

Колебания кружения конструкции низа бурильной колонны

В. И. Гуляев, С. Н. Худолий, Е. И. Борщ

Национальный транспортный университет, Киев, Украина

Рассмотрена задача об изгибных колебаниях конструкции низа вращающейся бурильной колонны под действием приложенного к долоту момента сил трения (резания). Выполнен анализ механизма самовозбуждения колебаний. Показано, что формируемый момент является неконсервативным и представляет собой основной источник динамической неустойчивости системы. Построены формы изгибных движений конструкции низа бурильной колонны при различных значениях характерных параметров.

Ключевые слова: бурильная колонна, вращающееся долото, силы трения, неконсервативный момент, колебания кружения.

Введение. В последнее время все большие объемы нефти и природного газа добываются из сверхглубоких подземных резервуаров. Начиная с 1995 г., в США число скважин глубиной, превышающей 4500 м, увеличилось более чем в два раза [1]. В 2005 г. в Мексиканском заливе была пробурена промышленная скважина глубиной 10 260 м. Ставится задача отработать технологию промышленного бурения скважин глубиной до 12000 м.

По данным геологоразведки ресурсы газа в украинском секторе акватории Черного и Азовского морей оцениваются в 1228 млрд. куб. м [2]. Однако поскольку глубина этих залежей составляет 7000 м и больше, а рекордная глубина бурения в Украине пока что равна 6200 м, проблема извлечения разведанных ресурсов сопряжена со значительными технологическими трудностями проходки глубоких скважин. Одна из основных трудностей – возможность появления нештатных ситуаций, вызванных критическими состояниями квазистатического равновесия и колебаний конструкции низа бурильной колонны (КНБК). К ним относятся критические изгибные выпучивания бурильной колонны (БК) [3, 4] и ее вибрации, включающие одновременно несколько разных колебательных явлений [5–7], что затрудняет выделение каждого и не позволяет оценить и объяснить их механизмы.

Исходя из направления вибрационного движения можно выделить три основных типа колебаний низа БК: осевые; крутильные и изгибные. Осевые (продольные) колебания БК приводят к многократным выходам ее долота из контакта с дном скважины (отскокам), чередующимся с ударными контактными взаимодействиями. Крутильные колебания возникают в результате самовозбуждения при срывном фрикционном взаимодействии долота со стенкой скважины [8]. Обычно в автоколебательных системах с сухим трением можно выделить две фазы. В одной из них долото прихватывается стенкой скважины и находится в неподвижном состоянии (в теории автоколебаний – в состоянии “залипания”), в другой оно отрывается от стенки скважины и с увеличенной угловой скоростью скользит вдоль нее.

Однако наиболее сложным механизмом обладают изгибные колебания низа БК, вызванные действием на долото изменяющихся во времени нормальных и касательных сил контактного и фрикционного взаимодействия долота со стенкой скважины. В этом случае геометрический центр долота начинает двигаться вокруг осевой линии скважины, обгоняя или отставая от вращательного движения самой колонны. Похожие движения совершают под действием гироскопических сил инерции гироскоп или ротор центрифуги стиральной машины старой конструкции. В механике они получили название прецессионных колебаний. В работах [5–7] отмечается, что описанное выше движение центра долота имеет другую природу. Оно изучалось на весьма упрощенных физических и математических моделях и получило название “whirling” – кружение. Поскольку авторы данной работы не нашли в соответствующей украиноязычной и русскоязычной литературе описания этого эффекта и его названия, для его определения используется термин “колебания кружения”, или просто “кружение”.

Отметим, что в теории вращающихся валов для предотвращения прецессионных колебаний большое внимание уделяется вопросам их балансировки и самоцентрирования. Однако в теории бурения задачам исключения колебаний кружения отводится меньше внимания. Основная причина этого заключается в том, что изгибные перемещения долота и нижней части БК ограничены поверхностью стенки скважины. С одной стороны, это стабилизирует движение системы, с другой – усложняет характер колебаний и постановку задачи. Как показывают эксперименты и натурные наблюдения, в некоторых случаях центр долота начинает двигаться по довольно сложным траекториям, напоминаям многолепестковый цветок, с образованием на поверхности стенки скважины системы желобов, недопустимых по техническим условиям бурения [5–7]. Настоящая работа посвящена проблеме компьютерного моделирования этих эффектов и их теоретического предсказания.

Уравнения колебаний БК в нижнем пролете. Колебания кружения долота, вращающегося с угловой скоростью ω , обычно сопровождаются вовлечением в вибрационный процесс также нижних участков колонны, которые расположены между центрирующими устройствами, играющими роль дополнительных опор. Как правило, число этих опор не превышает пяти, а расстояния между ними l_i составляют от 9 до 18 м. Поскольку наиболее интенсивные изгибные колебания БК наблюдаются в пролете, непосредственно примыкающем к долоту, при анализе механизма возбуждения колебаний кружения последнего будем пренебрегать влиянием верхней части БК и выделим ее фрагмент длиной l между двумя нижними центрирующими опорами A и B , условно отделив его от верхней части БК и прилегающего к нему консольного участка длиной e с долотом на конце. Долото условно представим в виде диска (рис. 1,а).

Выделенный трубчатый участок БК преднапряжен приложенным к долоту крутящим моментом M_z и продольной сжимающей силой T , равной реакции опирания долота на дно скважины. Динамику этого участка будем моделировать на основе теории сжато-закрученных вращающихся стержней [3, 4]. Для этого введем неподвижную систему координат $OXYZ$ и вращающуюся вместе с БК систему координат $Oxyz$ с общим началом O на опоре A .

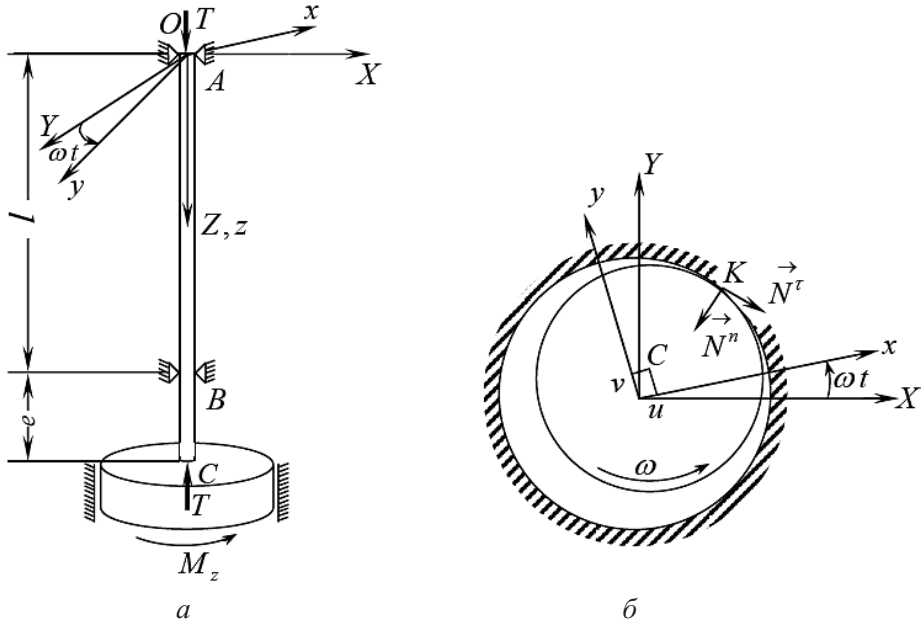


Рис. 1. Схема контактного взаимодействия долота со стенкой скважины.

Оси OZ и Oz совпадают с осью трубы БК. Учитываем, что внутри трубы БК движется промывочная жидкость, которая при колебаниях играет роль присоединенной массы.

Будем рассматривать пространственные изгибные колебания трубы. Для их анализа запишем уравнение равновесия моментов трубчатого элемента dz относительно осей Oy и Ox [9]:

$$\begin{aligned} dM_y - Q_x dz - T du - M_z d\left(\frac{dv}{dz}\right) &= 0; \\ dM_x - Q_y dz - T dv + M_z d\left(\frac{du}{dz}\right) &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

и уравнение равновесия сил в поперечных направлениях:

$$dQ_x + q_x dz = 0; \quad dQ_y + q_y dz = 0, \quad (2)$$

где M_y, M_x – изгибающие моменты, $M_y = -EI \frac{d^2 u}{dz^2}$, $M_x = -EI \frac{d^2 v}{dz^2}$; Q_x, Q_y – перерезывающие силы; u, v – поперечные перемещения вдоль соответствующих осей; q_x, q_y – распределенные силы инерции; E – модуль упругости материала БК; I – осевой момент инерции сечения долота.

При вычислении сил инерции q_x, q_y учитываем, что БК вращается с угловой скоростью ω , поэтому при колебаниях кроме относительных сил инерции на нее действуют центробежные и кориолисовы силы инерции. Тогда [10] получим

$$\begin{aligned} q_x &= -(\rho F + \rho_l F_l) \left(\frac{d^2 u}{dt^2} - \omega u - 2\omega \frac{dv}{dt} \right); \\ q_y &= -(\rho F + \rho_l F_l) \left(\frac{d^2 v}{dt^2} - \omega v + 2\omega \frac{du}{dt} \right), \end{aligned} \quad (3)$$

где ρ , ρ_l – плотности материала трубы БК и промывочной жидкости; F , F_l – площади поперечных сечений стенки трубы и ее внутреннего канала соответственно; t – время.

После подстановки (2) и (3) в (1) получим разрешающее уравнение динамики элемента трубы БК [3, 4, 10]:

$$\begin{aligned} EI \frac{\partial^2 u}{\partial z^4} - T \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - M_z \frac{\partial^3 v}{\partial z^3} - (\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 u - \\ - 2(\rho F + \rho_l F_l) \omega \frac{\partial v}{\partial t} + (\rho F + \rho_l F_l) \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0; \end{aligned} \quad (4a)$$

$$\begin{aligned} EI \frac{\partial^4 v}{\partial z^4} - T \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + M_z \frac{\partial^3 u}{\partial z^3} - (\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 v - \\ - 2(\rho F + \rho_l F_l) \omega \frac{\partial u}{\partial t} + (\rho F + \rho_l F_l) \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = 0. \end{aligned} \quad (4б)$$

Особо в этих уравнениях следует выделить слагаемые с множителями T и M_z . Первые из них способствуют эйлеровому выпучиванию трубы, наличие вторых приводит к тому, что выпучивание не может происходить в одной плоскости и поэтому приобретает форму спирали.

При формировании граничных условий на опоре A (рис. 1,а) учитываем, что она расположена между двумя пролетами, верхний из которых условно отделен и не рассматривается. В каждом из пролетов отсутствуют внешние активные поперечные силы, и изгибные колебания возбуждаются только в результате фрикционного взаимодействия долота с породой на опоре B (рис. 1,а). В таких случаях собственные колебания и эйлерово выпучивание составных балок обычно происходят по наименее энергоемким формам, в которых балка в соседних пролетах выпучивается в противофазах с обратной симметрией относительно опорной точки A . Тогда в этой точке функции u , v и их четные производные равны нулю, что эквивалентно равенству нулю изгибающих моментов M_x и M_y . В результате на краю $z = 0$ имеем

$$u = v = 0; \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = 0. \quad (5)$$

Для формирования граничных условий на опоре B (рис. 1,а) в сечении $z = l$ балки необходимо приложить изгибающие моменты M_x, M_y , передаваемые со стороны долота. Поскольку эти моменты являются основным источником колебаний кружения и представляют собой неконсервативные обобщенные силы [9, 11, 12], рассмотрим механизмы действия сил отдельно.

Механизм возбуждения колебаний кружения конструкции низа БК. В процессе бурения условия контактного взаимодействия боковой части долота со стенкой скважины таковы, что иногда между их поверхностями образуется узкий кольцевой зазор, и долото в результате упругих перемещений u, v его геометрического центра C оказывается прижатым к стенке скважины лишь в одной ее точке K (рис. 1,б). Возникающие в этой точке силы нормального (\vec{N}^n) и касательного (\vec{N}^t) взаимодействия создают изгибающие моменты M_x, M_y в точке B колонны и приводят к ее изгибанию. Характер воздействия изгибающих моментов на БК обусловлен тем, что они оказываются неконсервативными.

Как известно [9, 11], сила \vec{P} , действующая на деформируемую систему, будет консервативной, если выполненная работа δA на любом возможном перемещении $\delta \vec{r}$ является полным дифференциалом. Тогда работа этой силы при перемещении точки ее приложения из одного положения в пространстве в другое не зависит от пути, по которому происходит перемещение, а определяется только начальным и конечным положениями.

В этом случае, если ввести обобщенные координаты q_i и обобщенные силы Q_i ($i = 1, 2, \dots, n$; n – число степеней свободы системы), можно рассчитать потенциальную энергию $\Pi = \Pi(q_1, q_2, \dots, q_n)$ и выразить через нее обобщенные силы

$$Q_i = -\frac{\partial \Pi}{\partial q_i}, \quad i = 1, 2, \dots, n.$$

С этим равенством связано условие консервативности сил [9]

$$\frac{\partial Q_i}{\partial q_j} = \frac{\partial Q_j}{\partial q_i}, \quad i, j = 1, 2, \dots, n. \quad (6)$$

Если приведенные выше условия не выполняются, силы являются неконсервативными.

Для анализа характера сил и моментов, приложенных к нижней части БК, приведем наиболее распространенные примеры их действия на свободный конец консольного стержня [9].

Простейшей из них является мертвая (осевая) сил \vec{P} , представленная на рис. 2,а. Она может быть создана, например, силой тяжести, приложенной к массивному телу на верхнем конце стержня, и ее компоненты P_x, P_y, P_z удовлетворяют условию (6). По достижении некоторого критического значения силы \vec{P} происходит статическое выпучивание стержня.

Если сила \vec{P} при деформировании стержня всегда остается направленной по касательной к осевой линии стержня (рис. 2,б), она называется танген-

циальной. Для ее компонент условие (6) не удовлетворяется, поэтому она является неконсервативной. Такая сила может быть реализована в результате действия на верхний конец усилия реактивного устройства либо осевой силы от аэродинамической установки (пропеллер, газовая турбина и др.). Для нее характерен эффект динамической потери устойчивости, при которой стержень переходит в режим изгибных колебаний (проблема Бека [9]).

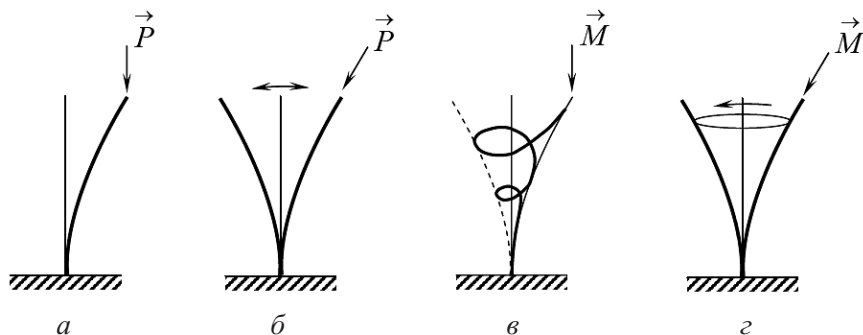


Рис. 2. Схемы действия на консольный стержень консервативных и неконсервативных сил и моментов.

Более сложные эффекты имеют место при действии на верхний конец консольного стержня крутящего момента \vec{M} . Если ориентация вектора \vec{M} в пространстве не изменяется при изгибе стержня (рис. 2,в), то момент \vec{M} является неконсервативным и называется аксиальным [9], для его действия характерно статическое изгибное выпучивание по спиральной форме [12]. Момент \vec{M} , который остается направленным вдоль касательной к осевой линии стержня (рис. 2,з), также является неконсервативным и называется тангенциальным, поскольку для него условие (6) не удовлетворяется. В работах Николаи [9] доказано, что при любом его значении стержень оказывается динамически неустойчивым. Он начинает раскручиваться относительно своего исходного прямолинейного состояния, при этом каждая точка движется по спиральной кривой в плоскости, перпендикулярной исходной оси, и скорость этого движения определяется величиной момента. Этот эффект называют парадоксом Николаи. Отметим, что в чистом виде на практике он не проявляется, поскольку в реальных системах всегда есть диссипативные силы, препятствующие возникновению колебаний или уменьшающие их амплитуду.

Свойствами неконсервативности и консервативности обладают также фрикционный \vec{M}^{fr} и упругий \vec{M}^{el} моменты в точке В бурильной колонны (рис. 1,а), образованные соответственно касательной силой трения (резания) \vec{N}^t и нормальной силой контактного взаимодействия \vec{N}^n между долотом и стенкой скважины в точке К (рис. 1,б).

В общем случае для расчета колебаний рассматриваемой системы следует изучать динамику упругой двухопорной балки АВ с консольным участком ВС длиной e . Однако, поскольку длина e , как правило, намного меньше длины l , полагаем, что силы и моменты, действующие на долото в точке С,

можно перенести в точку B и рассчитывать только балку AB с соответствующими граничными условиями в точке B . Примем, что при повороте долота вокруг осей Oy и Ox вектор крутящего момента резания (или трения) \vec{M}^{fr} по отношению к нему остается неизменным. Тогда во вращающейся системе координат, как и в рассмотренной выше постановке задачи о колебаниях балки, составляющие M_x^{fr} , M_y^{fr} момента от переориентации крутящего момента на долоте находятся проектированием \vec{M}^{fr} на соответствующие оси:

$$M_x^{fr} = -M^{fr} \frac{\partial u}{\partial z}; \quad M_y^{fr} = M^{fr} \frac{\partial v}{\partial z}. \quad (7)$$

Необходимо подчеркнуть, что здесь M_x^{fr} , M_y^{fr} – изгибающие моменты, действующие в плоскостях yOz , xOz соответственно. Принципиально также и то, что правые части равенств (7) имеют разные знаки.

В результате поворота балки на опоре в точке B на углы $\partial u/\partial z$ и $\partial v/\partial z$ долото прижимается к стенке скважины в точке K (рис. 1,б) и на него начинает действовать сила нормального давления \vec{F}^n . Примем вначале, что зазор между долотом и скважиной отсутствует. Тогда при повороте трубы БК в точке B на угол $u' = \partial u/\partial z$ прогиб $u(C)$ остается равным нулю, а реакция составляет $F_x^n = -3EI u'/e^2$ [13]. Упругий момент от этой силы в точке B равен $M_y^{el} = F_x^n e$. Аналогично подсчитывается момент $M_x^{el} = F_y^n e$.

После соответствующих подстановок имеем

$$M_x^{el} = -3EI \frac{v'}{e}; \quad M_y^{el} = -3EI \frac{u'}{e}. \quad (8)$$

Если принять, что в результате локального контакта в точке K (рис. 1,б) и ее смещения по окружности между долотом и стенкой скважины будет образовываться зазор шириной δ , то необходимо учитывать, что силы контактного взаимодействия, а следовательно, и моменты \vec{M}^{fr} , \vec{M}^{el} будут убывать по мере увеличения δ . Пусть существует некоторое предельное значение δ_{\max} , при котором контакт между долотом и стенкой скважины теряется, и по мере выработки зазора δ от нуля до δ_{\max} компоненты моментов \vec{M}^{fr} , \vec{M}^{el} уменьшаются от значений (7), (8) до нуля. В связи с этим граничные условия на краю $z = l$ можно сформулировать в следующем виде:

$$\begin{aligned} u = 0, \quad EI \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} &= \frac{\delta_{\max} - e\sqrt{(u')^2 + (v')^2}}{\delta_{\max}} \left(M^{fr} \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{3EI}{e} \frac{\partial u}{\partial z} \right); \\ v = 0, \quad EI \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} &= \frac{\delta_{\max} - e\sqrt{(u')^2 + (v')^2}}{\delta_{\max}} \left(-M^{fr} \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{3EI}{e} \frac{\partial v}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

Они справедливы при $e\sqrt{(u')^2 + (v')^2} < \delta_{\max}$.

Система уравнений (4) с краевыми условиями (5), (9) моделирует механизм возбуждения колебаний кружения нижнего пролета БК с долотом. Несмотря на то что она не позволяет анализировать колебательный процесс на всех стадиях, поскольку в ней не учитываются силы диссипации, тем не менее с ее помощью можно исследовать основные особенности этого явления.

Результаты численных исследований. Интегрирование системы (4) с краевыми условиями (5), (9) проводится численно методом конечных разностей по переменным z и t . При этом в каждый дискретный момент времени t_i длина l делится на n конечноразностных участков $\Delta z = l/n$, в каждой узловой точке z_j производные по z и по t заменяются их конечноразностными аналогами, и система (4) приводится к виду

$$\begin{aligned}
 & EI \frac{u_{j+2,i} - 4u_{j+1,i} + 6u_{j,i} - 4u_{j-1,i} + u_{j-2,i}}{\Delta z^4} - \\
 & - T \frac{u_{j+1,i} - 2u_{j,i} + u_{j-1,i}}{\Delta z^2} - M_z \frac{v_{j+2,i} - 2v_{j+1,i} + 2v_{j-1,i} - v_{j-2,i}}{2\Delta z^3} - \\
 & - (\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 u_{j,i} + (\rho F + \rho_l F_l) \frac{u_{j,i+1} - 2u_{j,i} + u_{j,i-1}}{\Delta t^2} = 0; \quad (10a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & EI \frac{v_{j+2,i} - 4v_{j+1,i} + 6v_{j,i} - 4v_{j-1,i} + v_{j-2,i}}{\Delta z^4} - \\
 & - T \frac{v_{j+1,i} - 2v_{j,i} + v_{j-1,i}}{\Delta z^2} + M_z \frac{u_{j+2,i} - 2u_{j+1,i} + 2u_{j-1,i} - u_{j-2,i}}{2\Delta z^3} - \\
 & - (\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 v_{j,i} + (\rho F + \rho_l F_l) \frac{v_{j,i+1} - 2v_{j,i} + v_{j,i-1}}{\Delta t^2} = 0, \quad (10б)
 \end{aligned}$$

где $u_{j-2,i} = u(z_j - 2\Delta z, t_i)$; $u_{j,i+1} = u(z_j, t_i + \Delta t)$ и т.д.

Если принять, что в моменты времени $t = t_i - \Delta t$ и $t = t_i$ деформированные состояния упругой системы известны, то в уравнениях (10) останутся лишь две неизвестные величины $u_{j,i+1}$ и $v_{j,i+1}$, каждая из которых может быть найдена из уравнения, в которое она входит. Поэтому, зная функции $u(z, 0)$, $v(z, 0)$ и $\dot{u}(z, 0)$, $\dot{v}(z, 0)$, можно, используя уравнения (10), пошаговым методом найти деформированные состояния рассматриваемого пролета БК в любые дискретные моменты времени.

Описанный алгоритм представляет собой явную конечноразностную схему численного интегрирования уравнений с частными производными. Она является условно устойчивой, поскольку позволяет получить устойчивый вычислительный процесс лишь при сохранении условия $\Delta t \leq \Delta t_{st}$, где Δt_{st} – некоторое предельное значение Δt , зависящее от характерных параметров

задачи и шага Δz . В случае $\Delta t > \Delta t_{st}$ вычислительный процесс становится неустойчивым, так как значения $u(t)$, $v(t)$ быстро увеличиваются, и происходит переполнение арифметического устройства компьютера. При проведении практических вычислений величина Δt_{st} определяется экспериментально методом перебора.

Достоинства такого подхода заключаются не только в его простоте, но и в том, что если удается подобрать шаг Δt устойчивого численного интегрирования, то он оказывается довольно малым, и необходимая точность интегрирования обеспечивается автоматически. В наших расчетах использовался шаг $\Delta t = 2 \cdot 10^{-6}$ с. Для тестирования вычислений проводились также расчеты с шагом $\Delta t = 2 \cdot 10^{-7}$ с. Результаты интегрирования для двух постановок совпали с точностью до 4-5-й значащей цифры, поэтому можно полагать, что достигнутая точность вычислений является достаточной.

По разработанной методике выполнено численное исследование колебаний нижнего пролета трубчатой БК при используемых в (4) следующих значениях: $E = 2,1 \cdot 10^{11}$ Па; $\rho = 7,8 \cdot 10^3$ кг/м³; $\rho_l = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³; $l = 10$ м; $F = \pi(r_1^2 - r_2^2) = 5,34 \cdot 10^{-3}$ м²; $e = 0,3$ м; $I = \pi(r_1^4 - r_2^4)/4 = 1,94 \cdot 10^{-5}$ м⁴; $F_l = \pi r_2^2 = 2,01 \cdot 10^{-2}$ м²; $r_1 = 0,09$ м; $r_2 = 0,08$ м. Здесь r_1 , r_2 – наружный и внутренний радиусы трубы БК. Значения параметров T , M_z и ω варьировались.

В результате установлено, что скорость возбуждения автоколебаний возрастает с уменьшением момента M^{el} , который определяется упругими реакциями $F_x^n = -3EI(u'/e)$ и $F_y^n = -3EI(v'/e)$. Составляющие (8) этого момента прямо пропорциональны изгибной жесткости EI и обратно пропорциональны длине e консоли долота. В связи с этим можно заключить, что увеличение EI и уменьшение e позволяют стабилизировать динамику колебаний кружения.

Однако общая жесткость нижнего пролета БК и ее консоли характеризуется не только их конструктивными жесткостями, но и значениями T , M_z и ω , определяющими эйлерову неустойчивость системы. Так, если принять, что $M_z = 0$ и $\omega = 0$, критическая осевая сила составит [3]

$$T_{cr} = -\frac{\pi^2}{l^2} EI = -4,02 \cdot 10^5 \text{ Н.} \quad (11)$$

При совместном действии T и M_z критическое значение момента будет [12]

$$M_{cr} = \pm 2\sqrt{EI} \sqrt{\frac{\pi^2 EI}{l^2} + T}. \quad (12)$$

Таким образом, с увеличением продольной растягивающей силы ($T > 0$) критический момент возрастает, если сила T – сжимающая ($T < 0$), то величина M_{cr} уменьшается.

Структура уравнений (4) свидетельствует о том, что дестабилизирующий эффект оказывает также вращение балки. Действительно, для $M_z = 0$, $\omega \neq 0$ имеем

$$T_{cr} = -\frac{\pi^2}{l^2} EI + (\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 \frac{l^2}{\pi^2}, \quad (13)$$

и критическая сжимающая сила снижается на величину $(\rho F + \rho_l F_l) \omega^2 \frac{l^2}{\pi^2}$.

Если задано T , то из (13) можно найти критическое значение угловой скорости

$$\omega_{cr} = \frac{\pi}{l^2} \sqrt{\frac{EI\pi^2 + Tl^2}{\rho F + \rho_l F_l}}. \quad (14)$$

Чтобы выяснить, как влияет характер преднапряжения низа БК и скорость ее вращения на колебания кружения долота, проводилось численное моделирование динамического поведения системы при различных комбинациях величин T , M_z и ω . Они задавались с учетом подсчитанных по формулам (11)–(14) критических значений статических и кинематических параметров нагружения T_{cr} , M_{zcr} , ω_{cr} , приведенных в таблице.

Критические значения статических и кинематических параметров нагружения

T_{cr} , Н	M_{zcr} , Н·м	ω_{cr} , рад/с
$-4,02 \cdot 10^5$	0	0
0	$2,558 \cdot 10^6$	0
0	0	23,49
$-1 \cdot 10^5$	0	20,35
$-3 \cdot 10^5$	0	11,82
$-3,292 \cdot 10^5$	0	10
$-1 \cdot 10^5$	$2,220 \cdot 10^6$	0
$-3 \cdot 10^5$	$1,283 \cdot 10^6$	0
$-3,5 \cdot 10^5$	$9,205 \cdot 10^5$	0

Моделирование показывает, что в некоторых состояниях колебания кружения возбуждаются “мягко” и имеют простую форму. На рис. 3 приведена начальная фаза процесса развития колебаний центра C долота (рис. 1) при сжимающей осевой силе $T = -1 \cdot 10^5$ Н, моменте $M_z = 1 \cdot 10^5$ Н·м и $\omega = 10$ рад/с в системе координат Oxy (рис. 3,а), вращающейся вместе с долотом, и в неподвижной системе координат OXY (рис. 3,б). Перемещения U , V в системе OXY подсчитывались по формулам:

$$U = u \cos \omega t - v \sin \omega t; \quad V = u \sin \omega t + v \cos \omega t.$$

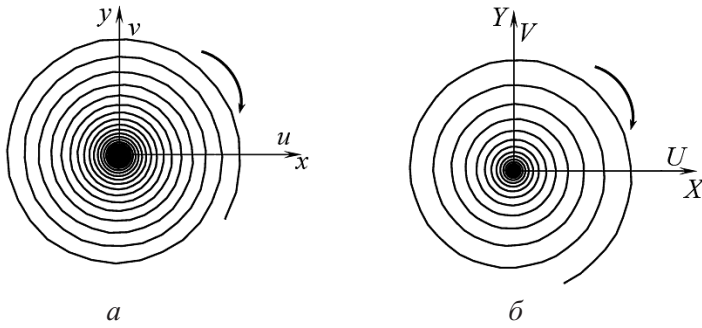


Рис. 3. Траектории движения центра долота при действии сжимающей осевой силы $T = -1 \cdot 10^5$ Н, момента $M_z = 1 \cdot 10^5$ Н·м и $\omega = 10$ рад/с во вращающейся Oxy (а) и неподвижной OXY (б) системах координат.

Построенные траектории свидетельствуют о том, что колебания кружения возбуждаются “мягко”, имеют простую спиральную форму и в обеих системах координат точка C движется по ходу часовой стрелки. Очевидно, что такие колебания не сопровождаются существенными динамическими нагрузками на долото и не приводят к искажению кругового профиля сечения скважины, лишь несколько увеличивая его диаметр.

Однако если при тех же значениях T и ω уменьшить крутящий момент до величины $M_z = 1 \cdot 10^4$ Н·м, то характер движения заметно усложняется (рис. 4). Во вращающейся системе координат траектория приближается к эллиптической (рис. 4,а), в неподвижной она становится почти ломаной (рис. 4,б). Поскольку в вершинах траектории происходят удары долота о стенку скважины, такой режим является неблагоприятным для долговечности долота и приводит к менее гладкой поверхности стенки. В обеих системах траектории движения ориентированы по ходу часовой стрелки.

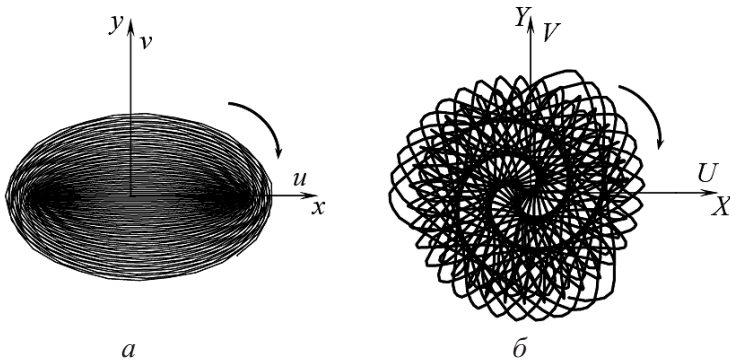


Рис. 4. Траектории движения центра долота при действии сжимающей осевой силы $T = -1 \cdot 10^5$ Н и момента $M_z = 1 \cdot 10^4$ Н·м во вращающейся Oxy (а) и неподвижной OXY (б) системах координат.

В процессе функционирования бывают случаи, когда долото выходит из контакта с дном скважины. Это происходит, например, при продольных колебаниях БК с отскоками, а также при выполнении спуско-подъемных

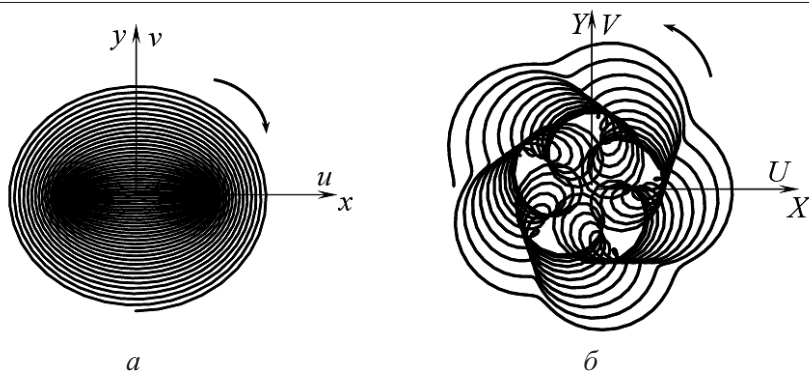


Рис. 5. Траектории движения центра долота при отсутствии продольной силы во вращающейся Ouv (а) и неподвижной OXY (б) системах координат.

операций с вращением, что приводит к обращению в нуль силы T . Расчеты для такого случая при различных M_z и ω показывают, что и в этих условиях могут быть реализованы различные формы колебаний кружения. Один из таких примеров для $T = 0$, $M_z = 1 \cdot 10^4$ Н·м, $\omega = 25$ рад/с представлен на рис. 5. Видно, что в системе координат Ouv траектория движения центра C долота приближается к эллипсу (рис. 5,а), в то время как в системе координат OXY она имеет более сложную конфигурацию (рис. 5,б). Интересно отметить, что направления окружного движения долота в данном случае имеют противоположные ориентации. Как замечено в результате натурных наблюдений [8–10], такие колебательные режимы наиболее часто сопровождаются аварийными эффектами.

Резюме

Розглянуто задачу про згинні коливання конструкції низу бурильної колони, яка обертається під дією прикладеного до долота моменту сил тертя (різання). Виконано аналіз механізму самозбудження коливань. Показано, що сформований момент є неконсервативним і являє собою основне джерело динамічної нестійкості системи. Побудовано форми згинних рухів конструкції низу бурильної колони за різних значень характерних параметрів.

1. *Jellison M. J., Chandler R. B., Payne M. L., and Shepard J. S.* Ultradeep drilling pushes drillingstring technology innovations // SPE Middle East Oil and Gas Show and Conference (11–14 March 2007). – Kingdom of Bahrain. – P. 38 – 46.
2. *Бакулін Є. М., Шелудченко В. І., Єгер Д. О. та ін.* Основні напрямки розвитку нафтової і газової промисловості України // Міжнар. наук.-техн. конф. “Ресурсозберігаючі технології у нафтогазовій енергетиці”, 16–20 квітня 2007 р. – Івано-Франківськ, 2007. – С. 11 – 19.
3. *Гуляев В. И., Гайдайчук В. В., Соловьев И. Л., Горбунович И. В.* Квазистатические критические состояния колонн глубокого бурения // Пробл. прочности. – 2006. – № 5. – С. 109 – 119.

4. Гуляев В. И., Горбунович И. В. Устойчивость буровых колонн в наклонно направленных скважинах // Там же. – 2008. – № 6. – С. 71 – 81.
5. Christoforou A. P. and Yigit A. S. Dynamic modeling of rotating drillstrings with borehole interactions // J. Sound Vib. – 1997. – **206**, No. 2. – P. 243 – 260.
6. Jansen J. D. Wirl and chaotic motion of stabilized drill collars // SPE Drilling Eng. – 1992. – **7**, No. 2. – P. 107 – 114.
7. Leine R. I., Van Campen D. H., and Keultjes W. J. G. Stick-slip whirl interaction in drillstring dynamics // J. Vib. Acoustics. – 2002. – **124**, April. – P. 209 – 220.
8. Гуляев В. И., Худолый С. Н., Глушакова О. В. Свмозбуждение крутильных колебаний колонн глубокого бурения // Пробл. прочности. – 2009. – № 6. – С. 31 – 43.
9. Перельмутер А. В., Сливкер В. И. Устойчивость равновесия конструкций и родственные проблемы. Т. 1. – М.: СКАД СОФТ, 2007. – 653 с.
10. Болотин В. В. Неконсервативные задачи теории упругой устойчивости. – М.: Физматгиз, 1961. – 399 с.
11. Феодосьев В. И. Избранные задачи и вопросы по сопротивлению материалов. – М.: Наука, 1967. – 375 с.
12. Писаренко Г. С., Квітка О. Л., Уманський Е. С. Опір матеріалів / За ред. Г. С. Писаренка. – 2-ге вид., переробл. і доп. – Київ: Вища шк., 2004. – 655 с.

Поступила 30. 06. 2009