УДК 624.130

ВЫДЕЛЕНИЕ МЕТАНА В ДЕГАЗАЦИОННЫЕ СКВАЖИНЫ ПРИ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЯХ БЛОКОВЫХ СТРУКТУР

Я.Д. Иванов, студент гр. ФП – 101 , V курс
Научный руководитель: В.В. Иванов, д.т.н., профессор
Кузбасский государственный технический университет имени Т.Ф. Горбачева
г. Кемерово

Одним из нетрадиционных методов интенсификации добычи метана из угольных пластов может служить метод искуственного раскачивания блоковых структур земной коры с помощью мощных виброисточников. При этом при достижении явления резонанса в силу существенной дилатации массива горных пород возможно дополнительное выделение метана в больших объемах в дегазационные скважины.

Рассмотрим математическую модель вынужденных колебаний блока земной коры с помощью виброисточника и дополнительного выделения метана.

Газосодержание V_g углей определяется двумя составляющими– объёмом сорбированного газа V_s в единице объёма угля и объёмом свободного газа V_f, содержащегося в полостях, трещинах и порах:

$$V_g = V_s + V_f \text{, м}^3/\text{м}^3. \tag{1}$$

Как правило, объём сорбированного газа определяется законом Ленгмюра:

$$V_s = \frac{a_s b_s P}{1 + b_s P}, \tag{2}$$

где P – давление газа, Н/м^2; a_s – предельное газосодержание сорбированного газа при высоких давлениях.

Коэффициенты a_s и b_s для разных углей меняются в следующих пределах: $a_s = 25 \div 70$, м^3/м^3; $b_s = 0{,}2 \div 3$, МПа$^{-1}$.

При резонансных колебаниях блоковых структур дополнительное газовыделение может быть связано с дилатацией пород блока, раскрытием трещин и пор, вызванных относительным изменением объёма блока, а также образованием новых трещин. Относительное изменение объёма блока равно:

$$\theta = \frac{y_{max} a^2}{a^2 H} = \frac{y_{max}}{H}, \tag{3}$$

где a – продольный и поперечный размеры блока, м; H – высота блока, м; y_{max} – максимальное смещение блока при резонансных колебаниях, м.

Дополнительное максимальное газовыделение, обусловленное переходом газа из сорбированного состояния в свободное, может быть определено по формуле

$$\Delta V_g = \Delta V_s = \theta\, a_s,\ \text{м}^3/\text{м}^3. \tag{4}$$

Тогда максимальный дополнительный объём газа из всего блока Q, который переходит в свободное состояние при резонансных колебаниях блока можно оценить следующим образом:

$$Q = \theta\left[\left(\sum_{i=1}^{n} m_i\right)\text{a}^2 \Big/ cos\,\alpha\right]\text{a}_\text{s},\ \text{м}^3, \tag{5}$$

где α – угол падения пластов в свите, расположенных в пределах блока;

$\sum_{i=1}^{n} m_i$ – суммарная мощность угольных пластов в свите, попадающих в рассматриваемый блок, м.

Рассмотрим периодическую ударную нагрузку, воздействующую на выделенный блок с частотой $\omega = 2\pi/T$, где T – период импульсной нагрузки. Пусть для простоты расчётов эта нагрузка представляет собой прямоугольные импульсы с периодом T и амплитудой $A = F_u^{\max}\big/m$, где m – масса блока, $F_u^{\max}$ – максимальная сила в импульсе, которая способна сдвинуть блок вдоль разломов и которая согласно расчетам определяется по формуле

$$F_u^{\max} = 2\ f_S\left(\rho - \rho_\omega\right) g\ \text{a}\ \text{H}^2 + \rho\ g\ \text{a}^2\ \text{H}, \tag{6}$$

где f_S – статический коэффициент трения по берегам разломов; ρ, ρ_ω – средняя плотность горных пород и воды; g – ускорение свободного падения; a – размеры блока по горизонтали; H – высота блока.

Поскольку масса блока равна $m = \rho a^2 H$, то амплитуда может быть определена из выражения:

$$A = \frac{F_u^{\max}}{m} = g\left[2Hf_s\left(1 - \rho_\omega/\rho\right)/a + 1\right]. \tag{7}$$

Согласно [1], уравнение вынужденных колебаний блока запишется следующим образом:

$$\ddot{y} + 2\,b\dot{y} + k^2 y = \mp\frac{2\ f_d\left(1-\rho_\omega/\rho\right)gH}{a} + A\left[\eta(t) - \eta\left(t - \frac{T}{2}\right) + \eta(t - T) - \right.$$
$$\left. -\eta\left(t - \frac{3}{2}T\right) + \eta(t - 2T) - \eta\left(t - \frac{5}{2}T\right) + \ldots\right], \tag{8}$$

где y – динамическое смещение блока; $2b = \alpha / \rho H a^2$; α – коэффициент вязкого сопротивления на границе разломов; $k = \sqrt{c / \rho H a^2}$ – частота собственных колебаний блока; T – период импульсной нагрузки; f_d – динамический коэффициент трения на границах разломов; $\eta(t)$ – единичная функция Хэвисайда.

Диаграмма нагружения блока виброисточником представлена на рисунке 1.

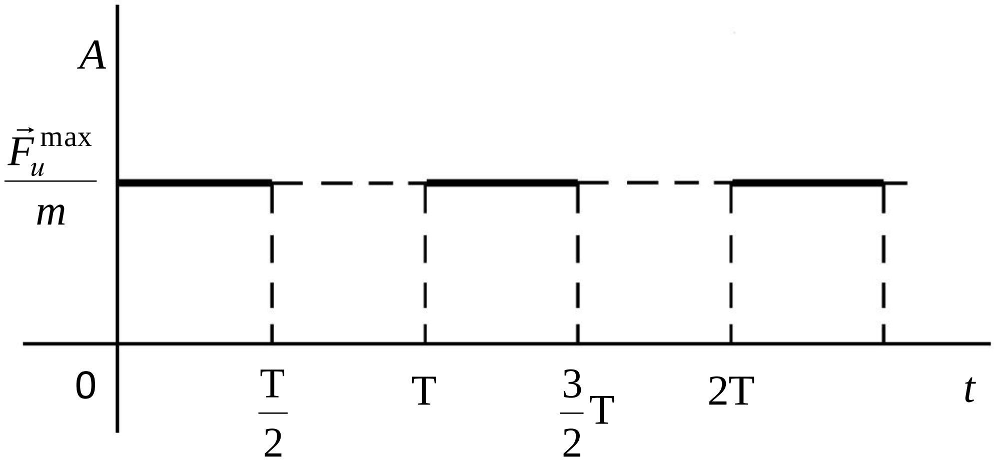

Рисунок 1 – Диаграмма импульсной нагрузки при воздействии виброисточника

Общее решение уравнения (8) представляет собой сумму затухающих колебаний с декрементом затухания b и вынужденных колебаний за счёт виброисточника.

Частное решение уравнения (8), описывающее вынужденные колебания имеет вид:

$$y(t) = \frac{A}{k^2}\left[\eta(t) - \eta\left(t - \frac{T}{2}\right) + \eta(t - T) - \eta\left(t - \frac{3}{2}T\right) + \ldots\right]. \quad (9)$$

Представим периодическую функцию в правой части уравнения (9) её разложением в ряд Фурье:

$$f(t) = A\left[\eta(t) - \eta\left(t - \frac{T}{2}\right) + \ldots\right] = c_0 + \sum_{n=1}^{\infty}\left[a_n \cos(2\pi n t/T) + b_n \sin(2\pi n t/T)\right], \quad (10)$$

где $a_n = \frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f(t)\cos(2\pi n t/T)\,dt$; $b_n = \frac{2}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f(t)\sin(2\pi n t/T)\,dt$;

$$c_0 = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} f(t)\,dt = A/2;\ a_n = 0.$$

Вычисляя интегралы, получим:

$$f(t)=\frac{A}{2}+\frac{A}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(1-cos\,\pi n)}{n}sin\,\frac{2\pi nt}{T}=A\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{(1-cos\,\pi n)}{n}sin\,n\omega t\right), \tag{11}$$

где $\omega=\dfrac{2\pi}{T}$ – частота виброисточника.

Оставим в этом выражении наиболее существенную – первую форму колебаний (первую гармонику):

$$f(t)\cong\frac{A}{2}+\frac{2A}{\pi}sin\,\omega t\,. \tag{12}$$

Уравнение (8) имеет теперь следующий вид:

$$\ddot{y}+2\,b\dot{y}+k^2y=\lambda+\frac{A}{2}+\frac{2A}{\pi}sin\,\omega t\,, \tag{13}$$

где $\lambda=\mp\dfrac{2\,f_d(1-\rho_\omega/\rho)\,gH}{a}$.

Общее решение уравнения (13) может быть представлено в виде:

$$y(t)=Be^{-bt}\sin(k_1t+\psi)+\frac{2\lambda+A}{k^2}+y_ч(t), \tag{14}$$

где $k_1=\sqrt{k^2-b^2}$; B и ψ – константы, определяемые из начальных условий задачи; $y_ч(t)$ – частное решение неоднородного уравнения (78), обусловленное первой гармоникой колебаний виброисточника, которое является для нас определяющим.

Ищем это частное решение с помощью преобразования Лапласа:

$$\left(P^2+2bP+k^2\right)\bar{y}_ч(P)=\frac{2\,\mathrm{A}}{\pi}\cdot\frac{\omega}{\left(P^2+\omega^2\right)}, \tag{15}$$

где $\bar{y}_ч(P)$ – образ функции $y_ч(t)$. Из (15) находим:

$$\bar{y}_ч(P)=\frac{2\,\mathrm{A}\,\omega}{\pi}\cdot\frac{1}{\left(P^2+\omega^2\right)\left[(P+b)^2+k_1^2\right]}, \tag{16}$$

где $k_1^2=\sqrt{k^2-b^2}$.

Последнее можно разложить на простые дроби:

$$\bar{y}_ч(P)=-\frac{A}{2\pi k_1}\left(\frac{1}{P-i\omega}-\frac{1}{P+i\omega}\right)\left(\frac{1}{P+b-ik_1}-\frac{1}{P+b+ik_1}\right). \tag{17}$$

Применяя к уравнению (17) обратное преобразование Лапласа и пренебрегая затухающими составляющими решения, получим:

$$y_ч(t) = 2\frac{A}{\pi}\left\{-\frac{2b\omega\cos\omega t}{\left[\left(k^2-\omega^2\right)^2+4b^2\omega^2\right]}+\frac{\left(k^2-\omega^2\right)\sin\omega t}{\left[\left(k^2-\omega^2\right)^2+4b^2\omega^2\right]}\right\}.$$

Последнее можно представить в виде:

$$y_ч(t) = \frac{2A\sin(\omega t-\beta)}{\pi\sqrt{\left[4b^2\omega^2+\left(k^2-\omega^2\right)^2\right]}}, \tag{18}$$

где $tg\beta = \frac{2b\omega}{\left(k^2-\omega^2\right)}$.

В случае $k=\omega$ имеем:

$$y_ч(t) = -\frac{A}{\pi b\omega}\cos\omega t. \tag{19}$$

В этом случае амплитуда колебаний блока существенно возрастает, т.к. коэффициент b, связанный с вязким сопротивлением, мал в сравнении с A.

Максимальная динамическая составляющая амплитуды резонансных колебаний блока равна:

$$y_{max} = \frac{A}{\pi b\omega} = \frac{2g\rho\left[2Hf_s\left(1-\rho_\omega/\rho\right)/a+1\right]Ha^2}{\pi\omega\overline{\alpha}}, \tag{20}$$

где $\overline{\alpha}$ – коэффициент вязкого сопротивления, $\frac{H\cdot c}{м}$; $\omega = k = \sqrt{\frac{c}{\rho a^2 H}}$, Гц; c – коэффициент жёсткости пород основания блока, который может быть оценен по формуле $c = \frac{Ea^2}{H}$, где E – модуль Юнга пород основания блока, Па.

Коэффициент вязкого сопротивления $\overline{\alpha}$ оценивается по формуле $\overline{\alpha} = 2b\rho Ha^2$, а параметр b находится по затуханию собственных колебаний блока при однократном импульсном воздействии.

Список литературы:

1. Есиков, Н.П. Современные движения земной поверхности с позиции теории деформаций. – Новосибирск: Наука, СО РАН, 1991. – 225 с.