

фиктивных нагрузок с использованием аналитического решения известной задачи Кельвина [3].

Конкретные расчеты выполнены применительно к ситуации, которая имела место при строительстве трёхсводчатой станции Киевского метрополитена при следующих исходных данных: глубина расположения выработок $H = 80$ м; радиусы обделки средней выработки $R_1 = 4,35$ м и $R_2 = 4,8$ м; радиусы обделок боковых тоннелей $R_1' = 4,05$ м и $R_2' = 4,25$ м; Расстояние между осями средней и боковой выработок $l/2 = 11,05$ м; физико-механические характеристики спондиловой глины: $E = 300$ МПа; $\nu = 0,34$; $\gamma = 1,94 \text{ т/м}^3$; $\sigma_c = 0,9$ МПа; $\sigma_p = 0,18$ МПа.

Материал обделки: бетон марки М220.

Коэффициенты концентрации напряжений, полученные решением описанной пространственной задачи, в рассматриваемом плоском сечении имеют значения $K_x = 1,1$ и $K_y = 1,2$. Рассматривался наиболее опасный момент времени $t = 300$ суток от начала строительства.

Выполненные расчёты показали, что для того, чтобы избежать недопустимых деформаций боковых обделок в процессе проходки среднего тоннеля на данном этапе строительства, анкеры должны иметь несущую способность $P_a = 3,2$ т, длину $l_a = 2,8$ м, устанавливаться в кровле боковых тоннелей по окружности в секторе с центральным углом $\varphi = 124^\circ$ с плотностью 4 анк./м и с такой же плотностью - вдоль тоннелей. Длина анкера определялась исходя из максимальной протяжённости зоны предельного напряжённого состояния пород, которая устанавливалась по критерию Парчевского-Шашенко [4].

При использовании анкеров с указанными параметрами коэффициент уменьшения максимальных радиальных смещений обделок составляет 1,26, максимальные смещения обделок не превосходят допустимых значений и получаются равными 2,47 см в сводах и 0,16 см - в боках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булычев Н. С., Амосин Б. З., Оловянный А. Т. Расчет крепи капитальных горных выработок. - М.: Недра, 1974. - С.75.
2. Крауч С., Старфилд А. Метод граничных элементов в механике твердого тела. - М.: Мир, 1987. - 328 с.
3. Работнов Ю. Н. Механика деформируемого твердого тела. М.: Наука, 1979. - С.375-377.
4. Парчевский Л. Я., Шашенко А. Н. О размерах области пластических деформаций вокруг горных выработок // Изв. вузов. Горный журнал. - 1988. - №3. - С. 38-43.

УДК 622.760

А.С. Кириарский

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДВИЖЕНИЯ ГИДРОСМЕСИ В РАБОЧЕЙ ЗОНЕ ВИНТОВОГО СЕПАРАТОРА

Розглянуто рішення задачі динаміки гвинтового турбулентного масопереносу та запропонована система рівнянь руху гідросуміші в робочій зоні гвинтового сепаратора.

Всякий гидродинамический процесс при мокром обогащении полезных ископаемых, включая и мокрую винтовую сепарацию, является турбулентным, поэтому описание динамики винтового потока может основываться на общих уравнениях турбулентного потока на закруглении.

Теории турбулентного потока в виде так называемой статистической теории турбулентности, в основе которой лежит изотропный и локально-изотропный подход А.Н. Колмогорова [1], практически применяются лишь для исследования атмосферной турбулентности, а в случае винтового движения в желобе, изогнутом под постоянным радиусом, они несостоятельны.

Для решения задачи динамики винтового турбулентного массопереноса воспользуемся полуэмпирическими теориями турбулентности, исходя из известных уравнений Рейнольдса, получаемых за счет осреднения уравнений движения в вязкой несжимаемой жидкости [2].

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial z} &= X - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \Delta \bar{v}_x - \\ &- \left[\frac{\partial (\bar{v}_x \bar{v}_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}_x \bar{v}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{v}_x \bar{v}_z)}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial z} &= Y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \Delta \bar{v}_y - \\ &- \left[\frac{\partial (\bar{v}_y \bar{v}_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}_y \bar{v}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{v}_y \bar{v}_z)}{\partial z} \right] \\ \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial y} + \bar{v}_z \frac{\partial \bar{v}_z}{\partial z} &= Z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \Delta \bar{v}_z - \\ &- \left[\frac{\partial (\bar{v}_z \bar{v}_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\bar{v}_z \bar{v}_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\bar{v}_z \bar{v}_z)}{\partial z} \right] \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где x, y, z - декартовы координаты точки, ось z направлена вверх; $\bar{v}_x, \bar{v}_y, \bar{v}_z$ - проекции осредненной скорости; $\bar{v}'_x, \bar{v}'_y, \bar{v}'_z$ - пульсационные компоненты скорости; — знак осреднения по времени; X, Y, Z - проекции единичных массовых сил; ν - кинематический коэффициент вязкости; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

Если пренебречь чисто вязкостными напряжениями трения по сравнению с добавочными напряжениями от турбулентных пульсаций и ограничиться случаем установившегося движения тяжелой жидкости, то уравнения (1) примут следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} - \left[\frac{\partial(\overline{v_x v_x})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v_x v_y})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{v_x v_z})}{\partial z} \right] \\ v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} - \left[\frac{\partial(\overline{v_y v_x})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v_y v_y})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{v_y v_z})}{\partial z} \right] \\ v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \left[\frac{\partial(\overline{v_z v_x})}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v_z v_y})}{\partial y} + \frac{\partial(\overline{v_z v_z})}{\partial z} \right] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Добавив сюда уравнение неразрывности потока

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

Три составляющие пульсационных скоростей $\overline{v'_x}, \overline{v'_y}, \overline{v'_z}$ позволяют получить девять комбинаций компонентов тензора турбулентных напряжений:

$$\left\{ \begin{array}{ccc} \overline{v_x v_x} & \overline{v_x v_y} & \overline{v_x v_z} \\ \overline{v_y v_x} & \overline{v_y v_y} & \overline{v_y v_z} \\ \overline{v_z v_x} & \overline{v_z v_y} & \overline{v_z v_z} \end{array} \right\} \quad (4)$$

Ввиду равенства $\overline{v_x v_x} = \overline{v_y v_x}$; $\overline{v_x v_z} = \overline{v_z v_x}$; $\overline{v_y v_z} = \overline{v_z v_y}$ принимаем, что тензор турбулентных напряжений имеет симметричный характер.

Решение практических задач с применением уравнений (3) предполагает установление связи составляющих тензора турбулентности с осредненными скоростями, для чего по аналогии с уравнениями Навье-Стокса для условий ламинарного потока на основе полуэмпирических теорий турбулентности принимаем, что в турбулентном потоке имеет место линейная зависимость между турбулентными напряжениями и осредненными скоростями деформации жидкой фазы, т.е.:

$$\left. \begin{aligned} -\rho \overline{v'_x v'_x} &= 2A \frac{\partial v_x}{\partial x}; -\rho \overline{v'_y v'_y} = 2A \frac{\partial v_y}{\partial y}; -\rho \overline{v'_z v'_z} = 2A \frac{\partial v_z}{\partial z}; \\ -\rho \overline{v'_x v'_y} &= A \left(\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} \right); -\rho \overline{v'_y v'_z} = A \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right); \\ -\rho \overline{v'_x v'_z} &= A \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right); \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где A -коэффициент турбулентной вязкости или коэффициент турбулентного обмена.

Тогда система уравнений (2) преобразуется к виду

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} x \\ &\times \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(2A \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) \right] \\ \frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_y}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_y}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{\rho} x \\ &\times \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(2A \frac{\partial v_y}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) \right] \\ \frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} &= -g - \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} x \\ &\times \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_z}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(2A \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(A \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A \frac{\partial v_y}{\partial z} \right) \right] \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Принимая $A = \text{const}$, получаем из системы (6) уравнения вязкой жидкости Навье-Стокса.

Правильность полученной системы подтверждается условиями динамического равновесия элемента сплошной среды, которые описываются уравнениями движения сплошной среды [2].

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{dv_x}{dt} &= \frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} \\ \rho \frac{dv_y}{dt} &= \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial p_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} \\ \rho \frac{dv_z}{dt} &= -\rho g + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Здесь p_{xx}, p_{yy}, p_{zz} - нормальные напряжения; $\tau_{xy}, \tau_{xz}, \tau_{yz}$ - касательные напряжения в данной точке. Из условия симметричности тензора напряжений следует, что $\tau_{xy} = \tau_{yx}$, $\tau_{xz} = \tau_{zx}$, $\tau_{yz} = \tau_{zy}$. Допуская линейную зависимость составляющих тензора напряжений от составляющих тензора скоростей деформаций, получаем

$$\left. \begin{aligned} p_{xx} &= -p + 2A \frac{\partial v_x}{\partial x}; p_{yy} = -p + 2A \frac{\partial v_y}{\partial y}; p_{zz} = -p + 2A \frac{\partial v_z}{\partial z}; \\ \tau_{xy} &= A \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right); \tau_{xz} = A \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right); \tau_{yz} = A \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right); \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

где p - гидродинамическое давление.

Подставляя эти уравнения в систему (7), приходим к результату, адекватному полученному ранее в виде уравнений (6), что нельзя объяснить простым совпадением.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // АН СССР. - Т. XXX. - 1941. - № 4. - С. 299-303.
2. Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. - ГГТИ, 1948. - 440с. - ч. 2.

УДК 622.236.34

Ю.Н. Вахалин, В.Я. Осенний

ТЕРМОЦИКЛ И ТРЕЩИНООБРАЗОВАНИЕ ПРИ ПЛАЗМЕННОМ РАЗРУШЕНИИ ГОРНЫХ ПОРОД

Розглядаються особливості процесу тріщино-утворення в результаті термоциклічного ді-
яння на забой при плазменному бурінні. Показано переваги даного способу перед традиційни-
ми при бурінні в погано термобуримих породах.

Создание прогрессивной технологии и надежной техники плазменного рас-
ширения скважин в крепких горных породах позволит значительно повысить
эффективность ведения буровзрывных работ в подземных условиях горноруд-
ной промышленности.

В теории термического разрушения предполагается, что на вновь образованной
после отделения частиц поверхности породы температура имеет невысокое значе-
ние и ею пренебрегают при отделении параметров процесса разрушения в после-
дующих циклах, а температура поверхности в момент разрушения является постоян-
ной. Данной предположение справедливо для пород хорошо термобуриемых, у
которых температура разрушения низкая. Для пород плохо термобуриемых, имею-
щих высокую температуру разрушения, такое допущение не оправдано. В них на-
блюдается постепенное накопление температуры на вновь образуемой поверхно-
сти. Эффективность процесса разрушения падает и после определенного времени
хрупкое разрушение прекращается совсем. О накоплении температуры в массиве
при разбуривании говорят результаты термического анализа продуктов разрушения
при плазменном воздействии. Шелушки, отделившиеся от массива позже, имели
более высокую среднюю температуру. Термограммы, полученные в результате фи-
зико-химических исследований, свидетельствуют о том, что температурные эффек-
ты в плохо термобуриемых породах значительно выше, чем в термобуриемых [1,2].

Восстанавливать начальные условия на вновь образованной поверхности
после перегрева породы и предотвращать заплавление забоя можно путем воз-
действия на забой знакопеременными температурами (термоциклическим воз-
действием). Термоциклическое воздействие на котловую полость приводит не
только к восстановлению начальных тепловых условий на разрушаемой по-
верхности, но и к интенсивному растрескиванию породы после цикла охлажде-
ния. Глубина развития трещин в массив и плотность сетки трещин зависят от
свойств породы, перепада температур при тепловом ударе и времени охлажде-
ния предварительно нагретой породы [3].

После цикла охлаждения новое тепловое воздействие осуществляется на по-
роду котловой полости, нарушенную системой макротрещин. Анализ показы-
вает, что трещины могут располагаться очень плотно а параметром ячейки от 1
мм до 10 мм и уходит в глубину на 150...200 мм [3,4].