

УДК 622.831: 622.537.86

Э.П. Фельдман, Т.А. Василенко, Н.А. Калугина

### УДАРНЫЙ И ФИЛЬТРАЦИОННЫЙ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ МАГИСТРАЛЬНЫХ ТРЕЩИН ВБЛИЗИ ОБНАЖЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ГАЗОНАСЫЩЕННОГО УГОЛЬНОГО ПЛАСТА

Институт физики горных процессов НАН Украины

*Рассмотрены ударный и фильтрационный этапы развития магистральных трещин в газонасыщенном угольном пласте. Установлены закономерности их развития на каждом из этапов.*

**Ключевые слова:** магистральная трещина, газ, угольный пласт, фильтрация

Угольный пласт в нетронутом состоянии характеризуется наличием системы пор, трещин и каналов. В этом так называемом фильтрационном объеме газ находится в свободном состоянии. Обычно более половины данного объема приходится на трещины. В контексте настоящей работы можно считать, что вся пустотность  $\gamma$  (т.е. отношение фильтрационного объема ко всему объему угольного пласта) приходится на трещины. Макроструктура трещиноватости угля характеризуется отношением  $\gamma$  к удельной площади поверхности  $S$ , ограничивающей фильтрационный объем от тела угольного материала. Отношение  $z = \gamma/S$  (1) имеет размерность длины, и в случае, когда пустотность формируется одинаковыми трещинами,  $z$  представляет собой зияние (раскрытие) трещин.

В работах [1,2] найден термодинамический потенциал Гиббса угольного пласта и показано, что основными составляющими этого потенциала являются поверхностная энергия  $\gamma \frac{\chi}{z}$  ( $\chi$  – удельная поверхностная энергия угля)

и энергия газа  $\gamma P \ln \left( \frac{P}{P_T} \right)$  ( $P$  – давление газа), заключенного в фильтрацион-

ном объеме (все величины берутся в расчете на единицу объема пласта). Упругая энергия угольного каркаса играет существенную роль только в том случае, когда основные составляющие компенсируют друг друга, т.е. когда

$$P \ln \left( \frac{P_T}{P} \right) \approx \frac{\chi}{z}. \quad (2)$$

Если пластовое давление газа  $P$  меньше критического  $P_{cr}$ , оцениваемого приближенным равенством (2), то термодинамически невыгодно развитие

трещиноватости. Поскольку, как показано в [2], для обычных значений давления  $\ln\left(\frac{P_T}{P}\right) \approx 7$ , то имеем следующее условие, при выполнении которого трещины не растут:

$$P < P_{cr} \approx \frac{\chi}{7z}. \quad (3)$$

Условие (3) устанавливает лишь в обобщенном виде тенденцию сохранения стабильной трещиноватости; оно не детализирует вида напряженного состояния в концевых участках пласта при его отработке. К тому же при замене неравенства (3) на противоположное, т.е. для  $P > P_{cr}$ , мы получаем лишь необходимое условие развития трещиноватости. Для детализации и для нахождения достаточных условий развития трещин необходимо рассмотреть схему призабойного участка угольного пласта (рис. 1), в основном заимствованную из [3].

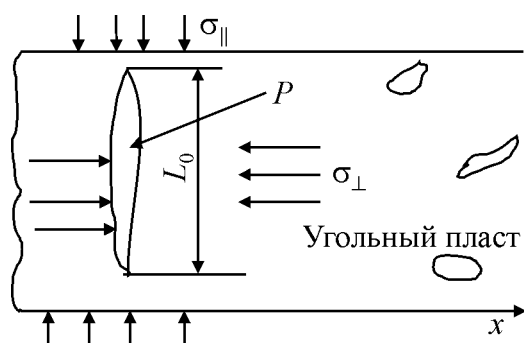


Рис. 1. Схема расположения трещин в газонасыщенном угольном пласте

Следуя идеологии «среднего поля» (mean-field approximation), выделяем из всех трещин одну, «магистральную», плоскость залегания которой параллельна обнаженной поверхности пласта, поскольку трещины именно такой ориентации наиболее склонны к развитию. Остальные трещины фильтрационно связаны с выделенной и играют роль источников (или стоков) газа. Давление газа в полости выделенной трещины обозначим через  $P$ , оно может изменяться со временем и зависеть от положения трещины. Окружающий трещину фильтрационный объем заполнен газом с давлением  $P_e$ , которое, вообще говоря, зависит от координат и времени.

В нетронутом пласте за геологические промежутки времени устанавливаются такое напряженное состояние и такое газовое (пластовое) давление  $P_0$ , при которых трещины не развиваются. Все компоненты напряжений сжимающие, и поэтому трещины «зажаты». В момент вскрытия и в дальнейшем происходит разгрузка пласта от компоненты напряжений, поперечной по отношению к обнаженной поверхности. В плоской задаче, которую мы рассматриваем с целью упрощения выкладок (но без потери общности), имеется лишь одна поперечная компонента  $\sigma_{\perp}$ ; она становится малой в краевом участке пласта, так что действующее на берега трещины напряжение

$P - \sigma_{\perp}$  может оказаться растягивающим, и основную роль в процессе разрушения пласта начинает играть давление газа.

Рассмотрим ситуацию, когда вскрытие массива происходит внезапно, например за счет взрыва. В этот момент длина выделенной трещины равна  $L_0$  (см. рис. 1), давление газа в ней равно исходному пластовому давлению  $P_0$ , а объем полости трещины (в плоской задаче это площадь её поперечного сечения) равен  $V_0$ . В момент вскрытия происходит очень быстрое, практически мгновенное, разбухание трещины – увеличение её зияния. Длина трещины в этот момент не растёт, поскольку силы сцепления берегов трещины нарастают и удерживают трещину в равновесии. Количество молекул газа внутри трещины за столь короткий промежуток времени не меняется, поэтому давление газа падает от  $P_0$  до значения  $P_1$ , определяемого законом Бойля–Мариотта (температуру считаем неизменной):

$$P_1 V_1 = P_0 V_0. \quad (4)$$

При этом объем трещины  $V_1$  после разбухания находим из решения хорошо известной задачи теории упругости [4]:

$$V_1 = V_0 + \frac{P_1 - \sigma_{\perp}}{B} L_0^2, \quad B \equiv \frac{G}{\pi(1-\nu)}, \quad (5)$$

где  $G$  – модуль сдвига угля,  $\nu$  – коэффициент Пуассона.

Поскольку  $V_1 > V_0$ , то  $P_1 < P_0$ .

Если объем  $V_1$  много больше исходного объема трещины, и при этом давление  $P_1$  намного превышает поперечное напряжение  $\sigma_{\perp}$ , то из (5) следует такая оценка зияния трещины после её разбухания:

$$z \approx \frac{P_1}{B_1} L_0, \quad (6)$$

где  $P_1$  – это давление, которое установится в трещине сразу после разгрузки пласта.

Если теперь заменить  $P_1$  на  $P$ , вспомнить, что параметр  $\Lambda$  и есть зияние трещины, и вставить (6) в (3), то получим критерий неразрушаемости в виде

$$\frac{\pi}{2} P \sqrt{L_0} < \sqrt{\frac{\chi B}{7}}, \quad (7)$$

где  $P$  находится из решения системы уравнений (4)–(5).

Из [5] известно, что критерий нераспространения трещины по Гриффитсу состоит в выполнении неравенства

$$\frac{\pi}{2} P \sqrt{L_0} < M_c, \quad (8)$$

где  $M_c$  – характеристика материала – его модуль сцепления, равный (с точностью до несущественного множителя) квадратному корню из произведе-

ния упругого модуля на удельную поверхностную энергию. Это означает, что мы пришли к критерию Гриффитса, исходя из (3). Иными словами, критерий (3) является обобщением критерия Гриффитса на случай газонасыщенного трещиноватого материала, такого, как угольный пласт.

Оценка давления  $P_1$  в трещине после ее первичного разбухания в общем случае находится из решения уравнения (которое следует из системы (4), (5)):

$$\frac{P_1}{P_0} + \frac{P_1(P_2 - \sigma_{\perp})}{P_0^2} a = 1, \quad (9)$$

где введен параметр  $a \equiv \frac{P_0 L_0}{B z_0}$ ,  $z_0 \equiv \frac{V_0}{L_0}$  – начальное зияние трещины. Оче-

видно, что, если для параметров нетронутого пласта выполняется гриффитсовский критерий нераспространения трещины, т.е. если

$$\frac{\pi}{2} P_0 \sqrt{L_0} < M_c, \quad (10)$$

то с тем большим запасом выполняется неравенство (по сути эквивалентное (3)):

$$\frac{\pi}{2} P_1 \sqrt{L_0} < M_c, \quad (11)$$

поскольку из (3) видно, что  $P_1 < P_0$ . Поэтому при выполнении (10) трещины лишь разбухают, но не распространяются.

Если же выполняется противоположное неравенство, то согласно Гриффитсу трещина должна немедленно вырасти и разрушить материал. Однако, поскольку речь идет о газонаполненной трещине, когда нагрузка на её берега уменьшается по мере её роста [6], процесс разрушения происходит иначе – чаще всего в два этапа, которые можно назвать ударным и фильтрационным.

После первичного разбухания трещины могут выполняться неравенства как  $\frac{\pi}{2} (P_1 - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_0} < M_c$ , так и

$$\frac{\pi}{2} (P_1 - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_0} > M_c.$$

В первом из этих случаев немедленного увеличения длины трещины не произойдет, и может быть лишь запущен процесс фильтрационного натекания газа в полость магистральной трещины из окружающих трещин и пор, так как в окружающем материале возникает градиент давления, т.е. сила, движущая молекулы газа к трещине.

Во втором случае сразу после первичного разбухания произойдет скачок длины трещины (ударный этап развития трещины) от начального значения  $L_0$  до значения  $L_2$  с одновременным падением давления в ней до  $P_2$  такого, что выполняется гриффитсовское равенство  $\frac{\pi}{2} (P_2 - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_2} = M_c$ . Величины  $L_2$ ,  $P_2$  и  $V_2$  определяются из решения системы трех уравнений

$$\begin{cases} P_2 V_2 = P_0 V_0, \\ \frac{P_2 - \sigma_{\perp}}{B} L_2^2 + V_0 = V_2, \\ \frac{\pi}{2} (P_2 - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_2} = M_c. \end{cases} \quad (10)$$

Система (10) приводит к следующему кубическому уравнению для квадратного корня из относительной длины трещины  $\lambda \equiv \sqrt{\frac{L_2}{L_0}}$ :

$$a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^2 \lambda^3 - \left( \frac{P_0 - \sigma_{\perp}}{P_0} \right) \lambda + \frac{M_c}{M_0} = 0, \quad (11)$$

где  $M_0 \equiv \frac{\pi}{2} P_0 \sqrt{L_0}$ ,  $0 < \sigma_{\perp} < P_0$ .

Графо-аналитическое исследование уравнения (11) показывает, что его решение с  $\lambda > 1$ , соответствующее скачку длины трещины, появляется лишь при выполнении определенных критериальных неравенств относительно параметров уравнения (11). Именно, можно показать, что скачкообразный рост магистральной трещины, который можно трактовать как внезапное разрушение, реализуется при выполнении неравенства

$$a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^2 < \frac{\frac{\pi}{2} (P_0 - \sigma_{\perp}) \sqrt{L_0} - M_c}{M_0}. \quad (12)$$

Из (12) видно, что для выполнения критерия внезапного разрушения необходимо (но недостаточно) выполнить критерий Гриффитса  $\frac{\pi}{2} (P_0 - \sigma_{\perp}) P_1 \sqrt{L_0} > M_c$ . Кроме этого, условиями внезапного разрушения согласно (12) являются достаточно малая трещиностойкость  $M_c$  (т.е. малая удельная поверхностная энергия), достаточно большие зияния трещин и высокое исходное пластовое давление (в особенности обращаем внимание на роль исходного зияния трещин).

На рис. 2 приведены результаты численного решения уравнения (12) для представительных значений входящих в него параметров. Видно, что в ряде случаев, хотя и сравнительно редко встречающихся на практике, трещины могут внезапно вырасти в несколько раз, т.е. происходит их «стреляние».

При использовании критерия (12) следует иметь в виду, что давление метана в обрабатываемом угольном пласте ( оно входит в критерий через параметр  $P_0$ ) зависит от координат и времени, поскольку газ выходит через обнаженную поверхность в выработанное пространство.

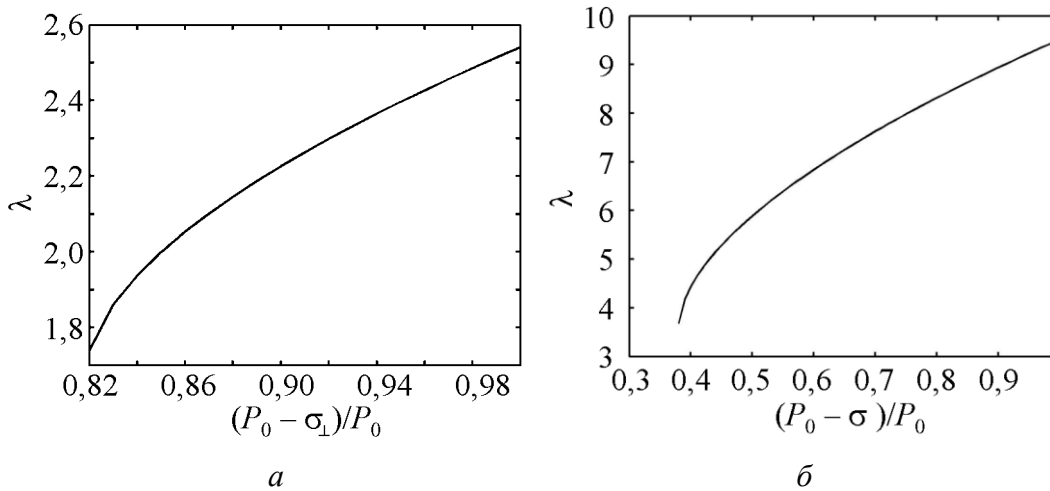


Рис. 2. Численные решения уравнения (12) при:  $a - \frac{4}{\pi^2} \frac{M_c^2}{P_0 B \Lambda_0} = 0.01, \frac{M_c}{M_0} = 0.9$ ;  $b -$

$$\frac{4}{\pi^2} \frac{M_c^2}{P_0 B \Lambda_0} = 0.1, \frac{M_c}{M_0} = 0.9$$

Параметр  $\sigma_{\perp}$  определяется расстоянием от обнаженной поверхности до плоскости залегания трещины. При проведении выемочных работ это расстояние зависит от времени, поэтому выполнение или невыполнение критерия (12) определяется скоростью подвигания забоя.

Переходим к вопросу о дальнейшей динамике трещин после их первичного разбухания или «выстреливания». В обоих этих случаях стартует процесс натекания газа из окружающего объема в полость трещины – фильтрационный этап развития трещины. В первом из этих случаев на начальном (ударном) этапе длина трещины остается неизменной, во втором – увеличивается.

Начнем с подробного рассмотрения вопроса о натекании газа из фильтрационного объема в трещину. Строго говоря, для решения этого вопроса необходимо записать и решить уравнение фильтрации (диффузии) газа с должными граничными условиями на поверхности трещины. Однако, если длина трещины велика по сравнению с известными диффузионными длинами, то можно считать плотность потока газа одинаковой вдоль поверхности трещины. Поэтому скорость натекания, т.е. скорость изменения количества молекул метана внутри трещины, определяется известной формулой

$$\frac{dN(t)}{dt} = \gamma 2LD_f (\nabla \rho)_s = \gamma \frac{2LD_s}{T} (\nabla P)_s, \quad (13)$$

где  $(\nabla \rho)_s$  – градиент плотности газа на поверхности трещины,  $D_f$  – коэффициент массопереноса (фильтрации или диффузии),  $\rho$  – плотность газа,  $T$  – абсолютная температура в энергетических единицах.

Из теории уравнений в частных производных параболического типа [7] известно «импедансное» отношение между плотностью газа и ее производной по нормали на границе:

$$(\nabla\rho)_s = \frac{1}{\sqrt{\pi D_f}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{\rho_e - \rho(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau, \quad (14)$$

где  $\rho_e$  – плотность газа вдали от трещины;  $\rho(\tau)$  – плотность на границе раздела, в силу граничного условия она равна искомой плотности газа в полости трещины.

Имеем:

$$\frac{dN(t)}{dt} = \frac{2\gamma L(t)\sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi T}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{P_e - P(\tau)}{\sqrt{t-\delta}} dt. \quad (15)$$

Добавим сюда уравнение состояния идеального газа

$$P(t)V(t) = N(t)T \quad (16)$$

и зависимость объема трещины от давления газа в ней

$$V(t) = V_0 + \frac{P(t) - \sigma_{\perp}}{B} L^2(t). \quad (17)$$

Система (15)–(17) состоит из трех уравнений с четырьмя неизвестными. Если речь идет о первом подслучае, когда трещина разбухает, но не «выстреливает», длину трещины считаем постоянной, равной исходной длине, т.е. и тогда выписанных уравнений достаточно для нахождения зависимости  $P(t)$  (и  $V(t)$ ). Если трещина «выстреливает», то к этим трем уравнениям следует добавить предельное уравнение Гриффитса

$$\frac{\pi}{2} [P(t) - \sigma_{\perp}] \sqrt{L(t)} = M_c. \quad (18)$$

Рассмотрим сначала более простой случай, когда  $L(t) = L_0$ . При этом из (15) имеем

$$N(t) = N_0 + \frac{2\gamma L_0 \sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi T}} \int_j^t \frac{P_e - P(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} dt. \quad (19)$$

Выражая  $N(t)$  и  $N_0$  из уравнения состояния, получаем

$$P(t)V(t) = P_0 V_0 + \frac{2\gamma L_0 \sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi}} \int_j^t \frac{P_e - P(\sigma)}{\sqrt{t-\tau}} dt. \quad (20)$$

Подставляя  $V(t)$  из (17) в (20) при  $L(t) = L_0$ , приходим к уравнению для определения временной зависимости  $P(t)$ :

$$P(t) \left[ V_0 + \frac{P(t) - \sigma_{\perp}}{B} L_0^2 \right] = P_0 V_0 + \frac{2\gamma L_0 \sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi}} \int_j^t \frac{P_e - P(\sigma)}{\sqrt{t-\tau}} dt. \quad (21)$$

Интегральные уравнения типа (21) подробно изучены в математической литературе. Предварительно уравнение (21) следует обезразмерить и запи-

сать в несколько иной форме. Все параметры размерности давления будем измерять в единицах  $P_0$ , например  $\frac{P(t)}{P_0} \equiv p(t)$ ,  $\frac{\sigma_{\perp}}{P_0} \equiv s_{\perp}$ .

После такого обезразмеривания уравнение (21) преобразуется к виду

$$p(t) + \left[ p^2(t) - p(t)s_{\perp} \right] a = 1 + \frac{2\gamma\sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi z_0}} \int_j^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t - \tau}} dt. \quad (22)$$

Напомним теперь, что давление  $p_1$  в трещине непосредственно после первичного разбухания подчиняется уравнению (9), т.е.

$$p_1 + \left[ p_1^2 - p_1 s_{\perp} \right] a = 1. \quad (23)$$

С учетом этого обстоятельства, а также обезразмеривания по времени на

$$t_*^{(1)} \equiv \frac{\pi z_0^2}{4\gamma^2 D_f}, \quad (24)$$

окончательно выписываем (22) в форме

$$p(t) - p_1 + a \left[ p^2(t) - p_1^2 - (p(t) - p_1)s_{\perp} \right] = \int_j^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t - \tau}} dt. \quad (25)$$

Здесь время безразмерно.

В несколько иной форме (25) трансформируется к виду

$$(p(t) - p_1) + \left[ 1 + a(p(t) + p_1 - s_{\perp}) \right] = \int_0^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t - \tau}} dt, \quad (26)$$

В начальный момент  $p(0) = p_1$ . На малых временах в правой части (26) можно положить  $p(\tau) = p_1$ . Тогда интеграл вычисляется и получаем следующую асимптотику:

$$p(t) - p_1 \approx \frac{2(p_e - p_1)\sqrt{t}}{1 + a(2p_1 - s_{\perp})}, \quad (27)$$

т.е. рост давления происходит быстро, по корневому закону.

На больших временах скорость роста давления определяется тем, является ли пластовое давление  $p_e$  постоянной величиной или зависит от времени. Если считать, что  $p_e = \text{const}$ , то на больших временах давление выходит на эту константу, скорость выхода устанавливается из асимптотического анализа, так что

$$p_e - p(t) \approx \frac{(p_e - p_1) \left[ 1 + a(p_e + p_1 - s_{\perp}) \right]}{\pi\sqrt{t}}, \quad (28)$$

т.е. приближение к  $p_e$  происходит снизу по закону обратного корня.



Грубая оценка времени  $t_e$  набора давления базируется на формулах (27) и (28), в которых полагается  $p_e \sim p_1 \sim 1, s_{\perp} \ll 1$ .

Обе эти формулы дают одинаковую оценку:

$$t_a \sim (1 + a)^2$$

или (в размерных единицах)

$$t_a \sim t_*(1 + a)^2. \quad (29)$$

Если  $a \ll 1$ , то  $t_a \sim t_*$ ; если же  $a \gg 1$ , то  $t_a \sim t_* a^2$ .

$$\begin{aligned} & \text{Иными словами, если } a \ll 1, \text{ то } t_a \sim \frac{\pi z_0^2}{4\gamma^2 D_f}, \text{ если же } a \gg 1, \text{ то } t_a \sim \\ & \sim \frac{\pi L_0^2}{4\gamma^2 D_f} \cdot \frac{P_0}{B^2}. \end{aligned}$$

Но чаще всего давление в трещине не выходит на уровень  $p_e$ , поскольку в какой-то момент давление достигает гриффитовского уровня  $P_g$ , когда  $\frac{\pi}{2}(P_g - \sigma_{\perp})\sqrt{L_0} = M_c$ . В этот момент начинается распространение трещины в длину, и давление в ней падает. Это явление описывается таким же образом, как и динамика трещины после ее «выстреливания». Численное решение уравнения (25) представлено на рис. 3.

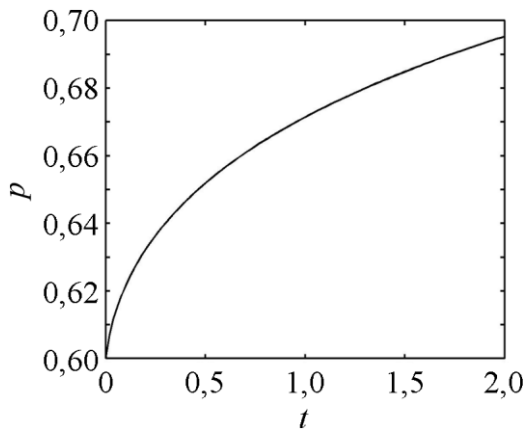


Рис. 3. Численное решение уравнения (25) при  $a = 10, s_{\perp} = 0,5$

Перейдем к рассмотрению случая «стреляния» трещин. Для упрощения выкладок положим  $\sigma_{\perp} = 0$  и произведем ряд преобразований, исходя из (15). Имеем:

$$\frac{1}{L(t)} \frac{dN(t)}{dt} = \frac{2\gamma\sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi T}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{P_e - P(\tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau.$$

Далее, используя соотношения (16)–(18), получаем

$$\frac{\pi^2 P^2(t)}{4M_c^2 T} \frac{d}{dt} \left[ P(t)V_0 + \frac{P^2(t)}{B} \frac{16M_c^4}{\pi^4 P^4(t)} \right] = \frac{2\gamma\sqrt{D_f}}{\sqrt{\pi T}} \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{P_e - P(\tau)}{\sqrt{t - \tau}} d\tau. \quad (30)$$

Будем измерять давление в единицах  $P_0$ , а время обезразмерим на

$$t_*^{(2)} = \frac{\pi z_0^2}{4\gamma^2 D_f} \left( \frac{M_0}{M_c} \right)^4.$$

Кроме того, нормированное давление будем обозначать малой буквой  $p$ , а безразмерное время, как и размерное, – буквой  $t$ . Равенство (30) перепишем следующим образом:

$$p^2(t) \frac{d}{dt} \left[ p(t) + a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4 \frac{1}{p^2(t)} \right] = \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (31)$$

или

$$\frac{1}{3} \frac{d}{dt} p^3(t) - 2a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4 \frac{1}{p(t)} \frac{dp(t)}{dt} = \frac{d}{dt} \int_0^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (32)$$

Если теперь учесть, что за начальный мы принимаем момент, когда давление в трещине равно  $p_2$ , то из (32) получим

$$\frac{1}{3} (p^3(t) - p_2^3) - 2a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4 \ln \frac{p(t)}{p_2} = \int_0^t \frac{p_e - p(\tau)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (33)$$

Это и есть уравнение, определяющее временную зависимость давления в трещине в рассматриваемом случае. Длину трещины и ее развитие во времени находим через  $p(t)$  из уравнения (18).

В случае  $p_e = \text{const}$  асимптотический анализ уравнения (33) позволяет сделать определенные важные заключения. На малых временах в правой части (33) можно положить  $p(\tau) = p_2$ . Тогда для добавки  $\Delta p(t) \equiv p(t) - p_2$  получим соотношение

$$\left[ p_2^2 - \frac{1}{p_2} \cdot 2a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4 \right] \Delta p(t) = 2(p_e - p_2) \sqrt{t}. \quad (34)$$

В процессе развития трещины ее длина может только возрастать, поэтому давление может лишь убывать, т.е., в частности, должно быть  $\Delta p(t) < 0$ . Поскольку в правой части (34) положительная величина (давление в фильтрационном объеме больше давления в трещине), то для убывания давления необходимо выполнение условия

$$p_2^3 - 2a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4 < 0. \quad (35)$$

Детальный анализ системы (16)–(18) показывает, что неравенство (35) может быть переписано в виде

$$p_2^2 < 3a \left( \frac{M_c}{M_0} \right)^4. \quad (36)$$

Этот же анализ показывает, что до тех пор, пока  $3a\left(\frac{M_c}{M_0}\right)^4 < \frac{4}{9}$ , неравенство (36) выполняется, т.е. давление газа в трещине убывает, несмотря на приток газа из фильтрационного объема. Убывание происходит из-за роста объема трещины при увеличении ее длины. Если же

$$3a\left(\frac{M_c}{M_0}\right)^4 > \frac{4}{9}, \quad (37)$$

то система (16)–(18) не имеет решения. Это означает, что при выполнении (37) распределение трещины происходит мгновенно и фильтрационный этап ее развития отсутствует.

При наличии фильтрационного этапа на больших временах можно в правой части (33) положить  $p(\tau) = 0$ . Тогда правая часть будет стремиться к бесконечности при  $t \rightarrow \infty$ . Значит, в левой части можно оставить только логарифмическое слагаемое, поскольку оно также стремится к бесконечности. Как следствие, получаем закон изменения давления в трещине на больших временах:

$$p(t) \approx p_2 \exp\left[-\frac{p_e \sqrt{t}}{a\left(\frac{M_c}{M_0}\right)^4}\right], \quad (38)$$

т.е. давление экспоненциально быстро убывает, соответственно длина трещины экспоненциально нарастает по закону

$$L(t) \approx L_2 \exp\left[\frac{2p_e \sqrt{t}}{a\left(\frac{M_c}{M_0}\right)^4}\right]. \quad (39)$$

Численная зависимость давления от времени в трещине в случае «стреляния» и изменение ее длины представлены на рис. 4 и 5. Оценка времени роста трещины (фактически – времени разрушения материала) следует из приравнивания единице показателя экспоненты в формуле (38), т.е. в безразмерных единицах:

$$t \sim a^2 \left(\frac{M_c}{M_0}\right)^8 \cdot \frac{1}{p_e^2}. \quad (40)$$

Если учесть, что при грубой оценке можно положить  $p_e = 1$ , то в размерных единицах получим

$$t_f \sim \frac{4M_c^4}{\pi^3 \gamma^2 D_f B^2 P_0^2}. \quad (41)$$

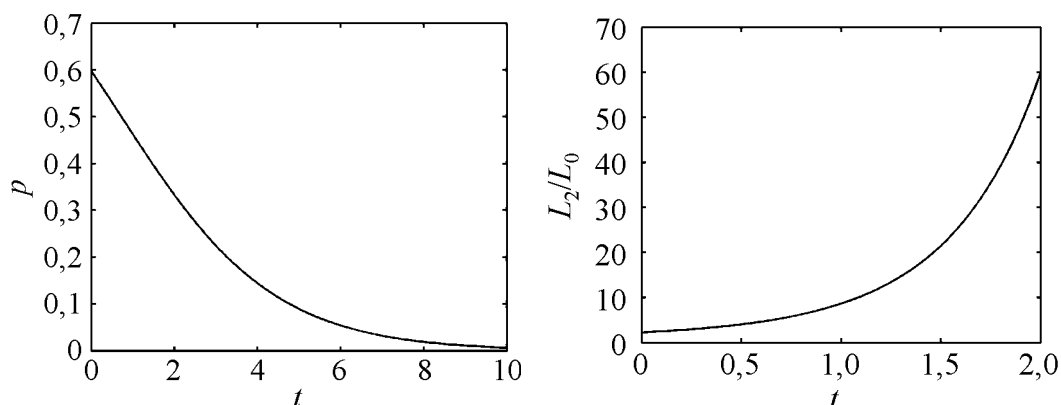


Рис. 4. Численное решение уравнения (33) при  $a = 10$ ,  $s_{\perp} = 0,5$ ,  $\frac{M_c}{M_0} = 0,9$

Рис. 5. Изменение длины трещины на ударном этапе

Из (41) видно, что время «фильтрационного разрушения» угля очень существенно сокращается с уменьшением поверхностной энергии, с ростом пластового давления и пористости.

Итак, доказано, что развитие трещин, плоскость залегания которых параллельна обнаженной поверхности забоя, осуществляется после разгрузки пласта в два этапа. На первом их них, который можно назвать «ударным», происходит внезапный рост зияния трещин, а в ряде случаев – и длины. После этого начинается процесс фильтрации газа в полость трещины. Заполнение газом полости трещины сопровождается либо ростом давления газа и разбуханием трещины, либо ростом трещины в длину, уменьшением давления газа с последующим разрушением материала. Выписаны соответствующие критерии (роста либо падения давления газа в полость трещины) и оценены времена фильтрации.

1. *Алексеев А.Д.* Равновесное распределение газов в угольных пластах / А.Д. Алексеев, Э.П. Фельдман // Письма в Журнал техн. физики. – 2008. – Т. 34, № 14. – С. 48–53.
2. *Алексеев А.Д.* Термодинамика газоугольного массива и неоднородное распределение газов в угольном пласте / А.Д. Алексеев, Э.П. Фельдман, Н.А. Калугина // Журнал техн. физики. – 2010. – Т. 80, № 12. – С. 57–61.
3. *Шевелев Г.А.* Динамика выбросов угля, породы и газа / Г.А. Шевелев; Отв. ред. Н.С. Поляков; АН УССР. Ин-т геотехнической механики. – К: Наук. думка, 1989. – 160 с.
4. *Ландау Л.Д.* Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М: Физматлит, 2003. – 264 с.
5. *Баренблатт Г.И.* Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении / Г.И. Баренблатт // Прикл. механика и техн. физика. – 1961. – №4. – С. 3–53.

6. *Фельдман Э.П.* Докритический рост трещин в газосодержащих материалах / Э.П. Фельдман, В.М. Юрченко, В.А. Стрельцов, Е.В. Володарская // ФТТ. – 1992. – Т. 34, № 2. – С. 618–627.
7. *Араманович И.Г.* Уравнения математической физики (2-е изд.) / И.Г. Араманович, В.И. Левин. – М.: Наука, 1969. – 288 с.

*Е.П. Фельдман, Т.А. Василенко, Н.О. Калугіна*

#### УДАРНИЙ І ФІЛЬТРАЦІЙНИЙ ЕТАПИ РОЗВИТКУ МАГІСТРАЛЬНИХ ТРІЩИН ПОБЛИЗУ ОГОЛЕНОЇ ПОВЕРХНІ ГАЗОНАСИЧЕНОГО ВУГІЛЬНОГО ПЛАСТА

Розглянуто ударний і фільтраційний етапи розвитку магістральних тріщин у газонасиченому вугільному пласті. Встановлено закономірності їхнього розвитку на кожному з етапів.

**Ключові слова:** магістральна тріщина, газ, вугільний пласт, фільтрація

*E.P. Feldman, T.A. Vasilenko, N.A. Kalugina*

#### IMPACT AND FILTRATIONAL STAGES OF EVOLUTION OF MAIN CRACKS NEAR EXPOSED SURFACE OF GAS-SATURATED COAL SEAM

The impact and filtrational stages of main crack evolution in gas-saturated coal seam are considered. Consistent patterns of their development on each of stages are determined.

**Keywords:** main crack, gas, coal layer, filtration