АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ, 2013, том 59, № 3, с. 301–306

КЛАССИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ЛИНЕЙНОЙ АКУСТИКИ И ТЕОРИИ ВОЛН

УДК 622.276.6

ТРЕБОВАНИЯ К СКВАЖИННЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЯМ НА ОСНОВЕ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ОЦЕНКИ ИЗЛУЧАЕМЫХ ИМИ АКУСТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

© 2013 г. Г. А. Максимов

ФГУП Акустический институт им. Н.Н. Андреева
117036 Москва, ул. Шверника 4
E-mail: gamaximov@gmail.com

Поступило в редакцию 20.12.2012 г.

Акустическое воздействие на продуктивный пласт является одним из методов интенсификации добычи углеводородов. Физические механизмы акустического воздействия можно разделить на две основные группы: силовые и энергетические. Эффект от того или иного механизма связан со структурой и характеристиками акустических полей, создаваемых источниками излучения в скважине. Поэтому силовые и энергетические характеристики акустических полей в окрестности скважины имеют первостепенное значение. Именно эти характеристики позволяют оценить перспективность применения акустического воздействия в тех или иных условиях. В статье приводятся аналитические оценки силовых и энергетических характеристик акустических полей в окрестности скважины и на этой основе формулируются требования к скважинным излучателям нового поколения, применение которых помогло бы более эффективному освоению месторождений высоковязких нефтей и остаточных газоконденсатов.

Ключевые слова: акустическое воздействие, излучение звука из скважины, ускорение, интенсивность, затухание.

DOI: 10.7868/S032079191303009X

ВВЕДЕНИЕ

Акустическое воздействие (АВ) на продуктивный пласт является одним из методов интенсификации добычи углеводородов. Вместе с тем, несмотря на длительную историю применения акустического воздействия [1, 2], этой технологии не удается занять подобающие ей позиции. Это обусловлено как конкуренцией с другими эффективными технологиями интенсификации, как, например, технологией гидроразрыва пласта, так и с отсутствием ясного понимания условий, при которых применение акустического воздействия является эффективным.

Действительно, если сравнивать эффективность гидроразрыва как метода интенсификации (даже с учетом опасности его негативных последствий), то она существенно превосходит эффективность акустического воздействия. Тем не менее, существуют ситуации, в которых акустическое воздействие может быть эффективным и имеет свои преимущества. Это, прежде всего, уже вполне освоенная область, связанная с декоматацией продуктивных скважин, а также добыча высоковязких нефтей и остаточных газоконденсатов, где применение технологии гидроразрыва малоэффективно. Однако применение акустического воздействия к указанным объектам затруднено из-за отсутствия ясного понимания физических механизмов, лежащих в его основе. Несмотря на многочисленные публикации, посвященные этой теме [1–6], ясности в этом вопросе все еще нет.

Успешность применения АВ зависит от множества факторов, среди которых можно выделить фильтрационно-емкостные свойства среды, вязкость пластового флюида, начальное и текущее значение пластового давления, историю изменение дебита скважины. Однако даже большое количество накопленной статистической информации, касающейся использования метода, и опыт специалистов не могут гарантировать положительный результат ультразвуковой обработки (по имеющейся информации успешность метода не превышает 60–70%), не говоря уже о получении количественной оценки эффекта от возможного использования АВ.

Физические механизмы акустического воздействия можно разделить на две основные группы, в первую из которых можно отнести механизмы, связанные с силовыми характеристиками акустического поля, такими как создаваемые им ускорения и интенсивности, действие которых активизирует тот или иной физический процесс [7–9]. Ко второй группе относятся энергетические механизмы, связанные с постепенным накоплением эффекта акустического воздействия, например таким как нагрев в акустической волне [10].

Ключевой проблемой здесь является даже не сам конкретный физический механизм, сколько оценка величины его влияния на дебит, что требует выстраивания и расчета всей цепочки физических явлений при акустическом воздействии.

В частности, в настоящее время разработана комплексная модель физических процессов, имеющих место при акустическом воздействии на пласт [11, 12]. Пластовый флюид предполагается состоящим из легкой и тяжелой углеводородных фракций, находящихся в термодинамическом равновесии. Внешние воздействия, такие как фильтрация или акустическое воздействие, могут смещать равновесие между фракциями так, что тяжелая фракция может осаждаться на стенках пор или растворяться. При этом процесс длительной кольматации обуславливается неоднородностью поля давления в окрестности скважины и, соответственно, изменением равновесной концентрации тяжелой примеси при фильтрации. Эффект акустического воздействия может в рамках рассматриваемой модели проявляться как через нагрев окружающей среды вследствие поглощения звука, что также приводит к изменению равновесной концентрации примеси, так и непосредственно через зависимости равновесной концентрации и времени релаксации от средней плотности акустической энергии ультразвуковых колебаний. В рамках данной модели удается воспроизвести характерные особенности фильтрации флюида из скважины до и после АВ, в том числе получить долговременный эффект повышения извлечения нефти из коллектора, характеризующегося постепенным снижением дебита. Эффект от того или иного механизма связан со структурой и характеристиками акустических полей, создаваемых источниками излучения в скважине. Поэтому силовые и энергетические характеристики акустических полей в окрестности скважины имеют первостепенное значение. Именно эти характеристики позволяют оценить перспективность применения акустического воздействия в тех или иных условиях.

В данной работе приводятся оценки силовых и энергетических характеристик акустических полей в окрестности скважины и на этой основе формулируются требования к скважинным излучателям нового поколения, применение которых помогло бы более эффективному освоению месторождений высоковязких нефтей и остаточных газоконденсатов.

При излучении из скважины акустические поля имеют довольно сложную структуру, содержащую объемные продольные и поперечные волны, а также собственные моды, распространяющиеся вдоль скважины [13–15]. Структура этих полей и соотношения между ее частями сложным образом зависят от многих факторов (геометрические характеристики излучателя и скважины, упругие и диссипативные свойства среды, длина излучаемой волны). Оценки же допустимых параметров акустических полей и понимание на этой основе роли различных механизмов акустического воздействия удобно проводить на упрощенных моделях, допускающих простое аналитическое описание. В этой связи излучение из сферически симметричной полости имеет существенно более простую аналитическую структуру и, в то же время, позволяет получить простые аналитические оценки основных силовых и энергетических характеристик излучаемого акустического поля, что в свою очередь позволяет сформулировать требования к скважинным источникам такого излучения.

Рассмотрим хорошо известную задачу об излучении звука из сферической полости, внутри которой давление меняется по известному закону (задача Шарпа (Sharp)) [16–18]. Ввиду симметрии задачи будут излучаться только продольные волны. Потенциал смещений продольных волн φ ($u_r = \partial\varphi/\partial r$) удовлетворяет уравнению Гельгольца

$$\Delta\varphi + k^2(\omega)\varphi = 0, \tag{1}$$

где комплексное волновое число $k(\omega) = \dfrac{\omega}{c_l} - i\alpha(\omega)$, зависящее от частоты ω, определяется как скоростью продольных волн c_l, так и коэффициентом затухания $\alpha(\omega)$. Решение уравнения (1) в виде уходящей волны имеет вид

$$\varphi = A\frac{e^{-ikr}}{r}. \tag{2}$$

Радиальная компонента напряжения σ_{rr} выражается через радиальное смещение u_r и коэффициенты Ламэ λ и μ следующим образом [19]

$$\sigma_{rr} = (\lambda + 2\mu)\frac{\partial u_r}{\partial r} + 2\lambda\frac{u_r}{r}, \tag{3а}$$

так что, с учетом решения (1), оно может быть записано в виде

$$\sigma_{rr} = A\frac{e^{-ikr}}{r^3}\left((\lambda + 2\mu)(ikr)^2 + 4\mu(1 + ikr)\right). \tag{3б}$$

С учетом граничного условия $\sigma_{rr} = -P_0$ при $r = R$ константа A дается выражением

$$A = -P_0 e^{ikR} R^3 \Big/ \left((\lambda + 2\mu)(ikR)^2 + 4\mu(1 + ikR)\right).$$

Таким образом, напряжение и смещение в среде описываются выражениями

$$\sigma_{rr} = -P_0\left(\frac{R}{r}\right)^3 e^{-ik(r-R)}\,\frac{(\lambda + 2\mu)(ikr)^2 + 4\mu(1 + ikr)}{(\lambda + 2\mu)(ikR)^2 + 4\mu(1 + ikR)}, \tag{4а}$$

$$u_r = R\left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-ik(r-R)}\,\frac{P_0(1 + ikr)}{(\lambda + 2\mu)(ikR)^2 + 4\mu(1 + ikR)}. \tag{5а}$$

На высоких частотах $kR \gg 1$ эти выражения имеют следующие асимптотики

$$\sigma_{rr} = -P_0\left(\frac{R}{r}\right)e^{-ik(r-R)}, \tag{4б}$$

$$u_r = \frac{1}{ik}\left(\frac{R}{r}\right)e^{-ik(r-R)}\frac{P_0}{(\lambda + 2\mu)}. \quad (5б)$$

Для низкочастотных источников $kR \ll 1$ в обычных твердых средах, для которых $\mu \sim \lambda$, эти выражения упрощаются

$$\sigma_{rr} = -P_0\left(\frac{R}{r}\right)^3 e^{-ik(r-R)}\left(1 + ikr + \frac{(\lambda + 2\mu)}{4\mu}(ikr)^2\right), \quad (4в)$$

$$u_r = R\frac{P_0}{4\mu}\left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-ik(r-R)}(1 + ikr). \quad (5в)$$

Отметим, что в случае излучения в жидкость $\mu = 0$ вместо (4в), (5в) будем иметь

$$\sigma_{rr} = -P_0\left(\frac{R}{r}\right)e^{-ik(r-R)}, \quad (4г)$$

$$u_r = R\frac{P_0}{\lambda}\left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{1}{(ikR)^2}e^{-ik(r-R)}(1 + ikr). \quad (5г)$$

Прямое сравнение (5г) и (5в) показывает, что амплитуды смещений и, соответственно, ускорений при излучении в упругую среду меньше, чем при излучении в жидкость в следующее число раз:

$$\frac{\lambda_f}{4\mu}(kR)^2 \ll 1. \quad (6)$$

АМПЛИТУДНЫЕ ОЦЕНКИ

Оценим вначале величину ускорений $|\ddot{u}_r| = \omega^2|u_r|$, создаваемых в среде гармоническим источником давления. На его поверхности при $r = R$ согласно (5в) имеем оценку ускорений

$$\ddot{u}_r(r = R) = \omega^2 R\frac{P_0(1 + ikR)}{(\lambda + 2\mu)(ikR)^2 + 4\mu(1 + ikR)}, \quad (7)$$

откуда имеем оценки для низких частот $kR \ll 1$

$$|\ddot{u}_r(r = R)| = \omega^2 R\frac{P_0}{4\mu} \quad (7а)$$

и для высоких частот $kR \gg 1$

$$|\ddot{u}_r(r = R)| = \omega c_l\frac{P_0}{\lambda + 2\mu}. \quad (7б)$$

Поскольку амплитуда изменения давления P_0 не должна превосходить кавитационный предел прочности жидкости, в качестве нижней оценки которого примем десятую часть гидростатического давления $\rho_f gh$,

$$P_0 \le 0.1\rho_f gh, \quad (8)$$

а также, используя соотношение $\mu = \rho_s c_s^2$, $\lambda + 2\mu = \rho_s c_l^2$ и $\omega = 2\pi f$, получим ограничение на амплитуду ускорения

$$|\ddot{u}_r(r = R)| < f^2 R\frac{\rho_f gh}{\rho_s c_s^2} = g\frac{\rho_f}{\rho_s}\frac{Rhf^2}{c_s^2} \quad (9а)$$
$$\text{при } f \ll c_l/(2\pi R),$$

$$|\ddot{u}_r(r = R)| < 0.6fc_l\frac{\rho_f gh}{\rho_s c_l^2} = 0.6g\frac{\rho_f}{\rho_s}\frac{hf}{c_l} \quad (9а)$$
$$\text{при } f \gg c_l/(2\pi R).$$

Так, для значений $\rho_f = 1$ г/см^3, $\rho_s = 2$ г/см^3 ($\rho_f/\rho_s = 0.5$), $c_l = 3.4$ км/с, $c_s = 2$ км/с ($c_l/c_s = 1.7$), $R = 10$ см, $h = 1$ км, для частот, меньших $f_* = c_l/(2\pi R) = 5$ кГц, например для $f = 1$ кГц, ускорение на стенке полости в соответствии с (9а) не должно превышать $10g$ при гидростатическом давлении 100 атм. и, соответственно, амплитуде акустического давления 10 атм. Для частот, больших $f_* = 5$ кГц, например для $f > 10$ кГц, ускорение на стенке полости в соответствии с (9б) не должно превышать $100g$.

При излучении низких частот $kR \ll 1$ вдали от источника $kr \gg 1$ для амплитуды ускорений имеем оценку

$$|\ddot{u}_r(kr \gg 1)| = \omega^2 R\left(\frac{\omega R}{c_l}\right)\frac{P_0}{4\mu}\left(\frac{R}{r}\right)e^{-\alpha(\omega)r}. \quad (10)$$

Выражение (10) является монотонно убывающей функцией расстояния r. Однако для фиксированного расстояния r ускорение (10), как функция частоты ω, имеет максимум. Поэтому для данного расстояния r можно выбрать частоту, при которой ускорения будут максимальными. Для определения этого максимума выберем часто используемую для описания затухания в геологических средах линейную аппроксимацию зависимости коэффициента затухания от частоты [20]

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{c_l}\frac{1}{Q}, \quad (11)$$

где через Q обозначена добротность, величина которой для нефтяных коллекторов имеет порядок 30. Тогда максимум ускорения (10) будет достигаться на частоте

$$\omega_{\max} = 3Qc_l/r, \quad (f_{\max} = 0.5Qc_l/r), \quad (12)$$

при этом само ускорение (10) оказывается равным

$$|\ddot{u}_r(r, \omega_{\max})| = \left(\frac{3Q}{e}\right)^3 \frac{c_l^2}{R}\frac{P_0}{4\mu}\left(\frac{R}{r}\right)^4. \quad (13а)$$

Отметим, что применимость низкочастотного приближения (10) ограничивается условием $kR \ll 1$, поэтому оценка максимальной частоты (12) справедлива лишь для достаточно больших расстояний $r > 3QR$, т.е. для указанных параметров при $r > 10$ м. Для меньших расстояний следует проводить оценки, основанные на точном выражении (5а). При $c_l = 3.4$ км/с и $Q = 30$ оценка максимальной частоты дает $f_{\max} = 5$ кГц для $r = 10$ м и $f_{\max} = 1$ кГц для $r = 50$ м.

Из (12) следует, что для того чтобы добиться максимальных ускорений на заданном расстоянии r при фиксированном акустическом давлении P_0 на поверхности излучателя, частоту излучения следует уменьшать обратно пропорционально расстоянию r, при этом достигаемые максимальные ускорения убывают обратно пропорционально четвертой степени расстояния r. При ограничении на амплитуду давления (8) оценку (13а) можно переписать в виде

$$|\ddot{u}_r(r,\omega_{\max})| = 0.025g\left(\frac{3Q}{e}\right)^3 \frac{\rho_f c_l^2}{\rho_s c_s^2}\frac{h}{R}\left(\frac{R}{r}\right)^4. \quad (13б)$$

Подстановка численных параметров в (13б) дает оценку

$$|\ddot{u}_r(r,\omega_{\max})| = 10^7 g\left(\frac{R}{r}\right)^4, \quad (13в)$$

согласно которой на расстоянии $r = 10$ м от источника с радиусом $R = 10$ см амплитуда максимальных ускорений составляет $0.1g$, а на расстоянии $r = 30$ м – $10^{-3}g$. В соответствии с (12) указанным расстояниям соответствуют частоты $f_{\max} = 5$ и 1.5 кГц, так что при этом максимальные ускорения на стенке полости имеют порядок $10g$ в соответствии с (9а). Приведенные оценки позволяют определить область, в которой акустическое воздействие с силовым механизмом будет эффективным, если известен его порог.

АМПЛИТУДНЫЕ ОЦЕНКИ ДЛЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ВИБРАТОРА

Приведем оценки для еще одного часто рассматриваемого примера, когда акустическое воздействие на пласт, находящийся на глубинах порядка $h \sim 1$ км, производится с поверхности тяжелыми вибраторами. Структура упругих полей в этом случае будет значительно сложнее: энергия распределяется между объемными продольными и поперечными волнами, значительная часть энергии может уходить в поверхностные волны Рэлея [21], поэтому оценка по формуле (10) будет завышенной. Тем не менее, ее можно использовать в качестве оценки сверху, предварительно выразив через ускорение на поверхности $r = R$, в соответствии с (7а)

$$|\ddot{u}_r(kr \gg 1)| = |\ddot{u}_r(r = R)|\left(\frac{\omega R}{c_l}\right)\left(\frac{R}{r}\right)e^{-\alpha(\omega)r}. \quad (14а)$$

Максимальные ускорения, создаваемые вибратором на поверхности земли, вряд ли могут превышать $1g$, если его конструкция не предполагает подпрыгивания, так что для оценки можно положить $|\ddot{u}_r(r = R)| = 1g$. Таким образом, в дальней зоне $kr \gg 1$ оценка ускорения от поверхностного источника имеет вид

$$|\ddot{u}_r(kr \gg 1)| = g\left(\frac{\omega R}{c_l}\right)\left(\frac{R}{r}\right)e^{-\alpha(\omega)r}. \quad (14б)$$

Как функция частоты, ускорение (14б) имеет максимум на частоте

$$\omega_{\max} = Qc_l/r,\ \ (f_{\max} = 0.15Qc_l/r), \quad (15)$$

на которой само ускорение равно

$$|\ddot{u}_r(r,\omega_{\max})| = g\frac{Q}{e}\left(\frac{R}{r}\right)^2. \quad (14в)$$

Если представить поверхностный излучатель в виде круга с радиусом R, то его площадь будет меньше площади сферы того же радиуса в 4 раза, поэтому и оценка по формуле (14в) должна быть уменьшена в 4 раза. Реалистичная оценка линейного размера поверхностного излучателя имеет порядок $R \sim 1$ м и вряд ли может превышать $R \sim 10$ м. Выбирая $Q \sim 100$ для оценки поглощения в верхней части коры, из (14в) получим, что максимальные ускорения на глубине 1 км будут иметь место при частотах $f \sim 50$ Гц. При этом оценка амплитуды максимальных ускорений от излучателя с радиусом $R \sim 1$ м имеет порядок $10^{-5}g$, а для излучателя с радиусом $R \sim 3$ м они имеют порядок $10^{-3}g$, который уже сравним с тем, что возможен при излучении из скважины на расстоянии 30 м.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ОЦЕНКИ

Рассмотрим теперь энергетические оценки. Плотность потока энергии в акустической волне дается выражением [22]

$$q_i(\vec{r},\omega) = \frac{1}{2}\mathrm{Re}\,\sigma_{ij}(\vec{r},\omega)v_j^*(\vec{r},\omega). \quad (16)$$

При излучении звука сферическим источником радиальная компонента плотности потока энергии есть не что иное, как интенсивность излучения $I(r,\omega)$. В соответствии с (4а), (5а) интенсивность излучения дается выражением

$$I(r,\omega) = \frac{1}{2}\omega R(\lambda + 2\mu)\left(\frac{P_0}{4\mu}\right)^2\left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-2\alpha(\omega)(r-R)} \times \\ \times \frac{(kR)^3}{\left(1 - \frac{(\lambda+2\mu)}{4\mu}(kR)^2\right)^2 + (kR)^2}. \quad (17а)$$

На поверхности сферического источника $r = R$

$$I(R,\omega) = \frac{1}{2}\omega R(\lambda + 2\mu)\left(\frac{P_0}{4\mu}\right)^2 \times \\ \times \frac{(kR)^3}{\left(1 - \frac{(\lambda+2\mu)}{4\mu}(kR)^2\right)^2 + (kR)^2}. \quad (17б)$$

С учетом (17б) интенсивность излучения можно записать в виде, в котором явно выделена его пространственная зависимость

$$I(r,\omega) = I(R,\omega)\left(\frac{R}{r}\right)^2 e^{-2\alpha(\omega)(r-R)}. \quad (17в)$$

Для низкочастотного излучения $kR \ll 1$ в обычных твердых средах, для которых $\mu \sim \lambda$, это выражение сводится к виду

$$I(R,\omega) = \frac{1}{2}\omega R(\lambda + 2\mu)\left(\frac{P_0}{4\mu}\right)^2 (kR)^3. \quad (18б)$$

На высоких частотах $kR \gg 1$ и в случае, когда излучение происходит в жидкость $\mu \to 0$, выражение (17б) сводится к следующему

$$I(R,\omega) = \frac{1}{2}\frac{P_0^2}{\lambda + 2\mu}c_l = \frac{1}{2}\frac{P_0^2}{\rho_s c_l}. \quad (18а)$$

Поэтому интенсивность излучения в упругую среду меньше по сравнению с излучением в жидкость в следующее число раз

$$\frac{\lambda_f(\lambda + 2\mu)}{(4\mu)^2}\frac{(kR)^4}{\left(1 - \frac{(\lambda + 2\mu)}{4\mu}(kR)^2\right)^2 + (kR)^2}. \quad (19)$$

Для низкочастотного излучения $kR \ll 1$ в обычных твердых средах, для которых $\mu \sim \lambda$, эта оценка упрощается

$$\frac{\lambda_f(\lambda + 2\mu)}{(4\mu)^2}(kR)^4 \ll 1, \quad (20)$$

фактически совпадая с квадратом отношения (6).

Как следует из (17в), в отсутствие поглощения интенсивность излучения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния в соответствии с законом сохранения энергии. Поглощение приводит к дополнительному экспоненциальному ослаблению интенсивности. При фиксированном расстоянии r интенсивность, как функция частоты, имеет максимум. В низкочастотном приближении $kR \ll 1$ для коэффициента затухания (11) этот максимум соответствует частоте

$$\omega_{\max} = 2Qc_l/(r - R), \quad (22)$$

при этом сама интенсивность (21) принимает значение

$$I(r,\omega_{\max}) = \frac{1}{2}\left(\frac{2Q}{e}\right)^4 \rho_s c_l^3 \left(\frac{P_0}{4\mu}\right)^2 \left(\frac{R}{r - R}\right)^4 \left(\frac{R}{r}\right)^2. \quad (21а)$$

Оценка частоты (22) с точностью до множителя 3/2 совпадает с (12). С учетом ограничения на акустическое давление $P_0 \le 0.1 \times \rho_f gh$ и на достаточно больших расстояниях $r \gg R$ максимальную интенсивность (21а) можно переписать в виде

$$I(r,\omega_{\max}) = 10^{-4}Q^4 \frac{\rho_f (gh)^2}{c_s}\left(\frac{\rho_f}{\rho_s}\right)\left(\frac{c_l}{c_s}\right)^3 \left(\frac{R}{r}\right)^6. \quad (21б)$$

Для типичных значений параметров, указанных после формулы (9б), численная оценка максимальной интенсивности (21б) может быть представлена в виде

$$I(r,\omega_{\max}) = Q^4 \left(\frac{R}{r}\right)^6 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}. \quad (21в)$$

При линейном размере излучателя $R = 10$ см на расстоянии $r = 1$ и 10 м для среды с добротностью $Q = 30$ в соответствии с (20) будем иметь частоты излучения $f_{\max} \sim 30$ и 3 кГц соответственно. Соответствующая этим расстояниям интенсивность излучения будет порядка 10^{-6} Вт/см^2. При этом на поверхности источника в соответствии с (17б) интенсивность равна 10 и 0.4 Вт/см^2. При площади поверхности источника, равной $4\pi R^2 \sim 10^3$ см^2, это соответствует максимальной излучаемой акустической мощности 10 кВт и 400 Вт.

Оценим в заключение мощность тепловых источников, возникающих в среде вследствие диссипации акустической энергии. Плотность этой мощности может быть определена через интенсивность излучения следующим образом

$$\dot{Q} = \mathrm{div}(I(r)\vec{n}) = 2\alpha(\omega)I(r). \quad (22)$$

Таким образом, используя приведенные выше оценки для максимальных интенсивностей для расстояний $r = 1$ и 10 м на частотах $f_{\max} \sim 30$ и 3 кГц, найдем, что на этих расстояниях плотность мощности тепловых источников составляет 4×10^{-2} и 4×10^{-9} Вт/см^3.

Далее, если не принимать во внимание эффекты, связанные с теплопроводностью, то диссипируемая энергия пропорциональна температуре $Q = \rho_s C_p T$, где $C_p \sim 0.7$ Дж/г K, так что скорость изменения температуры определяется выражением

$$\dot{T} = \frac{2\alpha(\omega)}{\rho_s C_p} I(r). \quad (23)$$

Таким образом, на расстояниях $r = 1$ и 10 м от источника максимальная скорость изменения температуры может составлять 3×10^{-2} и 3×10^{-9} K/с. Это соответствует времени прогрева на 1 K на этих расстояниях порядка 30 и 3×10^8 с (~10 лет).

В связи с приведенными выше оценками следует отметить, что при декольматации скважин характерные времена ультразвуковой обработки обычно составляют несколько часов, что соответствует первой оценке для расстояния 1 м, если акустическое давление на поверхности скважины взять в 10 раз меньше (порядка атмосферного). Это свидетельствует в пользу того, что тепловой механизм акустического воздействия может быть одним из ведущих на первых метрах от скважины. В то же время вторая оценка показывает, что уже в 10 м от скважины тепловой механизм никакой роли не играет и на таких расстояниях следует рассматривать только силовые механизмы акустического воздействия.

ТРЕБОВАНИЯ К СКВАЖИННЫМ ИЗЛУЧАТЕЛЯМ

Основываясь на приведенных выше оценках, можно сформулировать требования, которым должны удовлетворять скважинные излучатели в зависимости от глубины их воздействия на пласт:

1) Для глубокого воздействия на пласт (первые десятки метров) излучатели должны быть относительно низкочастотными – частота излучения должна составлять единицы кГц.

2) Акустическое давление, создаваемое скважинными излучателями, должно быть порядка 1–10 атм.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кузнецов О.Л., Ефимова С.Ф.* Применение ультразвука в нефтяной промышленности. М.: Недра, 1983. 192с.
2. *Кузнецов О.Л., Симкин Э.М., Чилингар Дж.* Физические основы вибрационного и акустического воздействия на нефтегазовые пласты. М.: Мир, 2001. 260 с.
3. *Печков А.А., Шубин А.В.* Результаты работ по повышению продуктивности скважин методом акустического воздействия // Геоинформатика. 1998. № 3. С. 16–24.
4. *Горбачев Ю.И.* Физико-химические основы ультразвуковой очистки призабойной зоны нефтяных скважин // Геоинформатика. 1998. № 3. С. 7–12.
5. *Gorbachev Y.I., Rafikov R.S., Rok V., Pechkov A.A.* Acoustic well stimulation: theory and application // First Break. 1999. V. 17. № 10. P. 331–334.
6. *Beresnev I.A., Johnson P.A.* Elastic-wave stimulation of oil production: A review of methods and results // Geophys. 1994. V. 59. P. 1000–1017.
7. *Tsiklauri D., Beresnev I.A.* Properties of elastic waves in a non-Newtonian (Maxwell) fluid-saturated porous medium // Transport in Porous Media. 2003. V. 53. P. 39–50.
8. *Iassonov P.P., Beresnev I.A.* Mobilization of entrapped organic fluids by elastic waves and vibrations // J. SPE. 2008. P. 465–473.
9. *Beresnev I.A., Deng W.* Viscosity effects in vibratory mobilization of residual oil // Geophys. 2010. V. 75. № 4. P. 79–85.
10. *Максимов Г.А., Радченко А.В.* Роль нагрева при акустическом воздействии на пласт // Геофизика. 2001. № 6. С. 38–46.
11. *Максимов Г.А., Радченко А.В.* Моделирование интенсификации нефтедобычи при акустическом воздействии на пласт из скважины // Электр. журн. “Техническая акустика” // http://webcenter.ru/~eeaa/ejta/2003/10
12. *Максимов Г.А., Радченко А.В.* Моделирование интенсификации нефтедобычи при акустическом воздействии на пласт из скважины // Акуст. журн. 2005. Т. 51. Приложение. С. 118–131.
13. *Петрашень Г.И., Молотков Л.А., Крауклис П.В.* Волны в слоисто-однородных изотропных упругих средах. II ч. Л.: Наука, 1985.
14. *Максимов Г.А., Радченко А.В.* Расчет плотности акустической энергии в окрестностях скважины и дебита нефти при акустическом воздействии на пласт // Сб. тр. XI сессии РАО. М.: ГЕОС, 2001. Т. 2. С. 67–71.
15. *Максимов Г.А., Ортега Е., Подьячев Е.В.* Затухание волны Стоунли и высших Лэмбовских мод вследствие их рассеяния на двумерных неровностях стенок флюидозаполненной скважины // Акуст. журн. 2007. Т. 53. № 1. С. 20–37.
16. *Sharp J.A.* The program of elastic waves by explosive pressure. I. Theory and empirical field observation // Geophys.1942. V. 7. № 2. P. 144–154.
17. *Selberg H.L.* Transient compression wave from spherical and cylindrical cavities // Arkiv for Fysik. 1952. V. 5. № 7. P. 97–108.
18. *Адушкин В.В., Костюченко В.Н., Николаевский В.Н., Цветков В.М.* Механика подземного взрыва. М.: Недра, 1980.
19. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теория упругости Т. VII. М.: Наука, 1987. 248 с.
20. *Коган С.Я.* Краткий обзор теорий поглощения сейсмических волн // Изв. АН СССР Физика Земли. 1966. № 11. С. 3–29.
21. *Максимов Г.А., Меркулов М.Е., Кудрявцев В.Ю.* Распределение энергии между различными типами сейсмических волн, излучаемых источником с произвольной диаграммой направленности в упругом полупространстве // Акуст. журн. 2003. Т. 49. № 3. С. 389–399.
22. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. Т. VI. М.: Наука, 1986. 736 с.