УДК 622.831.3

Шашенко А.Н., д.т.н., проф., Журавлев В.Н., к.т.н, с.н.с., Дубицкая М.С. асп.,
Государственный ВУЗ «НГУ», г. Днепропетровск, Украина

АНАЛИЗ ВИБРОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРУЮЩЕГО СИГНАЛА НЕОДНОРОДНОГО ПОРОДНОГО МАССИВА ПЕРВЫМ ПРИБЛИЖЕНИЕМ ФУНКЦИИ ГРИНА

Отработка угольных пластов, содержащих зоны нарушенной структуры и повышенного напряженно- деформированного состояния, часто сопровождается внезапными выбросами угля и газа, газовыделениями, горными ударами, прорывами воды в выработки, обрушением кровли.

Основная идея исследований состоит в разработке эффективной методики прогноза структурных неоднородностей в породном массиве путем сканирования его напряженно-деформированного состояния искусственными акустическими колебаниями.

Использование акустических колебаний в качестве носителя информации о напряженном состоянии и структуре отрабатываемого породного массива является наиболее перспективным направлением при исследовании объектов средствами неразрушающего контроля [1].

Функция, описывающая гармоническую волну, распространяющуюся в бездисперсионной среде, имеет вид:

$$u(x,t) = A\cos(kx - \omega t), \tag{1}$$

где $k = {}^{2\pi}/_{\lambda}$ – волновой вектор, ω – круговая частота.

Анализ выражения (1) показывает, что можно ввести фазовую функцию $\phi(x,t)$ косинусоидальной бегущей волны, распространяющейся в положительном направлении оси OX, как аргумент волновой функции $\cos(\omega - kx)$: $\phi(x,t) = \omega t - kx$.

При анализе поведения гребня волны $(\cos[\phi(x,t)]) \to max$ или ее впадины $(\cos[\phi(x,t)] \to min)$, по мере увеличения времени t необходимо переходить к большим значениям x так, чтобы фаза $\phi(x,t)$ была постоянной. Условие постоянства фазы с математической точки зрения означает, что полный дифференциал функции $\phi(x,t)$, имеющий вид

$$d\phi = \left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)dt + \left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)dx = \omega\, dt - kdx, \tag{2}$$

равен нулю. Приравнивая (2) нулю, находим условие постоянства фазы $\frac{dx}{dt} = v_f = \frac{\omega}{k}$, где v_f – фазовая скорость волны, которое дает связь между фазовой скоростью волны, частотой волны и волновым вектором в координате x. Параметры волнового вектора k (2) определяются свойствами $\gamma(x)$ среды распространения, т.о. $k = f[\gamma(x)]$.

В связи с тем, что искомые координаты x дисперсионных свойств геологической неоднородности с параметрами $\gamma(x)$ является предметом геолокации, разработка физической и математической модели процесса информационного изменения параметров энергии зондирующего волнового пакета (1), который распространятся через породный массив с геологическими нарушениями $\gamma(x)$, является актуальной научной задачей.

В решаемой задаче диспергирующая среда занимает полупространство $x > 0$, и на ее границе задан входной сигнал $u(x=0,t) = u_0(t)$, который имеет частотный спектр:

$$u(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} A(k)e^{i[kx-\omega(k)t]}dt. \tag{3}$$

В случае отсутствия поглощения частота волны зависит только от действительной части волнового числа, а волновое уравнение для акустических волн имеет вид:

$$\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 u(x,t)}{\partial t^2} - L(u) = 0, L(u) = \frac{b}{c_0 c_0^2}\frac{\partial^3 u(x,t)}{\partial t \partial x^2}, c = c_0. \quad (4)$$

Получаем решение уравнения (4) через поле на границе

$$u(x,t) = \int_{-\infty}^{\infty} u_0(t')G(x,t-t')dt', \quad (5)$$

где $G(x,t-t') = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} e^{i[\omega(t-t')-k(\omega)x]}$ - функция Грина.

В диспергирующей среде функция Грина точно рассчитывается в редких случаях, так как закон дисперсии $\gamma(x)$ может быть очень сложным.

Определить математическую модель функции $k(\omega)$ можно посредством уточнения математической модели зондирующего сигнала $u(x,t)$ в случае инициализации его процессом детонации взрывчатого вещества. Т.е. математическую модель зондирующего сигнала $u(x,t)$ можно представить в виде трапецеидального импульса, фронт которого определяется фронтом взрывной волны, а длительность скоростью детонации определенной массы ВВ. Фронт сигнала определяет максимальную частоту высокочастотных составляющих, а его длительность минимальную частоту низкочастотных составляющих, т.е. ширину спектра (3) – полосу частот линии связи источник энергии сигнала – приемник, а давление детонационной волны - её динамический диапазон. С учётом того, что амплитуды составляющих волнового пакета уменьшаются по экспоненциальному закону (с увеличением частоты) и скорость диссипации высокочастотных составляющих выше, чем низкочастотных, можно представить испытательный сигнал в виде квазимонохроматического сигнала с узким частотным спектром $\Delta\omega = (\omega - \omega_0), \frac{\Delta\omega}{\omega_0} < 1, \omega_0 = 1/\tau_0$.

Для волнового пакета выражение (3) может быть упрощено, так как требуется знать не полный закон дисперсии, а поведение k(ω) в окрестности точки ω_0. Запишем $k(\omega)$, как $k(\omega) = k(\omega_0 + [\omega - \omega_0])$. Так как $\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0$, то в пределах спектральной линии излучения $k(\omega)$ можно разложить в ряд по $(\omega - \omega_0)$

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left(\frac{\partial k}{\partial \omega}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0) + \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0}(\omega - \omega_0)^2 + \cdots \quad (6)$$

Учет различных членов в (6) соответствует различным приближениям теории дисперсии.

На основании вышеописанного анализа установлено, что в самом общем случае огибающая волнового пакета, проходящего через структурно неоднородный породный массив, распространяется с групповой скоростью и не искажается в процессе распространения. Данный вывод адекватен для огибающей волнового пакета в первом приближении теории дисперсии. Результаты экспериментальных исследований свидетельствуют о том, что расстояние, на котором ещё можно не учитывать это искажение, зависит от длительности сигнала T_0 и дисперсии групповой скорости.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Анциферов А.В. Теория и практика шахтной сейсморазведки / Анциферов А.В. – Донецк: ООО «АЛАН», 2003. – 312с.