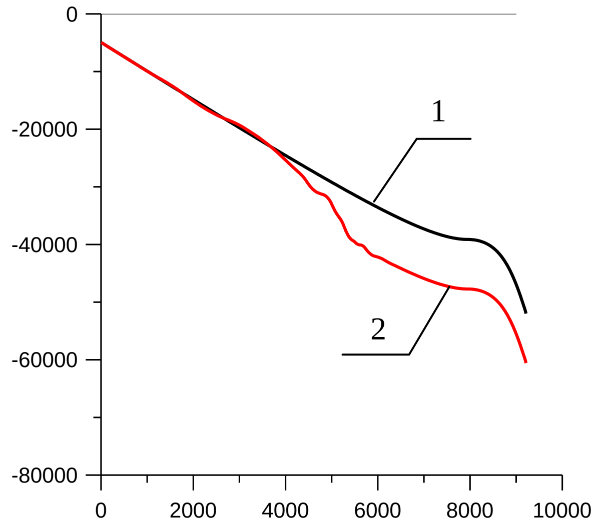


Рис. 3.34 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (буріння, $\nu = 0.01$, $F_t(0) = -10$ кН, $M_t(0) = -5$ кН·м, випадок 2)

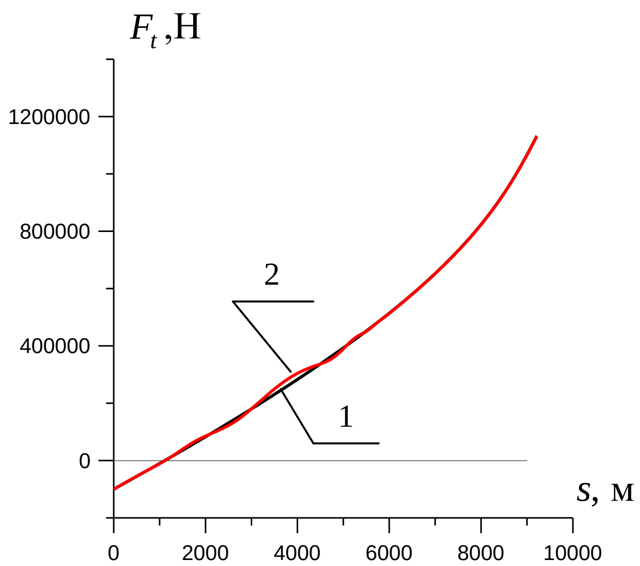


Рис. 3.35 – Графік внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ (буріння, $\nu = 0.01$, $F_t(0) = -100$ кН, $M_t(0) = -10$ кН·м, випадок 2)

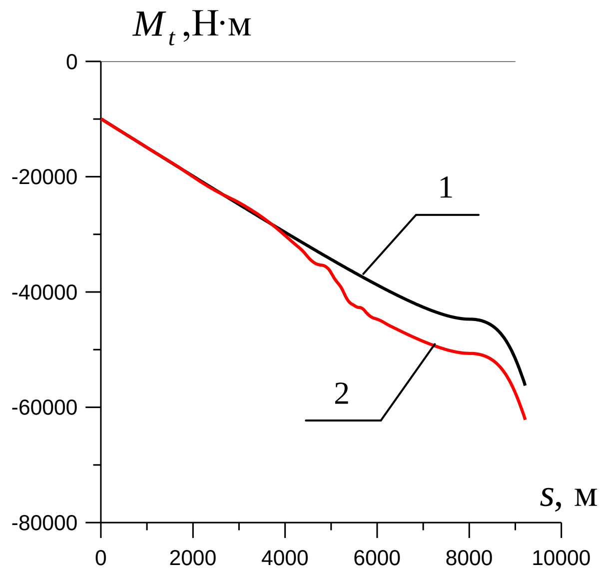


Рис. 3.36 – Графік внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (буріння, $\nu = 0.01$, $F_t(0) = -100$ кН, $M_t(0) = -10$ кН·м, випадок 2)

3.2 Мінімізація сил опору на ділянках спряження ланок колон різної кривизни

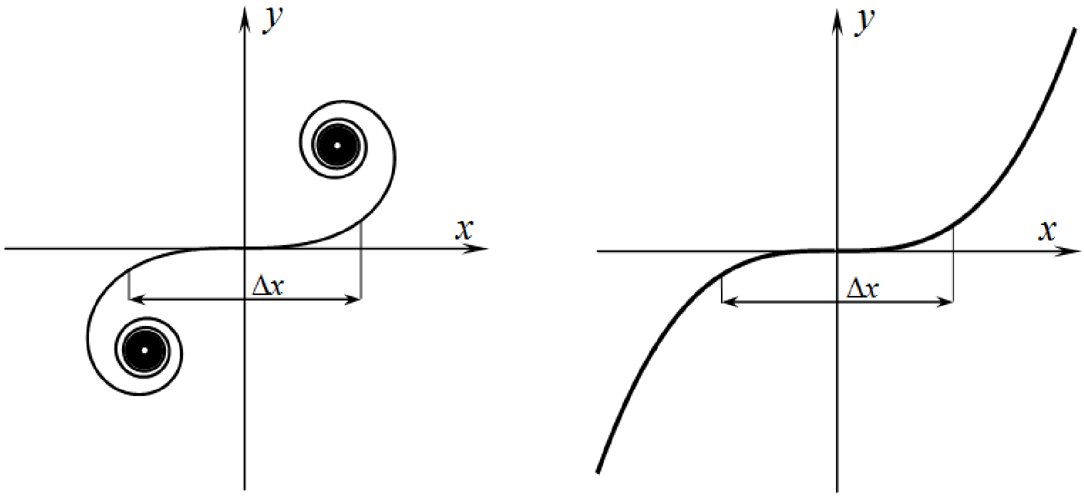
3.2.1 Теоретичні передумови до питань плавного спряження кривих з різними кривизнами

Задача проектування криволінійних траєкторій у вигляді набору найпростіших криволінійних сегментів широко зустрічається в інженерній справі. Можна припустити, що найбільш важливі й представницькі питання в цьому напрямку ставляться до транспортної техніки, а саме, до питання проектування траєкторії транспортної колії. Так, наприклад, якщо транспортний засіб, що рухається по прямолінійній дорозі, переходить на кругову колію, що дотикається по дотичній з вихідної прямолінійної, то воно відчуває миттєве доцентрове прискорення в точці сполучення секцій різної кривизни, що призводить до виникнення ударної відцентрової сили. В цій точці переходу виникає також необхідність миттєвого повороту керма на скінченний кут.

Зі збільшенням швидкостей руху на автомобільному й залізничному транспорті ударні ефекти в точках сполучення ділянок траєкторій різної кривизни стають більш деструктивними й стає очевидним, що для пом'якшення цього ефекту повинні бути використані додаткові заходи, що усувають розриви кривизни траєкторії й попереджають можливість виникнення явищ удару. Ця мета досягається шляхом додавання додаткових перехідних ділянок у точках сполучення траєкторій різної кривизни. Такі перехідні криві дозволяють пом'якшити не лише ударні ефекти, але також подолати перехідні ділянки без зниження швидкості й без необхідності різкого повороту керма управління. Було визнано, що з геометричної точки зору найбільш підходящої для цих цілей є крива у вигляді клотоїди (спіралі Корню). Можна припустити, що такий спосіб більш плавного з'єднання двох кривих різної кривизни може виявитися ефективним і при проходці глибоких криволінійних свердловин.

Клотоїда (спіраль Корню) являє собою криву, кривизна якої змінюється лінійно зі зміною її довжини s (рис. 3.37 а). Ця обставина характеризує перехідну геометрію між прямолінійної та круговою секціями кривої, а саме,

- клотоїдна крива починається з нульовою кривизною на прямолінійній ділянці (у точці дотику) і лінійно збільшується зі збільшенням довжини кривої;
- у точці, де клотоїда зустрічається (дотикається) з дугою кола, її кривизна стає однаковою з останньою.



а) б)

Рисунок 3.37 – Траєкторія клотоїди, що використовується на залізничному транспорті для плавного з'єднання ділянок колії (а) і кубічна парабола (б)

Обрис клотоїди представляється в інтегральній формі [137]

$$x(s)=\int_0^s \cos\left[(as)^2\right]ds, \qquad y(s)=\int_0^s \sin\left[(as)^2\right]ds \tag{3.8}$$

де x, y – координати точок кривої; s – натуральний параметр; $a=1/\sqrt{2R_c s_c}$ – константа; R_c і s_c – радіус кривизни й довжина кривої в розглянутій точці.

Нехай кривизна $k=k_c$ клотоїди в точці $s=s_c$ ($s_c \neq 0$). Тоді, за умовою $a=const$, може бути обчислена кривизна кривої в будь-якій точці

$$k(s) = (k_c \cdot s)/s_c \tag{3.9}$$

Аналогічно, беручи до уваги, що кривизна k й кут θ нахилу дотичній до кривої пов'язані диференціальним співвідношенням

$$h = ds/d\theta \tag{3.10}$$

може бути виведена рівність

$$\theta = (as)^2 \tag{3.11}$$

Щоб завершити постановку задачі про геометричну побудову плавного переходу від прямої лінії до дуги кола без розриву кривизни траєкторії, випишемо такі формули для координат центру кривої у точці $x(s)$, $y(s)$ [102, 137]

$$x_c = x - \frac{y'\left[(x')^2 + (y')^2\right]}{\begin{vmatrix} x' & y' \\ x'' & y'' \end{vmatrix}}, \qquad y_c = y + \frac{x'\left[(x')^2 + (y')^2\right]}{\begin{vmatrix} x' & y' \\ x'' & y'' \end{vmatrix}}, \tag{3.12}$$

де символ штрих позначає диференціювання по s.

Ці співвідношення зазвичай представляються в більш простій формі

$$x_c = x - R\,dy/ds, \qquad y_c = y + R\,dx/ds \tag{3.13}$$

Наведені співвідношення для перехідних секцій (хоча й непрості) широко використовуються на залізничному й автомобільному транспорті для плавного переходу між горизонтальними секціями доріг різної кривизни. Вони використовуються також в авіаційній техніці для прокладки авіаційних трас оптимального обрису. Відзначимо, що описаний підхід не відрізняються простотою, тому якщо кут дуги перехідної ділянки малий, то клотоїдна крива може бути замінена дугою кубічної параболи, чия кривизна на малих ділянках також мало змінюється й починається з нульового значення.

Дійсно, на ділянці однозначності клотоїди, обмеженій вертикальними дотичними, вона може бути розкладена в степеневий ряд по непарних степенях, починаючи з третьої степені. Тому при малих δx клотоїда може бути замінена кубічною параболою (рис. 3.37). Співпадіння цих кривих при малих Δx можна прослідкувати на рис. 3.38.

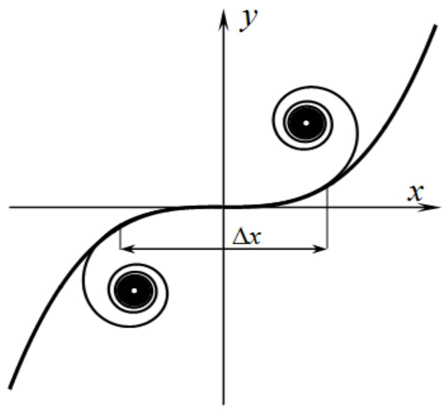


Рисунок 3.38 – Накладання клотоїди і кубічної параболи при малих Δx.

Аналогічні проблеми виникають і при проходці глибоких криволінійних свердловин. Зазвичай, проектування траєкторій криволінійних свердловин проводиться на основі геометричного аналізу їх обрисів без вичерпного врахування механічних аспектів згинання БК, що супроводжують процедуру буріння. На практиці, в основному, проектування криволінійних свердловин здійснюється методом мінімальної кривизни, відповідно до якого траєкторія свердловини представляється у вигляді комбінації декількох прямолінійних секцій, з'єднаних одна з одною дугами кіл так, що кут нахилу дотичній до осі свердловини змінюється неперервно (секції AB, BC і CD на рис. 3.39). Однак при цьому кривизна (тобто радіус кривизни й пружний згинальний момент у колоні) виявляється розривною функцією, що призводить до збільшення сил контакту між колоною й стінкою свердловини.

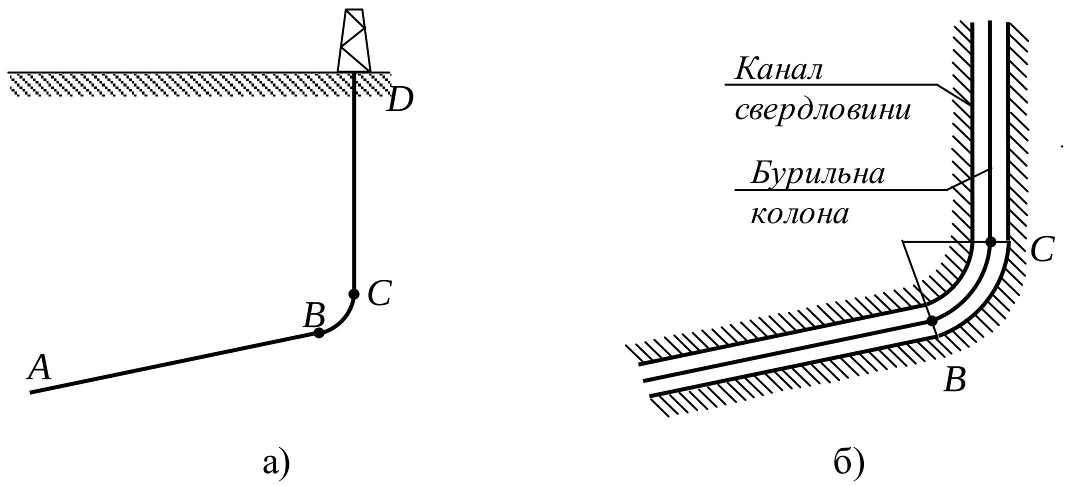


Рисунок 3.39 – Схема багатосекційної бурильної свердловини

Польовими спостереженнями було встановлено, що геометрія свердловини впливає на сили тертя, що діють на бурильну колону при її русі. Зазвичай, ці сили визначають максимальне горизонтальне віддалення свердловини, яке може бути досягнуте без прихвату колони або її поперечного випучування. Тому проблемі зменшення сил тертя за рахунок вибору раціональної геометрії свердловини приділяється велика увага. Щоб оцінити ці ефекти були розроблені математичні моделі й програмні комплекси, за допомогою яких проводилися розрахунки сил тертя й опору. Однак ці моделі були створені за допомогою спрощених схем, заснованих на гіпотезах, які припускають, що бурильна колона є гнучкою ниткою, що не має згинальної жорсткості. Такі гіпотези дозволяють спростити розрахунки, але вони прийнятні тільки для траєкторій з малою кривизною, що плавно змінюється, та приводять до помітних похибок при використанні методу мінімальної кривизни для реальних бурильних колон у місцях сполучення секцій свердловин з розривами геометрії.

Тому автором даної роботи був розроблений більш точний програмний комплекс, заснований на моделі теорії пружних криволінійних стержнів, який дозволяє більш точно моделювати сили тертя й опору в місцях сполучення секцій бурильних колон і розробляти заходи щодо зменшення їх впливу.

Проілюструємо ці ефекти на прикладі збірної колони $ABCD$ (рис. 3.39 а). Вона складається із двох прямолінійних сегментів AB і CD й однієї сполучної секції BC у формі дуги кола. Щоб вивчити сили, що діють на колону, введемо координатний параметр s, обумовлений довжиною осьової лінії свердловини від деякої початкової точки до поточної. З його допомогою можна обчислити згинальний момент у всіх точках осі колони й, особливо, у секції BC (рис. 3.39 б).

Оскільки геометрія колони задана, внутрішній згинальний момент M і зовнішні розподілені (локалізовані) контактні сили можуть бути легко обчислені. Дійсно, згинальний момент $M(s)$ визначається формулою [56, 59]

$$M(s) = EI \cdot k = EI/R, \tag{3.14}$$

де E – модуль пружності матеріалу труби колони, I – момент інерції перерізу колони, k – її кривизна, R – радіус кривизни.

У зв'язку з цим момент $M(s)$ дорівнює нулю на прямолінійних сегментах AB і CD й залишається постійним $M(s) = EI/R$ всередині дуги BC. Графік цієї функції представлений на рис. 3.40.

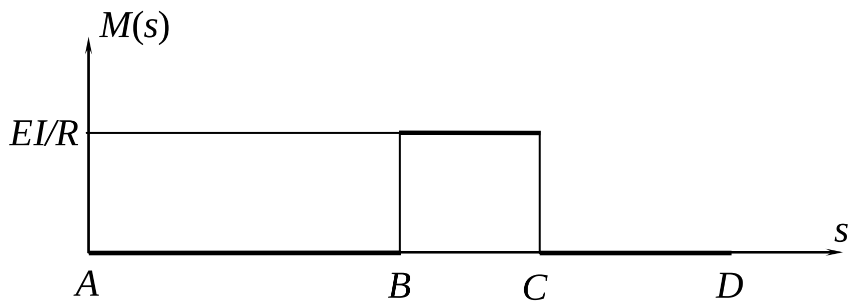


Рисунок 3.40 – Графік функції M(s) у вигнутому стержні

З використанням формули

$$F(s) = dM(s)/ds \tag{3.15}$$

для внутрішньої перерізуючої сили $F(s)$ можна зробити висновки, що вона дорівнює нулю на всьому відрізку AD окрім точок B та C сполучення, де вона набуває нескінченно великих значень, тому що функція $M(s)$ є розривною.

І далі з використанням рівняння

$$dF(s)/ds = -f^{кон}(s) \tag{3.16}$$

пружної рівноваги елемента труби, де $f^{кон}$ – зовнішня розподілена контактна сила, можна знову заключити, що $f^{кон}(s)$ скрізь виявляється рівною нулю, за вийнятком точок спряження B та C, де вона також спрямовується в нескінченність, тому що розривною є функція $F(s)$.

Використовуючи ці прості диференціальні викладки, можна дійти до висновку, що конфігурація колони всередині каналу свердловини, представлена на рис. 3.39 а, може бути утворена тільки системою силових впливів у формі зосереджених згинальних моментів, прикладених у точках B і C (рис. 3.41). Але в свою чергу, кожний момент M може бути викликаний тільки парою зовнішніх контактних сил Q із плечима h (рис. 3.42)

$$M = Q \cdot h \tag{3.17}$$

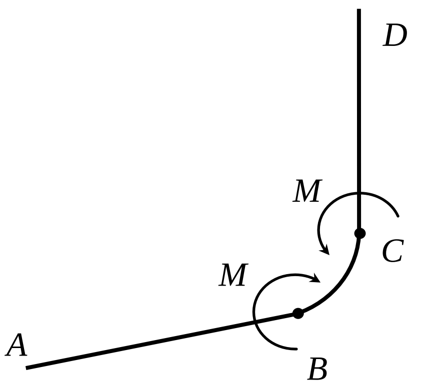


Рисунок 3.41 – Форма стержня, утворена дією двох зовнішніх згинальних моментів M, прикладених в точках B та C.

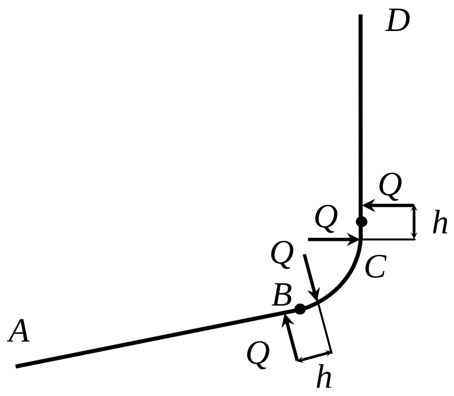


Рисунок 3.42 – Схема двох пар сил Q, що складають згинальні моменти в точках B та C.

У реальності кожна із цих сил не є зосередженою, завдяки пружній податливості скельної породи, і може бути представлена як рівнодійна контактних розподілених сил $f^{кон}$ (рис. 3.43). Очевидно, що чим менше зазор між стінкою свердловини й бурильною колоною, тем менше плече h й згідно з рівностями (6.16), (6.17), тим більше Q й сила $f^{кон}$. У зв'язку з їхнім збільшенням при протяганні колони в свердловині збільшуються сили тертя, а тому зменшується сила, що діє на долото, ставати можливим випучування колони і її прихват, збільшується швидкість зношування труби колони, тощо.

Враховуючи ці доводи, можна заключити, що з'єднання двох ділянок труб з різними кривизнами може призвести до збільшення сил контактної й фрикційної взаємодії й зменшення рухливості колони. Для зменшення цих негативних ефектів може бути запропоноване згладжування розриву кривизни свердловини шляхом введення в точках B і C малих перехідних ділянок свердловини з геометрією клотоїди або кубічної параболи, у якій при малій довжині радіус кривизни змінюється майже лінійно (рис. 3.44).

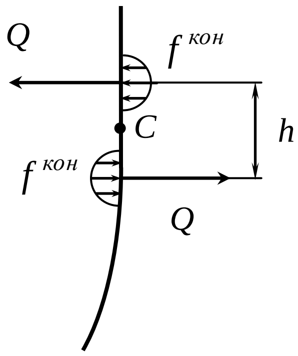


Рисунок 3.43. − Схема зосереджених (Q) і розподілених ($f^{кон}$) контактних сил

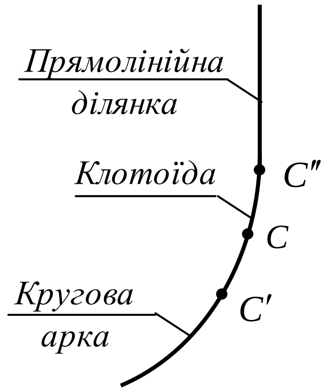


Рисунок 3.44 − Схема стержня з клотоїдними вставками $C'C''$ між прямою і круговою секціями

У цьому випадку графік, представлений на рис. 3.40, перетвориться у форму, наведену на рис. 3.45

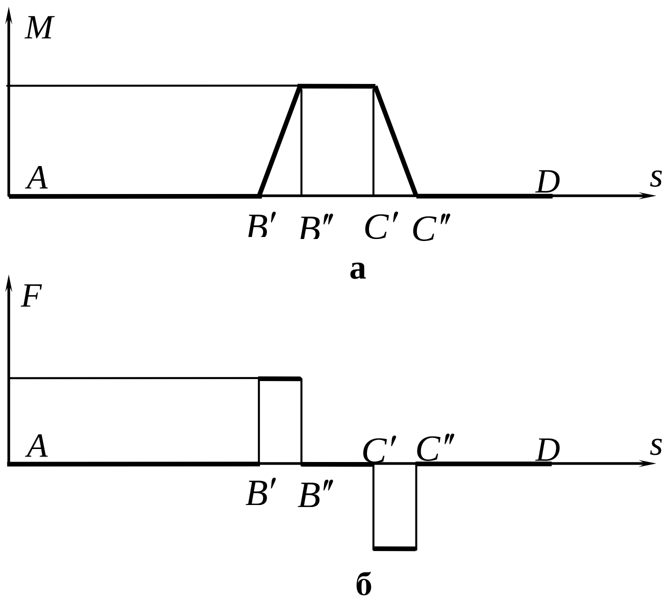


Рисунок 3.45 − Схема розподілу функцій M (а) і F (б) у стержні з клотоїдними вставками $B'B''$ й $C'C''$

Після цього функція $M(s)$ стала неперервною, але в точках B', B'', C' і C'' вона є ламаною. Тому згідно з рівністю (3.15) внутрішня перерізуюча сила $F(s)$ відрізняється від нуля тільки на перехідних гіперболічних ділянках $B'B''$ та $C'C''$ (рис. 3.45 б), в той час як зовнішній контактна сила

$f^{кон}(s)$ (згідно з рівністю (3.16)) є нульовою всюди, окрім точок B', B'', C' і C'', де вона є розривною. Ця розривність може бути пов'язана тільки із зовнішньою розподіленою контактною силою $f^{кон}$ й рівнодійною Q. Але в цій ситуації відстань між силами Q приблизно дорівнює довжині клотоїди або кубічної параболи $B'B''$, яка не є малою й тому $f^{кон}$, фрикційна сила $f^{тер}$ й перерізуюча сила вже не є великими.

Кубічна парабола є найпростішою кривою, кривизна якої на малих відрізках змінюється лінійно. Дійсно, її рівняння в параметричній формі має вигляд

$$x = bs^3, \qquad z = s \tag{3.18}$$

Тоді її кривизна обчислюється так

$$k = \sqrt{\frac{\left[(x')^2 + (z')^2\right] \cdot \left[(x'')^2 + (z'')^2\right] - \left(x'x'' + z'z''\right)^2}{\left[(x')^2 + (z')^2\right]^3}}, \tag{3.19}$$

де штрихом позначене диференціювання по параметру s.

Підставляючи (3.18) в (3.19), можна одержати

$$k = 6bs \Big/ \left[1 + (3bs^2)^2\right]^{3/2} \tag{3.20}$$

Якщо обрано коротку ділянку кривої, то $(3bs^2)^2 << 1$ й рівність (3.20) набуває простої форми

$$k = 6bs \tag{3.21}$$

В цьому випадку згинальний момент також змінюється лінійно всередині перехідної ділянки (рис. 3.44) і ефект локального збільшення в цій зоні внутрішніх і зовнішніх сил пом'якшується.

Наведені доводи роз'яснюють тільки якісну сторону проблеми, оскільки вони не враховують вплив зазору між трубою колони й стінкою свердловини, який знижує гостроту цих ефектів. Проте, вони характеризують головні недоліки, що вносяться розривами кривизни траєкторії свердловини.

3.2.2 Спряження ланок плоскої траєкторії кубічною параболою

З метою підтвердження ефекту впливу розриву кривизни траєкторії на значення фрикційних сил опору, які породжуються при русі бурильної колони в криволінійній свердловині, розглянемо модель свердловини (рис. 3.46) із сегментами AB й CD малої кривизни, з'єднаними дугою кола BC.

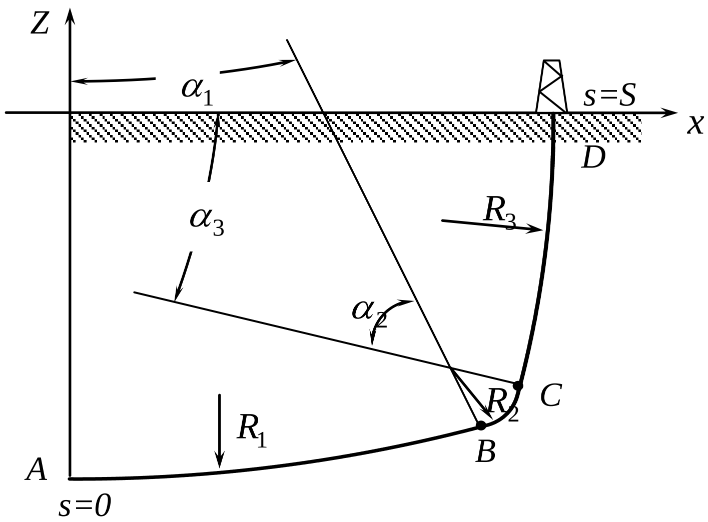


Рисунок 3.46 – Геометрична схема обрису траєкторії свердловини

Їхні радіуси становлять R_1, R_2 і R_3, а кути охоплення рівні $\alpha_1 = 15^\circ$, $\alpha_2 = 60^\circ$ і $\alpha_3 = 15^\circ$, відповідно. Щоб виконати комп'ютерне моделювання механічної поведінки БК, використовується математична модель пружного криволінійного стержня, розроблена в публікаціях автора роботи. Відповідно до неї, вивчення цієї конструкції найбільш зручне із застосуванням природнього триганника Френе з одиничними векторами головної нормалі $\mathbf{n}$, бінормалі $\mathbf{b}$ й дотичної $\mathbf{t}$ і радіусом-вектором $\boldsymbol{\rho}(s) = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ елемента свердловини в системі координат $Oxyz$, де $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ – орти цієї системи; R – радіус кривизни.

Вважається, що процес протягання БК у каналі свердловини відбувається з постійною швидкістю v. Тоді вектор $\mathbf{f}(s)$ зовнішніх розподілених сил, що діють на БК, може бути представлений у вигляді

$$\boldsymbol{f}(s) = \boldsymbol{f}^{\,тяж} + \boldsymbol{f}^{\,кон} + \boldsymbol{f}^{\,тер}, \tag{3.22}$$

де $\boldsymbol{f}^{\,тяж}$ – сила гравітації, $\boldsymbol{f}^{\,кон}$ – сила контактної взаємодії між поверхнями БК і свердловини, $\boldsymbol{f}^{\,тер}$ – сила фрикційної взаємодії між цими поверхнями.

З використанням системи відліку $\mathbf{n}$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{t}$ рівняння (2.16) рівноваги елемента БК можуть бути представлені в скалярній формі:

$$\begin{aligned}
&\frac{d\,F_n}{ds} = -k_R F_t + k_T F_b - f_n^{тяж} - f_n^{кон}, \\
&\frac{d\,F_b}{ds} = -k_T F_n - f_b^{тяж} - f_b^{кон}, \\
&\frac{d\,F_t}{ds} = k_R F_n - f_t^{тяж} - f_t^{тер}, \\
&0 = -k_R M_t + E\,I\,k_R k_T + F_b, \\
&\frac{d\,k_R}{ds} = -\frac{1}{E\,I} F_n, \\
&\frac{d\,M_t}{ds} = m_t^{тер},
\end{aligned} \tag{3.23}$$

де $E\,I$ – жорсткість БК при згинанні; F_n, F_b, F_t – відповідні компоненти вектора внутрішніх сил; k_R – кривизна БК; k_T – її кручення; M_t – внутрішній крутний момент, $m_t^{тер}$ – зовнішній розподілений момент.

У цій системі невідомими є чотири функції $F_n(s)$, $F_b(s)$, $F_t(s)$ і $M_t(s)$. Зовнішні розподілені сили $f_n^{кон}(s)$, $f_b^{кон}(s)$, $f_t^{тер}(s)$ і момент $m_t^{тер}(s)$ також підлягають визначенню, в той час як сили ваги $f_n^{тяж}(s)$, $f_b^{тяж}(s)$ і $f_t^{тяж}(s)$ вважаються відомими.

В розглянутому випадку вивчається плоска система сил. Тому $k_T = 0$, $f_b^{тяж} = 0$, $f_b^{кон} = 0$, $F_b = 0$, а функції $M_b(s)$, $F_n(s)$ можуть бути представлені у формі

$$M_b = E\,I\,k_R, \qquad\qquad F_n = -E\,I\,\frac{dk_R}{ds} \tag{3.24}$$

Розподілені сила тертя $f_t^{тяж}(s)$ й момент $m_t^{тер}(s)$ виражаються через розподілену контактну силу $f_n^{кон}(s)$, коефіцієнт тертя μ й параметр $\eta = 100$, що визначає відношення між швидкостями осьового й обертального рухів елемента БК.

В результаті стан квазі-статичного протягання БК з обертанням визначається третім і шостим рівняннями системи (3.23), які набувають форму

$$\begin{aligned} \frac{d\,F_t}{ds} &= k_R F_n + f^{\,тяж} t_z \mp f_t^{тер}, \\ \frac{d\,M_t}{ds} &= m_t^{тер}. \end{aligned} \tag{3.25}$$

Тут $f^{\,тяж}$ – погонна сила ваги БК, $f_t^{тер} = \mu\, f_n^{кон}$, μ – коефіцієнт тертя, а сила контактної взаємодії представляється співвідношенням

$$f_n^{кон} = -k_R F_t + E\,I\,\frac{d^2 k_R}{ds^2} - f_n^{тяж} \tag{3.26}$$

Погонна сила ваги обчислюється так

$$\gamma = f^{\,тяж} = \pi\,\lambda\,g\left(r_1^2 - r_2^2\right),$$

де r_1 й r_2 – зовнішній і внутрішній радіуси поперечного перерізу труби БК; λ – густина її матеріалу, $g = 9{,}81\, м/c^2$ – прискорення вільного падіння.

В підсумку система (3.25) містить тільки дві невідомі величини ($F_t(s)$ і $M_t(s)$) і може бути чисельно проінтегрована методом Рунге-Кутти.

Щоб продемонструвати ефект впливу розриву функції кривизни траєкторії свердловини на сили опору руху БК у її каналі, було виконано комп'ютерне моделювання цього ефекту. Спочатку розглянуті випадки, коли осьова лінія свердловини складена із кругових сегментів *AB, BC* і *CD* без локального згладжування кривизни в точках *B* і *C* (рис. 3.44). Потім у цих точках були вставлені короткі секції $B'B''$ й $C'C''$ у формі кубічних парабол і, як показано на рис. 3.44, розриви кривизни були усунуті з використанням кубічних сплайнів.

Розв'язки рівнянь (3.25) були побудовані методом Рунге-Кутти із кроком інтегрування $\Delta s = S/1330$, де S повна довжина осьової лінії свердловини. Вона була обчислена по формулі

$$S = R_1\varphi_1 + R_2\varphi_2 + R_3\varphi_3. \tag{3.27}$$

Всього розглянуто чотири задачі. Вони відрізняються значеннями радіусів R_1, R_2, R_3, які склали R_1=1800 м, R_2=48 м, R_3=1200 м (задача 1); R_1=3600 м, R_2=96 м, R_3=2400 м (задача 2); R_1=9000 м, R_2=240 м, R_3=6000 м (задача 3) і R_1 =18000 м, R_2=480 м, R_3=12000 м (задача 4). Значення довжини S свердловини й різниці значень кривизни в точках B і C наведено в таблиці 3.4.

Таблиця 3.4 − Геометричні параметри траєкторії свердловини

Задача №	R_1 (м)	R_2 (м)	R_3 (м)	S (м)	$k_2 - k_1$ (точка B) ($м^{-1}$)	$k_2 - k_3$ (точка C) ($м^{-1}$)
1	1800	48	1200	835,7	0,02028	0,020
2	3600	96	2400	1671,3	0,01014	0,010
3	9000	240	6000	4178,3	0,00406	0,004
4	18000	480	12000	8356,6	0,00203	0,002

Були обрані наступні вихідні дані по матеріалу труби БК: модуль пружності $E = 2{,}1 \cdot 10^{11}\ \text{Па}$, густина $\gamma = 7800\ \text{кг} \cdot \text{м}^3$, $g = 9{,}81\ \text{м} \cdot \text{с}^{-2}$. Розглянуто два типи поперечного перерізу труби. У першому випадку її зовнішній і внутрішній радіуси рівні $r_1 = 0{,}08415\ \text{м}$ й $r_2 = 0{,}07415\ \text{м}$. При цьому товщина труби склала $\delta = 0{,}01\ \text{м}$, момент інерції її поперечного перерізу $I = 1{,}564 \cdot 10^{-5}\ \text{м}^4$, погонна сила ваги $f^{тяж} = 380{,}5\ \text{Н/м}$. У другому випадку $r_1 = 0{,}1\ \text{м}$, $r_2 = 0{,}088\ \text{м}$, $\delta = 0{,}012\ \text{м}$, $I = 3{,}144 \cdot 10^{-5}\ \text{м}^4$ і

$f^{тяж} = 542{,}3\,Н/м$. Крім того, при комп'ютерному моделюванні коефіцієнт тертя задавався рівним μ=0,3 і 0,4.

Для кожної комбінації розрахункових даних задача 1 вирішувалася при різних довжинах параболічних секцій $B'B''$ і $C'C''$. Спочатку вона була розв'язана без сплайн-інтерполяції (випадок 1). Потім досліджені випадки з параболічними вставками, довжини яких склали два, п'ять і десять кроків інтегрування Δs (випадки 2 – 4, відповідно). Результати розрахунків функції $f_t^{тер}(s)$ для задачі 1 наведено на рис. 3.47.

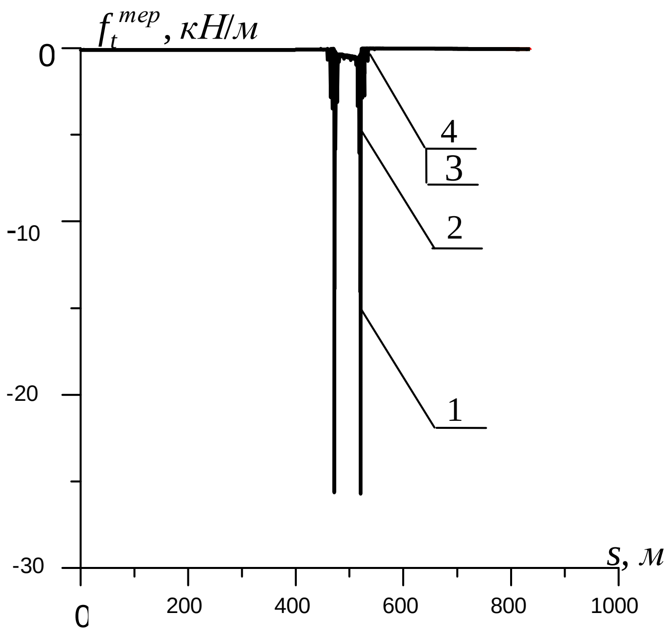


Рисунок 3.47 – Діаграма розподіленої сили тертя $f_t^{тер}$ (задача 1)

Як свідчать графіки, наведені на рис. 3.48, локальне збільшення функції $f_t^{тер}(s)$ пов'язане також зі зростанням швидкості збільшення внутрішньої осьової сили $F_t(s)$ в точках B і C, коли розрив функції кривизни збережений (крива 1). Однак згладжування кривизни траєкторії дозволяє зменшити цю силу (криві 2 – 4, відповідно). Такий же висновок можна зробити щодо функції внутрішнього крутного моменту $M_t(s)$ (рис. 3.49).

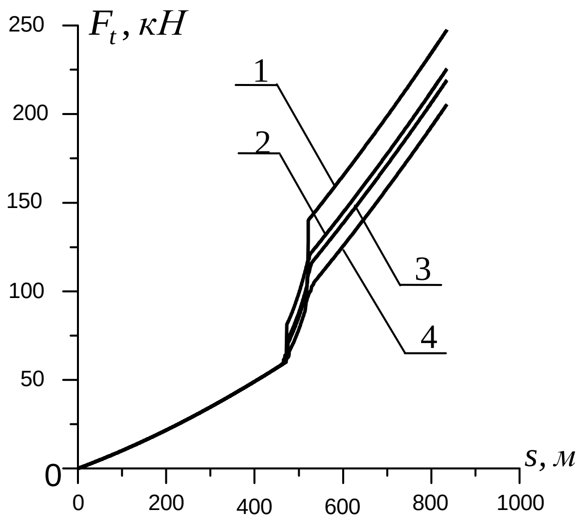


Рисунок 3.48 – Діаграма осьової сили $F_t(s)$ (задача 1)

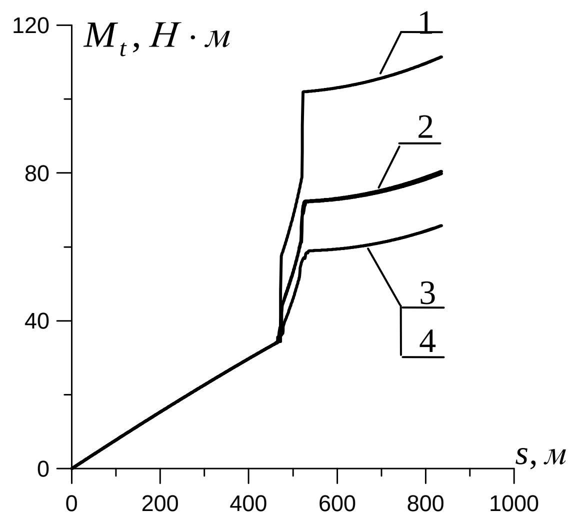


Рисунок 3.49 – Діаграма крутного моменту $M_t(s)$ (задача 1)

Виявлені особливості стають більш очевидними при збільшенні згинальної жорсткості БК. Рисунки 3.50 – 3.52 ілюструють аналогічні результати для колон з радіусами перерізів $r_1 = 0{,}1\,\text{м}$, $r_2 = 0{,}088\,\text{м}$ і моментом інерції $I = 3{,}144 \cdot 10^{-5}\,\text{м}^4$.

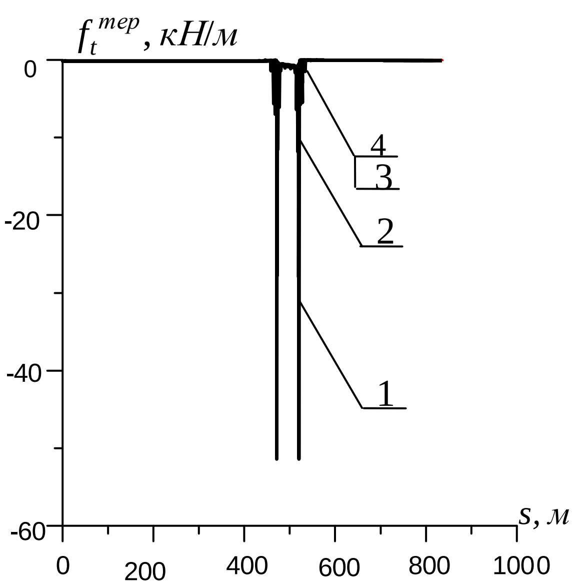


Рисунок 3.50 – Діаграма функції тертя (задача 1)

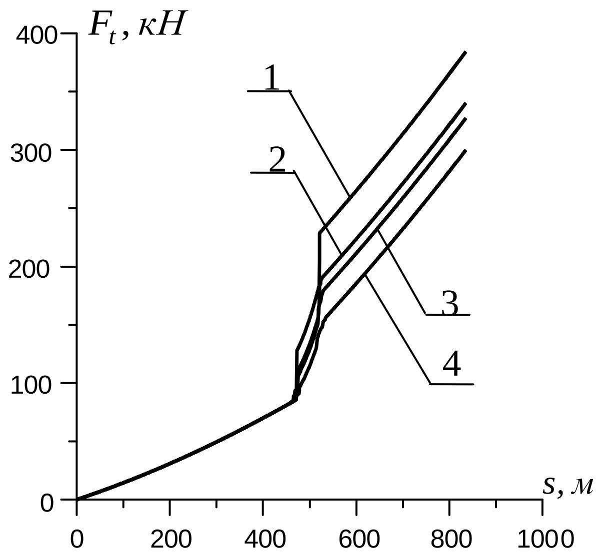


Рисунок 3.51 − Діаграма функції осьової сили $F_t(s)$ (задача 1)

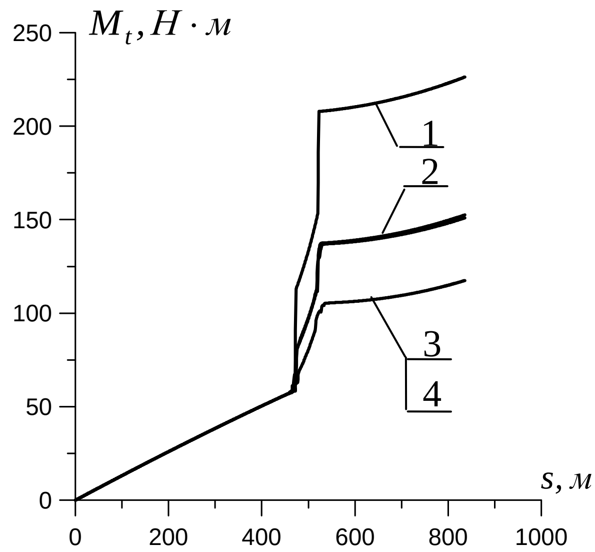


Рисунок 3.52 − Діаграма функції крутного моменту $M_t(s)$ (задача 1)

Для оцінки залежності напружено-деформованих станів БК від величин розриву функцій кривизни результати розрахунків для задач 1 – 4 і випадків 1, 4 при $\mu = 0{,}3$ зведено в таблиці 3.5.

Таблиця 3.5 − Екстремальні значення сили тертя $f_t^{тер}$ й внутрішньої осьової сили F_t при μ=0,3

Задача №	I=$1{,}564 \cdot 10^{-5}$ м^4, $f^{тяж} = 380{,}5$ Н/м			I=$3{,}144 \cdot 10^{-5}$ м^4, $f^{тяж} = 542{,}3$ Н/м		
	$f_t^{тер}(B)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(C)$ (кН/м)	$F_t(D)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(B)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(C)$ (кН/м)	$F_t(D)$ (кН/м)
1	-25,658 -3,132	-25,638 -3,331	247,649 205,552	-51,410 -6,094	-51,426 -6,371	384,351 299,987
2	-3,459 -0,696	-3,687 -0,905	401,334 390,508	-6,785 -1,195	-7,098 -1,492	579,811 558,145
3	-0,491 -0,370	-0,739 -0,581	971,978 970,193	-0,818 -0,541	-1,171 -0,841	1386,458 1382,896
4	-0,351 -0,313	-0,562 -0,561	1940,215 1939,680	-0,502 -0,460	-0,816 -0,802	2765,394 2764,370

Вони представляють пікові значення функцій $f_t^{тер}(B)$, $f_t^{тер}(C)$ і осьової сили $F_t(D)$ у верхній точці D для траєкторій з розривами кривизни (верхні числа) і траєкторій із вставками, що згладжують, довжиною $10\Delta s$ (нижні числа). Аналогічні результати наведено в таблиці 3.6 для значення $\mu = 0.4$.

Таблиця 3.6 – Екстремальні значення сили тертя $f_t^{тер}$ й внутрішньої осьовий сили F_t при μ=0,4

Задача №	I=$1{,}564 \cdot 10^{-5}$ м^4, $f^{тяж} = 380{,}5$ Н/м			I=$3{,}144 \cdot 10^{-5}$ м^4, $f^{тяж} = 542{,}3$ Н/м		
	$f_t^{тер}(B)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(C)$ (кН/м)	$F_t(D)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(B)$ (кН/м)	$f_t^{тер}(C)$ (кН/м)	$F_t(D)$ (кН/м)
1	-34,349 -4,319	-34,690 -4,705	305,485 244,250	-68,762 -8,336	-69,181 -8,888	481,096 358,344
2	-4,725 -1,061	-5,164 -1,444	474,172 458,481	-9,210 -1,784	-9,827 -2,330	687,196 654,745
3	-0,764 -0,627	-1,216 -1,010	1139,702 1137,360	-1,247 -0,911	-1,891 -1,457	1626,067 1621,301
4	-0,601 -0,527	-0,984 -0,980	2273,933 2273,712	-0,858 -0,770	-1,416 -1,405	3241,135 3240,435

З таблиць 3.5, 3.6 можна заключити, що вплив розриву кривизни на зовнішні сили тертя, внутрішню осьову силу й крутний момент збільшується зі зростанням величини розриву кривизни, згинальної жорсткості бурильної колони й коефіцієнта тертя між трубою БК і стінкою свердловини. Згладжування розриву кривизни сприятливо впливає на протікання процесу буріння. В той же час, якщо різниця в кривизнах сегментів, що з'єднуються, мала (задача 4), явище пом'якшення фрикційних ефектів стає слабко відчутним.

3.3 Висновки до розділу 3

У розділі 3 представлені результати комп'ютерного дослідження сил опору руху з обертанням бурильної колони у криволінійній свердловині з геометрією, заданою в дискретній формі.

1. На основі розробленої тривимірної математичної моделі розв'язані задачі про визначення сил фрикційного опору осьовому руху з обертанням бурильної колони у криволінійних свердловинах з ідеальною проектною геометрією, представленою в аналітичній формі, і у свердловинах, геометрія яких задана значеннями координат в їх окремих точках. Методами тривимірної кубічної сплайнової інтерполяції виконано перехід від дискретної форми задання геометрії до неперервної (аналітичної), побудовані диференціальні моделі руху колони при виконанні технологічних операцій буріння.

2. Виконано комп'ютерний аналіз сил опору і напружено-деформованого стану бурильних колон при різних значеннях дискретних відхилень траєкторії свердловини від ідеальної, різних значеннях коефіцієнта тертя та різних режимах виконання технологічних операцій. Показано, що розроблена методика може бути використана для прогнозування недопустимих значень геометричних, конструктивних та технологічних характеристик системи та запобігання нештатним ситуаціям.

3. Розв'язана задача про спряження ділянок траєкторій свердловини з різними значеннями їх кривизни. Показано, що спряження ділянок за рахунок установки перехідних сегментів у формі дуг кола, яке використовується на практиці, є нераціональним, оскільки призводить до формування у цих зонах сил тертя і опору. Запропоновано застосовувати в якості з'єднувальних вставок (як це робиться при трасуванні колій на залізничних та автомобільних дорогах) дуги клотоїди або кубічної параболи. Це дозволяє суттєво зменшити рівень фрикційних сил опору і тим самим зменшити напругу в колоні та ймовірність її руйнування, зменшити її

зношування та енерговитрати на виконання операцій буріння., покращити провідність крутного моменту та осьової сили від приводного пристрою до долота, запобігти виникненню ефекту прихвату колони. Ця пропозиція запатентована.

4. Результати досліджень даного розділу викладено у наступних публікаціях [15, 28, 29]

РОЗДІЛ 4
МОДЕЛІ ФРИКЦІЙНОГО САМОЗБУРЕННЯ КОЛИВАНЬ КРУЧЕННЯ БУРИЛЬНИХ КОЛОН У В'ЯЗКІЙ РІДИНІ

Одним з найменш досліджених явищ у практиці буріння глибоких свердловин є самозбурення коливань кручення колони в результаті періодичного переривання контактного зчеплення різців долота з породою, що руйнується. Подібні ефекти широко зустрічаються в природі й техніці у вигляді звукових скрипів і зривних автоколивань у процесі обробки різанням різних деталей і матеріалів. Невизначеність, що виникла в розумінні цього явища в процесі буріння свердловин, пояснюється двома факторами. Перший пов'язаний зі складністю протікаючого процесу, який включає суттєво нелінійний, майже хвильовий, характер коливань подовженої БК і біфуркаційні переходи від стаціонарних обертань долота до його коливальних рухів, які, до того ж, є релаксаційними (майже розривними).

Другий фактор обумовлений складністю математичної моделі, що описує ці коливання. Вона включає рівняння поширення хвиль деформацій кручення вздовж довжини колони із суттєво нелінійним крайовим рівнянням на нижньому кінці, яке формулюється з умови динамічної фрикційної взаємодії долота зі стінкою бурової свердловини. За допомогою спеціальних перетворень воно приводиться до нелінійного звичайного диференціального рівняння із запізненим аргументом, яке крім усього, в силу співвідношень між геометричними й масовими параметрами системи, є ще й сингулярно збуреним.

Зазначені фактори призводять до досить складних форм розв'язків побудованих рівнянь, які мають вигляд релаксаційних (майже розривних) коливань і перебудовуються в результаті переходів через стани народження й втрати граничних циклів (біфуркацій Пуанкаре – Андронова – Хопфа). Як показано в роботі, побудовані розв'язки перетерплюють додаткові ускладнення, викликані накладеннями на періодичні функції з великомасштабними розривами додаткових дрібномасштабних розривів швидкостей, квантованих з постійними тимчасовими інтервалами, рівними часу проходження хвилею кручення подвоєної довжини БК.

Розглянуті також і інші моделі цих процесів, які мають більш просту структуру, але пов'язані з більшими труднощами при реалізації їх розв'язку, обумовленими додатковим обліком в’язкого тертя колони в рідкому середовищі.

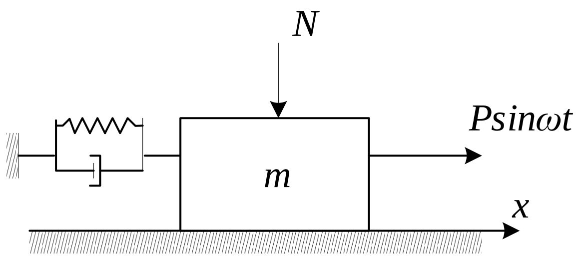
4.1 Вибір моделей нелінійних фрикційних ефектів при коливаннях кручення бурильних колон

При коливаннях кручення на елементи бурильної колони діють сили тертя, які необхідно враховувати при розробці математичних моделей їх руху. В першу чергу це момент сил тертя (різання), що діють на долото при руйнуванні ним породи. В бурильній практиці він називається TOB (Torque on bit) і характеризується складними нелінійними ефектами. Крім того, так як сама колона занурена в промивну рідину, склад якої спеціально підбирається, щоб за рахунок в’язкості вона відносила частинки подрібненої породи, на саму колону діють також сили в’язкого тертя. Тому у всіх перерізах колони на неї діє момент сил в’язкого тертя, який залежить від в’язкості промивної рідини, швидкості обертання і діаметра труби колони. Ці особливості призводять до ускладнення фрикційних ефектів, які проявляються при її торсіонних коливаннях, та необхідності їх врахування при розробці математичної моделі цих явищ.

Існує три класи функцій залежності коефіцієнту тертя від швидкості ковзання: коефіцієнт тертя при ковзанні залишається сталим (закон Кулона в задачах квазістатики, розглянутий вище у розділах 2 та 3), коефіцієнт тертя залежить від швидкості примусового ковзання (яке, однак, залишається стійким у всьому діапазоні своєї зміни); загальний випадок, коли коефіцієнт тертя залежить від швидкості нестійкого ковзання , яка може змінюватися з переходом у стійкі автоколивальні періодичні рухи (проблеми стійкості стаціонарних ковзань та біфуркації Хопфа). Ще раз відзначимо, що перший клас залежності (незалежності) коефіцієнта тертя від швидкості ковзання реалізується зазвичай при малих інтенсивностях контактних взаємодій (лінійні задачі). Із збільшенням сил контактної взаємодії фрикційні процеси стають нелінійними і відбуваються по сценаріям другого та третього класів.

У зв'язку з цим при проектуванні динамічної системи необхідно в явній формі враховувати фрикційні ефекти і задача проектувальника повинна складатися в налаштуванні динамічної системи так, щоб мінімізувати вплив тертя. Однак, як показує аналіз наукової літератури в цій області, про це легше говорити, ніж зробити [78, 81, 132, 156, 157].

Найбільш простим та поширеним в задачах моделювання є закон тертя Кулона, який описує фрикційний ефект при русі твердого тіла по шорсткій поверхні (рис. 4.1, а)



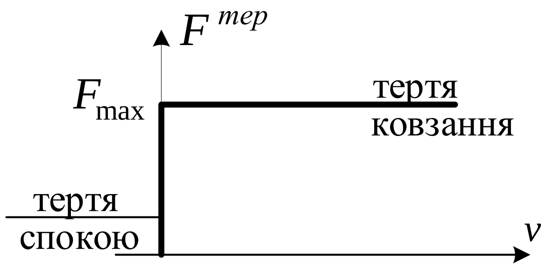


Рисунок 4.1 − Схема осцилятора з однією степінню вільності (а) та діаграма закону тертя Кулона (б)

Він описується співвідношенням (рис. 4.1, б)

$$F^{тер} \le \mu N\,, \qquad F_{\max} = \mu N\,, \tag{4.1}$$

і тертя називається сухим.

Тут μ - коефіцієнт тертя, N - сила нормального тиску, t - час.

Вертикальна ділянка на його діаграмі відповідає тертю спокою. При його реалізації система знаходиться у стані статичної рівноваги і функція $F^{тер}$ неоднозначна. Тому задача визначення сил тертя стає статично невизначеною і повинна розв’язуватись з додатковими умовами статичної (динамічної рівноваги). Горизонтальна ділянка реалізується при русі, на ньому тертя ковзання має максимальне значення $F_{\max} = \mu N$.

Якщо рух тіла відбувається під дією зовнішньої заданої періодичної сили $P\sin\omega t$, то у моменти часу, коли сума діючих на тіло сил інерції та пружності пружини менша сили тертя ковзання $F_{\max}$, має місце ефект залипання і тіло зупиняється. Потім, із зростанням зовнішньої сили $P\sin\omega t$, ця сила долає силу тертя і тіло знову переходить у режим руху. Графіки такого *T*-періодичного руху показані на рис 4.2. Позиція а) на ньому відповідає залипанню на короткому інтервалі часу при малому $F_{\max}$, позиція б) – на великому інтервалі часу при великій величині $F_{\max}$.

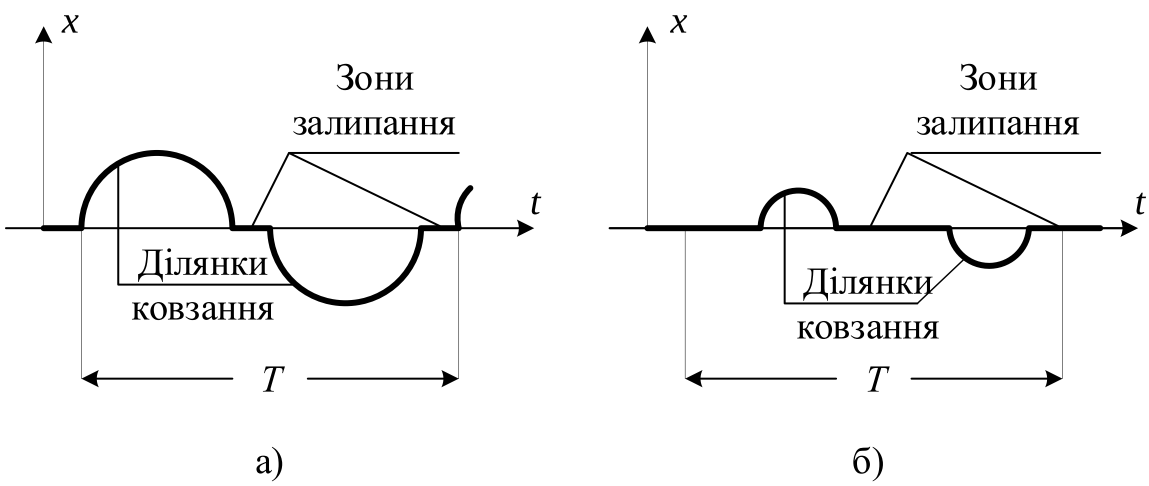


Рисунок 4.2 − Графіки *T*-періодичних внутрішніх коливань осцилятора з сухим тертям

Підкреслимо, що, зазвичай, наведена схема закону Кулона реалізується лише при малих силах контактного тиску *N*. У більш загальних випадках, коли інтенсивність контактної взаємодії зростає, горизонтальна ділянка на рис 4.1, б) викривляється і набуває форми із зростаючою характеристикою (рис 4.3, а)

Тертя із зростаючою характеристикою зазвичай не вносить в осциляційний процес які-небудь принципові відмінності, в той час як нелінійне тертя з спадаючою характеристикою (рис 4.3, б) породжує надзвичайно важливі і широко поширені у природі явища – автоколивання.

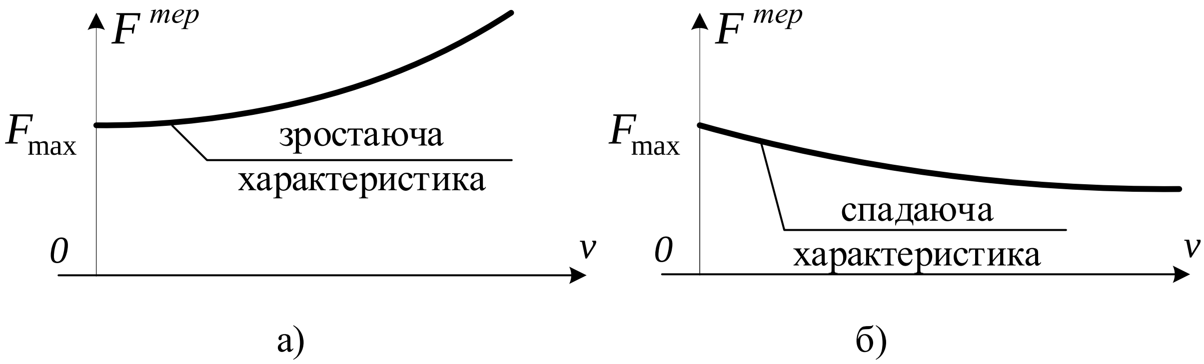


Рисунок 4.3 − Графіки тертя ковзання з зростаючою (а) та спадаючою (б) характеристиками.

По-перше, це голосові звуки, що продукує людина при розмові та співі, і звуки, що продукують тварини (мукання корови, гавкання собаки, рикання лева, ревіння слона, тощо). По-друге, це звуки, що видають музичні інструменти (скрипка, орган, акордеон, тощо). І нарешті, найширші класи таких коливань зустрічаються в будівельних спорудах (висотні конструкції, щогли, галопування проводів, тощо) та технічних пристроях (електроніка, теле-радіотехніка, тощо).

І все ж, як свідчать практичні спостереження у всіх явищах в динамічних системах, найбільш помітною і часто обговорюваною причиною автоколивань, що збуджуються за рахунок фрикційних ефектів, є ділянка з від'ємним нахилом на діаграмі сила тертя – швидкість.

У той час, коли осцилятор задіяний на ділянці кривої тертя-швидкість із від'ємним нахилом (на якому енергія поступає у систему) і переходить на ділянку з додатнім нахилом (на якому відбувається відтік енергії), то повна енергія в системі може зберігатися. Тоді ефект залипання може не відбуватися і рух системи буде реалізований лише у режимі ковзання.

Стосовно задачі про торсіонну динаміку бурильної колони Lin та Wang [140] використовували енергетичний підхід, вважаючи, що у ній можуть збурюватись stick-slip коливання. Розрахунки виконані за допомогою торсіонного маятника з однією степінню вільності.

Проблема stick-slip коливань розглядається як представник широкого класу негладких динамічних систем. Зазнають до того ж біфуркаційні явища, які не дозволяють застосувати для їх аналізу методи згладжування розв'язків.

Ці коливання відбуваються з залипаннями (sticks), якщо на діаграмі нелінійного тертя є вертикальна ділянка з неоднозначною величиною сили тертя (рис 4.3, б). Однак на практиці поширеним є також закон тертя (різання), який реалізується у різальних станках (рис 4.4, а), в яких спадаюча характеристика відходить не безпосередньо від вертикальної ділянки (рис 4.3, б), а від додаткового "горбика", а також закон з в'язким тертям (рис. 4.4, б), в якому вертикальна ділянка (і ефект залипання) відсутні взагалі.

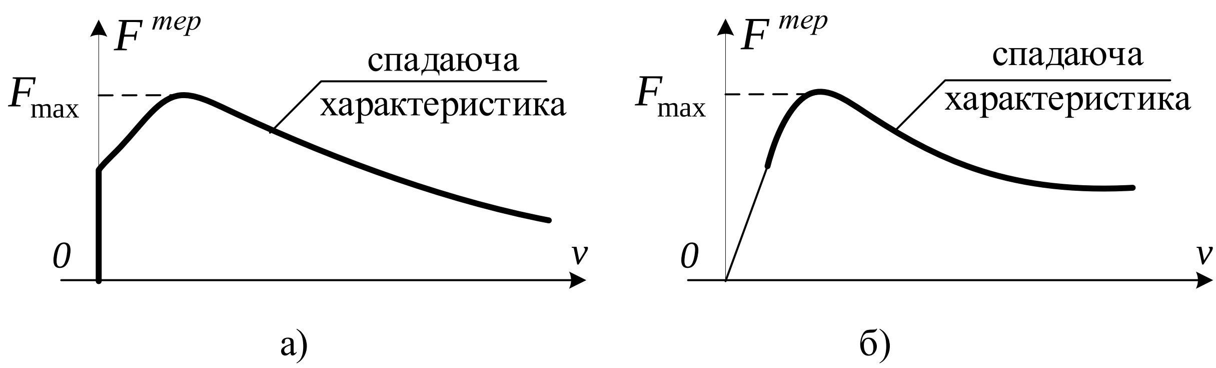


Рисунок 4.4 − Нелінійні закони тертя в ріжучих пристроях (а) та у системі з в'язким тертям (б)

Оскільки в обох випадках автоколивання реалізується у межах спадаючої характеристики в околі "горбика", то такі системи втрачають властивість здійснювати періодичні рухи з залипаннями і набувають властивості переходити через біфуркацію Хопфа у режимі негладких (релаксаційних) коливань із швидкими та повільними рухами, в яких замість залипання система продовжує рухатись, але повільно. Графік таких коливань представлений на рис 4.5.

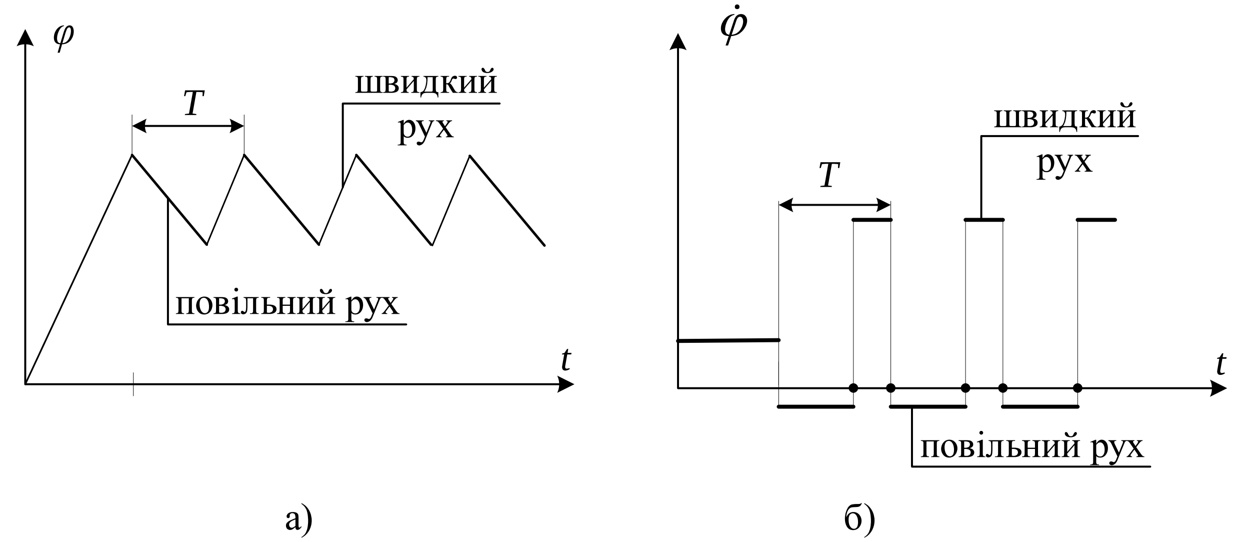


Рисунок 4.5 − Графіки швидких та повільних рухів при релаксаційних автоколиваннях:
(а) – графік переміщень;
(б) – графік швидкосте

Завершуючи даний підрозділ, зазначимо, що для аналізу відносного руху контактуючих тіл найбільше застосування отримали моделі тертя Кулона, представлені у їхньому вихідному (найпростішому) формулюванні (рис 4.6, а), а також у вигляді нелінійних залежностей (рис 4.6, б, в), які містять криволінійні ділянки.

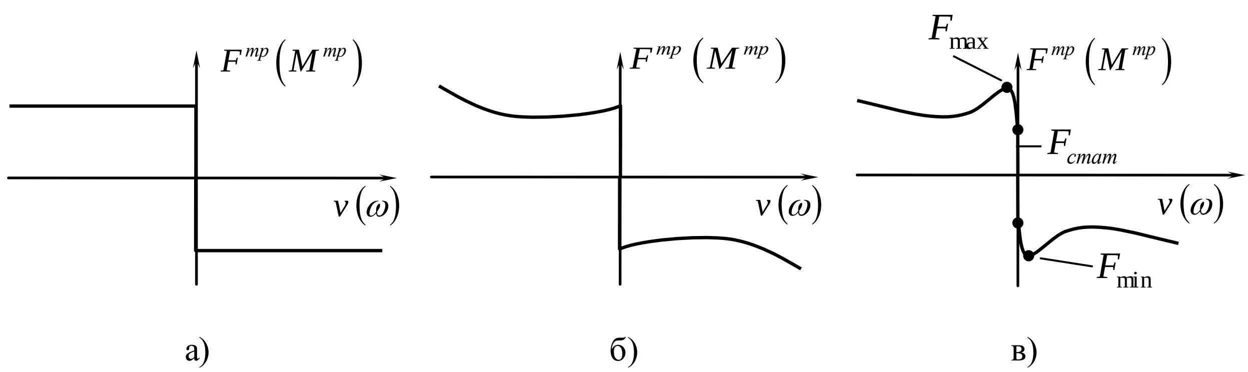


Рисунок. 4.6 − Графічні представлення закону тертя Кулона:
(а) – у вихідному (найпростішому формулюванні);
(б) – у нелінійній постановці;
(в) – в умовах нелінійної постановки

В нашій роботі при моделювання явища руху бурильної колони в каналі криволінійної свердловини враховано, що сили тертя, які генеруються при цьому, викликаються порівняно невеликими силами нормальної взаємодії , тому для їх аналізу використовується найпростіша фрикційна модель (рис 4.6, а), яка добре зарекомендувала себе в багатьох практичних застосуваннях.

В той же час динамічні процеси, що протікають в результаті фрикційної взаємодії долота, що обертається, з породою, яка обробляється, мають більш складний механізм.

Як виявлено на основі експериментального аналізу, процеси самозбурення коливань різальних інструментів у металообробних верстатах, а також формування сил різання і їх моментів при взаємодії долота бурильної колони зі скельною породою залежать від швидкості відносного руху між різальним інструментом (долотом) і оброблюваним матеріалом і можуть бути змодельовані діаграмами, представленими на рис. 4.4. При цьому утворення моменту сил різання (моменту сил тертя M^{mp}) у бурильній колоні пов'язане з багатьма обставинами, які суттєво впливають на характер кривих, представлених на цих графіках. До них можна віднести конструкцію; геометричну форму й діаметр долота, матеріали різців долота (високоміцна сталь або алмази) і ступінь їх зносу; силу, з якою долото притискається до дна бурової свердловини; механічні й міцностності властивості оброблюваної породи (параметри пружності й пластичності, крихкості, міцності й ін.); а також склад промивної рідини; тиск у ній і умови її витікання через випускні отвори в долоті.

Зазначені фактори не тільки надзвичайно різні, але й до того ж, числові значення їх характеристик постійно змінюються протягом процесу буріння. Тому очевидно, що універсальні функції моментів сил тертя в бурильних колонах відсутні, і вони не можуть бути побудовані із прийнятною точністю.

У зв'язку із цим можна припустити, що універсальні числові моделі явища, що вивчається, навіть не є необхідними й досить досліджувати тільки деякі, найбільш загальні й типові явища, що супроводжують процес буріння, і визначити умови й межі їх реалізації. Тому, як показано нижче, у загальному випадку можна прийняти, що моменти сил різання можуть бути реалізовані тільки у формі діаграм в'язкого (рис. 4.7, а) або кулонового (рис. 4.7, б) тертя, і аналізувати вплив положень екстремальних точок на цих функціях на стан стійкості.

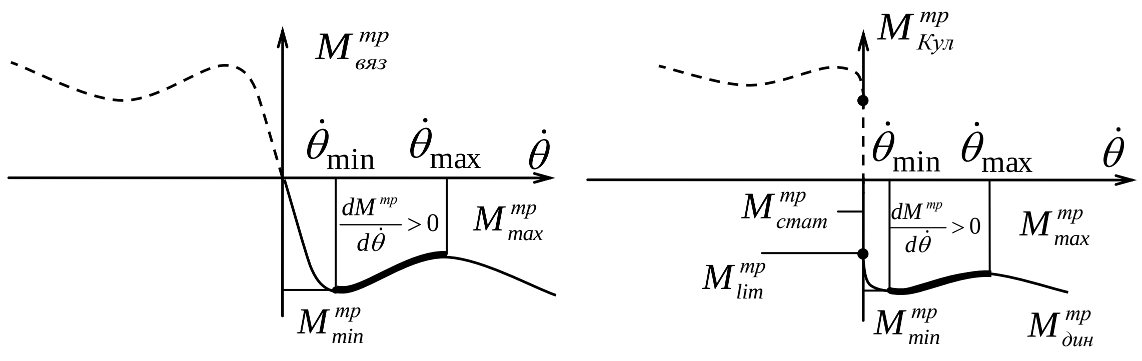


Рисунок 4.7 – Нелінійні залежності сил тертя:
а) чисто в'язке тертя;
б) тертя с елементами сухого тертя

Тому далі будуть розглянуті моменти сил тертя, які описуються законом нелінійного в'язкого тертя (рис.4.7, а) або функцією, що має вертикальну ділянку (рис.4.7, б), на якій реалізується момент статичного тертя з відсутністю проковзування між контактуючими тілами і який може бути знайдений тільки з умов статичної рівноваги системи. Після досягнення граничного значення $M^{тр}_{lim}$, момент сил тертя $M^{тр}$ стає в'язким. Другий тип тертя називається кулоновим.

Тип діаграми моменту сил тертя й положення на ній екстремальних точок $M^{тр}_{min}$, $M^{тр}_{max}$ легко можуть бути встановлені простими натурними або модельними експериментами. Усе, що при цьому потрібно робити в експериментах, полягає в поступовому покроковому збільшенні крутного моменту M_z й у відстеженні кута й швидкості обертання долота. Ця методика може бути використана аж до першого екстремального стану $M_z = \left|M^{тр}_{min}\right|$, оскільки далі залежність моменту $M^{тр}\left(\dot{\theta}\right)$ стає нестійкою й самозбурюються коливання кручення. Щоб продовжити далі тестування фрикційної взаємодії, необхідно подолати діапазон генерування автоколивань, і відновити виміри після відновлення режиму стаціонарного обертання.

При цьому в процесі релаксаційних автоколивань залипання – проковзування (або повільний та швидкий рух):

- система накопичує потенціальну енергію і повністю або частково втрачає кінетичну енергію при залипанні (повільний рух):
- система втрачає (скидає) потенціальну енергію і набуває кінетичну енергію (швидкий рух).

Тому такі коливання отримали назву **релаксаційних** (relaxation - розрядка, послаблення, релаксація).

В цьому випадку коефіцієнт тертя (або момент сил тертя на долоті) змінюється у вигляді функції часу, представленої на рис 4.8.

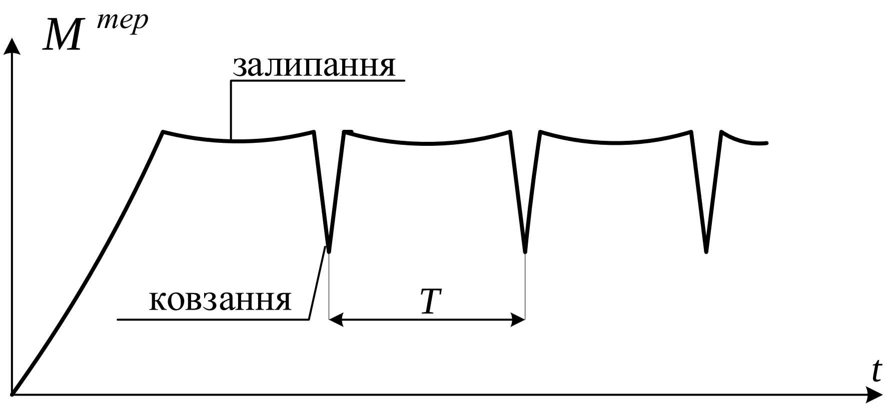


Рисунок 4.8 – Зміна моменту сил тертя з часом

Важливо відзначити, також, що період релаксаційних коливань, в загальному випадку, не співпадає з жодним із періодів власних коливань системи. В силу своєї складності релаксаційні автоколивання не піддаються дослідженню аналітичними методами і, зазвичай, аналізуються за допомогою графічних або чисельних підходів.

Підводячи підсумки аналізу математичних моделей сил тертя у різних механічних системах з рухомими контактуючими тілам, відзначимо, що у випадках коли сили контактної взаємодії тіл порівняно невеликі і малі також швидкості відносного руху, то для таких процесів цілком адекватною є модель тертя Амонтона-Кулона з прямолінійними вертикальними та горизонтальними ділянками на графіку сила тертя – швидкість відносного руху. Така модель використана раніше в даній роботі для дослідження сил опору осьовому рухові з обертанням бурильної колони в каналах криволінійних свердловин в режимі спуску і підйому бурильної колони, а також виконання операції буріння (рис 4.6, а).

Питання про вибір фрикційних моделей у задачі збурення крутильних автоколивань колони в процесі буріння є більш складними. Прийнято, що оскільки при бурінні колона виявляється зануреною у промивну рідину, що заповнює порожнину свердловини, то між колоною та промивною рідиною реалізуються умови в'язкого тертя. Причому у зв'язку з тим, що швидкість обертального руху рідини порівняно невелика, то вважається, що промивна рідина проявляє властивості Ньютонівської рідини і є лінійною. Для чисельного моделювання цього ефекту обрані значення коефіцієнта в'язкості для промивної рідини, які використовуються у практиці буріння. Як показали розрахунки, вплив врахування цього виду тертя на результат обчислень виявились незначними, тому можна зробити висновок, що ця модель є адекватною.

Стосовно питання врахування фрикційного ефекту в системі долото – порода, що руйнуються, то тут прийнята більш складна модель, яка використовується у багатьох технічних застосуваннях теорії тертя та різання. Вважається, що сила тертя нелінійно залежить від швидкості відносного ковзання, при цьому як зазначено в багатьох наукових публікаціях, на графіку цієї функції обов'язково є спадаюча ділянка, наявність якої і є основною причиною самозбурення автоколивань (рис 4.7). При цьому проведене чисельне моделювання крутильних коливань колон великих довжин показало, що в наслідок реалізації автоколивального процесу в межах спадаючої ділянки кривих, наведених на рис 4.7, параметри автоколивань не залежать від вигляду кривих поза цією ділянкою. Вони протікають однаково як для чисто в'язкого тертя (рис 4.7, а), так і для тертя з вертикальними ділянками (з елементом сухого тертя, рис 4.7, б). Використання цих моделей у нашій роботі дозволило теоретично підтвердити ефекти можливих переходів від стаціонарних обертань системи до її торсіонних коливань з швидкими та повільними рухами, які спостерігаються в польових умовах. Слід відзначити, що при цьому в точці підвісу на бурильній платформі колона продовжує обертатися з постійною швидкістю ω.

4.2 Вибір моделей пружних коливань кручення бурильної колони

Явище самозбурення коливань кручення бурильних колон у процесі проходки свердловини відоме давно [64, 71, 83, 98]. Перші спроби теоретичного моделювання цих коливань були вжиті з використанням найпростіших пружних систем, в яких колона моделювалася пружною пружиною, а ефект фрикційної взаємодії долота з породою описувався за допомогою однієї із моделей, наведеної в одному з попередніх пунктів даного розділу. Однією з перших робіт, в яких колона представлялась як протяжна пружна система з розподіленими параметрами, напевне, була робота В. І. Гуляєва, О. В. Глушакової та С. М. Худолія [21], в якій, однак, колона вважалася ідеальною пружною і її тертя з в'язкою рідиною, в якій вона знаходиться, не враховувалось. Це дозволило застосувати хвильову математичну модель для аналізу системи і на її основі отримати ряд нових результатів [14, 15, 20]. Тим не менш питання про вплив в'язкого тертя в рідині на крутильні автоколивання системи залишився невирішеним. Тому в даній роботі це дослідження виконане із застосуванням більш повних математичних моделей пружної системи.

4.2.1 Ідеалізована (хвильова) модель торсіонного пружного маятника з розподіленими параметрами

На рис. 1.1 показана конструктивна схема бурильної колони в глибокій вертикальній свердловині. Як зазначено вище, в процесі буріння ця колона може зазнавати різного роду коливальні рухи, включаючи поздовжні, поперечні (згинальні) і торсіонні коливання, а також коливання кружляння долота по дну свердловини. Із форм руху, торсіонні коливання представляють одну з найбільших небезпек, оскільки вони реалізуються по формі самозбурення і здійснюються з великими амплітудами. Розрахункова схема системи в умовах виконання таких коливань може бути представлена у вигляді торсіонного маятника, який занурили у в'язку рідину (рис. 4.9, а).

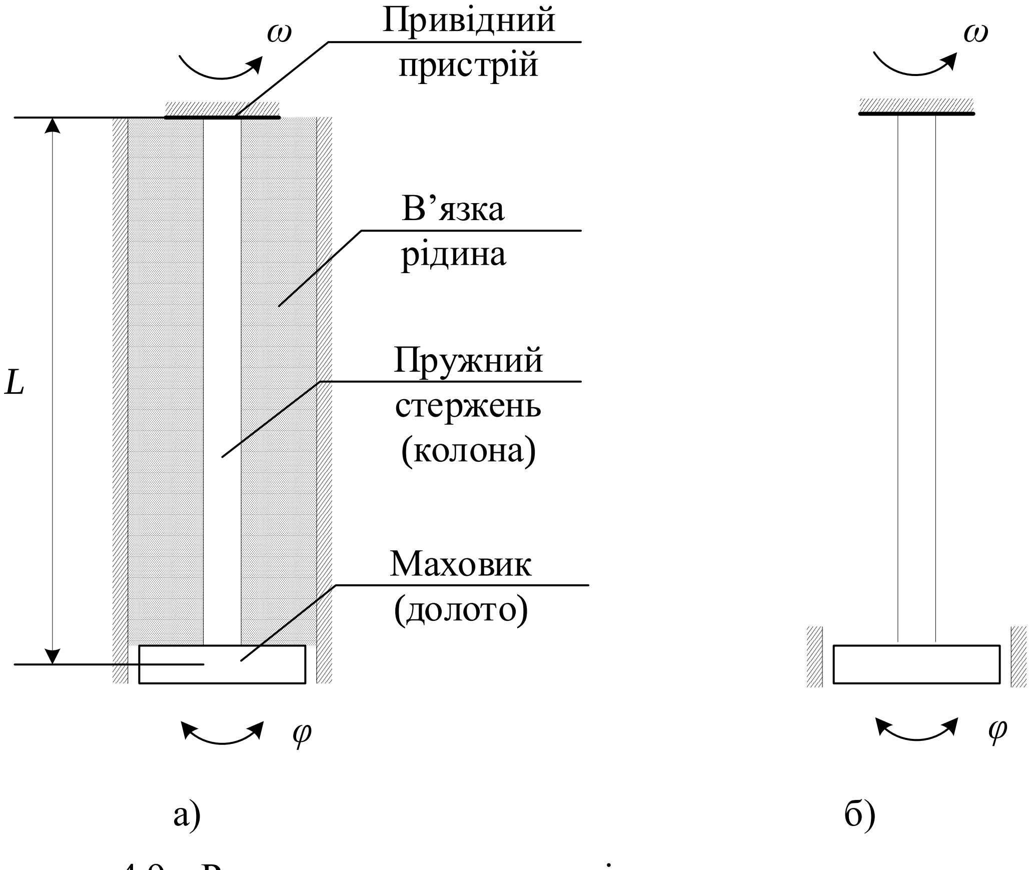


Рисунок 4.9 – Розрахункова схема торсіонного маятника:
а - маятник у в'язкій рідині; б – ідеалізована схема маятника

Однак в роботах [21, 120 - 122] було зроблено припущення, що вплив сил в'язкого тертя з промивною рідиною на коливання кручення малий, а основним фактором, який провокує автоколивання системи, є сила нелінійної фрикційної взаємодії між долотом та стінкою свердловини в її природній зоні (рис. 4.9, б). Тоді рівняння торсіонних пружних коливань зводиться до хвильової форми

$$\rho I_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - GI_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0. \tag{4.2}$$

Рівняння (4.2) описує поширення хвиль кручення в пружному стержні. В цьому рівнянні $\varphi(z,t)$ - кут пружного закручування елементів труби колони; z - поздовжня координата; t - час; ρ - густина матеріалу труби; I_z - центральний полярний момент інерції перерізу труби; G - модуль пружності при зсуві матеріалу труби. Вважається, що у верхній точці (точці підвісу) колона обертається з постійною кутовою швидкістю ω і кут її пружного закручування на цьому кінці

$$\varphi(L,t) = 0 \tag{4.3}$$

Ця рівність являє собою граничне рівняння для рівняння (4.2) на кінці $z = L$.

На нижньому кінці (у перерізі $z = 0$) на долото діє фрикційний момент $M^{тер}(\omega + \dot{\varphi})$. Виписуючи умову динамічної рівноваги моменту $M^{ін}$ сил інерції, прикладених до долота, моменту $M^{пруж}$ сил пружної взаємодії колони з долотом і моменту сил тертя $M^{тер}$, отримаємо граничне рівняння для рівняння (4.2) на кінці $z = 0$

$$M^{ін} + M^{пруж} + M^{тер} = 0. \tag{4.4}$$

В результаті врахування основної властивості рівняння (4.2), яке описує явище поширення пружних хвиль кручення без їх дисперсії (без зміни їхніх форм), систему (4.2) – (4.4) вдалось привести до одного нелінійного звичайного диференціального рівняння другого порядку з запізнілим аргументом

$$J\left[\ddot{f}(-\beta t) - \ddot{f}(2L - \beta t)\right] - M^{тер} + \frac{GI_z}{\beta}\left[\dot{f}(-\beta t) + \dot{f}(2L - \beta t)\right] = 0. \tag{4.5}$$

Тут $\beta = \sqrt{G/\rho}$ - швидкість хвиль зсуву (кручення); J - момент інерції долота; точкою над буквою позначено диференціювання по часу t; f - шукана хвильова функція, яка визначає кут кручення

$$\varphi(z,t) = f(z - \beta t)$$

Підкреслимо, що присутня у виразах аргументу $(2L - \beta t)$ складова $2L$ робить цей аргумент запізнілим з величиною затримки, рівною $2L/\beta$. Ця обставина ускладнює як процедуру побудови розв'язку рівняння (4.5), так і форму його розв'язку. На основі його аналізу В. І. Гуляєвим та О. В. Глушаковою [21] було встановлено, що торсіонні автоколивання, які збурюються у розглянутій системі виникають через біфуркації Хопфа та мають вигляд релаксаційний осциляцій із швидкими та повільними рухами.

Особливість цих коливань полягає також у тому, що на їх основну форму виявились також накладеними дрібномасштабні ступінчаті злами з короткою однаковою тривалістю у часі, рівною часу проходження поперечною хвилею подвійної довжини колони.

Оскільки цей ефект викликаний хвильовим характером розв'язального рівняння (4.2), то можна припустити, що врахування у ньому сил в'язкого тертя трансформує його структуру і усуне дрібномасштабні осциляції викликані хвильовим характером вихідної моделі. Тому в даній роботі дослідження торсіонних коливань виконані за допомогою математичної моделі, побудованої з врахуванням сил в'язкого тертя між колоною та промивною рідиною.

4.2.2 Модель торсіонного маятника з розподіленими параметрами у в'язкому середовищі

Поставимо задачу про торсіонні коливання бурильної колони з врахуванням сил в'язкого тертя, які діють на неї з сторони промивної рідини. Для виведення розв'язальних рівнянь динаміки колони виділимо її елемент малої довжини dz та розглянемо динамічну рівновагу прикладених до нього моментів

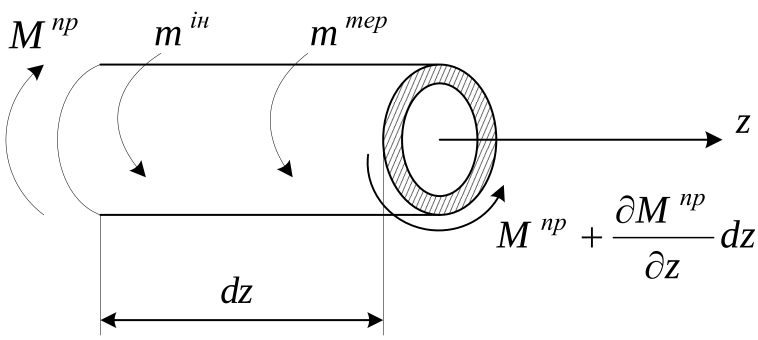


Рисунок 4.10 − Схема крутних моментів, що діють на елемент dz бурильної колони

Зліва на його переріз діє внутрішній крутний момент сил пружності $M^{кр}$. На правий переріз – момент $M^{пр}+\frac{\partial M^{пр}}{\partial z}dz$. Крім того до нього прикладені розподілений момент сил інерції $m^{ін}dz$ і розподілений момент сил в'язкого тертя $m^{тер}dz$. Сума цих моментів дорівнює нулю

$$M^{пр}+\frac{\partial M^{пр}}{\partial z}dz-M^{пр}+m^{ін}dz+m^{тер}dz=0\ . \tag{4.6}$$

Після елементарних перетворень отримаємо

$$\frac{\partial M^{пр}}{\partial z}+m^{ін}+m^{тер}=0\ . \tag{4.7}$$

Крутний момент сил пружності дорівнює $M^{кр}$

$$M^{пр}=GI_z\rho\frac{\partial\varphi}{\partial z}\ . \tag{4.8}$$

Момент сил інерції визначається так

$$m^{ін}=-\rho I_z\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\ . \tag{4.9}$$

При обчисленні моменту сил в'язкого тертя приймемо, що кутові швидкості обертання колони ω і її пружних коливань $\partial\varphi/\partial t$ порівняно малі і малий також радіус r_1 труби колони. Тоді градієнти швидкості промивної рідини невеликі і її в'язкість може бути описана в рамках теорії Ньютона. Тоді момент $m^{тер}$ може бути обчислений за формулою

$$m^{тер} = -k\left(\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right), \tag{4.10}$$

де k - приведений коефіцієнт в'язкості, який обчислюється на основі розв'язку задачі про течію ньютонівської рідини між двома співвісними циліндрами, що обертаються [5, 16, 17, 31].

В результаті отримаємо рівняння торсіонних коливань бурильної колони, яка обертається в рідкому в'язкому середовищі

$$GI_z \frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2} - k\left(\omega + \frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) - \rho I_z \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \ . \tag{4.11}$$

Для цього рівняння на верхньому кінці записується умова рівності нулю кута пружного кручення

$$\varphi(0) = 0 \ . \tag{4.12}$$

Крайові рухи на нижньому кінці $z{=}L$ визначаються з умови динамічної рівноваги долота. Воно зберігає форму (4.4)

$$M_\partial^{\ ін} + M_\partial^{\ пруж} + M_\partial^{\ тер} = 0, \tag{4.13}$$

де $M_\partial^{\ ін}$ - момент сил інерції, що діють на долото; $M_\partial^{\ пруж}$ - пружний крутний момент, який передається на долото зі сторони колони; $M_\partial^{\ тер}$ - момент сил тертя, який представляється діаграмою різання для даної пари долота і породи.

Ці моменти обчислюються за формулами

$$M_\partial^{\ ін} = -J\ddot{\varphi}(L), \qquad M_\partial^{\ пруж} = -GI\left.\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right|_{z=L}.$$

Тут J - момент інерції долота відносно осі Oz

В цій системі рівняння (4.12) означає, що за початок відліку зміни кута $\varphi(z)$ пружного кручення обрано точку $z{=}0$ підвісу колони. Рівняння (4.13) представляє собою умову динамічної рівноваги всіх моментів, прикладених до долота відносно осі Oz. Властивості цього рівняння визначаються формою залежності сил тертя $M_{\partial}^{тер}$ від повної кутової швидкості $\alpha = \omega + \dot{\varphi}$ і значень коефіцієнтів J та GI_z. При цьому вигляд функції $M_{\partial}^{тер}(\omega + \dot{\varphi})$ залежить від міцності породи, що оброблюється, а також від конструкції та степені зношеності різців долота. В загальному випадку вона може мати різний характер, (рис. 4.11), але як показано трибологічними дослідженнями на різних конструкціях долота, криві тертя $M_{\partial}^{тер}(\omega + \dot{\varphi})$ зазвичай мають точку екстремуму $M^{\max}$, яка є початком спадаючої ділянки (рис. 4.7 і 4.11, г). На обов'язкову наявність таких ділянок для функцій моментів сил тертя, що діють на долото, вказано в роботах Christoforou, Yigit [91] та Lin, Wang [140].

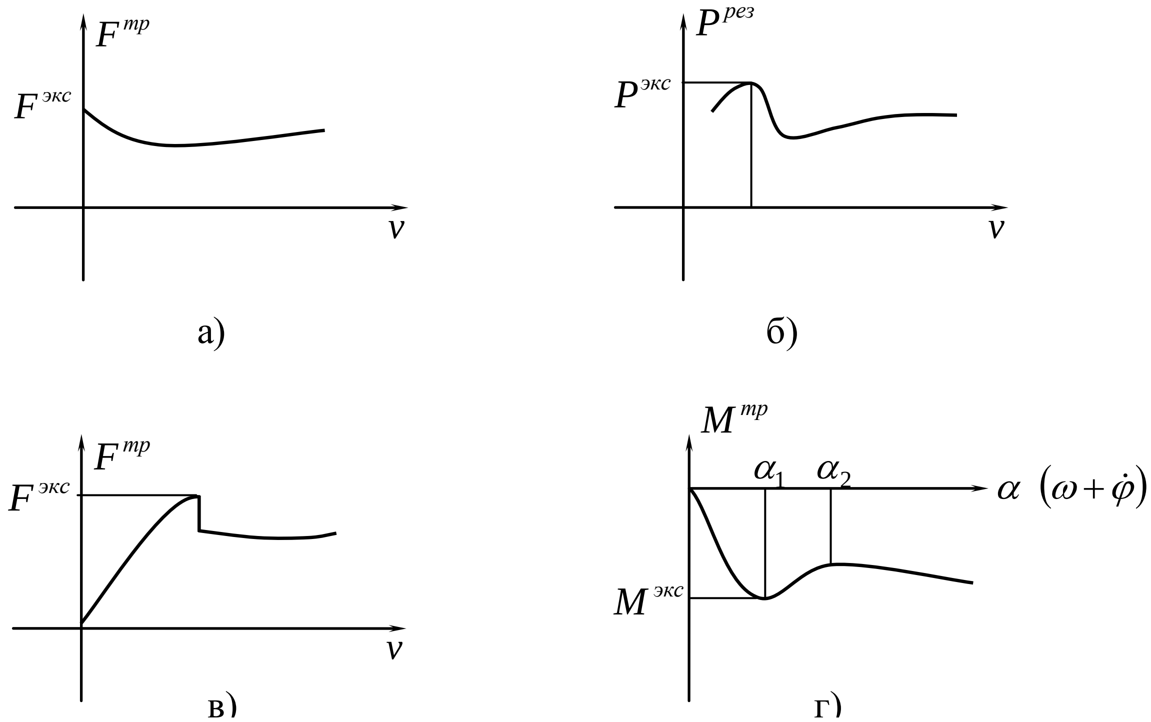


Рисунок. 4.11 – Діаграми сил тертя та різання

Однак слід звернути увагу на те, що в процесі буріння має місце сполучення двох явищ – фрикційної взаємодії долота з породою й ефекту різання породи алмазними різцями. У науковій літературі відсутні окремі описи механізмів цих явищ, однак у теорії різання загальноприйнятою є діаграма залежності сили різання від швидкості відносного руху, наведена на рис. 4.11,б. Як видно, при малих значеннях α ця сила не визначена, але зі збільшенням α вона досягає максимуму $P^{екс}$ при $\alpha = \alpha_1$, за яким іде спадаюча ділянка.

У граничних випадках для деяких видів оброблюваних матеріалів у зоні екстремуму функція тертя стає ламаною, а спадаюча ділянка перетворюється у вертикальний відрізок (рис. 4.11,в). Проте вважається, що навіть якщо для кожного різця долота функція різання має вигляд, представлений на рис. 4.11,в, сумарна функція моменту сил тертя $M_{\partial}^{тер}(\omega + \dot{\varphi})$ для всього долота в результаті усереднення по всіх різцях, наявних на його поверхні, набуває більш згладжену форму, показану на рис. 4.11, г.

Вплив значень коефіцієнтів рівняння (4.11) на характер автоколивань виявляється помітним, завдяки малості J в порівнянні з GI / β, оскільки в цьому випадку роль першого доданка зі старшою похідною $\ddot{f}$ стає істотною тільки при великих прискореннях, тобто при переходах від малих швидкостей до великих і назад. Такі форми коливань одержали назву релаксаційних, а рівняння (4.11) , що їх описує − сингулярно збуреного

В результаті побудовану модель коливань кручення бурильної колони у в'язкому середовищі промивної рідини можна представити як лінійне диференціальне рівняння з частинними похідними (4.11), доповнене крайовими умовами (4.12) та (4.15). Для його інтегрування розроблена спеціальна обчислювальна схема, описана нижче.

Таким чином, величина $M_{\partial}^{тер}$, яка використовується у рівнянні (4.13), обирається у формах, представлених на рис. 4.7. Ці криві типові для випадків нелінійного в'язкого та сухого тертя без вертикальної ділянки, що виходить з початку координат (рис. 4.7, а) і з цією ділянкою (рис. 4.7, б).У роботах [91, 140] зазначено, що такі форми цих функцій властиві також і для моментів тертя між долотом та породою, що оброблюється. При цьому оскільки процес автоколивань реалізується на ділянках цих кривих, розташованих за першим екстремумом (вони виділені жирною лінією на рис. 4.7), то при чисельному моделюванні цих процесів байдуже, яку з цих моделей обрати для аналізу. В роботах [120 - 121] ці функції моделюються виразами

$$M^{тер}_{вяз} = -m\frac{a_1\dot\theta + a_3\dot\theta^3 + a_5\dot\theta^5 + a_7\dot\theta^7 + a_9\dot\theta^9}{1+a_2\dot\theta^2}$$
$$M^{тер}_{Кул} = -M^{тер}_{\lim} - e\sqrt{\left| m\frac{a_1\dot\theta + a_3\dot\theta^3 + a_5\dot\theta^5 + a_7\dot\theta^7 + a_9\dot\theta^9}{1+a_2\dot\theta^2}\right|}, \quad (4.14)$$

де $m, e, a_1, a_2, \dots, a_9$ - константи; $M^{тер}_{\lim}$ - граничне значення тертя спокою; $\dot\theta = \omega + \dot\varphi$.

З врахуванням наведених співвідношень гранична умова (4.13) на кінці $z = L$ колони набуває остаточну форму

$$J\left.\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right|_{z=L} + GI_z\left.\frac{\partial\varphi}{\partial z}\right|_{z=L} + \left. + m\frac{a_1(\omega+\dot\varphi) + a_3(\omega+\dot\varphi)^3 + a_5(\omega+\dot\varphi)^5 + a_7(\omega+\dot\varphi)^7 + a_9(\omega+\dot\varphi)^9}{1+a_2(\omega+\dot\varphi)^2}\right|_{z=L}. \quad (4.15)$$

Вона використовується при виконанні комп’ютерного моделювання.

4.2.3 Модель торсіонного маятника з однією степінню свободи у в’язкому середовищі

Як уже вказано вище, вперше моделювання торсіонних автоколивань бурильної колони як системи з розподіленими параметрами було виконано в роботах В. І. Гуляєва, О.В. Глушакової та С.М. Худолія на основі хвильової теорії [21, 121, 122]. Одна з характерних властивостей розв’язків, отриманих цими авторами, полягає у тому, що при розглянутих ними параметрах системи (довжина колони, інерційні характеристики, значення моменту тертя, частоти автоколивань) функція зміни кута закручування $\varphi(z)$ колони вздовж її довжини може бути представлена у вигляді лінійного графіка з мізерно малими нерегулярними збуреннями, накладеними на нього. У зв’язку з цим можна зробити припущення про можливість знехтувати цими нерегулярностями і розробити модель автоколивань колони, спираючись на гіпотезу про лінійний розподіл кута колони по її довжині.

Відзначена властивість лінійної зміни функції кута пружного закручування БК уздовж її довжини дозволяє суттєво спростити математичну модель її динаміки.

Для створення моделі використовуємо наступні вихідні гіпотези:

- у точці підвісу БК обертається з постійною кутовою швидкістю ω;
- на долото діє момент сил різання (тертя) $M_{\partial}^{тр}$;
- БК перебуває в рідкому (дисипативному) середовищі, на кожний її елемент діє момент сил в'язкого тертя $m^{тр}$;
- кут пружного закручування $\varphi(z)$ елементів БК, а також кутова швидкість $\dot{\varphi}(z)$ і прискорення $\ddot{\varphi}(z)$ лінійно залежать від z.

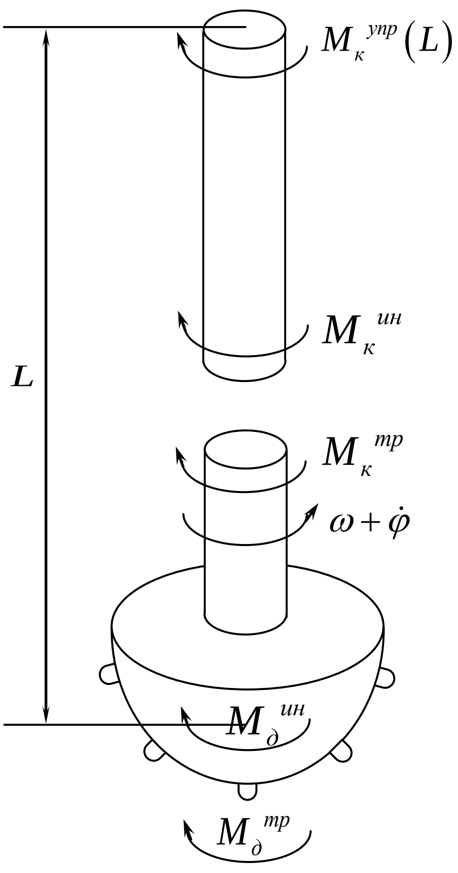


Рисунок 4.12 − Схема сил, що діють на колону в дисипативному середовищі

Остання умова формулюється у вигляді:

$$\varphi(z,t)=\frac{\varphi_{\partial}(t)}{L}(L-z),$$

$$\dot{\varphi}(z,t)=\frac{\dot{\varphi}_{\partial}(t)}{L}(L-z), \qquad (4.16)$$

$$\ddot{\varphi}(z,t)=\frac{\ddot{\varphi}_{\partial}(t)}{L}(L-z).$$

Тут φ_{∂}, $\dot{\varphi}_{\partial}$, $\ddot{\varphi}_{\partial}$ − кут пружного закручування, кутова швидкість і кутове прискорення долота; L − довжина БК; z − координата, напрямлена вздовж осі БК.

Для моделювання автоколивань долота (і всієї бурильної колони), які самозбурюються в результаті його нелінійної фрикційної взаємодії зі скельною породою, що руйнується, умовно відокремимо від утримуючих в'язей у точці $z = L$ її підвісу й прикладемо пружний $M_к^{упр}(L)$ момент, який компенсує їхню дію (рис. 4.12).

Розглянемо динаміку торсіонних рухів усієї бурильної колони й долота під дією моменту сил пружності $M^{упр}$; розподілених моментів $m^{тр}$ сил в'язкого тертя, що діють на елементи БК; моменту сил різання породи $M_д^{тр}$; розподілених моментів $m^{ин}$ сил інерції, що діють на елементи БК; моменту $M_д^{ин}$ сил інерції, що діють на долото.

Тоді рівняння динамічної рівноваги системи можна представити у вигляді

$$M_к^{ин} + M_д^{ин} + M_к^{тр} + M_д^{тр} + M_к^{упр} = 0. \tag{4.17}$$

Тут момент усіх сил інерції, прикладених до бурильної колони, рівний

$$M_к^{ин} = \int_0^L m^{ин} dz = -\int_0^L \rho I \ddot{\varphi}(z) dz = -\int_0^L \rho I \frac{\ddot{\varphi}_д}{L} z dz = -\frac{1}{2}\rho I L \ddot{\varphi}_д. \tag{4.18}$$

Момент сил інерції долота становить

$$M_д^{ин} = -J\ddot{\varphi}_д, \tag{4.19}$$

момент усіх сил тертя, прикладених до бурильної колони, обчислюється так

$$M_к^{тр} = \int_0^L m^{тр} ds = -\int_0^L k\left[\omega + \dot{\varphi}_д\left(1 - \frac{z}{L}\right)\right] dz = -k\omega L - \frac{1}{2}kL\dot{\varphi}_д, \tag{4.20}$$

момент сил тертя, прикладених до долота, визначається рівністю

$$M_д^{тр} = M_д^{тр}(\omega + \dot{\varphi}_д), \tag{4.21}$$

момент сил пружності, прикладений до бурильної колони в точці її підвісу, обчислюється по формулі

$$M_к^{упр} = -GI\frac{\partial \varphi}{\partial z} = -GI\frac{\varphi_д}{L}. \tag{4.22}$$

Враховуючи (4.18) – (4.22), з рівняння (4.17) одержимо звичайне диференціальне рівняння другого порядку

$$-\left(J + \frac{1}{2}\rho I L\right)\ddot{\varphi}_д + M_д^{тр}(\omega + \dot{\varphi}_д) - k\omega L - \frac{1}{2}kL\dot{\varphi}_д - \frac{GI}{L}\varphi_д = 0. \tag{4.23}$$

Як видно, це рівняння має просту структуру, оскільки коефіцієнти перед шуканою функцією $\varphi_д$, що входить до рівняння, і її похідними $\dot{\varphi}_д$, $\ddot{\varphi}_д$ є константами. Можлива його складність визначається функцією $M_д^{тр}\left(\omega+\dot{\varphi}_д\right)$, яка, як зазначено вище, залежить від багатьох факторів. До них належать сила притискання долота до дна свердловини, конструкція долота, ступінь зношеності й затуплення його різців, міцність породи, склад промивної рідини й ін. Ці фактори змінюються в міру проходки свердловини, тому навряд чи можливо встановити універсальний вид функції $M_д^{тр}\left(\omega+\dot{\varphi}_д\right)$. Однак можна обрати найбільш типові форми цієї функції з метою аналізу загальних закономірностей процесу генерування автоколивань долота й режимів його протікання. Дослідження, представлені нижче, проведені при значеннях параметрів, використаних раніше. Вони відрізняються лише врахуванням моменту сил в'язкого тертя, представленого в (4.23) складовими $-k\omega L$, $-kL\dot{\varphi}_д / 2$.

При заданій функції $M_д^{тр}\left(\omega+\dot{\varphi}_д\right)$ й відомих початкових умовах для цього рівняння ставиться задача Коші. Як зазначено вище, вона розв'язується чисельно методом Рунге-Кутти.

Щоб вивчити вплив в'язкості промивної рідини на характер крутильних автоколивань БК, у загальному випадку необхідно брати до уваги те, що вона рухається вгору в порожнині між двома циліндрами, причому внутрішній циліндр обертається зі змінною за часом та осьовою координатою кутовою швидкістю. Завдання аналізу такого руху рідини і його силового впливу на торсіонні коливання внутрішнього циліндра представляє самостійну складну проблему. У зв'язку із цим у даній роботі ставиться питання лише про якісну оцінку цього впливу й про перевірку необхідності його врахування або можливості їм знехтувати. Тому далі впливом осьового компонента руху потоку на обертовий рух БК будемо нехтувати. При моделюванні колового руху рідини в порожнині між циліндричними поверхнями приймемо, що воно є усталеним, оскільки навіть найменший період автоколивань долота

$T \approx 80\,c$ порівняно великий. Тоді в кожному кільцевому перерізі порожнини, заповненої рідиною, рух можна вважати плоским.

Як відомо, промивна рідина як і багато інших глинистих розчинів та паст, відноситься до реологічних середовищ з неньютонівськими властивостями. Тому особливості їх властивостей повинні бути проаналізовані при постановці розглянутої задачі й коефіцієнт k необхідно обчислювати через значення дотичних напружень у потоці Куетта між двома циліндричними поверхнями. При цьому в'язкість промивної рідини із частинками подрібненої породи, як і для будь-якої дисперсної системи, залежить від таких основних факторів:

- концентрації дисперсної фази;
- в'язкості рідкої фази;
- розміру й конфігурації частинок;
- агрегації частинок;
- розчинених у рідкому середовищі макромолекулярних речовин;
- вмісту емульгаторів і поверхнево-активних речовин.

У реології розрізняють так звані ньютонівскькі рідини, що характеризуються тим, що при незмінній температурі їх в'язкість залишається постійною незалежно від швидкості зсуву, при якій проводиться вимір в'язкості [31]. Для них дотичне напруження зсуву τ визначається через динамічний коефіцієнт в'язкості μ і швидкість зсуву $\dot{\varepsilon} = \partial u / \partial y$ по формулі

$$\tau = \mu \cdot \dot{\varepsilon} = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \;. \qquad (4.24)$$

При ньютонівскому потоці рідких середовищ швидкість зсуву завжди прямо пропорційна дотичній складової напруги зсуву.

У природі величезна кількість рідин не підпорядковується закону потоку рідини Ньютона, оскільки їх в'язкість залежить від швидкості зсуву (полімерні розчини, суспензії, емульсії, масла). Ці види рідин відносяться до класу неньютонівських, для яких зв'язок між градієнтом швидкості зсуву й дотичним напруженням описується нелінійними складними залежностями.

Внаслідок цієї взаємодії частинки неньютонівської рідини мають складну будову й тією чи іншою мірою структуровані залежно від характеру взаємодії складових компонент.

Розрізняють кілька видів неньютонівських рідин [5, 31, 37, 39, 55]. У прикладних дослідженнях широко поширені моделі пластичної рідини (рідина або тверде тіло Бінгама). У таких видах рідин потрібно прикласти деяке початкове зусилля для того, щоб почався їхній потік, після чого залежність у координатах напруги зсуву - швидкість зсуву стає прямолінійною. В'язкість таких рідин при низьких швидкостях зсуву дуже велика, а при зростанні цього параметра швидко зменшується й характеризується двома константами, а саме: пластичною в'язкістю й граничною напругою зсуву. Прикладом таких систем є пластичне тверде тіло, наприклад, масло, що характеризується текучістю тільки при напрузі зсуву, яка перевищує граничну текучість τ_0.

Задовольняючись найпростішим випадком плоского зсувного прямолінійного руху вздовж осі Ox зі швидкістю зсуву $\dot{\varepsilon} = \partial u / \partial y$, зведемо реологічне рівняння такої в’язкопластичної рідини до форми:

$$\tau = \tau_0 + \mu' \dot{\varepsilon} \text{ при } \tau > \tau_0, \tag{4.25}$$

де τ_0 - гранична напруга зсуву, μ' - динамічний коефіцієнт структурної в'язкості, точка над буквою - похідна за часом. При $\tau < \tau_0$ текучість відсутня, інакше кажучи середовище поводиться як тверде тіло.

Суттєво нелінійні властивості мають псевдопластичні рідини, у яких в'язкість змінюється відповідно швидкості зсуву й будь-яка зміна в'язкості характеризує так звану в'язкість, яка задається тільки для даної швидкості зсуву. В'язкість псевдопластичної рідини виявляється високою при низьких швидкостях зсуву й зменшується зі збільшенням швидкості зсуву. Такими властивостями характеризуються каучуки й пластичні матеріали, що містять анізотропні несиметричні компоненти, взаємодія між якими послаблюється при зростанні швидкості зсуву.

Псевдопластичні рідини позбавлені граничної напруги текучості, але їхня приведена в'язкість визначається коефіцієнтом, який залежить від швидкості зсуву. Такі "нелінійні" рідини (суспензії асиметричних частинок, розчини високополімерів) підпорядковуються реологічним рівнянням типу [37, 39]

$$\tau = k\dot{\varepsilon}^{n}, \tag{4.26}$$

де k і n < 1 майже постійні в широких інтервалах напруг і швидкостей деформації, а приведений коефіцієнт в'язкості $\tau / \dot{\varepsilon} = k\varepsilon^{n-1}$ зменшується при зростанні $\dot{\varepsilon}$.

Відсутність граничної напруги наближає псевдопластичні рідини до так званих «дилатантних» рідин, у яких, на відміну від псевдопластичних приведена в'язкість зі збільшенням напруги збільшується (n > 1). Така закономірність характерна для суспензій та твердих частинок при їхніх високих концентраціях, а також крохмальних клейстерів, які не можна віднести до концентрованих суспензій твердих частинок.

Вибір законів для дотичних напружень у вигляді співвідношень (4.25), (4.26) при n < 1 і n > 1 суттєво ускладнює рівняння крутильних коливань (4.23). Однак, якщо врахувати, що коливання долота й БК відбуваються в околі стану їх простого обертання з кутовою швидкістю ω, де обертальний рух рідини наближається до руху Куетта між двома циліндрами, що обертаються, то рівняння (4.11) можна спростити. Для цього достатньо лінеаризувати це рівняння в околі розглянутого стану обертання з розглянутою швидкістю ω, і врахувати співвідношення (4.24) для ньютонівської рідини, однак коефіцієнт в'язкості μ у формулі (4.24) обчислювати при обраній величині ω. При такій постановці задачі рівняння (4.11) стане лінійним:

$$\rho I_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + k\left(\omega + \frac{\partial \varphi}{\partial t}\right) - GI_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0, \tag{4.27}$$

однак коефіцієнт k у рівнянні обирається залежно від швидкості ω. Він визначається шляхом обчислення гідродинамічного моменту $m^{тер}$ розподілених сил тертя при обертанні внутрішнього циліндра в порожнині зовнішнього циліндра, заповненого рідиною.

Особливою рисою обтікання бурильної колони промивною рідиною є складний характер руху її частинок як усередині (рис. 4.13) так і зовні (рис. 4.14) труби бурильної колони. Оскільки рідина тече в осьовому напрямку між циліндричною поверхнею труби колони, що обертається, й нерухомою циліндричною поверхнею свердловини, то наближено можна вважати, що її елементи рухаються по спіральних траєкторіях. Задача розрахунків цих траєкторій становить самостійну проблему гідромеханіки, яку потрібно розв'язувати окремо для кожного технологічного режиму, який відрізняється значеннями швидкостей осьового й обертального рухів, діаметрами циліндричних поверхонь і механічними властивостями самої рідини. Тому в даній роботі досліджуються загальні закономірності розглянутих явищ у широкому діапазоні зміни коефіцієнта в'язкості μ. При цьому, однак, для оцінки нижньої границі значень коефіцієнта μ, розглянемо випадок відсутності осьового руху рідини, представлений на рис. 4.14, при ламінарній течії ньютонівської рідини.

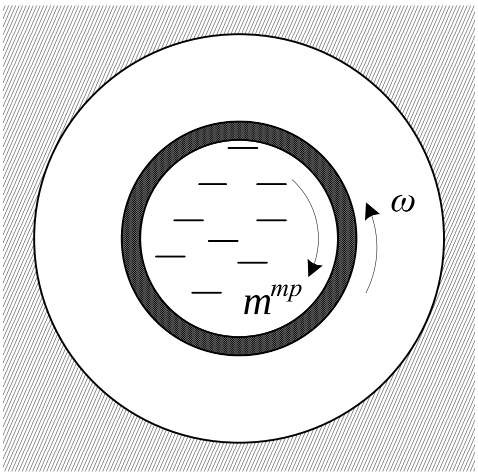


Рисунок 4.13 − До розрахунку коефіцієнта в'язкого тертя $m^{тер}$ при внутрішній течії рідини

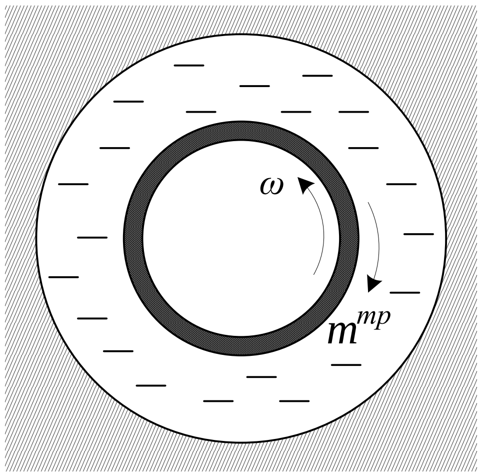


Рисунок 4.14 − До розрахунку коефіцієнта в'язкого тертя $m^{тер}$ при зовнішній течії рідини

Тоді функція $v(r)$ зміни колової швидкості уздовж радіуса r між циліндрами за умови стаціонарного обтікання обчислюється за формулою

$$v(r) = \frac{\omega_1}{r_2^2 - r_1^2}\left(\frac{r_1^2 r_2^2}{r} - r_1^2 r\right) . \tag{4.28}$$

З її допомогою обчислюємо крутний момент сил в’язкого тертя, що діють на ділянку колони одиничної довжини

$$m^{тер} = -\mu \frac{\partial v}{\partial r} \cdot r_1 \cdot 2\pi r_1 = -\mu \frac{2\pi\omega_1 r_1^2}{r_2^2 - r_1^2}\left(r_1^2 + r_2^2\right) \tag{4.29}$$

При крутильних коливаннях колони, що обертається зі швидкістю ω, її повна кутова швидкість ω_1, становить

$$\omega_1 = \omega + \dot{\varphi} \tag{4.30}$$

і є величиною, що залежить від часу. Однак для колон глибокого буріння період автоколивань виявляється більшим. Тому процес обтікання можна вважати квазістаціонарним і вираз (4.29) можна привести до виду

$$m^{тер} = -\mu \frac{2\pi r_1^2\left(r_1^2 + r_2^2\right)}{r_2^2 - r_1^2}(\omega + \dot{\varphi}) \tag{4.31}$$

і прийняти

$$k = \frac{2\mu\pi r_1^2\left(r_1^2 + r_2^2\right)}{r_2^2 - r_1^2} . \tag{4.32}$$

Коефіцієнт μ у формулі (4.32) залежить від складу промивної рідини й на практиці змінюється в широких межах. У якості його нижньої границі можна прийняти значення в'язкості для води $\mu = 1{,}002 \cdot 10^{-3}$ Па $\cdot$ с, у той час як для гліцерину він дорівнює $\mu = 1500 \cdot 10^{-3}$ Па $\cdot$ с

Нехай, наприклад, r_1 = 0,1 м, r_2 = 0,15 м, тоді

$$k \approx \frac{10^{-3} \cdot 6{,}28 \cdot 0{,}01 \cdot 0{,}0325}{0{,}0225 - 0{,}01} = 1{,}6248 \cdot 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{с} \tag{4.33}$$

У розділі 5 під час проведення розрахунків використані значення коефіцієнтів в'язкості реальних промивних рідин, які використовуються у практиці буріння.

Відзначимо, що хоча знайдене значення k є малим, облік в’язкого тертя в задачах про коливання кручення бурильних колон повинен бути досліджений спеціально, тому що, по-перше, для промивних рідин величина μ набагато більша, ніж для води, і по-друге, це тертя реалізується на більших довжинах колони, величини яких у реальних умовах досягають кількох тисяч метрів. Тим не менш, як показано нашими розрахунками, навіть при завищених значеннях коефіцієнту тертя в рідині його вплив на автоколивальний процес виявився знехтувально малим.

4.3. Висновки до розділу 4

1. Вперше поставлена задача про пружні торсіонні автоколивання бурильної колони у в'язкому середовищі промивної рідини глибокої вертикальної свердловини, які збурюються в результаті нелінійної фрикційної взаємодії долота з поверхнею її дна.
2. Запропонована нова математична модель з розподіленими параметрами торсіонних автоколивань бурильної колони. Із застосуванням значень параметрів в'язкості промивних рідин, які використовуються у практиці буріння, сформульовані диференціальні рівняння з частинними похідними. Розроблена методика їх інтегрування.
3. На основі гіпотези про лінійний розподіл кута пружного кручення колони вздовж її довжини запропонована нова математична модель з однією степінню вільності самозбурення торсіонних автоколивань колони у в'язкому середовищі промивної рідини. Сформульовано нелінійне звичайне диференціальне рівняння. Розроблена методика його інтегрування.
4. Результати досліджень даного розділу викладено у наступних публікаціях [4, 3 - 19, 22, 25, 48, 105, 106, 108, 116, 117].

РОЗДІЛ 5
АНАЛІЗ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАННЯ ЕФЕКТІВ ТОРСІОННИХ ТА ЗГИНАЛЬНИХ КОЛИВАНЬ БУРИЛЬНИХ КОЛОН З ВРАХУВАННЯМ ФРИКЦІЙНИХ ЕФЕКТІВ

5.1 Методика розв'язування рівняння торсіонних автоколивань пружної колони у дисипативному середовищі.

5.1.1 Обчислення приведеного моменту сил в'язкого тертя, що діють на елемент труби.

Як зазначено вище, запропонована в роботах [23, 116, 121, 122] хвильова модель самозбурення пружних торсіонних коливань глибоких вертикальних колон виявляється ефективною лише у випадках, коли хвилі пружного кручення можуть вільно, без гашення розповсюджуватися вздовж осьової лінії колони, не відчуваючи ефектів їх гашення. За допомогою такої моделі отримано ряд розв’язків, які пояснюють складні явища біфуркаційної втрати стійкості стаціонарних обертань БК та їх переходу через біфуркації Пуанкаре у режимі релаксаційних автоколивань. Необхідно зазначити, однак, що така модель заснована на припущенні, що колона знаходиться в ідеальному недисипативному середовищі і тому ці коливання не відчувають ефекту гашення. Однак в реальності колона цілком знаходиться у промивній рідині, яка являє собою в’язке середовище. Тому важливо прослідкувати як впливає ефект в’язкого тертя на автоколивальний процес. В рівнянні [23]

$$GI_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - k(\omega + \frac{\partial \varphi}{\partial t}) - \rho I_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0, \tag{5.1}$$

що визначає торсіонні автоколивання пружної бурильної колони у дисипативному середовищі, перед другою складовою присутній приведений коефіцієнт k, який характеризує погонний момент сил в’язкого тертя промивної рідини. У підрозділі 4.2.3. з врахуванням гіпотез про відносну малість градієнтів швидкостей рідини в її обертальному русі та можливості

Таблиця 5.1− Виписка значень ефективної, пластичної та динамічної в'язкостей із зведення по бурових розчинах

		53 Св			59 Св			105 Голот			62 Остров				61 Остров				24 Остров			
		Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа	Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа	Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа	Продуктивна частина в межах підярусу	Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа	Продуктивна частина в межах підярусу	Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа	Продуктивна частина в межах підярусу	Ефективна AV, мПА*с (сР)	Пластична, PV мПА*с (сР)	Динамічна, YP (ДНЗ), дПа
3780-3800												35		186								
3800-3870											C_1s_2	33		177	C_1s_2							
3870-3920												39		171		37	19	172				
3920-3980												34		168		39	19	191		34	16	177
3980-4000												35		180		40	20	191		34	16	172
4000-4020											C_1s_1	32		162	C_1s_1	40	20	191	C_1s_2	34	16	172
4020-4070												30		159		33	16	163		34	16	172
4070-4110												33		147		40	19	196		35	16	182
4110-4150																				42	21	201
4150-4210																			C_1s_1	47	22	234
4350-4365												37		165								
4400-4450												67		288								
4450-4500											C_1v_2	75		300	C_1v_2							
4500-4550												53		282		35	17	167				
4550-4600												67		294		36	17	177		59	28	292
4600-4650											C_1v_1	69		160		38	18	191	C_1v_2	60	28	301
4650-4700															C_1v_1	36	17	177		68	30	363
4700-4750																39	18	196				
4750-4800								35	27	77												
4800-4850		26,5	15	110				34-37	23-25	77-110												
4850-4900		30	17	124				32-36	23-25	106												
4900-4950		31,5	18	129	36	18	163-182	34-36	23-25	106												
4950-5000		31,5	18	131	35	18	158-168	26-34	19-21	62-86												
5000-5050		31,5	17	141	33	16-18	148-153	23-25	16-20	72-82												
5050-5100		31	16	139	33,5	17	158	24-26	17-18	67												
5100-5150		31,5	16	148	35	18	148	24-27	16-20	67-86												
5150-5200		31,5	17	139	33,5	18	148-158	26-34	16-23	67-101												
5200-5250		35	18,5	150	34	19	144	30-31	20-23	91-125												
5250-5300		33,5	18	148	34,5	20	139	36-41	24-28	115-125												
5300-5350		31,5	18	125	34	19	139-148															
5350-5400		31	17	139	33	18	144															
5400-5450		34	18	134-153	35	20	144															

знехтувати її осьовим рухом, запропоновано вважати промивну рідину ньютонівською, а саму течію – ламінарною. На базі цих припущень побудовано рівність

$$k = \mu \frac{2\pi r_1^2 (r_1^2 + r_2^2)}{r_2^2 - r_1^2}. \tag{5.2}$$

Використання приведеної величини k дозволяє оцінити вплив промивної рідини на автоколивальний процес і у випадку суттєвої зміни розв'язку рівняння (5.1) зробити висновок про необхідність або необов'язковість врахування більш складних нелінійних ефектів неньютонівських рідин. Для цього спочатку обчислимо значення параметра k при різних величинах коефіцієнтів в'язкості μ, які використовуються в практиці буріння. Значення цих коефіцієнтів для випадків «ефективного» (μ^e), пластичного ($\mu^{пл}$) та динамічного (μ^{∂}) течій подані у таблиці 5.1. З неї обрано деякі найбільш характерні величини і для них по формулі (5.2) знайдені значення приведеного коефіцієнта в'язкості k. Вони подані у таблиці 5.2. для випадку $r_1 = 0{,}08415$ м, $r_2 = 0{,}15$ м, $k = \mu \cdot 0{,}08535$.

Таблиця 5.2 − Значення приведених коефіцієнтів в'язкості k

Рідина	В'язкість μ (Па·с)	Приведений коефіцієнт в'язкості k (Н·с)
Вода	$1{,}002 \cdot 10^{-3}$	$0{,}0855 \cdot 10^{-3}$
Гліцерин	$1500 \cdot 10^{-3}$	$128{,}02 \cdot 10^{-3}$
Промивна рідина	$15 \cdot 10^{-3}$	$1{,}2802 \cdot 10^{-3}$
	$30 \cdot 10^{-3}$	$2{,}5604 \cdot 10^{-3}$
	$100 \cdot 10^{-3}$	$8{,}535 \cdot 10^{-3}$
	$200 \cdot 10^{-3}$	$17{,}070 \cdot 10^{-3}$
	$300 \cdot 10^{-3}$	$25{,}605 \cdot 10^{-3}$

Знайдені значення приведеного коефіцієнта в’язкості були використані для моделювання явищ самозбурення торсіонних коливань у дисипативному рідкому середовищі.

5.1.2 Алгоритм комп’ютерного моделювання автоколивань пружної колони у в’язкій рідині

Для опису методики чисельного інтегрування рівняння (4.11) торсіонних коливань колони наведемо в остаточній формі рівняння пружних коливань колони в рідкому середовищі.

$$GI_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} - k(\omega + \frac{\partial \varphi}{\partial t}) - \rho I_z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0 , \qquad (5.3)$$

граничні умови на верхньому краю $z = L$

$$\varphi(0) = 0 \qquad (5.4)$$

і граничні умови (4.15) на нижньому краю $z = 0$

$$J \left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right|_{z=L} + GI_z \left. \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right|_{z=L} - M_z^{тер} \Big|_{z=L} = 0 . \qquad (5.5)$$

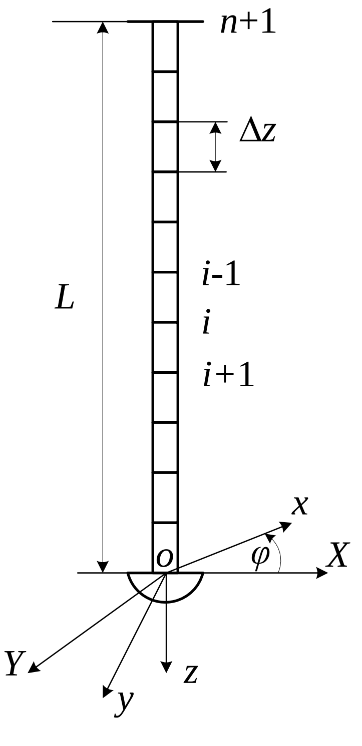


Рисунок 5.1 − Схема дискретизації моделі колони по змінній z

При чисельному розв’язуванні рівняння у частинних похідних виду (5.3) зазвичай застосовують явну та неявну скінченно-різницеві схеми. В цих випадках область $0 \le z \le L$, яку займає колона (рис. 5.1), розбивається на n скінченно-різницевих ділянок $\Delta z = L/n$, і в кожній точці z_i дискретної області диференціальне рівняння (5.3) замінюється його скінченно-різницевим аналогом у кожен момент часу t. При цьому похідні по часу t також представляються у різницевій формі. Зазвичай така постановка задачі пов’язана з двома схемами інтегрування по часу t - явною і неявною. В явній схемі в загальному випадку всі похідні позмінних *z* та *t* обчислюються у точці $z = z_i$ і в момент часу *t*, тобто

$$\left.\frac{\partial^2\varphi}{\partial z^2}\right|_t = \frac{\varphi_{i+1,t} - 2\varphi_{i,t} + \varphi_{i-1,t}}{\Delta z^2},$$
$$\left.\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right|_t = \frac{\varphi_{i,t+1} - \varphi_{i,t-1}}{2\Delta t}, \qquad (5.6)$$
$$\left.\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}\right|_t = \frac{\varphi_{i,t+1} - 2\varphi_{i,t} + \varphi_{i,t-1}}{\Delta t^2}.$$

Тут перший індекс визначає номер точки по змінній *z*, другий індекс характеризує момент часу *t*. Прийнято, що $t-1 = t - \Delta t$, $t+1 = t + \Delta t$, Δt - крок чисельного інтегрування по *t*.

Для таких дискретизації у кожній точці дискретної області диференціальне рівняння (5.3) замінюється алгебраїчним співвідношенням

$$GI_z \frac{\varphi_{i+1,t} - 2\varphi_{i,t} + \varphi_{i-1,t}}{\Delta z^2} - k\left(\omega + \frac{\varphi_{i,t+1} - \varphi_{i,t-1}}{2\Delta t}\right) - \rho I_z \frac{\varphi_{i,t+1} - 2\varphi_{i,t} + \varphi_{i,t-1}}{\Delta t^2} = 0. \quad (5.7)$$

Аналогічним чином перетворюються і граничні умови (5.4), (5.5). При цьому рівняння (5.5) зводиться до вигляду

$$J\left.\frac{\varphi_{0,t+1} - 2\varphi_{0,t} + \varphi_{0,t-1}}{\Delta t^2}\right|_L + GI_z\left.\frac{\varphi_{0+1,t} + \varphi_{0-1,t}}{2\Delta z}\right|_L - \left.M_z^{тер}\right|_L = 0. \qquad (5.8)$$

Побудована система алгебраїчних рівнянь (5.7), (5.4), (5.8) доповнюється початковими умовами, які задають положення $\varphi_{i,0}$ та швидкості $\dot{\varphi}_{i,0}$ всіх точок ($0 \le i \le n$) системи в початковий момент часу $t = 0$. Можна помітити, що кожному рівнянню (5.7), (5.4), (5.8) присутня лише одна шукана змінна $\varphi_{i,t+1}$, яка відноситься до моменту часу $t + \Delta t$, всі інші величини визначені відносно моментів часу t та $t - \Delta t$. Тому якщо стани системи у моменти часу t і $t - \Delta t$ відомі, то одна невідома змінна $\varphi_{i,t+1}$ може бути обчислена лише з використанням елементарних операцій додавання та віднімання. Обчисливши усі шукані змінні $\varphi_{i,t+1}$ по такій схемі, визначимо стан системи в момент часу $t+\Delta t$. Після цього можна рівняння (5.7), (5.4), (5.8) переписати в момент часу $t+\Delta t$ і оскільки стани системи при t і $t+\Delta t$ вже відомі, простими перерахунками знайти значення всіх шуканих змінних в момент часу $t+2\Delta t$. Продовжуючи аналогічним чином обчислювальний процес далі, можна знайти стани системи в усі інші моменти часу з діапазону, що розглядається.

Однак для нелінійних систем зазвичай використовують неявні (або напівнеявні схеми), в яких, наприклад, похідні по часу записуються в момент часу *t*, а похідні по z - в момент часу $t+\Delta t$. Для цієї схеми рівняння (5.3) приводяться до виду

$$GI_z \frac{\varphi_{i+1,t+1} - 2\varphi_{i,t+1} + \varphi_{i-1,t+1}}{\Delta z^2} - k\left(\omega + \frac{\varphi_{i,t+1} + \varphi_{i,t-1}}{2\Delta t}\right) - \rho I_z \frac{\varphi_{i,t+1} - 2\varphi_{i,t} + \varphi_{i,t-1}}{\Delta t^2} = 0\,. \tag{5.9}$$

Спеціальна скінченно-різницева схема застосовується і для граничного рівняння (4.15)

$$J\frac{\varphi_{n,t+1} - 2\varphi_{n,t} + \varphi_{n,t-1}}{\Delta t^2} + GI_z \frac{\varphi_{n,t+1} + \varphi_{n-1,t+1}}{\Delta z} + \tag{5.10}$$

$$+ m\left(\omega + \frac{\varphi_{n,t+1} + \varphi_{n,t}}{\Delta t}\right)\frac{a_1 + a_3\left(\omega + \frac{\varphi_{n,t} + \varphi_{n,t-1}}{\Delta t}\right)^2 + a_5\left(\omega + \frac{\varphi_{n,t} + \varphi_{n,t-1}}{\Delta t}\right)^4 + \ldots + a_9\left(\omega + \frac{\varphi_{n,t} + \varphi_{n,t-1}}{\Delta t}\right)^8}{1 + a_2\left(\omega + \frac{\varphi_{n,t} + \varphi_{n,t-1}}{\Delta t}\right)^2}$$

Таким чином, виявилося, що в рівнянні (5.9) перша складова обчислена в момент часу t, а друга і третя складові – в момент часу $t+\Delta t$. В рівнянні (5.10) перша складова обчислена в момент часу t, друга – при $t+\Delta t$, а у третій складовій перша дужка в момент $t+\Delta t/2$, а останній дріб – при $t-\Delta t/2$.

Необхідно підкреслити, однак, що розв'язок системи лінійних алгебраїчних рівнянь для системи пов'язаний з необхідністю побудови на кожному кроці t матриці особливої структури, що полягає у тому, що вона має вигляд вузької трьохелементної діагональної стрічки (рис. 5.2). В ній у відповідності з рівністю (5.4) $a_{11}=1$, $b_1=0$.

a_1^1															b_1
a_1^2	a_2^2	a_3^2													b_2
	a_2^3	a_3^3	a_4^3												b_3
		a_3^4	a_4^4	a_5^4											b_4
				a_{i-2}^{i-1}	a_{i-1}^{i-1}	a_i^{i-1}									b_{i-1}
					a_{i-1}^i	a_i^i	a_{i+1}^i								b_i
						a_i^{i+1}	a_{i+1}^{i+1}	a_{i+2}^{i+1}							b_{i+1}
											a_{n-2}^{n-1}	a_{n-1}^{n-1}	a_n^{n-1}		b_{n-1}
												a_{n-1}^n	a_n^n		b_n

Рисунок 5.2 – Матрична схема системи рівнянь (5.4), (5.9), (5.10)

Для довільного i-го рядка у відповідності з рівнянням (5.9) маємо

$$a_{i,i-1} = \frac{GI_z}{\Delta z^2}, \qquad a_{i,i} = -2\frac{GI_z}{\Delta z^2} - \frac{k}{2\Delta t} - \frac{\rho I_z}{\Delta t^2}, \qquad a_{i,i+1} = \frac{GI_z}{\Delta z^2},$$
$$b_i = +k\left(\omega - \frac{\varphi_{i,t-1}}{2\Delta t}\right) + \rho I_z \frac{-2\varphi_{i,t} + \varphi_{i,t-1}}{\Delta t^2}. \tag{5.11}$$

Останній n-й рядок в цій системі складається на базі рівняння (5.10) аналогічним чином.

Ця система розв’язується методом Гаусса. Спочатку методом виключень матриця коефіцієнтів і права частина, представлені на рис. 5.2, перетворюються у напрямі зверху вниз до верхньої стрічкоподібної матриці з одиничною діагоналлю (рис. 5.3). В ній коефіцієнти e_i і праві частини f_i обчислюються по формулах

$$e_i = \frac{a_{i,i+1}}{a_{ii} - e_{i-1}a_{i,i-1}} \qquad f_i = \frac{b_i - f_{i-1}}{a_{ii} - e_{i-1}a_{i,i-1}} \tag{5.12}$$

1	e_1														f_1
	1	e_2													f_2
		1	e_3												f_3
			1	e_4											f_4
					1	e_{i-1}									f_{i-1}
						1	e_i								f_i
							1	e_{i+1}							f_{i+1}
												1	e_{n-1}		f_{n-1}
													1		f_n

Рисунок 5.3 – Схема перетвореної системи рівнянь.

За допомогою такого підходу можна досліджувати еволюцію торсіонних рухів колони і виявляти їх переходи до самозбурення автоколивань.

5.2 Моделювання ефектів самозбурення автоколивань пружної колони у дисипативному середовищі

Згідно з розробленою методикою виконано комп’ютерне моделювання автоколивань БК довжиною $L = 1000$ м при значенні коефіцієнта тертя

$k = 10\ \text{Н} \cdot \text{с}$. Зазначимо, що обране значення k нереально велике (див. табл. 5.2). тим не менш, воно дозволяє зробити оцінку впливу дисипації енергії на коливальний процес. Розрахунки виконані за допомогою неявної скінченно-різницевою схеми інтегрування по часу. Крок інтегрування прийнятий рівним $\Delta t = 7{,}5 \cdot 10^{-4}$ с. Дослідження виконано при наступних значеннях характерних параметрів: момент інерції долота $J = 3{,}12\ \text{кг} \cdot \text{м}^2$, коефіцієнт пружності при зсуві $G = 80{,}77$ ГПа, густина матеріалу БК $\rho = 7{,}8 \cdot 10^3$ кг/м^3, момент інерції перерізу БК $I_z = 3{,}12 \cdot 10^{-5}$ м^4 (при $r_1 = 0{,}08415$ м, $r_2 = 0{,}07415$ м. Воно реалізовано для графіку сил тертя $M^{тер}$, наведеному на рис. 5.4.

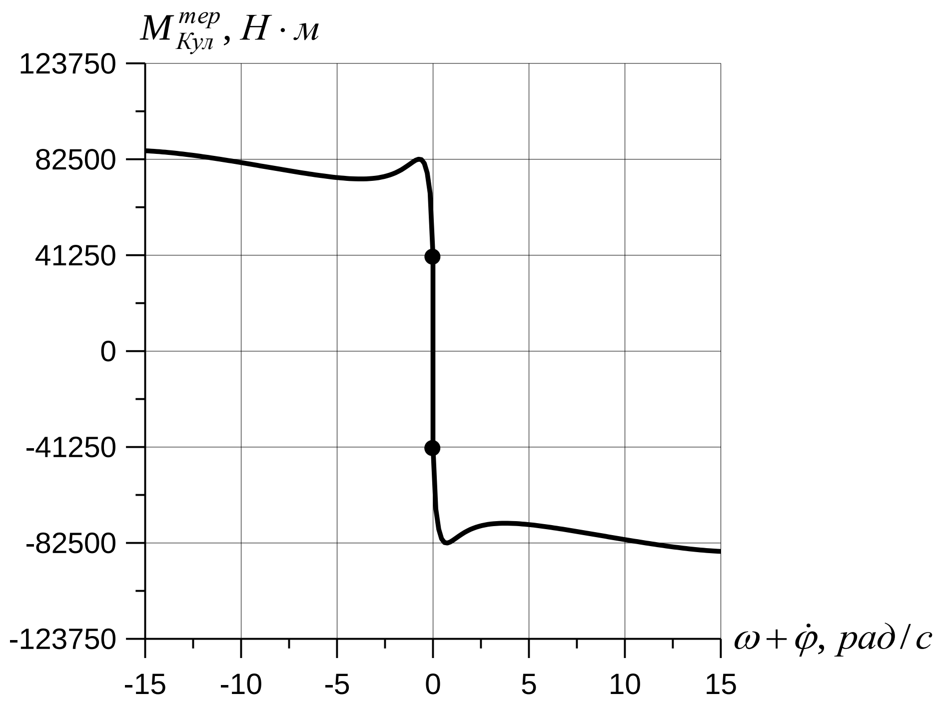


Рисунок. 5.4 – Функція нелінійного моменту тертя

$(M^{тер}_{\max} = 82500\ \text{Н} \cdot м)$

В результаті досліджень встановлено, що врахування дисипативних властивостей рідкого середовища, у якому обертається колона, навіть при завищених значеннях коефіцієнта в'язкості k призводить лише до незначного звуження інтервалу значень ω, при яких генеруються автоколивання. Це можна пояснити тим, що момент сил тертя (різання) $M_{\max}^{тер}$ на долоті значно перевищує сили в'язкого тертя у рідині, тому вплив сил тертя у промивній рідині практично несуттєвий. Так, для розглянутого випадку виявилось, що біфуркація народження циклу реалізується при $\omega_H = 0,72$ рад/с, а біфуркація втрати циклу – при $\omega_b = 3,5$ рад/с. Зазначимо, що у випадку неврахування дисипативних властивостей рідкого середовища вказані значення складають $\omega_p = 0,71$ рад/с та $\omega_y = 3,775$ рад/с.

На рис. 5.5 наведена діаграма зміни кута φ крутних коливань долота від часу t, побудована за континуальною моделлю з врахуванням сил в'язкого тертя.

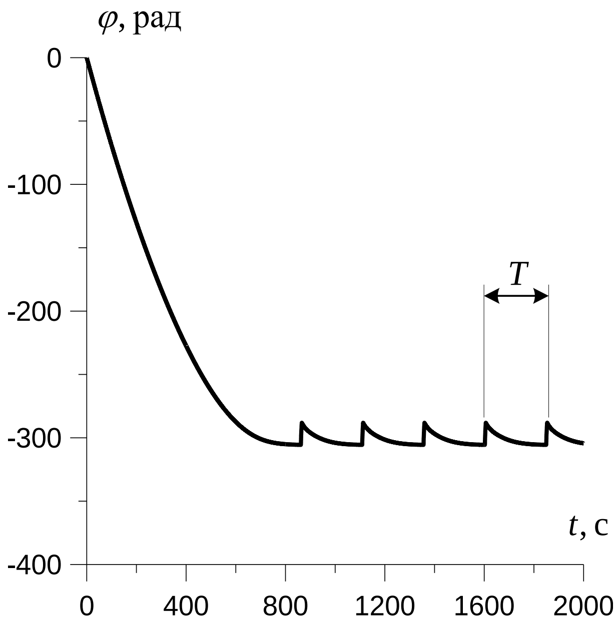


Рисунок 5.5 – Форма релаксаційних коливань долота при $\omega_H = 0,72$ рад/с

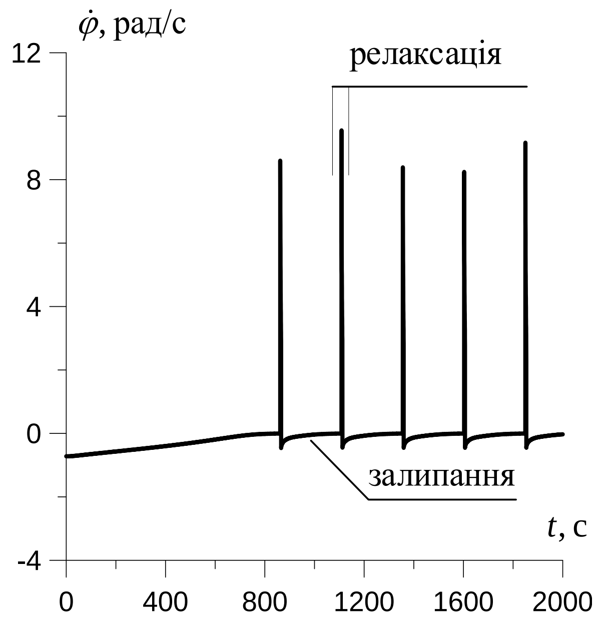


Рисунок 5.6 – Форма зміни кутової швидкості долота при $\omega_H = 0,72$ рад/с

Вважалося, що при $t < 0$ колона оберталася з кутовою швидкістю $\omega_p = 0,72$ рад/с, але долото було виведене з контакту з породою , яка руйнується. Потім, при $t = 0$, долото вводилось у контакт з породою, після чого починався перехідний процес пружного закручування колони, який змінився її стаціонарними автоколиваннями з періодом $T = 14{,}25\,\text{с}$. Ці коливання носять релаксаційний характер, оскільки містять зони з майже ламаними обрисами функції $\varphi(t)$. На рис. 5.6 представлено графік зміни кутової швидкості колони $\dot{\varphi}(t)$. Для нього характерна наявність зон залипання (повільних рухів), при яких $\dot{\varphi}(t)$ приблизно дорівнює 0, і досить коротких проміжків часу, на яких виникають гострі піки.

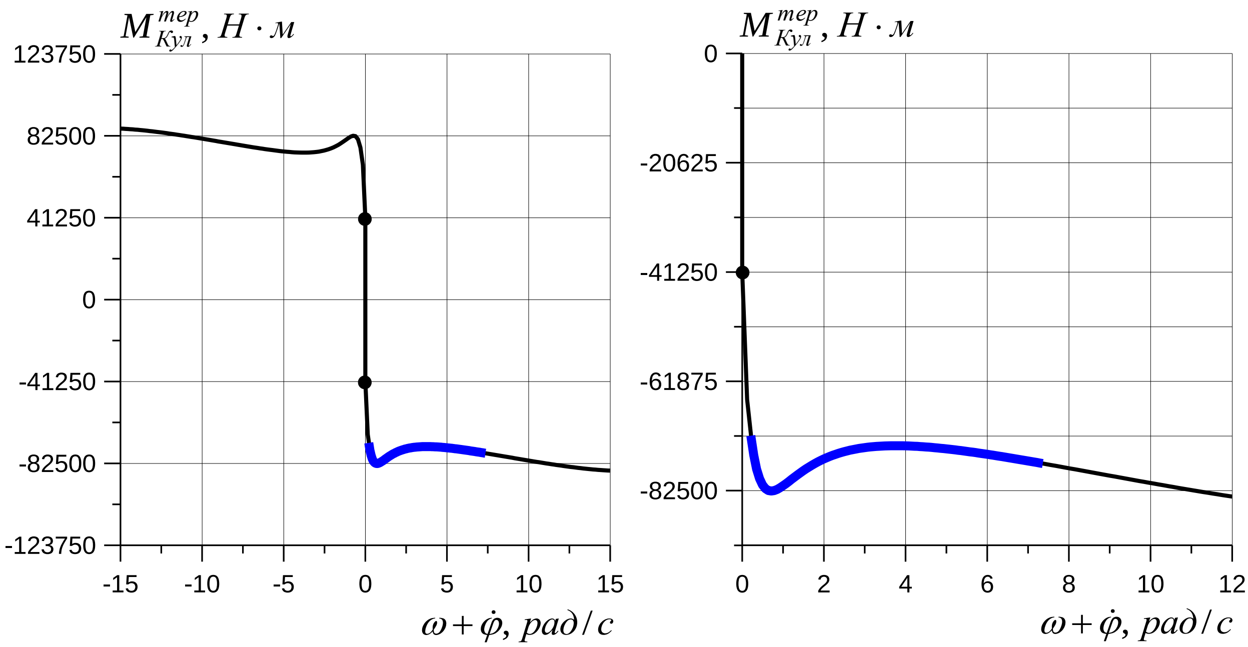
В стані втрати циклу при $\omega_y = 3{,}5\,\text{рад/с}$ реалізуються менш високочастотні коливання з періодом $T = 21{,}4\,\text{с}$.

Як зазначено вище, в теорії нелінійних диференціальних рівнянь періодичний розв'язок, який відповідає автоколиванням, називається циклом, а зміна стаціонарного рівноважного розв'язку періодичним при проходженні деякого характерного параметра через критичне значення — народженням циклу, або біфуркацією Хопфа [11, 12, 36, 38]. У випадку, який розглядається, параметром, що визначає стаціонарні і автоколивальні режими БК, є кутова швидкість обертання ω.

В цьому випадку лівіше точки біфуркації $\omega_н = 0{,}71\ рад/c$ (при $\omega = \omega_í - 0$) долото, починаючи рухатись з положення $\varphi(0) = 0$, $\dot{\varphi}(0) = 0$, швидко приходить в стаціонарний стан $\varphi_{ст} = -32{,}63\,рад/c$, $\dot{\varphi}_{ст} = 0$ і далі продовжує обертатись з кутовою швидкістю $\omega_н = 0{,}71\ рад/c$, не здійснюючи коливань. Однак при значенні $\omega = \omega_í + 0$ долото, рухаючись на початковому етапі по тій самій траєкторії, досягає значення $\varphi = -32{,}63\,рад/c$ (рис. 5.5) і далі зривається в коливальний процес. Ці коливання одразу приймають характер, що встановився, і відбуваються з розмахом $D = 4{,}13\,рад$ і з періодом $T = 14{,}25\,c$ навколо середнього положення $\varphi_{сер} = -30{,}56\ рад/c$.

Важливо відмітити форму цих коливань, для якої кожен період може бути розділений на розмежовані етапи, які відповідають повільним і швидким рухам системи. Ці зміни особливо чітко помітні на графіку залежності від часу кутової швидкості $\dot{\varphi}(t)$ (рис. 5.6), які можна розглядати як розривні. В теорії автоколивань такі рухи називаються релаксаційними, на відміну від гладких траєкторій, які називаються томсонівськими. Нагадаємо, що в задачах динаміки механічних систем такі рухи зустрічаються досить рідко.

На рис. 5.7 представлена функція $M_{Кул}^{тер}(\omega+\dot{\varphi})$, яка відповідає заданим коефіцієнтам a_i. На ній більш жирною лінією виділено ділянку, в межах якої вона змінюється при автоколиваннях, що встановились. Можна бачити, що $M_{Кул}^{тер}$ періодично проходить через своє екстремальне значення.



а) б)

Рисунок 5.7 – Залежність моменту $M_{Кул}^{тер}$ від кутової швидкості $\omega+\dot{\varphi}$ ($L=1000$ ì , $\omega=0{,}71$ $рад/с$):
а – у вихідному масштабі; б – у збільшеному масштабі

Знайдені розв’язки дозволяють також побудувати форми крутильних коливань самої бурильної колони в різні моменти часу. На рис. 5.8 показані графіки функції $\varphi(z)$ в станах 1, 2, 3, які відповідають особливим точкам 1, 2, 3 на кривій рисунку 5.5 автоколивань долота. І хоч вони являють собою суперпозицію хвильових рухів, на рис. 5.8 хвильовий характер цих рухів не помітний, крутильні коливання точок БК представляються такими, що відбуваються в одній фазі, а самі функції $\varphi(z)$ є лінійними. Це наводить на думку, що хвильовим характером торсіонних коливань точок бурильної колони можна знехтувати і використовувати спрощену (осциляційну) модель з однією степінню свободи.

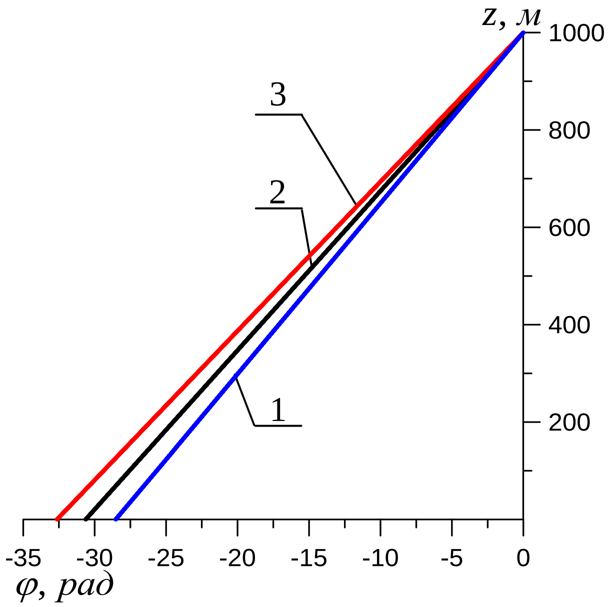


Рисунок 5.8 – Графіки функції $\varphi(z)$ кута пружного кручення в станах 1, 2, 3

В результаті розв'язання задач для найбільш типових видів функції моменту сил різання долота показано, що існують діапазони значень кутової швидкості обертання бурильної колони, в котрих система здійснює крутильні автоколивання, які є релаксаційними. Знайдені границі цих діапазонів (стани біфуркації народження і втрати граничних циклів – біфуркації Хопфа), досліджена форма автоколивань в цих діапазонах. Виявлено, що автоколивання супроводжуються наявністю швидких і повільних рухів з крупномасштабними стрибками (майже розривами) кутових швидкостей обертання долота.

Показано, що форми крутильних автоколивань якісно не залежать від довжини бурильної колони, і з її зміною відбувається лише їх трансформування з дотриманням деяких умов подібності і масштабування. При цьому біфуркаційні значення кутової швидкості обертання однорідної бурильної колони визначаються, в основному, положенням екстремальних точок на діаграмах залежності моменту різання від кутової швидкості обертання.

Таким чином, в результаті комп'ютерного моделювання встановлено, що вплив сил в'язкого тертя в рідині на коливальний процес малий і розв'язки, отримані на основі трьох розглянутих моделей співпали. В зв'язку з цим моделювання цих ефектів можна проводити на основі самої простої моделі з однією степінню вільності.

5.3 Коливання та стійкість колони, що обертається в каналі горизонтальної свердловини

Починаючи з роботи Lubinski [142], з 1987 р. активно вивчалася стійкість і біфуркаційне випучування за спіральною формою бурильних колон у вертикальних свердловинах. Пізніше Paslay і Body, а також Dawson і Paslay досліджували втрату стійкості за гармонічною формою. Закритичну поведінку колон у похилих свердловинах аналізував Mitchell [148 - 150]. Різні аспекти цієї проблеми, пов'язані із впливом граничних умов, викривленості свердловини, ефекту прихвату колони, а також результати експериментальних досліджень викладені в публікаціях [64, 86, 88, 89, 130]. Зазвичай, наступні дослідження проводилися для колон порівняно невеликих довжин. У статтях [24, 112, 113] розглянуті питання чисельного дослідження стійкості БК у глибоких вертикальних і похилих свердловинах. У них показано, що поставлені задачі є сингулярно збуреними [110], а їх розв'язки мають вигляд крайових ефектів.

Значне число публікацій присвячене проблемам згинальної динаміки бурильних колон. Зокрема, у них розглядаються їх згинальні коливання [72, 75, 76, 80, 91], коливання кручення [96, 126, 138, 140] і динаміка коливань кружляння (whirling), при яких долото перекочується по дну свердловини [89, 124, 131, 167].

У роботах [115, 123] поставлена й розв’язана задача про визначення й мінімізацію сил опору при переміщенні БК у криволінійній свердловині з геометричними недосконалостями.

Однак залишаються практично невивченими ефекти впливу фрикційної взаємодії колони, що обертається, з дном горизонтальної свердловини на стійкість її прямолінійної форми й згинальні коливання. У даній дисертації запропонована математична модель пружного статичного й динамічного згинання труби БК, що лежить на дні каналу горизонтальної свердловини. БК стиснута поздовжньою силою й обертається з постійною кутовою швидкістю. Вважається, що завдяки наявності сил тертя, БК накочується на поверхню свердловини й займає положення, у якому її вісь, залишаючись паралельною осі свердловини, зміщується в коловому напрямку. При цьому контакт між БК і стінкою свердловини зберігається по всій довжині системи й сама БК перебуває в стані рівноваги під дією сил ваги, тертя й контактної взаємодії. Досліджується згинальна стійкість цього рівноважного стану й малі згинальні коливання щодо нього.

5.3.1 Постановка задачі про критичне згинання БК, що обертається у каналі горизонтальної свердловини

Нехай БК лежить на дні каналу довгої горизонтальної циліндричної свердловини (рис. 5.9). Різниця діаметрів свердловини й труби БК рівна $2a$.

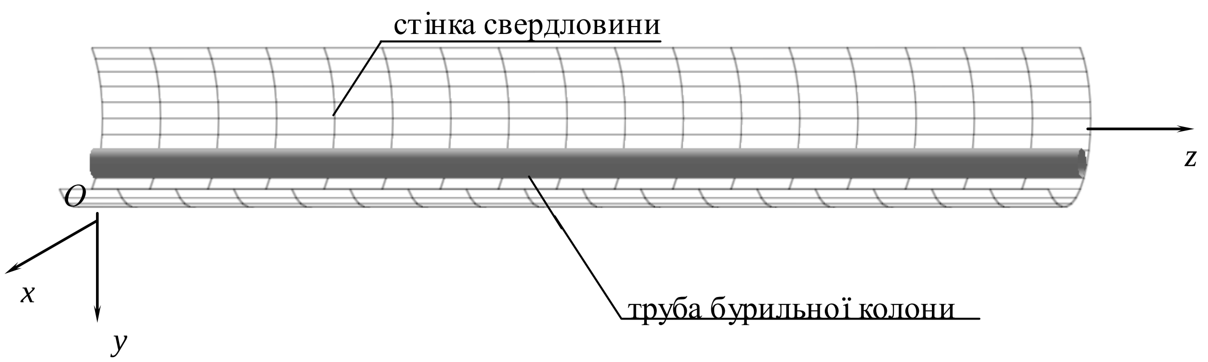


Рисунок 5.9 − Схема розміщення бурильної колони на дні каналу горизонтальної свердловини

Будемо вважати, що

- БК обертається з постійною кутовою швидкістю ω;
- труба БК перебуває в безперервному контакті зі стінкою свердловини по всій її довжині й зазнає дії розподіленої контактної сили f^{cont} та внутрішньої стискаючої сили F_z;
- згинальні переміщення труби малі і її деформації пружні;
- при вигині труби між нею й стінкою свердловини виникають розподілені сили $f^{fr}(z)$ сухого тертя, орієнтовані в коловому напрямку.

Сили $f^{fr}(z)$ підпорядковуються закону Кулона [78], згідно з яким при відсутності відносного руху дотичних поверхонь між ними реалізується статичне тертя (рис. 5.10), величина якого визначається з умов рівноваги системи й задовольняє співвідношенню

$$f^{fr} \quad \mu f^{cont}, \tag{5.14}$$

де μ – коефіцієнт тертя, f^{cont} – нормальна до поверхонь, що труться, сила контактного тиску.

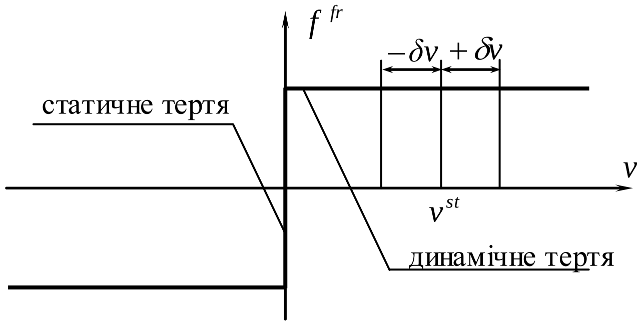


Рисунок 5.10 − Схема зміни функції сили сухого тертя $f^{fr}(v)$

По досягненню величиною f^{fr} граничного значення μf^{cont} дотичні поверхні починають рухатися й реалізується динамічне тертя-ковзання, при якому сила тертя зберігає своє граничне значення, що не залежить від швидкості v колового руху.

Приймемо, що в розглянутому випадку БК обертається з постійною кутовою швидкістю ω й у зоні контакту елементарні ділянки поверхні БК ковзають по поверхні свердловини зі стаціонарною позитивною відносною швидкістю v^{st} (рис. 5.10). При цьому $f^{fr} = \mu f^{cont}$. Нехай потім при втраті стійкості або малих коливаннях швидкість v^{st} одержала малі збільшення $\pm \delta v$, але при цьому повна швидкість $v = v^{st} \pm \delta v$ зберегла додатне значення. Як видно з рис. 5.10, сила $f^{fr} = \mu f^{cont}$ в цьому випадку залишиться незмінною. Ця властивість збереження силою тертя свого постійного значення при малих переміщеннях і швидкостях коливань використовується нижче при постановці задач про згинання БК.

Під дією сил тертя труба, що обертається, перекочується вверх по поверхні свердловини й займає деяке граничне положення (рис. 5.11), у якому розподілена сила $\boldsymbol{f}^{cont}$ контактного тиску зменшується, а внаслідок цього зменшується й сила тертя-зчеплення $\boldsymbol{f}^{fr}$, що переходить потім у силу тертя-ковзання. У цьому положенні діюча на трубу розподілена сила ваги $\boldsymbol{f}^{gr}$ врівноважується силами $\boldsymbol{f}^{cont}, \boldsymbol{f}^{fr}$ і БК перебуває в стані рівноваги. Однак якщо на трубу діє осьова стискуюча сила $\boldsymbol{F}_z$, то при деякому її значенні цей стан може виявитися нестійким і колону випучить.

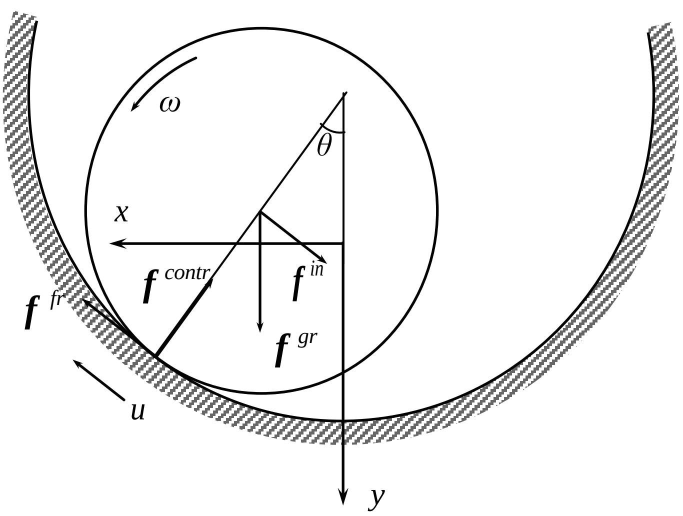


Рисунок. 5.11 – Схема перекочування БК по циліндричній поверхні горизонтальної свердловини

Задача дослідження цього ефекту суттєво відрізняється від задачі ейлерової втрати стійкості стержня, оскільки на колону по всій її довжині накладені додаткові в'язі, які обмежують її переміщення по поверхні свердловини. Тому для аналізу стійкості БК, що обертається, спочатку визначаємо положення її рівноваги, а потім досліджуємо його стійкість.

У стаціонарному стані БК, що обертається, відхиляється від осі Oy на кут θ і на неї діють сили $\boldsymbol{f}^{gr}$, $\boldsymbol{f}^{cont}$ і $\boldsymbol{f}^{fr}$. Спроектувавши ці сили на нормаль і дотичну до поверхонь БК і свердловини в точці їх контакту (рис. 5.11), одержимо

$$\begin{aligned} & f^{cont} - f^{gr}\cos\theta = 0, \\ & f^{fr} - f^{gr}\sin\theta = 0. \end{aligned} \tag{5.15}$$

Відповідно до закону тертя Кулона при ковзанні

$$f^{fr} = \mu f^{cont}, \tag{5.16}$$

Використовуючи в (5.16) вирази для f^{cont} з першої рівності системи (5.15) і підставляючи отримане значення f^{fr} в другу рівність цієї системи, одержимо

$$\mu\cos\theta - \sin\theta = 0 \qquad \text{або} \qquad \operatorname{tg}\theta = \mu. \tag{5.17}$$

Таким чином, в результаті обертання БК, що лежить на дні каналу горизонтальної свердловини, відхиляється під дією сил тертя від свого нижнього положення на кут θ, який дорівнює куту тертя $\operatorname{arctg}\mu$, що узгоджується із загальними уявленнями про рівновагу тіла на похилій шорсткуватій площині. Для перевірки стійкості цього стану складемо рівняння пружної рівноваги елемента труби довжиною dz. Рівняння рівноваги моментів щодо нормалі до контактуючих поверхонь записується у вигляді:

$$d\,\delta M - \delta Q dz - F_z\, a\, d\delta\theta = 0. \tag{5.18}$$

Символ δ позначає збільшення відповідної величини, викликане малим пружним вигином труби БК у результаті малої зміни кута нахилу $\delta\theta(z)$

кожного її елемента; d – символ, що позначає збільшення відповідної функції, пов'язане зі збільшенням dz її аргументу z; $M(z)$ – внутрішній згинальний момент; $Q(z)$ – внутрішня перерізуюча сила a – міжтрубний зазор.

З умови балансу всіх сил, прикладених до елемента в коловому напрямку, дотичному до контактуючих поверхонь, маємо

$$d\delta Q - \delta f^{fr} dz + \delta(f^{gr}\sin\theta)dz = 0. \tag{5.19}$$

Перетворимо рівняння (5.18), (5.19) до виду

$$\delta Q = \frac{d\delta M}{dz} - aF_z\frac{d\delta\theta}{dz}, \qquad \frac{d}{dz}\delta Q - \delta f^{fr} + \delta(f^{gr}\sin\theta) = 0. \tag{5.20}$$

Використовуючи вираз

$$\delta M = EI\frac{d^2}{dz^2}(a\delta\theta) \tag{5.21}$$

і рівності, що випливають із (5.15), (5.16)

$$\begin{aligned} &\delta f^{fr} = \mu\delta f^{cont} = \mu\delta(f^{gr}\cos\theta) = -\mu f^{gr}\sin\theta\cdot\delta\theta, \\ &\delta(f^{gr}\sin\theta) = f^{gr}\cos\theta\cdot\delta\theta, \end{aligned} \tag{5.22}$$

одержимо рівняння пружного критичного стану БК

$$aEI\frac{d^4\delta\theta}{dz^4} - aF_z\frac{d^2\delta\theta}{dz^2} + f^{gr}(\mu\sin\theta + \cos\theta)\delta\theta = 0. \tag{5.23}$$

За допомогою (5.17) виразимо в (5.23) кут θ через μ. Тоді

$$\sin\theta = \frac{\mu}{\sqrt{1+\mu^2}}, \qquad \cos\theta = \frac{1}{\sqrt{1+\mu^2}}. \tag{5.24}$$

Вважаючи кут $\delta\theta$ малим, введемо величину $\delta u = a\delta\theta$, що представляє собою функцію малого пружного переміщення елементів БК у площині, дотичній до дотичних поверхонь.

Виконавши в (5.23) заміни (5.24) і підстановку $\delta u = a\delta\theta$, побудуємо остаточне розв'язувальне рівняння

$$EI\frac{d^4\delta u}{dz^4} - F_z\frac{d^2\delta u}{dz^2} + \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a}f^{gr}\delta u = 0. \tag{5.25}$$

Воно визначає критичний стан БК, що обертається на дні каналу горизонтальної свердловини, в стані, відхиленому від нижнього положення на кут θ. Відзначимо, що при $\mu = 0$ це співвідношення зводиться до відомого рівняння [110, 119]

$$EI\frac{d^4\delta u}{dz^4} - F_z\frac{d^2\delta u}{dz^2} + \frac{f^{gr}}{a}\delta u = 0, \tag{5.26}$$

побудованого за припущення про відсутність сил тертя між БК і стінкою свердловини.

Обидва ці рівняння аналогічні рівнянню рівноваги балки на пружній основі з коефіцієнтом постелі $\eta = f^{gr}\sqrt{1+\mu^2}/a$ для (5.25) і $\eta = f^{gr}/a$ (5.26), хоча скельна порода прийнята абсолютно твердою і такою, що грає роль в'язі, накладеної на переміщення БК.

5.3.2 Стійкість БК, що обертається у каналі горизонтальної свердловини

Рівняння (5.25) є однорідним, тому має тривіальний розв'язок $\delta u(z) \equiv 0$ при будь-яких значеннях осьової сили $F(z)$. Значення $F(z)$, при яких це рівняння має нетривіальні розв'язки $\delta u(z) \neq 0$, є біфуркаційним. У цих станах БК втрачає стійкість своєї прямолінійної форми й випучує. Розглянемо спочатку випадок втрати стійкості БК необмеженої довжини $L = \infty$. Ненульовий розв'язок рівняння (5.25) представимо у вигляді (рис. 5.12)

.

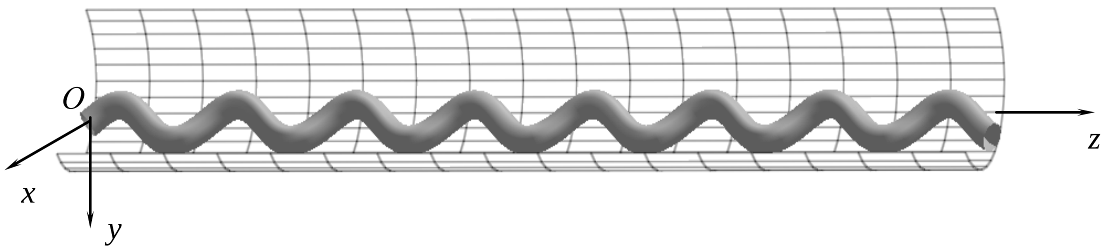


Рисунок. 5.12 − Форма випучування бурильної колони на дні свердловини

$$\delta u_{\lambda}(z) = \delta c \sin(\pi z / \lambda). \tag{5.27}$$

Тут λ – довжина півхвилі втрати стійкості.

Підставивши (5.27) в (5.26), одержимо власні значення $F_{z,\lambda}$ для обраного λ

$$F_{z,\lambda} = -\left[\pi^2 EI/\lambda^2 + \lambda^2 f^{тяж} \sqrt{1+\mu^2}/(\pi^2 a)\right]. \tag{5.28}$$

Критичне значення F_z^{cr} досягається при λ, що мінімізує $F_{z,\lambda}$. З умови

$$dF_{z,\lambda}/d\lambda = 0$$

одержуємо

$$F_z^{cr} = -2\sqrt{EI\, f^{тяж} \sqrt{1+\mu^2}/a}\,. \tag{5.29}$$

Відповідне йому λ, рівне

$$\lambda^{cr} = \pi \sqrt[4]{EI\, a/\sqrt{1+\mu^2} \cdot f^{тяж}}\,. \tag{5.30}$$

Якщо довжина L БК обмежена й на її кінцях виконуються умови шарнірного закріплення, то нетривіальні розв'язки рівняння (5.25) слід шукати у вигляді

$$\delta u_n(z) = \delta c \sin(n\pi z / L) \qquad (n = 1, 2, \ldots). \tag{5.31}$$

Підставивши (5.31) в (5.25), одержимо

$$F_{z,n}^{cr} = -EI\left(\frac{n\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{L}{n\pi}\right)^2 \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a} f^{тяж} \qquad (n = 1, 2, \ldots). \tag{5.32}$$

Таким чином, кожному значенню n в рівності (5.32) відповідає своє значення $F_{z,n}^{cr}$. Оскільки практичний інтерес представляє тільки найменше по модулю $F_{z,n}^{cr}$, необхідно праву частину в (5.32) мінімізувати по n. Для цього необхідно обчислити похідну $dF_{z,n}^{cr}/dn$ й прирівняти її до нуля. У підсумку одержимо

$$n^{cr} = \frac{L}{\pi} \sqrt[8]{1+\mu^2} \cdot \sqrt[4]{\frac{f^{gr}}{EI\, a}}\,. \tag{5.33}$$

Оскільки знайдене значення n^{cr} в загальному випадку не є цілим, для практичного використання необхідно обрати два найближчі до n^{cr} цілих n і вибрати з них те, яке забезпечує найменше $F_{z,n}^{cr}$.

Як приклад, розглянемо випадок $E = 2{,}1 \cdot 10^{11}$ Па, $I = 1{,}555 \cdot 10^{-5}$ м^4, $f^{тяж} = 316{,}35$ Н/м, $\mu = 0{,}32$, $a = 0{,}04$ м, $L = 500$ м. При цих значеннях по формулі (5.23) знайдене $n^{cr} = 36{,}03$, після чого підраховані $F_{z,36}^{cr} = -3{,}293 \cdot 10^5$ Н, $F_{z,37}^{cr} = -3{,}302 \cdot 10^5$ Н. Звідси випливає, що критичне значення осьової стискуючої сили рівне $F_{z,36}^{cr}$, а число півхвиль у формі біфуркаційного випучування становить $n = 36$ при довжині $\lambda = L / n = 13{,}89$ м.

5.3.3 Згинальні коливання БК, що обертається, в горизонтальній свердловині

Вище показано, що БК при обертанні в горизонтальній свердловині під дією постійних сил тертя, орієнтованих в коловому напрямку, перекочується вверх по поверхні свердловини й зупиняється у стані стаціонарного обертання під кутом $\theta = \mathrm{arctg}\mu$ (рис. 5.10). Дослідимо малі згинальні коливання БК щодо цього стану. Приймемо, що швидкості ковзання БК по поверхні свердловини в результаті коливань не перевищують швидкість її ковзання, викликану обертанням, тому при коливаннях додаткові сили тертя не виникають. У цьому випадку для побудови рівняння динаміки досить у ліву частину співвідношення (5.25) додати доданок

$$\delta f^{in} = \gamma a \frac{\partial^2 \delta\theta}{\partial t^2} = \gamma \frac{\partial^2 \delta u}{\partial t^2}, \tag{5.34}$$

що визначає силу інерції δf^{in}. Тут γ – погонна щільність труби БК. У підсумку одержимо рівняння вільних коливань

$$EI \frac{d^4 \delta u}{dz^4} - F_z \frac{d^2 \delta u}{dz^2} + \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a} f^{тяж} \delta u + \gamma \frac{\partial^2 \delta u}{\partial t^2} = 0. \tag{5.35}$$

Воно допускає розв'язки у формах стоячих і біжучиж хвиль. Для нескінченної БК стоячу хвилю представимо у вигляді

$$\delta u(z,t) = \delta c \sin(\pi z / \lambda) \cdot \sin(kt), \tag{5.36}$$

де λ – довжина півхвилі, k – кругова частота вільних коливань.

Підставивши (5.36) в (5.35), одержимо характеристичне рівняння

$$EI\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^4 + F_z\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 + \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a} f^{gr} - \gamma k^2 = 0. \tag{5.37}$$

З нього визначаємо частоту k вільних коливань БК для заданої півхвилі λ

$$k = \sqrt{\left[EI(\frac{\pi}{\lambda})^4 + F_z(\frac{\pi}{\lambda})^2 + \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a} f^{gr}\right] \Big/ \gamma}\,. \tag{5.38}$$

Як видно, вона зростає з прикладанням розтягуючої осьової сили $F_z(z)$ й зменшується при дії стискуючої $F_z(z)$. Значення k істотно залежить також від величини міжтрубного зазору a й з його зменшенням зростає.

На рис. 5.13 наведені графіки залежності частоти k від довжини півхвилі λ в діапазоні 10 λ 50 м при $\gamma = 38{,}7$ кг/м.

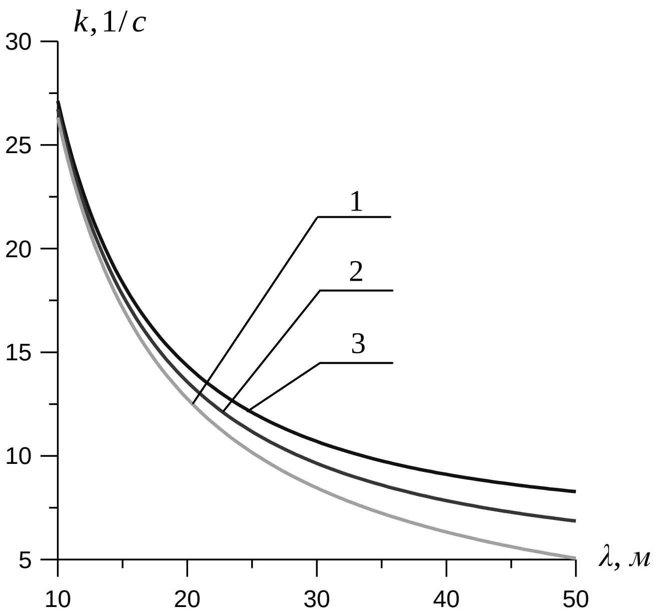


Рисунок 5.13 Частотна діаграма поперечних коливань бурильної колони на дні свердловини

Криві 1, 2, 3 відповідають випадкам, коли труба БК вільна від в'язей і коли міжтрубний зазор a становить 0,08, 0,04 і 0,02 м, відповідно. З наведених графіків випливає, що вплив контактної взаємодії БК, що обертається, із дном свердловини на значення частот k її власних коливань стає більш помітним зі збільшенням півкроку λ й зменшенням міжтрубного зазору a.

Другий вид згинальних коливальних рухів БК, що обертається на дні горизонтальної свердловини, пов'язаний з поширенням біжучих гармонічних хвиль

$$\delta u(z,t) = \delta c \sin\left(\frac{\pi z}{\lambda} - \varphi t\right), \tag{5.39}$$

Тут π / λ – хвильове число, φ – циклічна частота. Ці параметри визначають фазову швидкість поширення гармонійної хвилі

$$w = \varphi \lambda / \pi . \tag{5.40}$$

Для одержання залежності між φ і λ необхідно в рівнянні (5.35) замість змінної $\delta u(z,t)$ підставити праву частину рівності (5.39). У підсумку одержимо дисперсійне рівняння, яке за формою збігається з рівнянням (5.37) і має розв'язок у вигляді рівності (5.38). З його допомогою можна знайти функцію фазової швидкості (5.40)

$$w = \sqrt{\left[EI\left(\frac{\pi}{\lambda}\right)^2 + F_z + \frac{\sqrt{1+\mu^2}}{a}\left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^2 f^{gr}\right] \Big/ \gamma} . \tag{5.41}$$

Оскільки вона залежить від довжини півхвилі λ, виявляється, що згинальні гармонійні хвилі з різними довжинами поширюються вздовж осі БК з різними швидкостями. Це означає, що згинальна хвиля довільної форми при переміщенні змінює свій профіль, тобто дисипергує, а без дисперсії можуть поширюватися тільки синусоїдальні (косинусоїдальні) хвилі. Причому швидкості цих хвиль зростають зі збільшенням поздовжньої розтягуючої сили F_z й зменшенням міжтрубного зазору a.

Таким чином показано, що побудовані диференціальні рівняння вигину колони і її малих вільних коливань аналогічні відповідним рівнянням вигину й коливань балки на пружній основі.

Знайдене критичне значення поздовжньої стискуючої сили. Встановлено, що залежно від довжини колони її коливання можуть бути реалізовані у формі як стоячих, так і біжучих гармонічних хвиль. Показано, що воно збільшується зі збільшенням погонної густини колони й зі зменшенням міжтрубного зазору.

5.4 Частотний аналіз коливань кружляння долота

Деструктивний вплив коливань кружляння на бурильні колони і долота вже давно визнаний. Відомо, що зворотне кружляння відбувається у 40% усіх [167] свердловин. У більшості випадків попередні дослідження цього динамічного процесу були засновані на припущенні, що при цих коливаннях долото притискається до стінки свердловини і котиться по її поверхні [89, 124, 131]. Однак у роботі [124] прийнято, що ці явища відбуваються, коли долото переходить від режиму буріння до контакту з контактом кочення з дном свердловини, а потім миттєвий центр її обертання починає переміщуватися навколо осі колони на нижній поверхні дна. В залежності від напряму обертального руху розрізняють прямі та зворотні кружляння. При цьому в оберненому напрямі кружляння швидкість обертання може досягти частоти у діапазоні від 5 до 30 разів більше швидкості обертання самої колони. Такі швидкості роблять ефект коливання кружляння особливо руйнівним.

Додаткові впливи на ці процеси можуть бути надані дією осьових сил у колоні [42]. Ця сила може бути розкладена на вертикальну складову (WOB) та близьку до нуля поперечну компоненту, що називається неврівноваженою силою. Вона зазвичай вимірюється у відсотках від WOB. Багаточисельні виміри незбалансованості долотового інструменту показали, що комерційні долота можуть бути на 2% незбалансованими, хоча 10% незбалансованості є більш типовою. Отже, можна зробити висновок, що долото притискається до дна свердловини під дією сили WOB, і лише 10% від її величини прагнуть притиснути її до стінки свердловини. Тому більш природно пов'язати ці коливання з коченням долота по нижній поверхні свердловини, а не по її стінці, як традиційно вважається при теоретичних дослідженнях.

Як зазначено у роботі Kovalyshen, згідно з польовими дослідженнями, основним фактором, що впливає на коливання кружляння є геометрія долота. В роботі [42] явище перекочування долота і ковзання на шорстких днищах моделюються з використанням нелінійних фрикційних і неголономних моделей для долот з різними формами. В якості прикладу чисельно вивчене кружляння сферичного долот по дну сферичної свердловини [42]. Результати дозволили знайти три види його стійких і нестійких рухів, пов'язаних з прямим та оберненим кружлянням, а також чистим вертінням. При цьому долото може просвердлювати канал з перерізом у вигляді багатопелюсткової квітки.

При цьому найбільш помітний вплив на поведінку та стійкість системи здійснює згинальна жорсткість труби БК.

У роботі [42] для дослідження обрані видовжені та сплющені еліпсоїдальні форми. Дві математичні моделі кружляння долота основані на припущенні можливості їх чистого кружляння кочення та ковзання. Нестаціонарні режими їх кружляння, ініційовані початковими збуреннями аналізуються за допомогою комп’ютерного моделювання. Показано, що сплющені долота більш чутливі до геометричних недосконалостей і їх траєкторії мають обриси у формі петелькоподібних кривих з точками повернення. Підводячи підсумки, можна зазначити, що ефекти, розглянуті у цих роботах моделюються на основі нелінійних залежностей. Вони є багатопараметричними, оскільки залежать від пружних, динамічних, геометричних, кінематичних, фрикційних та структурних характеристик системи. У зв’язку з цим, частинні випадки, досліджені методом комп’ютерного моделювання, не тільки привертають особливу увагу своєю красою, але й дозволяють встановити загальні закономірності цих процесів. Вони не можуть бути виконані за рахунок застосування загальних нелінійних математичних моделей і повинні бути орієнтовані на аналіз початкової стадії еволюційного процесу за допомогою лінеаризованих рівнянь. Хоча ці моделі мають обмежене застосування, тим не менш, вони дозволяють виявити загальні закономірності початкової стадії збурення коливань. Зокрема, будуть вивчені два частинних випадки. В першому випадку будуть розглядатися кружляння сферичного долота на сферичній поверхні дна свердловини, другий випадок має справу з кружлянням еліпсоїдальних долот на площині шорсткого дна.

Щоб створити математичну модель кружляння долота, врахуємо що процес коливань супроводжується пружним згинанням секції БК, суміжної з її низом (КНБК). Припустимо, що подумки можна відділити нижні ділянки AB і BC, розташовані між двома нижніми центраторами A і B, і граничною точкою C на нижньому кінці долота (рис. 5.14). При побудові моделі врахуємо, що рух долота може бути як динамічним, так і кінематичним.

Для вибору моделі порівняємо частоти вільних коливань відділеної частини БК та кутової швидкості долота. Наприклад, перша частота вільних коливань сталевої трьохопорної балки ABC з довжинами $e = 2\,m$, $l = 9\,m$ (рис. 5.14) та діаметрами осьового перерізу $d_1 = 0.18\,m$, $d_2 = 0.16\,m$ дорівнює $f_1 = 106.7\,s^{-1}$, в той час як кутова швидкість бурильної колони

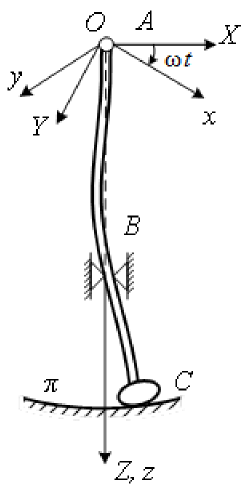


Рисунок 5.14 − Схема нижніх секцій бурильної колони

може досягати величин $\omega \approx 10 - 20\,s^{-1}$. Крім того, долото являє собою порожнинне тіло з малим моментом інерції. Таким чином, коливання кружляння, що розглядаються, являють собою квазістатичні (кінематичні) процеси деформування БК , силою інерції можна знехтувати і рухи кружляння можна вважати кінематичними. Таким чином, при дослідженні руху будуть враховуватися лише пружна та контактна сили і проаналізована лише кінематична стимуляція руху системи.

5.4.1 Модель кочення сферичного долота по сферичній поверхні дна

Приймемо, що БК пружно відхиляється від вертикалі і її сферичне долото, яке обертається з кутовою швидкістю $\boldsymbol{\omega}$ навколо своєї осі, починає котитися по шорсткій сферичній поверхні π дна свердловини (рис. 5.15).

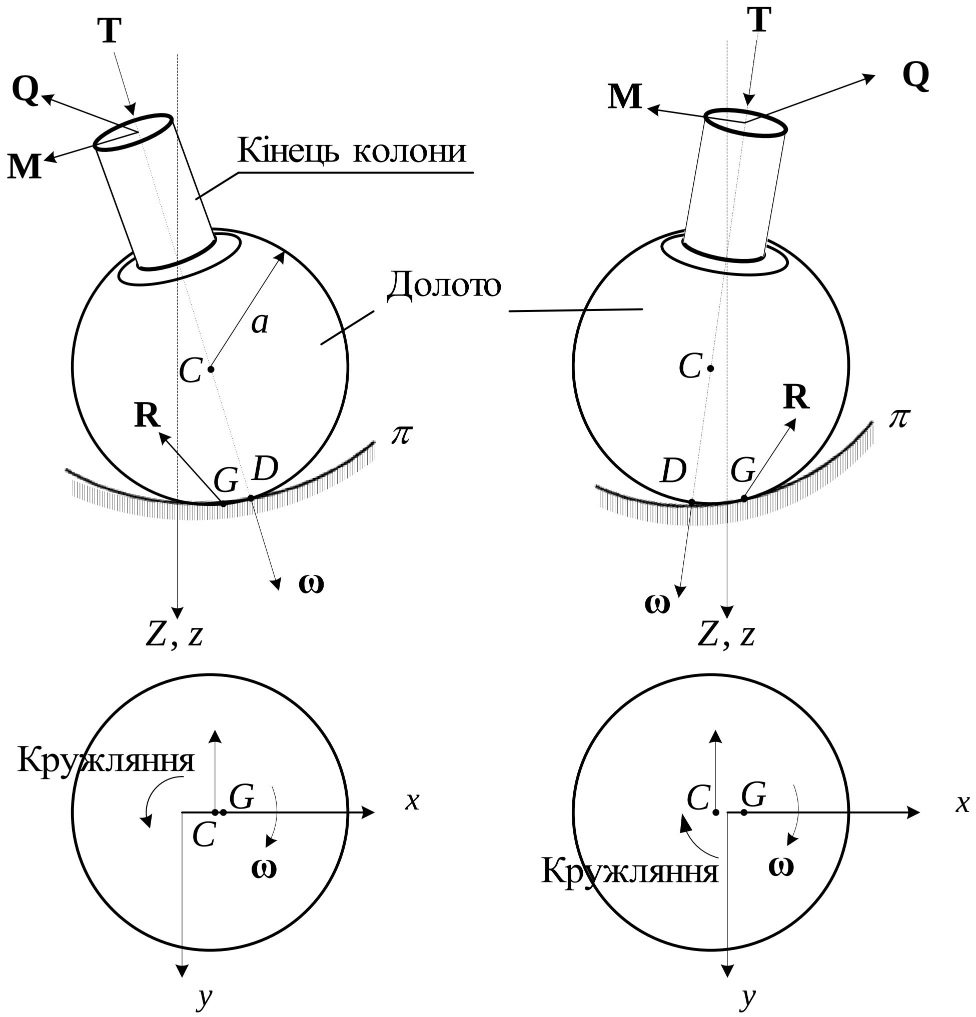


Рисунок 5.15 − Неголономне кружляння сферичного долота:

а) обернене кружляння;   б) пряме кружляння

Потім, в залежності від положення точки контакту G по відношенню до точки D, яка лежить на осі обертання, центр C долота може рухатись, як це часто відбувається, у напрямі, протилежному напряму обертання долота (зворотне кружляння – рис 5.15, а) або в протилежному напрямі (пряме кружляння – рис. 5.15, б) по відношенню до осі Oz обертання системи. Введемо нерухому систему координат $OXYZ$ та систему відліку $Oxyz$, зафіксовану у балці БК, що обертається (рис. 5.14). Їх вертикальні осі OZ та Oz співпадають. Як прийнято у неголономній механіці [8], зручно вивчати цей рух по відношенню до миттєвого центу швидкостей G, так як в цьому випадку невідома сила реакції $\boldsymbol{R}$ виключається з рівнянь і лише пружні сили осьового тиску ($\boldsymbol{T}$) та зсуву ($\boldsymbol{Q}$), а також згинальний момент ($\boldsymbol{M}$) будуть приймати участь у силовій рівновазі. Нехай радіуси долота та твірної нижньої поверхні π будуть a та b, відповідно. Тоді кочення долота може бути вивчене з використанням двох основних математичних моделей, які відрізняються припущеннями про гладкості контактуючих тіл поверхні [12].

Перша модель пов’язана з припущенням, що поверхні контактуючих тіл шорсткуваті і долото може виконувати рухи кочення та вертіння відносно точки контакту G і ковзати з лінійною швидкістю $\boldsymbol{v}$. Така модель називається фрикційною.

Якщо припустити, що поверхня абсолютно шорстка, то ефект ковзання стає неможливим. В цьому випадку $\boldsymbol{v}=0$ і реалізується чисте кочення з вертінням. Така модель відноситься до неголономнго типу [8].

Як показано в роботі [42] можливість ефекту ковзання долота по дну свердловини сильно зменшується за рахунок наявності на його поверхні алмазних шипів. Цей ефект посилюється за рахунок збільшення тиску долота на дно свердловини та пониження жорсткості БК. В цих випадках застосування неголономної моделі руху цілком виправдане.

В роботі [42], побудовані нелінійні кінематичні рівняння кочення

$$\dot{u}-\omega v-a\sqrt{1-\frac{u^2+v^2}{(b-a)^2}}\left(-\dot{u}'-\omega v'\right)-\frac{a\omega v}{b-a}=0,$$

$$\dot{v}+\omega u-a\sqrt{1-\frac{u^2+v^2}{(b-a)^2}}\left(-\dot{v}'+\omega u'\right)+\frac{a\omega u}{b-a}=0\,, \tag{5.42}$$

що витікають з умов кочення без ковзання сферичного долота. Тут u, v є малими поперечними пружними зміщеннями центра C долота, орієнтовані паралельно осям Ox та Oy, відповідно; точкою та штрихом над буквами позначені операції диференціювання по часу t та змінній z, відповідно.

Ці рівняння визначають швидкості $\dot{u}, \dot{v}$ руху центра C вздовж осей обертання Ox, Oy, $\dot{u}', \dot{v}'$ позначають кутові швидкості відносно відповідних осей.

Щоб отримати другу групу рівнянь руху, подумки виділимо малий елемент труби і розглянемо рівновагу моментів пружної перерізуючої сили $\boldsymbol{Q}$, моменту $\boldsymbol{M}$, та осьової сили $\boldsymbol{T}$ відносно миттєвого центру G обертання долота (рис. 5.15). Візьмемо до уваги, що компоненти M_x, M_y та Q_x, Q_y векторів $\boldsymbol{M}$ і $\boldsymbol{Q}$ обчислюється наступним чином:

$$M_x = EIv''\,,\; M_y = -EIu''\,,$$

$$Q_x = EIu'''\,,\; Q_y = EIv''' \tag{5.43}$$

Потім обчислимо моменти $\boldsymbol{M}$, $\boldsymbol{Q}$, та $\boldsymbol{T}$ відносно осей, що проходять через точку G паралельно осям Ox та Oy і прирівняємо їх до нуля. В результаті отримаємо

$$EIu''+EIau'''-\frac{Ta}{b-a}u+Tau'=0\,,$$

$$EIv''+EIav'''-\frac{Ta}{b-a}v+Tav'=0\,. \tag{5.44}$$

Особливістю системи (5.42), (5.44) з чотирьох рівнянь полягає в тому, що вона містить вісім невідомих значень u, u', u'', u''', а також v, v', v'', v''', передписаних на краю С балки БК. Однак ці перешкоди можна подолати, якщо прийняти до уваги, що дана задача є квазістатичною і, отже, переміщення u, v та кути повороту u', v' можуть бути виражені через згинальні моменти $M_u = EIu''$, $M_v = EIv'''$ та сили зсуву $Q_u = EIu'''$, $Q_v = EIv'''$, прикладені у цій точці. Звідси випливають наступні рівності:

$$
\begin{gathered}
u = w_M \cdot M_u + w_Q \cdot Q_u = w_M EIu'' + w_Q EIu''', \\
v = w_M \cdot M_v + w_Q \cdot Q_v = w_M EIv'' + w_Q EIv''', \\
u' = w_M^{(1)} \cdot M_u + w_Q^{(1)} \cdot Q_u = w_M^{(1)} EIu'' + w_Q^{(1)} EIu''', \\
v' = w_M^{(1)} \cdot M_v + w_Q^{(1)} \cdot Q_v = w_M^{(1)} EIv'' + w_Q^{(1)} EIv'''
\end{gathered} \tag{5.45}
$$

Тут w_M - пружне зміщення вільного краю С консолі балки АС, показаної на рис. 5.14, викликане дією одиничного згинаючого моменту $M = 1$, прикладеного у цій точці, w_Q - аналогічне переміщення від дії перерізуючої сили $Q = 1$, прикладеної у тій же точці, $w_M^{(1)}$ - кут повороту балки, викликаний одиничним моментом , і $w_Q^{(1)}$ - кут повороту під дією одиничної перерізуючої сили.

За допомогою рівнянь (5.45) можна отримати наступні рівності

$$
\begin{gathered}
u'' = \frac{w_Q^{(1)} u - w_Q u'}{EI\left(w_M w_Q^{(1)} - w_Q w_M^{(1)}\right)}, \; u''' = \frac{w_M u' - w_M^{(1)} u}{EI\left(w_M w_Q^{(1)} - w_Q w_M^{(1)}\right)}, \\
v'' = \frac{w_Q^{(1)} v - w_Q v'}{EI\left(w_M w_Q^{(1)} - w_Q w_M^{(1)}\right)}, \; v''' = \frac{w_M v' - w_M^{(1)} v}{EI\left(w_M w_Q^{(1)} - w_Q w_M^{(1)}\right)}
\end{gathered} \tag{5.46}
$$

Введемо позначення

$$
D = EI\left(w_M w_Q^{(1)} - w_Q w_M^{(1)}\right), \; \frac{w_M}{D} = h, \; \frac{w_M^{(1)}}{D} = h^{(1)}, \; \frac{w_Q}{D} = g, \; \frac{w_Q^{(1)}}{D} = g^{(1)} \tag{5.47}
$$

За допомогою формул (5.47), система рівнянь (5.42) та (5.44) з постійними коефіцієнтами може бути перетворена до більш простої форми:

$$
\begin{gathered}
\dot{u} + a\dot{u}' - \omega\left(1 + \frac{a}{b-a}\right)v + a\omega v' = 0, \\
\dot{v} + a\dot{v}' + \omega\left(1 + \frac{a}{b-a}\right)u - a\omega u' = 0, \\
\left[g^{(1)} - ah^{(1)} - \frac{Ta}{EI(b-a)}\right]u + \left(-g + ah + \frac{Ta}{EI}\right)u' = 0,
\end{gathered} \tag{5.48}
$$

$$\left[g^{(1)} - ah^{(1)} - \frac{Ta}{EI(b-a)}\right]v + \left(-g + ah + \frac{Ta}{EI}\right)v' = 0\,.$$

Ця система з чотирьох рівнянь з чотирма шуканими змінними u, u', v, і v' може бути ще спрощена шляхом виключення невідомих u' та v'. Дійсно, два останніх рівняння в цій системі дозволяють записати

$$u' = qu\ ,\ v' = qv\,, \tag{5.49}$$

де

$$q = -\left[g^{(1)} - ah^{(1)} - \frac{Ta}{EI(b-a)}\right] \Big/ \left(-g + ah + \frac{Ta}{EI}\right) \tag{5.50}$$

Підставивши рівності (5.49) у два перших рівняння (5.48), отримаємо

$$\dot{u}(1+aq) - \omega\left(1 + \frac{a}{b-a} - aq\right)v = 0\,,$$

$$\dot{v}(1+aq) + \omega\left(1 + \frac{a}{b-a} - aq\right)u = 0\,.$$

Остаточна форма цієї системи набуває виду:

$$\dot{u} - \omega p v = 0\,, \qquad \dot{v} + \omega p u = 0 \tag{5.51}$$

Тут значення

$$p = \left(1 + \frac{a}{b-a} - aq\right) \Big/ (1 + aq) \tag{5.52}$$

є параметром частоти.

Система (5.51) еквівалентна рівнянням

$$\ddot{u} + \omega^2 p^2 u = 0\,, \quad \ddot{v} + \omega^2 p^2 v = 0 \tag{5.53}$$

Вони мають розв’язок

$$u(t) = C_1 \sin \omega pt + C_2 \cos \omega pt\,, \quad v(t) = C_3 \sin \omega pt + C_4 \cos \omega pt \tag{5.54}$$

Тут константи C_1, C_2, C_3, а також C_4 знаходяться з початкових умов. При цьому вони не можуть мати довільні значення і повинні визначатися з врахуванням рівнянь. (5.51). У підсумку $C_4 = C_1$, $C_3 = -C_2$, і рівняння (5.54) набувають остаточного виду:

$$u(t) = C_1 \sin \omega pt + C_2 \cos \omega pt\,, \quad v(t) = -C_2 \sin \omega pt + C_1 \cos \omega pt$$

Вони описують траєкторії руху *C* у системі координат *Oxyz*, яка обертається з кутовою швидкістю *ω*. Позначимо $\omega p = \Omega_1$. Тоді ці співвідношення можуть бути представлені наступним чином:

$$u(t) = C_1 \sin \Omega_1 t + C_2 \cos \Omega_1 t, \quad v(t) = -C_2 \sin \Omega_1 t + C_1 \cos \Omega_1 t \tag{5.55}$$

Тут Ω_1 частота коливань в системі координат що обертається.

Основні особливості кочення сферичного долота по сферичній поверхні дна свердловини.

Хоча рух бурового долота у системі координат *Oxyz* , що обертається, визначається простими формулами (5.48), можна побудувати велике різноманіття режимів, що залежать від початкових умов (константи C_1 та C_2), і значення параметра *p*, який в свою чергу визначається геометричними значеннями *a* та *b*, жорсткістю *EI* та параметрами гнучкості $w_M, w_Q, w_M^{(1)}$ і $w_Q^{(1)}$. Однак можна виділити набагато більш складні траєкторії у фіксованій системі координат *OXYZ*. Ці траєкторії прослідковуються з використанням рівностей

$$X(t) = u(t)\cos\omega t - v(t)\sin\omega t, \qquad Y(t) = u(t)\sin\omega t + v(t)\cos\omega t \tag{5.56}$$

Приймаючи до уваги рівності (5.55), можна переписати залежності (5.56) в наступному вигляді:

$$X(t) = C_1 \sin \omega(p-1)t + C_2 \cos \omega(p-1)t,$$

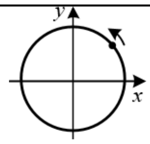
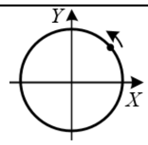
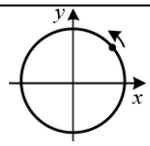
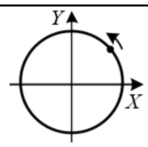
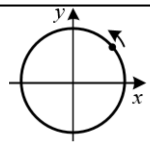
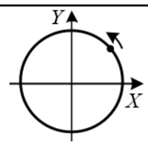
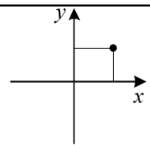
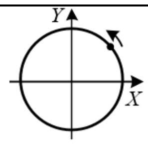
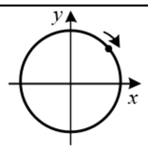
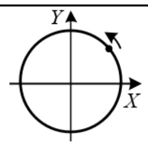
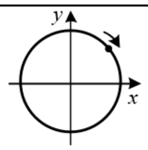
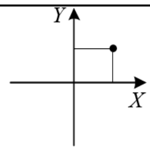
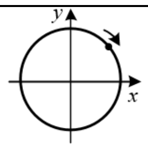
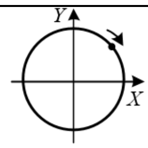
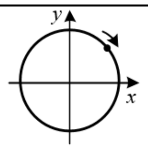
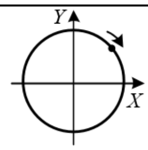
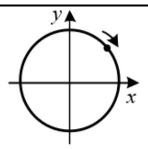
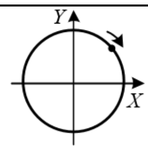
$$Y(t) = -C_2 \sin \omega(p-1)t + C_1 \cos \omega(p-1)t$$

Вони свідчать про те, що в нерухомій системі відліку долото рухається з кутовою швидкістю $\Omega_2 = \omega(p-1)$ і його рух визначається рівностями

$$X(t) = C_1 \sin \Omega_2 t + C_2 \cos \Omega_2 t, \qquad Y(t) = -C_2 \sin \Omega_2 t + C_1 \cos \Omega_2 t \tag{5.57}$$

Рівняння (5.55) та рівності (5.57) дозволяють проаналізувати можливі тенденції динамічної поведінки сферичного долота при різних формах самозбурення коливань кружляння в залежності від значень визначальних параметрів (див. таблицю 5.3). Припустимо, що вона може приймати різні значення у відповідності з формулами (5.52) і заміни (5.50). Результати аналізу зміни типів кружляння долота із зміною параметра p наведені у таблиці 5.3.

Таблиця 5.3 − Форми коливань кружляння в залежності від значень частоти p

Номер позиції	Значення параметра p	Тип періодичного руху у системі відліку *Oxyz*, що обертається	Тип руху у фіксованій системі *Oxyz*
1	$p<-1$	$\Omega_1>\omega$ Пряме обертання 	$\Omega_2>2\omega$ Пряме обертання 
2	$p=-1$	$\Omega_1=\omega$ Пряме обертання 	$\Omega_2=2\omega$ Пряме обертання 
3	$-1<p<0$	$0<\Omega_1<\omega$ Пряме обертання 	$\omega<\Omega_2<2\omega$ Пряме обертання 
4	$p=0$	$\Omega_1=0$ Нерухомий стан 	$\Omega_2=\omega$ Пряме кружляння 
5	$0<p<1$	$\Omega_1<\omega$ Зворотне обертання 	$0<\Omega_2<\omega$ Пряме кружляння 
6	$p=1$	$\Omega_1=\omega$ Зворотне обертання 	$\Omega_2=0$ Нерухомий стан 
7	$1<p<2$	$\omega<\Omega_1<2\omega$ Зворотне обертання 	$0<\Omega_2<\omega$ Зворотне кружляння 
8	$p=2$	$\Omega_1=2\omega$ Зворотне обертання 	$\Omega_2=\omega$ Зворотне кружляння 
9	$p>2$	$\Omega_1>2\omega$ Зворотне обертання 	$\Omega_2>\omega$ Зворотне кружляння 

Так, якщо $p < -1$ (позиція 1 у таблиці), то, як свідчать рівняння (5.55) та (5.56), центр С долота рухається по круговій траєкторії з кутовою швидкістю $\Omega_1 > \omega$ у системі відліку *Oxyz*, що обертається, і виконує пряме кружляння з кутовою швидкістю $\Omega_2 > 2\omega$, випереджаючи обертання БК у нерухомій системі координат *OXYZ*. Значення $p = -1$ відповідає величинам $\Omega_1 = \omega,\ \Omega_2 = 2\omega$ (позиція 2 у таблиці). Особливий режим генерується при $p = 0$ (позиція 4). В цій ситуації долото нерухоме у системі відліку, що обертається ($\Omega_1 = 0$), але виконує пряме кружляння з частотою $\Omega_2 = \omega$ у нерухомому просторі. Протилежна ситуація відбувається при $p = 1$ (позиція 6), коли долото обертається в оберненому напрямі з частотою $\Omega_1 = \omega$, хоча при цьому нерухоме в точці $X = C_2,\ Y = C_1$ нерухомого простору.

Підкреслимо , що цей стан є також несприятливим, тому що в ньому долото виконує чисте вертіння без кочення та ковзання і процес буріння починає змінювати свій напрям.

Наступне збільшення параметра *p* тягне за собою перехід від прямого кружляння долота до його оберненого кружляння з наступним істотним збільшенням частоти Ω_2 (позиції 7-9). Відзначимо ще раз, що цей несприятливий ефект знаходиться у відповідності з польовими спостереженнями, описані у роботі [42] і складається із суттєвого збільшення частоти кружляння, яка може бути в 30 разів більшою за кутову швидкість БК, в той час як загальноприйнята модель бокового дотику долота зі стінкою свердловини не може виявити цей ефект.

Встановлені залежності між значеннями параметра *p* та типами кружляння сферичного долота дозволяють моделювати режими його руху на початковому етапі збурення. Наступний інтерес в цьому напрямі викликаний питанням про те, як змінюється значення *p* із зміною параметрів системи. Серед найбільш суттєвих значень, які впливають на збурення коливань кружляння є жорсткість на згинання труби *БК*, радіуси долота *a* і нижньої поверхні *b*, прольоти *l* та *e*, сила Т, та співвідношення між параметрами податливості w_M, w_Q, $w_M^{(1)}$ та $w_Q^{(1)}$. Приймемо, що типові значення цих величин для сталевих колон складають $EI = 4{,}07 \cdot 10^6$ $Па \cdot м^4$, $l = 9\,м$, $e = 2\,м$, $a = 0{,}1\,м$, $b = 0{,}3\,м$, $w_M = 1{,}968 \cdot 10^{-6}\,м$, $w_Q = 3{,}618 \cdot 10^{-6}\,м$, $w_M^{(1)} = 1{,}23 \cdot 10^{-6}$, $w_Q^{(1)} = 1{,}97 \cdot 10^{-6}$, $T = -1 \cdot 10^4\,Н$. У цьому випадку $p = 1{,}376$ і кружляння протікає у відповідності з пунктом 7 табл. 5.3.

Цікаво проаналізувати, що відбувається, коли змінюється радіус a долота. Рис 5.16 свідчить про те, що параметр p зменшується з спаданням a. Потім, якщо радіус поверхні дна достатньо малий, значення параметра p наближається до 1 (як цього можна очікувати) і центр долота досягає нерухомого стану (позиція 6 у таблиці).

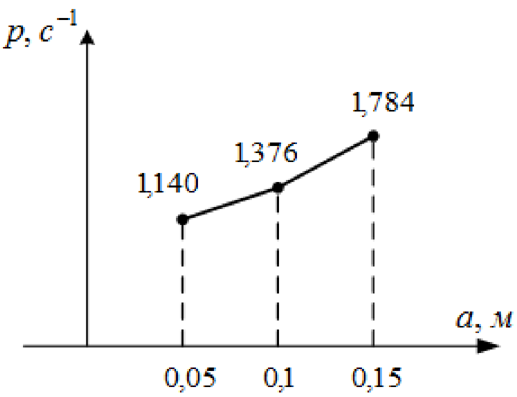


Рисунок 5.16 – Залежність частоти p від радіуса a свердловини

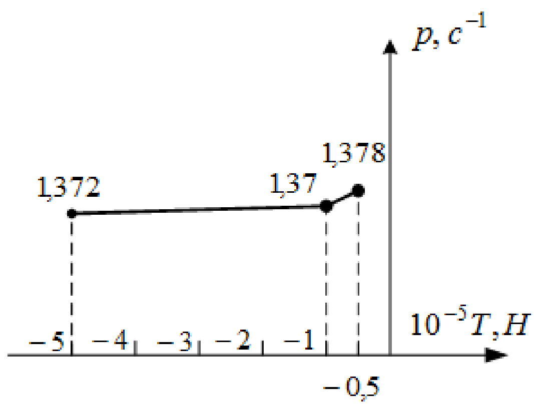


Рисунок 5.17 – Залежність p від осьового зусилля T

Особливої уваги заслуговує випадок, коли радіус b нижньої поверхні свердловини зменшується. Якщо b наближається до a, тоді q зростає і параметр p набуває великого від'ємного значення. Тоді долото і БК переходять у режим прямого кружляння в обох системах координат і обертаються в одному напрямі. Цей режим також відповідає польовим спостереженням.

Щоб прослідкувати вплив сили T на частоту кружляння, на рис. 5.17 наведені значення p для різних T. Можна зробити висновок, що величина p

слабо залежить від T, хоча вона збільшується з спаданням T . Ця властивість обумовлена малим плечем GD (рис. 5.15) вектора $\boldsymbol{T}$ по відношенню до точки контакту G, що є типовим для сферичного долота. Тому його вплив на збурюючий момент несуттєвий.

Для практики важливо також зрозуміти вплив згинальної жорсткості EI на самозбурення рухів кружляння. Щоб проаналізувати це питання, розглянемо рівняння (5.46) та (5.47), які визначають коефіцієнти системи (5.48). Їх аналіз свідчить про те, що параметри h , $h^{(1)}$ та g , $g^{(1)}$ не залежать від EI, що знаходиться у повній відповідності з кінематичними режимами кружляння, які імітує неголономна модель. При цьому, однак, значення EI входить в коефіцієнти рівнянь (5.48.) разом з осьовим зусиллям T, тому, як зазначалося вище, частота p незначно залежить від її величини. Внаслідок цього можна уявити собі, що при неголономному коченні режими кружляння мало чутливі до зміни EI. Дійсно, частоти p, обчислені для значень $EI = 4{,}07\cdot 10^7$, $4{,}07\cdot 10^6$ та $4{,}07\cdot 10^5\ \text{Па}\cdot м^4$, рівні $p = 1{,}379$, $1{,}376$ і $1{,}372$, відповідно, тобто при кінематичному збуренні величини p практично не залежать від розмірів поперечного перерізу труби.

5.5 Висновки до розділу 5

1. Виконане комп'ютерне дослідження ефекту самозбурення торсіонних автоколивань бурильної колони у в'язкому середовищі промивної рідини з використанням моделі з розподіленими параметрами. Знайдені біфуркаційні стани системи, побудовані форми автоколивань. Показано, що вони складаються із швидких та повільних рухів і вплив сил в'язкого тертя рідини на коливальний процес незначний. Досліджено вплив сил в'язкого тертя в промивній рідині та нелінійних сил тертя між долотом і породою на автоколивальні процеси. Показано, що основний вклад в автоколивальний процес вносять останні сили, а силами в'язкого тертя можна знехтувати.

2. З врахуванням сил контактного тертя побудована нова модель вільних коливань та стійкості колони, яка обертається на дні горизонтальної свердловини. Побудовані характеристичні рівняння, знайдені критичні стани і частоти власних коливань, побудовані форми втрати стійкості і форми коливань.

3. Побудовані лінеаризовані моделі малих коливань кружляння долота по поверхні дна свердловини, викликаних фрикційною взаємодією долота, що обертається, з поверхнею породи на дні свердловини. Показано, що з їх допомогою можна моделювати ефекти як зворотного, так і прямого кружляння, а також суттєвого перевищення кутовою швидкістю кружляння кутової швидкості власного обертання колони на початковому етапі зародження коливань.

4. Результати дослідження даного розділу викладено в публікаціях [4, 13-19, 22, 25, 28, 42, 105, 106, 108, 114, 116-118].

ВИСНОВОК

У дисертаційній роботі поставлені і розв’язані нові наукові задачі про теоретичне моделювання квазістатичних та динамічних фрикційних явищ, що супроводжують буріння вертикальних та похило-скерованих свердловин.

1. Показано, що основні ефекти, які перешкоджають бурінню глибоких вертикальних і похило-скерованих свердловин та сприяють виникненню нештатних і аварійних ситуацій, зумовлені дією квазістатичних та динамічних сил тертя. Розглянуті моделі сил тертя, які використовуються у науковій літературі.

2. Встановлено, що оскільки на практиці вісь свердловини зазвичай представляється у вигляді комбінації відрізків прямих або в дискретній (табличній) формі, то для проведення комп’ютерного моделювання напружено-деформованого стану колони і сил опору при виконанні технологічних операцій буріння спочатку методами чисельної інтерполяції повинен бути виконаний перехід від дискретної форми задання геометрії траєкторії свердловини до аналітичної, а потім застосована теорія гнучких криволінійних стержнів. Зроблено висновок про актуальність цієї проблеми.

3. Запропонована методика аналітичного представлення геометрії осьової лінії свердловини по її дискретним (табличним) проектним характеристикам або даним свердловинної навігації. Сформульована система диференціальних рівнянь осьового руху бурильної колони, змінні коефіцієнти та геометричні параметри якої обчислюються з використанням кубічних інтерполяційних сплайнів.

4. Виконано комп’ютерний аналіз фрикційних сил опору і напружено-деформованого стану пружних бурильних колон при різних значеннях дискретних відхилень траєкторії свердловини від ідеальної, різних значеннях коефіцієнта тертя та різних режимах виконання технологічних операцій. Показано, що розроблена методика може бути використана для прогнозування недопустимих значень геометричних, конструктивних та технологічних характеристик системи та запобігання нештатним ситуаціям.

5. Розв'язана задача про спряження ділянок траєкторій свердловини з різними значеннями їх кривизни. Показано, що спряження ділянок за рахунок установки перехідних сегментів у формі дуг кола, яке використовується на практиці, є нераціональним, оскільки призводить до формування у цих зонах значних напружень та сил тертя і опору. Запропоновано застосовувати в якості з'єднувальних вставок (як це робиться при трасуванні колій на залізничних та автомобільних дорогах) дуги клотоїди або кубічної параболи. Це дозволяє суттєво (на 15 – 20%) зменшити рівень фрикційних сил опору і тим самим зменшити напругу в колоні та ймовірність її руйнування, зменшити її зношування та енерговитрати на виконання операцій буріння., покращити провідність крутного моменту та осьової сили від приводного пристрою до долота, запобігти виникненню ефекту прихвату колони. Ця пропозиція запатентована.

6. Вперше поставлена задача про пружні торсіонні автоколивання бурильної колони у в'язкому середовищі промивної рідини глибокої вертикальної свердловини, які збурюються в результаті нелінійної фрикційної взаємодії долота з поверхнею її дна. Запропонована нова математична модель з розподіленими параметрами і системи з однією степінню вільності торсіонних автоколивань бурильної колони. Із застосуванням значень параметрів в'язкості промивних рідин, які використовуються у практиці буріння, сформульовані диференціальні рівняння. Показано, що форми автоколивань є релаксаційними. Встановлено, що урахування сил в'язкого тертя призводить до незначного уточнення (3 – 5%) критичних швидкостей самозбурення автоколивань.

7. Побудовані лінеаризовані моделі малих коливань кружляння долота по поверхні дна свердловини, викликаних фрикційною взаємодією долота, що обертається, з поверхнею породи на дні свердловини. Показано, що з їх допомогою можна моделювати нештатні ефекти як зворотного, так і прямого кружляння, а також суттєвого перевищення кутовою швидкістю кружляння кутової швидкості власного обертання колони на початковому етапі зародження коливань.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Алфутов Н. А. Основы расчета на устойчивость упругих систем / Н. А. Алфутов. – М.: Машиностроение, 1978. – 312 с.
2. Амелькин Н. И. Кинематика и динамика твердого тела (кватернионное изложение). [Електронний ресурс] / Н. И. Амелькин. – М., 2000. – 64 с. – Режим доступу: http://techlibrary./ru.bookpage.htm.
3. Андронов А. А. Теория колебаний / А. А. Андронов, А. А. Витт, С. Э. Хайкин. – М.: Физматгиз, 1959. – 915 с.
4. Андрусенко О. М. Стійкість і коливання бурильних колон з внутрішніми потоками рідини в каналах горизонтальних свердловин / О.М. Андрусенко, С. М. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2015. – № 95. – с. 43-54.
5. Астарита Дж. Основы гидромеханики неньютоновских жидкостей / Дж. Астарита, Дж. Маручи. – М.: Мир, 1978. – 712 с.
6. Басарыгин Ю. М. Осложнения и аварии при бурении нефтяных и газовых скважин / Ю. М. Басарыгин, А. И. Булатов, Ю. М. Проселков. – М.: Недра, 2000. – 680 с.
7. Бидерман В. Л. Механика тонкостенных конструкций / В. Л. Бидерман. – Москва: Машиностроение, 1977. – 488 с.
8. Борисов А. В. Избранные задачи неголономной механики / А. В. Борисов, И. С. Мамаев, А. А. Килин. – Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2005. – 290 с.
9. Борщ Е. И. Спиральные бегущие волны в упругих стержнях / Е. И. Борщ, Е. В. Ващилина, В. И. Гуляев // Известия Российской академии наук. Механика твердого тела. – 2009. – №2. – С. 143 –149.
10. Бранец В. Н. Применение кватернионов в задачах ориентации твердого тела / В. Н. Бранец, И. П. Шмыглевский. – М.: Наука, 1973. – 320 с.
11. Бутенин Н.В. Введение в теорию нелинейных колебаний / Н. В. Бутенин, Ю. И. Неймарк, Н. А. Фуфаев. – М.: Наука, 1987. – 384 с.

12. Васильева А. Б. Сингулярно возмущенные уравнения в критических случаях /А. Б. Васильева, А.Б. Бутузов. – М.: МГУ, 1978.
13. Гайдайчук В. В. Торсіонні автоколивання бурильних колон в рідкому середовищі / В. В. Гайдайчук, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2013. – № 91. – с. 39 – 48.
14. Глазунов С. М. Задачі моделювання нештатних ситуацій процесів глибокого буріння / С. М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2017. – №1 (37). – С. 56 –62.
15. Глазунов С. М. Консервативні і дисипативні моделі торсіонних автоколивань колон глибокого буріння / С. М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2013. – №28. – С. 88 – 94.
16. Глазунов С. М. Самозбудження крутильних коливань бурильної колони в циліндричному каналі похилої свердловини / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2016.– №1(34).– с. 89 – 96.
17. Глушакова О. В. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О. В. Глушакова, С. М. Глазунов //Машинознавство. – 2013. – № 7-8 (193-194) . – с. 73-78.
18. Глушакова О. В. Торсіонні коливання глибоких бурильних колон у в'язкому рідкому середовищі / С. М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2015. – №1(31). – С. 96 – 101.
19. Гуляев В. И. Бифуркации Адронова-Хопфа в волновых моделях торсионных колебаний бурильных колонн / В. И. Гуляев, В. В. Гайдайчук, О. В. Глушакова // Прикладная механика. – 2010. – №11. – С. 73 - 83.
20. Гуляев В. И. Быстрые и медленные движения в режимах торсионных автоколебаний колонн глубокого бурения / В. И. Гуляев, О. В. Глушакова, С.Н. Глазунов, Н.В. Муса // Збірник наукових праць Українського інституту сталевих конструкцій імені В.М. Шимановського. – 2013. – №12. – с. 5 – 18.

21. Гуляев В. И. Квантованные аттракторы в волновых моделях торсионных автоколебаний колонн глубокого бурения / В. И. Гуляев, О. В. Глушакова, С. Н. Худолий // Известия Российской академии наук. Механика твердого тела. – 2010. –№2, С. 134-147.

22. Гуляев В. И. Компьютерное моделирование статических состояний бурильных колонн в наклонно-направленных скважинах с геометрическими несовершенствами. Нефтегазопромысловый инжиниринг/ В. И. Гуляев, В. В. Гайдайчук, С. Н. Худолий, Л. В. Гловач. – М, 2006.– 834 с.

23. Гуляев В. И. Критические состояния бурильных колонн в каналах наклонно направленных скважин / В. И. Гуляев, Е. Н. Андрусенко, Н. В. Шлюнь // Известия Российской академии наук. Механика твердого тела. – 2016. – №1. – С. 174 – 185.

24. Гуляев В. И. Торсионные колебания глубоких бурильных колонн в вязкой жидкости/ В. И. Гуляев, П.З. Луговой, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Прикладная механика. – 2016. – Т52, №2 (62). – С. 64 – 77.

25. Гуляев В. И. Упругое деформирование, устойчивость и колебания гибких криволинейных стержней / В. И. Гуляев, В. В. Гайдайчук, В. Л. Кошкин. – Киев: Наукова думка, 1992. – 344с.

26. Гуляев В. И. Устойчивость и колебания вращающейся бурильной колонны в канале горизонтальной скважины / В. И. Гуляев, С. Н. Глазунов // Проблемы прочности. – 2017, №6. – С.124 – 132.

27. Гуляев В. И. Цилиндрические спиральные волны во вращающихся закрученных упругих стержнях / В. И. Гуляев, Е. В. Ващилина, Е. И. Борщ // Прикладная механика. – 2008. – Том 44. – №3. – С. 125 – 134.

28. Гуляев В. І. Пат.116210 – Україна, МПК E 21B 7/06, E 21B 19/00 Спосіб спряження криволінійних секцій траєкторій похило-скерованих свердловин, що мінімізує сили опору руху колони / [В. І. Гуляєв, С.М. Глазунов, О.М. Андрусенко] Заявник та власник Національний транспортний університет. – № u 2016 12143 30.11.2016: опубл. 10.05.2017. Бюл. № 9.

29. Гуляєв В. І. Математична модель крутильних автоколивань бурильної колони в рідкому середовищі / В.І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2012.– №26.– с. 413 – 419.

30. Ден-Гартог Дж. П. Механические колебании / Дж. П. Ден-Гартог.– М.: ГИФМЛ, 1960. – 580 с.

31. Дмитриченко Н. Ф. Эластогидродинамика: теория и практика / Н. Ф. Дмитриченко. – Львов: Львівська політехніка, 2000. – 224 с.

32. Илюхин А. А. Пространственные задачи нелинейной теории упругих стержней / А. А. Илюхин. – Киев: Наукова думка, 1973. – 320 с.

33. Калинин А. Г. Естественное и искусственное искривление скважин / А. Г.Калинин, В. В. Кульчинский. – Ижевск: ИКИ, 2006. – 640 с.

34. Керимов Е.Г. Динамические расчеты бурильной колонны / Е. Г. Керимов. – М.: Недра, 1970. – 157 с.

35. Кононенко В. О. Нелинейные колебания механических систем / В. О. Кононенко. – К.: Наукова думка, 1980. – 382 с.

36. Ландау П. С. Автоколебания в распределенных системах / П. С. Ландау. – М.: Наука, 1983. – 320 с.

37. Лодж А. Эластичные жидкости / А. Лодж. – М.: Наука, 1969. – 463 с.

38. Марсден Дж. Бифуркация рождения цикла и её приложения / Дж. Марсден, М. Мак-Кракен. – М.: Наука, 1980. – 368 с.

39. Мирзаджанадзе А. Х. Гидравлика глинистых и цементных растворов / А. Х. Мирзаджанадзе, А. А. Мирзоян, Г. М. Гевинян, М. К. Сейрдза. – М.: Недра, 1966.

40. Мислюк М. А. Буріння свердловин [том 3]. Вертикальне та скероване буріння / М. А. Мислюк, І. Й. Рибчич, Р. С. Яремійчук. – Київ: Інтерпрес ЛТД, 2004. – 294 с.

41. Мищенко Е. Ф. Дифференциальные уравнения с малым параметром и релаксационные колебания / Е.Ф. Мищенко, Н.Х. Розов. – М.: Наука, 1975. – 248 с.

42. Моделирование нештатных ситуаций при бурении глубоких скважин : монография / [В. И. Гуляев, С.Н. Глазунов, О.В. Глушакова и др.]. – Киев : Изд-во «Юстон», 2017. – 544 с.

43. Молчанов А. А. Геофизические исследования горизонтальных нефтегазовых скважин / А. А. Молчанов, Э. Е. Лукьянов, В. А. Рапин. – Спб: МАНЭ, 2001. – 299 с.

44. Опыт и проблемы строительства горизонтальных скважин / [В. П. Ерохин, Н. Л. Щавелев, В. И. Нумов, Е. А. Фадеев] // Бурение скважин. – 1997. – № 9. – С. 32 – 35.

45. Перельмутер А. В. Устойчивость равновесия конструкций и родственные проблемы / А. В. Перельмутер, В. И. Сливкер : [Т.I] . – М.: СКАД СОФТ, 2007. – 670 с., [Т.III] . – М.: СКАД СОФТ, 2010. – 672. – М.: СКАД СОФТ, 2017. – 400 с.

46. Погорелов А. В. Дифференциальная геометрия / А. В. Погорелов. – М.: Наука, 1974. – 180 с.

47. Попов Е. П. Нелинейные задачи статики тонких стержней / Е. П. Попов. – Москва: ОГИЗ, 1948. – 178 с.

48. Радченко В. Н. К определению частот собственных продольных колебаний ступенчатой колонны бурильных труб / В. Н. Радченко // Машины и нефтяное оборудование. – 1976. – №5. – С. 13 – 16.

49. Светлицкий В. А. Механика стержней / В. А. Светлицкий. – М.: Высшая школа, 1987. – Ч.2: Динамика. – 304 с.

50. Скрыпник С. Г. Некоторые вопросы комплексного исследования динамических нагрузок в системе подъемного механизма буровой установки - бурильная колонна / С. Г. Скрыпник, А. А. Головин, С. М. Рябихина и др. // Машины и нефтяное оборудование. – 1977. – №10. – С. 21 – 24.

51. Сучков Б. М. Горизонтальные скважины / Б.М. Сучков. – М.: РХД, 2006. – 424 с.

52. Теодорчик К.Ф. Автоколебательные системы / К.Ф. Теодорчик. – Л.: ГИТТЛ, 1952. – 271 с.

53. Технология бурения нефтяных и газовых скважин / [А.Н. Попов, А.И. Спивак, Т.О. Акбулатов и др.]. – М.: Недра. – 2004. – 524 с.

54. Тихиро Хаяси. Нелинейные колебания в физических системах / Тихиро Хаяси. – М.: Мир, 1968. – 432 с.

55. Уилкинсон У. Л. Неньютоновские жидкости / У. Л. Уилкинсон. – М.: Мир, 1964. – 318 с.

56. Феодосьев В. И. Избранные здачи и вопросы по сопротивлению материалов / В. И. Феодосьев. – М. : Наука, 1967. – 237 с.

57. Филлипов А. П. Колебания деформируемых систем /А. П. Филлипов. – Киев: Наукова думка, 1970. – 673 с.

58. Харкевич А. А. Автоколебания / А. А. Харкевич. – М.: ГИТТЛ, 1954. – 170 с.

59. Циглер Г. Основы теории устойчивости конструкций / Г. Циглер. М.: Мир, 1971. – 192 с.

60. Чанг К. Нелинейные сингулярно возмущенные краевые задачи / К. Чанг, Ф. Хауэс. – М: Мир, 1988. – 247 с.

61. Чуи К. Введение в вэйвлеты /К. Чуи. М.: Мир, 2001. – 412 с.

62. Aadnoy B. S. Analysis of Stuck Pipe in Deviated Boreholes / B. S. Aadnoy, K. Larsen, P. C. Berg // J. Petr. Sci. Eng. – 2003. – 37(3). P. 195 – 212.

63. Aadnoy B. S. Design of Oil Wells Using Analytical Friction Models / B. S. Aadnoy, K. Andersen // Journal of Petroleum Science and Engineering – 2001. – 32. – P. 53 – 71.

64. Aarrestad Thor Viggo. An experimental and theoretical study of a coupling mechanism between longitudinal and torsional drillstring vibrations at the bit / Thor Viggo Aarrestad, Age Kyllingstad // SPE Drilling Engineering. – March 1988. – P. 12 – 18.

65. Aasen J. S. Multistring analysis of wellhead movement / J. S. Aasen, B. S. Aadnoy //Journal of Petroleum Science and Engineering – 2009. – 66. – P. 11 – 16.

66. Adams G. G. Steady sliding of two aelastic half-spaces with friction reduction due to interface stick-slip / G. G. Adams // ASME Journal of Applied Mechanics. – 1998. – 65. – P. 470 – 475.

67. Analysis of wellbore instability in vertical, directional and horizontal wells using field data / [M.A. Mohiuddin, K. Khan, A. Abdulraheem, A. Al-Majed, M.R. Awall] // Journal of Petroleum Science & Engineering. – 2007. – V. 55. – P. 83 – 92.
68. Anand A. Roughness-induced transient loading at a sliding contact during start up / A. Anand, A. Soom // ASME Journal of Tribology. – 1984. – 106. – P. 49 – 53.
69. Anderson J. R. Behavior of a single-degree-of-freedom system with a generalized friction law / J. R. Anderson, A. A. Ferri // Journal of Sound and Vibration. – 1990. – 140(2). – P. 287 – 304.
70. Antman S. S. Nonlinear problems of elasticity / S. S. Antman. New York: Springer, 2005.
71. Antonion S. S. The friction-speed relation from stick-slip data / S. S. Antonion, A. Cameron, C. R. Gentle // Wear. – 1976 – 36. – P. 235 – 254.
72. Ashley H., Haviland G. Bending vibrations of a pipeline containing flowing fluid / H. Ashley, G. Haviland // Journal of Applied Mechanics. – 1950. – V.17. – P. 229 – 232.
73. B. Bhushan. Nanotribology: Friction, wear and lubrication at the atomic scale / B. Bhushan, J. N. Isrealachvili, U. Landman // Nature (London). – 1995. – 374. – P. 607 – 616.
74. Bahtui A. Finite Element Analysis for Unbonded Flexible Risers Under Torsion / A. Bahtui, H. Bahai, G. A. Alfano // J. Offsh. Mech. Arct. Eng. – 2008. – 130(4). – P. 529 – 534.
75. Bailey J. J. Finnie I. An analytical study of drillstring vibration / J. J. Bailey, I. Finnie // Journal of Engineering for Industry, ASME Transaction. – 1960. – V. 82, № 2. – P. 122 – 128.
76. Barakat Elie R. The effect of hydraulic vibrations on initiation of buckling and axial force transfer for helically buckled pipes at simulated horizontal wellbore conditions // SPE / IADC Drilling Conference, 20-22 February 2007, Amsterdam, Netherlands.

77. Berger E. J. Friction modeling for dynamic system simulation / E. J. Berger //Aplied Mechanics Review – 2002. – 55(6).– P. 535 – 576.

78. Berger E. J. Stability of sliding in a system excited by a rough moving surface / E. J. Berger, C. M. Krousgrill, F. Sadeghi // ASME Journal of Tribology.– 1997. –119(4). – 672 – 680.

79. Bernt S. Aadnoy Analysis of stuck pipe in deviated boreholes / Bernt S. Aadnoy, Kenneth Larsen, Per C. Berg // Journal of Petroleum Science and Engineering. –March 2003. – V.37, №3 – 4. – P. 195 – 212.

80. Besaisow A. A. A study of excitation mechanisms and resonances inducing bottomhole-assembly vibrations /A. A. Besaisow, M. L. Payne // SPE Drilling Engineering. – March 1988. – P. 93 – 101.

81. Bo L. C. The friction-speed relation and its influence on the critical velocity of stick-slip motion / L. C. Bo, D. Pavelescu // Wear. – 1982. – 82. – P. 277 – 289.

82. Brands S. Scaled Tortuosity Index: Quantification of Borehole Undulations in Terms of Hole Curvature, Clearance and Pipe Stiffness / S. Brands R. Lowdon // IADC/SPE Drilling Conference and Exhibition, San Diego, California. USA. – March 2012.– P. 78 – 88.

83. Brett F. J. The genesis of bit induced torsional drill string vibrations / F. J. Brett // SPE 21943, Proceedings of the SPE/ IADC Drilling Conference, Amsterdam. – March 11 – 14. – 1991.

84. C. A. Brockley. Friction-induced vibration / C. A. Brockley, R. Cameron, A. F. Potter // Journal of Lubrication Technology. – 1967. – 89. – P. 101 – 108.

85. Challamel N. A stick-slip analysis based on rock/bit interaction: theoretical and experimental contribution / N. Challamel, E.Sellami, E. Chenevez, L. Gossuin // SPE 59230. Presented at the IADC/SPE Drilling Conference, Orleans, LA. – 2000.

86. Challamel N. Rock destruction effect on the stability of a drilling structure / N. Challamel //Journal of Sound and Vibration. – 2000. – V.233, №2. – P. 235–254.

87. Cheatham J. B. Jr. Helical postbuckling configuration of a weightless column under the action of m axial load / J. B. Jr. Cheatham // Soc Pet Eng J. – 1984. – 24(4). – P. 467 – 472.

88. Chen David C-K. Advanced drillstring dynamics system integrates real-time modeling and measurements / Chen David C-K, Mark Smith, Scott La Pierre // SPE Latin American and Caribbean Petroleum Engineering Conference, 27 – 30 April 2003, Port-of-Spain, Trinidad and Tobago. – P. 97 – 104.

89. Chen S. L. Field investigation of the effects of stick-slip, lateral, and whirl vibrations on roller-cone bit performance / S. L. Chen, K. Blackwood, E. Lamine // SPE Drilling & Completion. − 2002. − V.17. − P.15 – 20.

90. Choe Jonggeun. Well-control analyses on extended-reach and multilateral trajectories / Choe Jonggeun, J. J. Schubert, Juvkam Wold // SPE Drilling and Completion. – June 2005. – P. 101 – 108.

91. Christoforou A. P. Dynamic modelling of rotating drillstrings with borehole interactions / A. P. Christoforou, A. S. Yigit // Journal of Sound and Vibration. – 1997. – V.206. – №2.– P. 243 – 260.

92. Completion and well-performance results, genesis field, deepwater Gulf of Mexico / [Robert D. Pourcian, Jill H. Fisk, Frank J. Descant, R. Bart Waltman] // SPE Drilling & Completion. – June 2005. – V.20, №2. – P. 147 – 155.

93. Cox R. J. Horizontal underbalanced drilling of gas wells with coiled tubing / R. J.Cox, G. S. Lupick // SPE Drilling & Completion. – March 1999. – P. 3 –10.

94. Critical buckling load assessment of drill strings in different wellbores using the explicit finite element method. / [J.S. Daily, L. Ring M. Hajianmaleki et al.]// SPE offshore europe oil and gas conference and exhibition, Aberdeen. – 2013.http://dx.doi.org/10.2118/166592-MS.

95. Cunha J. C. Buckling of tubulars inside wellbores: a review on recent theoretical and experimental works / J. C. Cunha // SPE Drilling and Comletion. – 2004. – V. 19, № 1. – P. 13 – 19.

96. Dareing D. W. Longitudinal and angular drillstring vibrations with damping / D. W.Dareing, B. J. Livesay // Journal of Engineering for Industry, ASME Transaction. – 1968. – V. 90, №6. – P. 671 – 679.

97. Dashevskiy D. Dynamic depth correction to reduce depth uncertainty and improve MWD/LWD log quality / D. Dashevskiy, T. Dahl, A. G. Brooks et al. // SPE Drilling & Completion. – 2008. – V. 23, № 1. – P. 13 – 22.

98. Dawson R. Drillstring stick-slip oscillations / R. Dawson, Y. Q. Lin, P. D. Spanos // Proceedings of the Spring Conference of the Society for Experimental Mechanics, Houston, TX. – 1987.

99. Demarchos A. S.Transversely multi - fractured horizontal wells: a recipe for success / A. S.Demarchos, M. M.Porcu, M. J. Economides // SPE Annual Technical Conference and Exhibition, 24 – 27 September 2006, San Antonio, Texas, USA. – P. 23 – 29.

100. Den Hartog J. P. Forced vibrations with combined coulomb and viscous damping / J. P. den Hartog // ASME Journal of Applied Mechanics APM. – 1931. – 53 (9). P. 107 – 115.

101. Dorey A. B. Critical Buckling Strain Equations for Energy Pipelines - a Parametric Study / A. B. Dorey, D. W. Murray, J. J. Cheng //J. Offsh. Mech. Arct. Eng. – 2005. – 128(3).– P. 248 – 255.

102. Dubrovin B. A. Modern Geometry-Methods and Applications / B. A. Dubrovin, S. P. Novikov, A. T. Fomenko. – Berlin, Heidelberg, New York: Springer Verlag, 1992.

103. Editorial. Avoiding an oil crunch / Science. –1999. – V. 286. – № 5437, P. 47.

104. Elishakoff I. Non-Classical Problems in the Theory of Elastic Stability / I. Elishakoff, Y. Li, J. H. Starnes // Cambridge: Cambridge University Press. − 2001.

105. Glazunov S.N. Frequency analysis of periodic regimes of drill bit rollings on uneven bottom of a deep bore-hole / S.N. Glazunov, O.V. Vashchilina, I.V. Lebedeva // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyev. Series: Physics & Mathematics. – 2016. – №1. – P. 41 – 44.

106. Glushakova O. Modeling the Selfexcitation (Hopf's Bifurcations) of Torsional Vibrations of Drill Strings in Deep Bore-Holes / O. Glushakova, S. Glazunov // International Conference for Advanced Prilling Technology. Celle, Germany, 14 – 15 September 2015

107. Gulyaev V. I. Free vibrations of drill strings in hyper deep vertical bore-wells / V. I. Gulyaev, O. I. Borshch // Journal of Petroleum Science and Engineering. – 2011. –V. 78, P. 759 – 764.
108. Gulyayev V. Critical states of self-exciting non-linear vibrations of deep drill strings / V. Gulyayev, O. Glushakova, L. Shevchuk, S. Glazunov // 8th European Nonlinear Dynamics Conference, Vienna, Austria, July 6 – 11, 2014.
109. Gulyayev V. Bifurcation Phenomena in Relaxation Auto-oscillation of Waveguiding Systems / V. Gulyayev, O. Glushakova, S. Glazunov // Proceedings of Fourth International Conference "Nonlinear Dynamics", Sevastopol, Ukraine, June, 19-22, 2013. − P. 57 – 62.
110. Gulyayev V. Frequency analysis of drill bit whirlings on uneven bottoms of deep bore-holes / V. Gulyayev, S. Glazunov, O. Vashchilina // Journal of Mathematics and System Science. – 2017. – №7. – P. 14 – 24.
111. Gulyayev V. I. Computer simulation of resistance force mitigation through curvature bridging in extended bore-holes / V.I. Gulyayev, E.N. Andrusenko, S.N. Glazunov // Journal of Petroleum Science and Engineering. – July 2017. –V. 156. – P. 594-604.
112. Gulyayev V. I. Critical buckling of drill strings in curvilinear channels of directed bore-holes / V. I. Gulyayev, V. V. Gaidaichuk, E. N. Andrusenko, N. V. Shlyun // Journal of Petroleum Scince and Engineering. – 2015. – №129, P. 168−177.
113. Gulyayev V. I. Global analysis of drill string buckling in the channel of a curvilinear bore-hole / V. I. Gulyayev, N. V. Shlyun // Journal of Natural Gas Science and Engineering. – 2017. – V. 40, P.168-178.
114. Gulyayev V. I. Influence of friction on buckling of a drill string in the circular channel of a bore hole / V. I. Gulyayev, N. V. Shlun // Petroleum Science. – 2016. –V.13. – P. 698 – 711.
115. Gulyayev V. I. Nonholonomic dynamics of drill string bit whirling in a deep bore-hole / V. I. Gulyayev, L. V. Shevchuk // Journal of Multi-body Dynamics. – 2013. – V. 227 [3]. – P. 234 – 244.

116. Gulyayev V. I. Sensitivity of resistance forces to localized geometrical imperfections in movement of drill strings in inclined bore-holes / V. I. Gulyayev, S. N. Khudoliy, E. N. Andrusenko // Interaction and Multiscale Mechanics. – 2011. – V. 4[1], P. 1 – 16.
117. Gulyayev V. I. Simulation of Buckling and Dead Lock States of Drill Strings in Curvilinear Bore-holes / V.I. Gulyayev, S.N. Glazunov, O.M. Andrusenko, N.V. Shlyun // 2017 Proceedings of International Conference On Advances In Civil, Structural and Mechanical Engineering. Institute of Research Engineers and Doctors, USA. Zurich, Switzeland, 02 – 03 September, 2017.
118. Gulyayev V. I. Stationary and non-stationary self-induced vibrations in waveguiding systems / V. I. Gulyayev, O.V. Glushakova, S. N. Glazunov // Journal of Mechanics Engineering and Automation. – 2014. – V. 4[3], P. 213 – 224.
119. Gulyayev V. I. Theoretical modelling of post - buckling contact interaction of a drill string with inclined bore-hole surface / V.I. Gulyayev, E. N. Andrusenko, N. V. Shlyun // Structural Engineering and Mechanics. – 2014. – V. 49[4], P. 427 – 448.
120. Gulyayev V. Insipient Regimes of Drill Bit Whirlings on Uneven Bottom of Deep Bore-Holes / V. Gulyayev, O. Vashchilina, S. Glazunov // Proceedings of 5th International Conference “Nonlinear Dynamics” – 2016. Kharkiv, Ukraine, 27-30 September 2016. − P. 312 – 317.
121. Gulyayev V. Quantized attractors in the wave torsion models of superdeep drill columns / V. Gulyayev, S. Hudoliy, O. Glushakova // International symposium RA08 on Rare attractors and rare phenomena in nonlinear dynamics. Riga, Latvia. – 2008. – P.33.
122. Gulyayev V.I. Large-scale and small-scale self-excited torsional vibrations of homogeneous and sectional drill strings / V. I. Gulyayev, O. V. Glushakova // Interaction and Multiscale Mechanics. – 2011. – V. 4[4]. – P. 291 – 311.
123. Gulyayev V.I. The Poincare-Andronov-Hopf bifurcations in the torsion wave models of superdeep drill columns / V. I.Gulyayev, O. V.Glushakova //

Proceedings. The Third International Conference Nonlinear Dynamics. Kharkov. – September, 21–24, 2010. – P. 296 – 301.
124. Gulyayev V.I. Theoretical simulation of geometrical imperfections influence on drilling operations at drivage of curvilinear bore-holes / V. I. Gulyayev, E. N. Andrusenko // Journal of Petroleum Science and Engineering. – 2013, –V.112, P. 170 – 177.
125. Hajianmaleki M. Critical-buckling-load assessment of drillstrings in different wellbores by use of the explicit finite-element method / M. Hajianmaleki, J.S. Daily //SPE Drill Complet. – 2014. –V. 29(2). − P. 256 – 264.
126. Halsey G.W. Drillstring torsional vibrations: comparison between theory and experiment on a full-scale research drilling rig / G. W. Halsey, A. Kyllingstad, T. V. Aarrestad, D. Lysne // SPE 15564, Proceedings of the SPE Annual Technical Conference and Exhibition, New Orleans. – October 5 – 8. – 1986.
127. He X. Interactions between torque and helical buckling in drilling. – SPE annual technical conference and exhibition. – 22–25 October, Dallas. 1995.http://dx.doi.org/10.2118/166592-MS
128. He X. Helical buckling and lock–up conditions for coiled tubing in curved wells / He X, Kyllingstad A. //SPE Drill Complet. – 1995. –V.10(1). – P.10 – 15.
129. How drillstring rotation affects critical buckling load? / [S. Menand, H. Sellami, Akowanou J, et al.] // IADC/SPE drilling conference, 4–6 March, Orlando, 2008.http://dx.doi.org/10.2118/112571-MS.
130. Iyoho A.W. Lessons from integrated analysis of GOM drilling performance / A.W. Iyoho, R. A. Meize, K. K. Millheim, M. J. Crumrine // SPE Drilling & Completion. – March 2005. – P. 6 – 16.
131. Jansen J. D. Whirl and chaotic motion of stabilized drill collars / J. D. Jansen // SPE Drilling Engineering. – June 1992. – V.7. – №2. – P. 107 – 114.
132. Johnson K. L. Contact Mechanics/ K. L. Johnson. – Great Britain: Cambridge Univ. Press, 1985.

133. Jonggeun Choe. Well-control analyses on extended-reach and multilateral trajectories / Choe Jonggeun, Jerome J. Schubert, Hans C. Juvkam-Wold // SPE Drilling & Completion. – June 2005. – P. 101 – 108.

134. Joseph H. Cho . Development of statistical engineering process for analyzing coiled tubing experimental data / H. Cho Joseph, N. Shan Subhash, Yeon-Tae Jeong // SPE IcoTA Coiled Tubing Conference and Exhibition, 23 – 24 March 2004, Houston, Texas. – P. 35 – 41.

135. Karnopp D. Computer simulation of stick-slip friction in mechanical dynamic systems / D. Karnopp // ASME Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control. – 1985. – 107(1). – P. 100 – 103.

136. Kerr R. A. Bumpy road ahead for world's oil / R. A. Kerr // Science. –2005. – Vol. 310 [18 Nov]. – P. 1106 – 1108.

137. Korn G. A. Mathematical Handbook for Scientist and Engineers: Definitions, Theorems, and Formulas for Reference and Review / G. A. Korn, T. M. Korn. – General Publishing Company, 2000. – 1151 p.

138. Leine R.I. Stick-slip vibrations induced by alternate friction models / R. I. Leine, D. H. Van Campen, L. Man Den Steen // Nonlinear Dynamics. – 1998. – V. 16. – P. 41 – 54.

139. Levitan M. M. Do your horizontal wells deliver their expected rates / M. M. Levitan, P. L. Clay, J. M. Gilchrist // SPE Drilling & Completion. – March 2004. – V.19, №1. – P. 40 – 45.

140. Lin Y. Q. Stick-slip vibration in drill strings / Y. Q. Lin Y. H. Wang // ASME Journal Eng. Ind. – 1991. – 113. – P. 384 – 390.

141. Lin Y. Q. Stick-slip vibration of the drill strings / Y. Q. Lin, Y. H. Wang // Journal of Engineering for Industry, ASME Transaction. – 1991. – V. 113. – P. 38 – 43.

142. Lubinski, A. Developments in Petroleum Engineering, V.1/ A. Lubinski. – Houston, TX, USA: Gulf Publishing Company, 1987. – 438 p.

143. Maugeri L. Oil: never cry wolf- why the petroleum age is far from over / Leonardo Maugeri // Science. – May 2004. – V. 304, P. 1114 – 1115.

144. McClelland G. M. Adhesion and Friction, Springer Series in Surface Science / G. M. McClelland // Springer, New York. – 1989.

145. McSpadden A. R. Advanced Casing Design with Finite-Element Model of Effective Dogleg Severity, Radial Displacement, and Bending Loads / A. R. McSpadden, O. D. Coker, G. C. Ruan // SPE Drill. Complet.– 2012.– 27(3). – P. – 436 – 448.

146. Mihajlovic N. Analysis of Friction-Induced Limit Cycling in an Experimental Drill-String System / N. Mihajlovic // Journal of Dynamic Systems, Measurement and Control. – 2004. – V.3. – P. 709 – 720.

147. Mirhaj S. A. Improvement of Torque-and-Drag Modeling in Long-Reach Wells / S. A. Mirhaj, E. Kaarstad, B. S. Aadnoy // Modern Appl. Sci. – 2011. – 5(5). – P. 10 – 28.

148. Mitchell R. F. How good is the torque/drag model? / R. F. Mitchell, R. Samuel //SPE Drilling & Completion. – 2009. – V. 24(1). – P. 62−71.

149. Mitchell R. F. How good is the torque/drag model? / R. F. Mitchell, R. Samuel // SPE Drilling & Completion. – 2009. – 24(1). – P. 62 – 71.

150. Mitchell R. F. Tubing buckling − The state of art / R. F. Mitchell // SPE Drilling & Completion. – 2008. – 23 (4) . – P.361−370.

151. Musa N. Critical buckling of drill strings in cylindrical cavities of inclined bore-holes / N. Musa, V. Gulyayev, N. Shlun, H. Aldabas // Journal of Mechanics Engineering and Automation. – 2016. – V.6, P. 25 – 38.

152. Musa N.W. Whirl interaction of a drill bit with the bore-hole bottom. / N. W. Musa, V. I. Gulyayev, L. V. Shevchuk, A. Hasan // Modern Mechanical Engineering. –2015. – V. 5, P.41 – 61.

153. Oden J. T. Nonlocal and nonlinear friction laws and variations principles for contact problems in rlasticity / J. T. Oden E. B. Pires // ASME Journal of Applied Mechanics. – 1983. – 50. – P. 67 – 76.

154. Persson B. N. Sliding Friction: Physical Principles and Applications. Second Edition / B. N. Persson //Springer-Verlag. – 2000.

155. Samuel R. Friction factors: what are they for torque, drag, vibration, bottom hole assembly and transient surge/swab analyses / R. Samuel // Journal of Petroleum Science and Engeneering. − 2010. − V.73. − P.258 − 266.
156. Sawaryn S. J. A Compendium of Directional Calculations Based on the Minimum Curvature Method / S. J. Sawaryn, J. L. Thorogood // SPE Drill. Complet. – 2005. – 20(1). – P. 24 – 36.
157. Sawaryn S. J. The Management of Drilling-Engineering and Well-Services Software as Safety-Critical Systems / S. J. Sawaryn, B. Sanstrom, G. McColpin // SPE Drill. Complet. – 2006. – 21(2). – P. 141 – 147.
158. Sheppard M. C. Well Paths to Reduce Drag and Torque / M. C. Sheppard, C. Wick, T. Burgess // SPE Drill. Eng. – 1987. – 2 (4). – P. 344 – 350.
159. Sophisticated Software Analysis System and Use of Torque/Drag Modeling for Complex Well Operations Increases Operational Efficiency / [L. Xie, D. Moran, L.Yan, et al.] // IADC/SPE Drill. Conf. Exh. San Diego, California, USA. – March 2012. – P. 146-159.
160. The genesis of torsional drillstring vibrations / Brett J. Ford // SPE Drilling Engineering. – September 1992. – V.7. – P. 168–174.
161. Tucker R.W. An integrated model for drill-string dynamics / R.W. Tucker, C. Wang // Journal of Sound and Vibration. – 1999. – V. 224, № 1. – P. 123 – 165.
162. Uses and limitations of drillstring tension and torque models for monitoring hole conditions / [J. F. Brett, A. D. Beckett, C. A. Holt, D. L. Smith] // SPE Drill. Eng. – 1989. – 4. – P. 223 – 229.
163. Vandiver K.J. Case studies of the bending vibration and whirling motion of drill collars / K. J. Vandiver, J. W. Nicholson, R. J. Shyu // SPE Drilling Engineering. – December 1990. – P. 282 – 290.

ДОДАТОК А
СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ ТА ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Монографія

1. Моделирование нештатных ситуаций при бурении глубоких скважин : монография / [В. И. Гуляев, С.Н. Глазунов, О.В. Глушакова и др.]. – Киев : Изд-во «Юстон», 2017 . – 544 с.

Публікації у наукових періодичних виданнях іноземних держав або у виданнях України, які включені до міжнародних наукометричних баз

2. Glazunov S.N. Computer simulation of resistance force mitigation through curvature bridging in extended bore-holes / V.I. Gulyayev, E.N. Andrusenko, S.N. Glazunov // Journal of Petroleum Science and Engineering. – July 2017. –V. 156. – P. 594-604. (USA)

3. Glazunov S. Frequency analysis of drill bit whirlings on uneven bottoms of deep bore-holes / V. Gulyayev, S. Glazunov, O. Vashchilina // Journal of Mathematics and System Science. – 2017. – V. 7. – P. 14 – 24. (USA)

4. Glazunov S.N. Stationary and non-stationary self-induced vibrations in waveguiding systems / V.I. Gulyayev, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov //. Journal of Mechanics Engineering and Automation. – 2014. – V. 4(3) . – P. 213-224. (USA)

5. Глазунов С. Н. Торсионные колебания глубоких бурильных колонн в вязкой жидкости / В. И. Гуляев, П. З. Луговой, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Прикладная механика. – 2016. – Т. 52(2). – С. 64-77. Перекладено видавництвом “Springer” англійською мовою. [Glazunov S.N. The torsional vibrations of a deep drill string in a viscous liquid medium / V.I. Gulyayev, P.Z. Lugovoi, O.V. Glushakova, S.N. Glazunov // International Applied Mechanics. – 2016. –V. 52(2) . – P. 64-77].

6. Глазунов С. Н. Устойчивость и колебания вращающейся бурильной колонны в канале горизонтальной скважины / В. И. Гуляев, С. Н. Глазунов // Проблемы прочности. – 2017, №6. – С.124 – 132.

7. Глазунов С. Н. Торсіонні автоколивання бурильних колон в рідкому середовищі / В.В. Гайдайчук, О. В. Глушакова, С. Н. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2013. – № 91. – с. 39 – 48.

8. Глазунов С. М. Стійкість і коливання бурильних колон з внутрішніми потоками рідини в каналах горизонтальних свердловин / О.М. Андрусенко, С. М. Глазунов // Опір матеріалів і теорія споруд. – 2015. – № 95. – с. 43-54.

Статті у фахових виданнях

9. Глазунов С. М. Консервативні і дисипативні моделі торсіонних автоколивань колон глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2013. –№23. – с. 88-94.

10. Глазунов С.М. Торсіонні коливання бурильних колон у в′язкому рідкому середовищі / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2015. – №1(31) . – с. 96 –101.

11. Глазунов С.М. Задачі моделювання нештатних ситуацій процесів глибокого буріння / С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету. – 2017. – № 1(37). – с. 56 – 62.

12. Glazunov S.N. Frequency analysis of periodic regimes of drill bit rollings on uneven bottom of a deep bore-hole / S.N. Glazunov, O.V. Vashchilina, I.V. Lebedeva // Bulletin of Taras Shevchenko National University of Kyev. Series: Physics & Mathematics. – 2016. – №1. – P. 41 – 44.

13. Глазунов С. Н. Быстрые и медленные движения в режимах торсионных автоколебаний колонн глубокого бурения / В. И. Гуляев, О. В. Глушакова, С.Н. Глазунов, Н.В. Муса // Збірник наукових праць Українського інституту сталевих конструкцій імені В.М. Шимановського. – 2013. – №12. – с. 5 – 18.

14. Глазунов С. М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О. В. Глушакова, С. М. Глазунов //Машинознавство. – 2013. – № 7-8 (193-194) . – с. 73-78.

15. Глазунов С.М. Математична модель крутильних автоколивань бурильної колони в рідкому середовищі / В.І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2012.– №26.– с. 413 – 419.

16. Глазунов С.М. Самозбудження крутильних коливань бурильної колони в циліндричному каналі похилої свердловини / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // Вісник Національного транспортного університету.– 2016.– №1(34).– с. 89 – 96.

Опубліковані праці апробаційного характеру:

17. Glazunov S.N. Simulation of Buckling and Dead Lock States of Drill Strings in Curvilinear Bore-holes / V.I. Gulyayev, S.N. Glazunov, O.M. Andrusenko, N.V. Shlyun // 2017 Proceedings of International Conference On Advances In Civil, Structural and Mechanical Engineering. Institute of Research Engineers and Doctors, USA. Zurich, Switzeland, 02 – 03 September, 2017.

18. Glazunov S.N. Modeling the Selfexcitation (Hopf's Bifurcations) of Torsional Vibrations of Drill Strings in Deep Bore-Holes / O. Glushakova, S. Glazunov // International Conference for Advanced Prilling Technology. Celle, Germany, 14 – 15 September 2015 (Germany).

19. Glazunov S. Critical states of self-exciting non-linear vibrations of deep drill strings / V. Gulyayev, O. Glushakova, L. Shevchuk, S. Glazunov // 8th European Nonlinear Dynamics Conference, Vienna, Austria, July 6 – 11, 2014 (Austria).

20. Glazunov S. Bifurcation Phenomena in Relaxation Auto-oscillation of Waveguiding Systems / V. Gulyayev, O. Glushakova, S. Glazunov // Proceedings of Fourth International Conference "Nonlinear Dynamics", Sevastopol, Ukraine, June, 19-22, 2013. − P. 57 – 62. (Ukraine).

21. Glazunov S. Insipient Regimes of Drill Bit Whirlings on Uneven Bottom of Deep Bore-Holes / V. Gulyayev, O. Vashchilina, S. Glazunov // Proceedings of 5th

International Conference "Nonlinear Dynamics" – 2016. Kharkiv, Ukraine, 27-30 September 2016. − P. 312 – 317. (Ukraine).

22. Глазунов С.М. Моделювання торсіонних автоколивань колон глибокого буріння з урахуванням ефектів дисипації енергії у гідродинамічному середовищі / О.В. Глушакова, С.М. Глазунов // 11-й Міжнародний симпозіум українських інженерів-механіків у Львові, − Львів, 12 – 15 травня, 2013. − С.63-64.

23. Глазунов С.М. Крайові ефекти в формах торсіонних автоколивань бурильних колон в похилих свердловинах / В. І. Гуляєв, О. В. Глушакова, С. М. Глазунов // Актуальные проблемы инженерной механики / Тезисы докладов III Международной научно-практической конференции. – Одесса – 2016. – С. 55 –58.

24. Глазунов С.М. Постановка задачі про автоколивання бурильної колони в рідкому середовищі у порожнині вертикальної свердловини / В. І. Гуляєв, О.В. Глушакова, С.М. Глазунов //LXIX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2013. – С. 448.

25. Глазунов С.М. Аналіз торсіонних автоколивань бурильних колон на базі консервативної та дисипативної математичних моделей / С.М. Глазунов // LXX наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2014. − С. 420.

26. Глазунов С.М. Аналітичні лінеаризовані моделі зародження режимів коливань кружляння бурового долота /О.В. Ващіліна, С.М. Глазунов // LXXII наукова конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2016. − С. 388.

27. Глазунов С.М. Механічні ефекти, що супроводжують процеси буріння криволінійних свердловин / С.М. Глазунов // LXXIII наукова

конференція професорсько-викладацького складу, аспірантів, студентів та співробітників відокремлених структурних підрозділів університету: тези доповідей. −К.: НТУ, 2017. − С. 454.

Патент

28. Пат.116210 – Україна, МПК E 21B 7/06, E 21B 19/00 Спосіб спряження криволінійних секцій траєкторій похило-скерованих свердловин, що мінімізує сили опору руху колони / [В. І. Гуляєв, С.М. Глазунов, О.М. Андрусенко] Заявник та власник Національний транспортний університет. – № u 2016 12143 30.11.2016: опубл. 10.05.2017. Бюл. № 9.

ДОДАТОК В

ДОВІДКИ ПРО ВПРОВАДЖЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ РОБОТИ

1. Довідка про впровадження результатів кандидатської дисертаційної роботи С.М. Глазунова “Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин” у ПрАТ “Укргазвидобуток”.

2. Довідка про впровадження в навчальний процес результатів кандидатської дисертаційної роботи С.М. Глазунова “Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин” .

3. Патент на корисну модель № 116210 «Спосіб спряження криволінійних секцій траєкторій пихило-скерованих свердловин, що мінімізує сили опору руху колони».

Приватне акціонерне товариство
"УКРГАЗВИДОБУТОК"

Місцезнаходження: Україна
01034, м. Київ, вул. Пушкінська, 7
Адреса для листування: 61057,
м. Харків, а/с 9492
тел./факс (057)766-21-45

п/р № 26008140473901
в ПАТ "Юнекс Банк" м. Київ
МФО 322539
Ідентифікаційний код 25635581

Довідка

Про впровадження результатів кандидатської дисертаційної роботи Глазунова С.М.
«Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин»,
виконаної у Національному транспортному університеті.

Результати наукових досліджень, отримані С.М. Глазуновим у його кандидатській дисертації *«Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин»,* представляють великий інтерес для Приватного акціонерного товариства «Укргазвидобуток». Вони спрямовані на більш точне врахування умов функціонування бурильних колон під дією складних комбінацій сил тертя, контактних сил тяжіння і вібраційних навантажень та на суттєве підвищення якості бурильних робіт.

Виконана робота дозволить підвищити надійність конструкції бурильного обладнання та збільшити термін його безаварійної експлуатації.

Результати роботі впроваджені в ПрАТ «Укргазвидобуток» і використовуються на етапах проектування траєкторій свердловин і їх проходки.

Директор В.О.Мохов

УКРАЇНА ПРИВАТНЕ АКЦІОНЕРНЕ ТОВАРИСТВО "УКРГАЗВИДОБУТОК" код 25635581 місто Київ

12 квітня 2018 року

002522

УКРАЇНА
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТРАНСПОРТНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

вул.М.Омеляновича-Павленка, 1, м. Київ, 01010 т.ф. +38 (044) 280 82 03, т. +38 (044) 280 87 65
e-mail: general@ntu.edu.ua, код ЄДРПОУ 02070915

20.04.2018 № 1001/08-17

на № ______________________

ДОВІДКА

про впровадження в навчальний процес результатів
кандидатської дисертаційної роботи С.М. Глазунова
«Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин»,
виконаної у Національному транспортному університеті

В дисертаційній роботі С.М. Глазунова «Квазістатичні та динамічні фрикційні ефекти при бурінні глибоких свердловин» досліджені питання деформування та коливання бурильних колон в каналах глибоких свердловин під дією сил в'язкого та сухого тертя, а також під дією сил тяжіння та сил контактної взаємодії колони зі стінкою свердловини. Під час аналізу явищ, що розглядалися, використовувалася теорія гнучких криволінійних стрижнів, доопрацьована автором для випадків більш загального задання їх геометричного обрису та зображення їх осьових ліній у дискретній формі. Запропонований спосіб мінімізації негативного прояву сил тертя за рахунок раціональної інтерполяції геометричних характеристик свердловини. Розроблені в дисертації теоретичні основи явищ пружного згинання криволінійних стрижнів можуть бути використані також для теоретичного моделювання стрижневих конструкцій, що зустрічаються в різних розділах машинобудування, приборобудування, радіотехніці та енергомашинобудування. З урахуванням цього розроблені в дисертаційній роботі С.М. Глазунова математичні моделі та методи розрахунку статики та динаміки гнучких стрижневих систем були впроваджені в учбовий процес на кафедрі опору матеріалів та машинознавства Національного транспортного університету при викладені курсу з будівельної механіки стрижневих конструкцій.

Проректор з навчальної
роботи НТУ
к.т.н. професор О.К. Грищук

Завідувач кафедри опору
матеріалів та машинознавства
д.т.н. професор О.В. Марчук

УКРАЇНА

ПАТЕНТ

НА КОРИСНУ МОДЕЛЬ

№ 116210

СПОСІБ СПРЯЖЕННЯ КРИВОЛІНІЙНИХ СЕКЦІЙ ТРАЄКТОРІЙ ПОХИЛО-СКЕРОВАНИХ СВЕРДЛОВИН, ЩО МІНІМІЗУЄ СИЛИ ОПОРУ РУХУ КОЛОНИ

Видано відповідно до Закону України "Про охорону прав на винаходи і корисні моделі".

Зареєстровано в Державному реєстрі патентів України на корисні моделі **10.05.2017.**

В.о. Голови Державної служби
інтелектуальної власності України А.А.Малиш

Державна служба інтелектуальної власності України
Ідентифікаційний код 37552556
№1