

УДК 532.546

ВОЗДЕЙСТВИЕ АКУСТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ НА НАСЫЩЕННУЮ ЖИДКОСТЬЮ ПОРИСТУЮ СРЕДУ

Хусайнов И.Г.

Стерлитамакский филиал ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет», Республика Башкортостан, (453103, г. Стерлитамак, Проспект Ленина, 49), e-mail: ivt30@mail.ru.

В работе рассматривается пористая среда, насыщенная жидкостью. На границе среды действует источник гармонических волн давления. Под воздействием гармонических волн давления жидкость совершает колебательное движение относительно твердого скелета. За счет сил трения между жидкостью и скелетом энергия волны переходит в тепло и происходит нагрев пористой среды и жидкости. В описании исследуемого процесса используются: закон сохранения массы жидкости, уравнения движения и состояния жидкости. Решение системы уравнений волновой задачи ищется в виде бегущих волн. Мощность диссипируемой энергии акустического поля в единице объема пористой среды равна мощности объемной силы трения. Температурное поле в пористой среде описывается с помощью уравнения теплопроводности. Построены графики зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания от круговой частоты. Построены графики зависимости температуры от координаты в пористой среде после воздействия акустическим полем при разных значениях частоты и параметров пористой среды.

Ключевые слова: релаксация давления, проницаемость, пористость, пористая среда.

INFLUENCE BY THE ACOUSTIC FIELD ON THE POROUS ENVIRONMENT SATURATED BY THE LIQUID

Khusainov I.G.

Sterlitamak branch "Bashkir state university", Republic of Bashkortostan, (453103, Sterlitamak, Lenin Avenue, 49), e-mail: ivt30@mail.ru

In paper the porous environment saturated by a liquid is considered. On border of environment the source of harmonious waves of pressure operates. Under influence of harmonious waves of pressure the liquid makes oscillatory movement concerning a firm skeleton. Due to forces of friction between a liquid and a skeleton energy of a wave passes in heat and there is a heating the porous environment and a liquid. In the description of investigated process are used: the law of preservation of weight of a liquid, the equation of movement and a status of a liquid. The decision of system of the equations of a wave problem is searched in the form of running waves. Capacity of allocated energy of an acoustic field in unit of volume of the porous environment is equal to capacity of volumetric force of friction. The temperature field in the porous environment is described by means of the equation of heat conductivity. Schedules of dependence of phase speed and factor of attenuation from circular frequency are constructed. Schedules of dependence of temperature from coordinate in the porous environment after influence by an acoustic field are constructed at different values of frequency and parameters of the porous environment.

Keywords: a relaxation of pressure, permeability, porosity, the porous environment.

С целью интенсификации нефтеизвлечения из продуктивных пластов применяются различные физические, химические и гидродинамические методы. В последние годы отечественные и зарубежные исследователи уделяют значительное внимание акустическим методам повышения нефтеотдачи как наиболее перспективным по своим техническим возможностям, экономичным и экологически чистым. Развитие теории акустического воздействия на пористую среду позволит более эффективно использовать этот метод на практике [1-3, 5, 9, 10, 13, 14].

В данной работе считается, что основным механизмом, переводящим энергию волнового поля в пористой среде в тепло, является сила вязкого трения между насыщающей жидкостью и скелетом в пористой среде. Построена функция объемного источника тепла для процесса нагрева пористой среды с помощью акустического поля. Выполнен анализ зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания волны от круговой частоты. Исследовано температурное поле в пористой среде при разных значениях частоты акустического поля.

1. Основные уравнения. Рассматривается пористая среда, насыщенная жидкостью, на границе $x=0$ которой действует источник гармонических волн давления. Под действием источника волн давления жидкость будет совершать колебательные движения относительно скелета пористой среды. Чтобы описать исследуемый процесс примем следующие допущения: пористый скелет несжимаемый; температуры жидкости и скелета пористой среды в каждой точке совпадают.

С учетом принятых допущений запишем уравнения, описывающие исследуемый процесс. Закон сохранения массы жидкости при отсутствии источников массы запишем в форме [8, 16]

$$m \frac{\partial \rho_l}{\partial t} + \rho_{l0} \frac{\partial u}{\partial x} = 0. \quad (1)$$

Здесь m – пористость; ρ_l – возмущение плотности жидкости; ρ_{l0} – плотность жидкости, соответствующая невозмущенному состоянию; u – скорость фильтрации жидкости.

В случае нестационарной фильтрации жидкости в уравнении движения необходимо учесть действие объемной силы трения [15]

$$\rho_{l0} \frac{\partial u}{\partial t} = -m \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{m\mu}{k} u, \quad x > 0, \quad (2)$$

где p – возмущение давления в жидкости; k – коэффициент проницаемости пористой среды; μ – динамическая вязкость жидкости.

Уравнение состояния жидкости в пористой среде примем в виде [4, 6, 7, 11, 12]

$$p = C_l^2 \rho_l. \quad (3)$$

Наличие источника гармонических волн давления на границе $x=0$ может быть записано в виде следующего граничного условия:

$$p = A_p \cos \omega t, \quad x=0, \quad t > 0, \quad (4)$$

где A_p и ω – амплитуда и круговая частота волны.

Для правой границы рассмотрим случай, когда пористая среда имеет конечную ширину ($0 < x < l$) и граница при $x = l$ высокопроницаемая, т.е. призабойная зона шириной равной l засорена (область $0 < x < l$), а за этой зоной ($x \geq l$) начинается не засоренная область с проницаемостью во много раз превышающей ее значение в призабойной зоне. Граничное условие записывается в виде

$$p = 0, \quad x = l. \quad (5)$$

Из системы (1)-(3) после некоторых преобразований получаем уравнение, где неизвестной величиной является только давление. Решение полученного уравнения ищем в виде

$$p(x, t) = C_1 \exp[-i(\omega t - Kx)] + C_2 \exp[-i(\omega t + Kx)]. \quad (6)$$

Здесь K – комплексное волновое число, C_1 и C_2 – неизвестные константы; $i = \sqrt{-1}$ – мнимая единица. В выражении (6) первый член описывает распространение волны от источника по направлению координаты x , а второй – в обратном направлении. С учетом граничных условий (4) и (5) получим

$$p(x, t) = \frac{A_p \exp(-i\omega t)}{1 - \exp(2iKl)} \{ \exp(iKx) - \exp(iK(2l - x)) \}, \quad 0 < x < l. \quad (7)$$

Комплексное волновое число K определяется по формуле

$$K = \frac{\omega}{C_i} \sqrt{1 + \frac{i}{\omega t_\mu}}, \quad K = \tilde{k} + i\delta, \quad \tilde{k} = \frac{\omega}{C_i \sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + (t_\mu \omega)^{-2}} + 1}, \quad \delta = \frac{\omega}{C_i \sqrt{2}} \sqrt{\sqrt{1 + (t_\mu \omega)^{-2}} - 1}. \quad (8)$$

На рис. 2 приведены зависимости фазовой скорости C_p и коэффициента затухания δ от круговой частоты ω для следующих значений параметров системы $\rho_{l0} = 1000 \text{ кг/м}^3$, $\mu = 0.001 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $C_l = 1500 \text{ м/с}$. Линиям 1 соответствуют значения параметров $m = 0.1$, $k = 10^{-12} \text{ м}^2$; 2 – $m = 0.2$, $k = 10^{-12} \text{ м}^2$; 3 – $m = 0.1$, $k = 10^{-13} \text{ м}^2$; 4 – $m = 0.2$, $k = 10^{-13} \text{ м}^2$. Видно, что при малых частотах волна распространяется с малой скоростью и большим затуханием. С увеличением значения коэффициента проницаемости фазовая скорость увеличивается, а с увеличением коэффициента пористости фазовая скорость уменьшается. При увеличении значения коэффициента проницаемости на порядок величина коэффициента затухания уменьшается примерно в пять раз, а при увеличении значения коэффициента пористости в два раза величина коэффициента затухания увеличивается примерно в два раза.

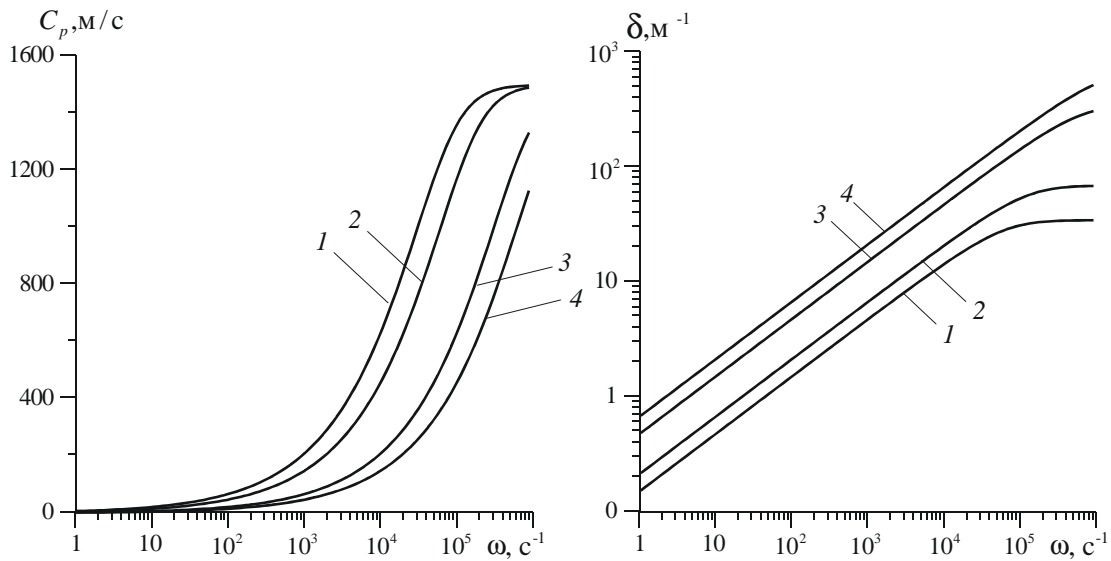


Рис. 1. Зависимости фазовой скорости и коэффициента затухания от круговой частоты.

Аналогично формуле (7) для вычисления скорости фильтрации жидкости получаем следующее выражение

$$u(x,t) = \frac{A_p m \omega \exp(-i\omega t)}{\rho_{10} C_i^2 K [1 - \exp(2iKl)]} \left\{ \exp(iKx) + \exp(iK(2l-x)) \right\}. \quad (9)$$

Под воздействием гармонических волн давления насыщающая пористую среду жидкость совершает колебательное движение относительно твердого скелета. За счет сил трения между жидкостью и скелетом энергия волны переходит в тепло. Объемная сила трения при относительном движении фаз (жидкости относительно скелета) равна [16]

$$F_{mp} = m \frac{\mu}{k} \operatorname{Re}(u). \quad (10)$$

Здесь $\operatorname{Re}(u)$ означает действительную часть от комплексной величины u .

Мощность диссипируемой энергии акустического поля в единице объема пористой среды равна мощности объемной силы трения

$$q = F_{mp} \cdot \operatorname{Re}(w) = \frac{\mu}{k} (\operatorname{Re}(u))^2, \quad (11)$$

где w – истинная скорость движения жидкости ($u = mw$).

Поскольку в реальных процессах, представляющих практический интерес, характерное время воздействия полем значительно больше, чем период колебаний акустических волн ($t \gg \tau = 2\pi/\omega$), то наиболее важным параметром является средний приток тепла в единицу объема за единицу времени

$$Q(x) = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} q dt. \quad (12)$$

2. Температурная задача. Уравнение притока тепла в пористую среду, насыщенную жидкостью, с учетом объемного источника тепла, связанного с вязкостным затуханием акустического поля, запишем в виде

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \tilde{Q}, \quad (13)$$

$$\rho c = (1-m)\rho_s c_s + m\rho_l c_l, \quad \lambda = \lambda_s(1-m) + \lambda_l m, \quad \tilde{Q}(x) = Q(x), \quad 0 \leq x \leq l.$$

Здесь ρ_s , c_s и λ_s – плотность, теплоемкость и теплопроводность материала скелета пористой среды; c_l и λ_l – теплоемкость и теплопроводность жидкости.

Начальное условие для температуры примем в виде

$$T = T_0, \quad x \geq 0, \quad t = 0. \quad (14)$$

Будем полагать, что граница $x = 0$ теплоизолирована

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad x = 0. \quad (15)$$

На границе $x = l$ происходит теплообмен с окружающей средой. Температура и поток тепла на границе $x = l$ непрерывны:

$$[T] = 0, \quad \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] = 0, \quad x = l. \quad (16)$$

Здесь $[\varphi]$ означает скачок параметра φ .

На основе уравнения теплопроводности (13) с начальными и граничными условиями (14) – (16) проведены расчеты с целью анализа особенностей нагрева пористой среды, насыщенной водой, в зависимости от параметров пористой среды и характеристик акустического поля. Уравнение (13) решалось численно с помощью метода прогонки. На рис. 2 представлено температурное поле в пористой среде после двухчасового воздействия на нее акустическим полем. Линии 1 соответствуют параметры – $\omega = 200 \text{ с}^{-1}$, $A_p = 0.8 \text{ МПа}$; линии 2 – $\omega = 400 \text{ с}^{-1}$, $A_p = 0.77 \text{ МПа}$; линии 3 – $\omega = 600 \text{ с}^{-1}$, $A_p = 0.73 \text{ МПа}$. Мощность акустического поля во всех трех случаях одинакова и равна $N = 1.3 \text{ кВт/м}^2$. Параметры пористой среды: $m = 0.2$, $k = 10^{-12} \text{ м}^2$. Видно, что увеличение круговой частоты акустического поля приводит только к локализации тепла в приграничной зоне.

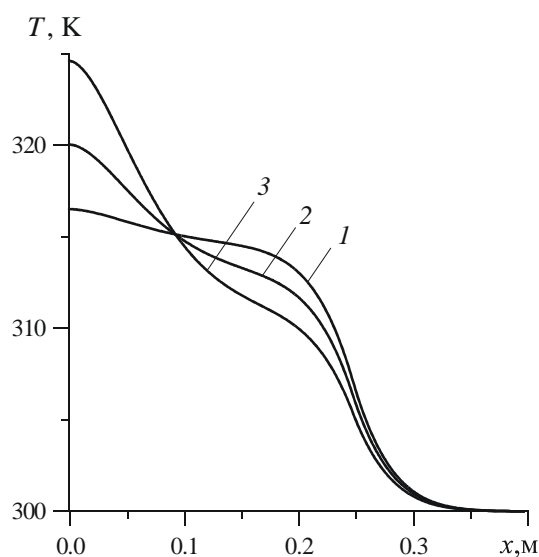


Рис. 2. Температурное поле в пористой среде при разных значениях частоты акустического поля.

На рис. 3. демонстрируется нагрев низкопроницаемой пористой среды воздействием акустического поля. Линии 1 соответствуют параметры – $\omega = 50 \text{ с}^{-1}$, $A_p = 1.56 \text{ МПа}$; линии 2 – $\omega = 150 \text{ с}^{-1}$, $A_p = 1.37 \text{ МПа}$.

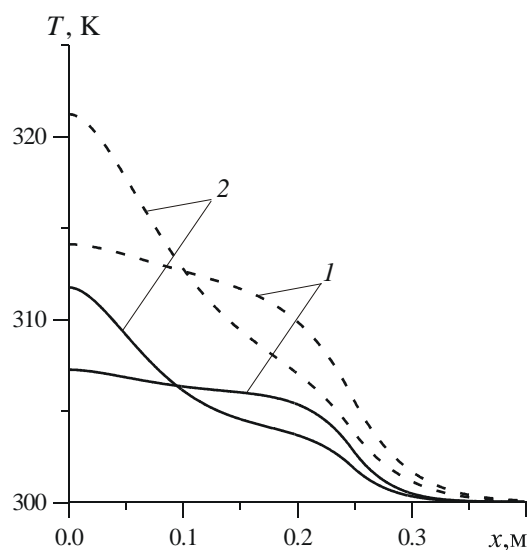


Рис. 3. Температурное поле в низкопроницаемой пористой среде.

Сплошные линии соответствуют двухчасовому воздействию акустическим полем на пористую среду, а штриховые – четырехчасовому воздействию. Мощность акустического поля во всех случаях одинакова и равна $N = 0.5 \text{ кВт/м}^2$. Параметры пористой среды: $m = 0.1$, $k = 10^{-13} \text{ м}^2$. Видно, что для более глубокого и равномерного прогревания низкопроницаемой пористой среды необходимо варьировать частотой.

Выводы. Разработанная математическая модель нагрева пористых сред с помощью акустического поля может быть использована для определения оптимальных параметров поля на практике, при которых получится наиболее эффективный нагрев пористой среды.

Работа выполнена при поддержке гранта СФ БашГУ № В14-19.

Список литературы

1. Ахатов И.Ш., Хасанов М.М., Хусаинов И.Г. Авто- и стохастические колебания в гидродинамике неньютоновских жидкостей // Прикладная математика и механика. – 1993. – Т. 57. - № 1. – С. 71.
2. Володин С.В., Дмитриев В.Л., Хусаинов И.Г. Распространение линейных волн во влажных насыщенных газом пористых средах // Теплофизика высоких температур. – 2009. – Т. 47. - № 5. – С. 734-740.
3. Хафизов Р.М., Хусаинов И.Г., Шагапов В.Ш. Динамика восстановления давления в "вакуумированной" скважине // Прикладная математика и механика. – 2009. – Т. 73. - № 4. – С. 615-621.
4. Хусаинов И.Г. Акустическое зондирование перфорированных скважин короткими волнами // Прикладная механика и техническая физика. – 2013. – Т. 54. - № 1 (317). – С. 86-93.
5. Хусаинов И.Г. Исследование влияния структурных изменений на реологическое поведение неньютоновских систем / Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / Башкирский государственный университет. – Уфа, 1992.
6. Хусаинов И.Г. Отражение акустических волн в цилиндрическом канале от перфорированного участка // Прикладная математика и механика. – 2013. – Т. 77. - № 3. – С. 441-451.
7. Хусаинов И.Г. Оценка качества перфорации скважины акустическим методом // Современные проблемы науки и образования. – 2014. - № 5.
8. Хусаинов И.Г. Тепловые процессы при акустическом воздействии на насыщенную жидкостью пористую среду // Вестник Башкирского университета. – 2013. – Т. 18. - № 2. – С. 350-353.
9. Хусаинов И.Г., Дмитриев В.Л. Исследование эволюции волнового импульса при прохождении через пористую преграду // Прикладная механика и техническая физика. – 2011. – Т. 52. - № 5 (309). – С. 136-145.

10. Хусаинов И.Г., Хусаинова Г.Я. Исследование параметров пласта методом опрессовки // Современные проблемы науки и образования. – 2014. - № 3. – С. 706.
11. Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Ишмухаметова А.А. К теории акустического зондирования перфорированной скважины // Известия высших учебных заведений. Нефть и газ. – 2007. - № 6. – С. 42-48.
12. Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Ишмухаметова А.А. О возможности определения качества перфорации скважины локальным акустическим зондированием // Прикладная механика и техническая физика. – 2009. – Т. 50. - № 1 (293). – С. 44-48.
13. Шагапов В.Ш., Хусаинов И.Г., Хафизов Р.М. Релаксация давления в полости, окруженной пористой и проницаемой породой, при ее опрессовке введением газа // Прикладная механика и техническая физика. – 2006. – Т. 47. - № 1 (275). – С. 109-118.
14. Шагапов В.Ш., Хусаинова Г.Я., Хусаинов И.Г., Хафизов Р.М. Релаксация давления в полости, окруженной пористой и проницаемой горной породой // Физика горения и взрыва. – 2002. – Т. 38. - № 3. – С. 106-112.
15. Akhatov I.S., Khasanov M.M., Khusainov I.G. Stability analysis for the movement of strings in thixotropic liquid // Инженерно-физический журнал. – 1994. – Т. 66. - № 4. – С. 405-411.
16. Shagapov V.S., Khusainov I.G., Yumaguzina A.G. Heating of a liquid-saturated porous medium by an acoustic field // Инженерно-физический журнал. – 2003. – Т. 76. - № 1. – С. 11-16.

Рецензенты:

Мустафина С.А., д.ф.-м.н., профессор кафедры математического моделирования, Стерлитамакский филиал ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет», г.Стерлитамак.

Михайлов П.Н., д.ф.-м.н., профессор кафедры алгебры, геометрии и методики обучения математике, Стерлитамакский филиал ФГБОУ ВПО «Башкирский государственный университет», г. Стерлитамак.