

Ю. М. Заславский

*Институт прикладной физики Российской академии наук.
603950, Н.Новгород, ул. Ульянова, 46, e-mail: zaslav@hydro.appl.sci-nnov.ru*

К теории акустической эмиссии при фильтрации газа частично флюидонасыщенной средой

Получена 31.12.2004, опубликована 16.02.2005

Предложен физический механизм генерации акустического шума, возникающего при фильтрации газа пористой средой с частичным заполнением пор капельной жидкостью, смачивающей ее стенки. Дается расчет спектрального состава упругих волн сжатия, излучаемых в процессе акустической эмиссии. Результаты расчета спектра демонстрируются на графиках. Расчетные данные указывают на принципиальную возможность прогноза процентного содержания остаточного флюида в реальной среде на основе анализа спектра акустической эмиссии, регистрируемой скважинными сейсмоприемниками при фильтрации газа сквозь пласт-коллектор.

В последнее время все активнее обсуждаются вопросы, связанные с анализом характеристик акустической эмиссии, сопровождающей фильтрацию газов через образцы пористой среды [1, 2]. Это связано с развитием систем мониторинга залежи нефти и газа, обоснованием и оптимизацией алгоритмов контроля и поиска информативных признаков содержания углеводородов в пластах-коллекторах. В натуральных экспериментах по исследованию фильтрации флюидов в межскважинном пространстве часто удается зарегистрировать акустическую эмиссию — шум на частотах в районе нескольких килогерц, принимаемый высокочастотными сейсмоприемниками, устанавливаемыми в скважинах на горизонте флюидосодержащего коллектора. Аналогичный эффект возникает в лабораторных экспериментах на образцах, или кернах, извлеченных с глубины залегания флюидосодержащих пластов, при моделировании полномасштабных натуральных экспериментов. Они проводятся путем прокачки полностью «сухого» газа, а в иных случаях газа, имеющего различное процентное содержание распыленной в нем капельной жидкости, через образцы, поровое пространство которых предварительно очищено. Таким образом моделируются натурные условия, в которых реальная частично флюидонасыщенная среда может содержать в порах различный процент остаточного флюида. Прогноз или оценка той или иной доли объемного содержания остаточной компоненты капельно-жидкой фракции в порах среды оказываются возможными путем анализа характеристик акустической эмиссии, обусловленной фильтрацией газо-жидкостной смеси сквозь поровое пространство среды и регистрируемой приемниками акустического шума. Информативным является

смещение частоты, соответствующей «центру тяжести» спектральной плотности акустического шума в низкочастотную область (относительно его положения при прокачке сухого газа), проявляющееся при содержании определенного количества капельно-жидкой фракции в прокачиваемом через образец газе или при изначально присутствующей в порах некоторой доли связанной влаги.

Возможны различные условия, при которых регистрируется акустический шум. Акустическая эмиссия наблюдается как при дренировании жидкости через полностью флюидонасыщенную породу, так и при фильтрации чисто газовой компоненты через пористую среду, когда влага в ее порах отсутствует. Поэтому среди прочих значительный интерес представляет исследование механизма акустической эмиссии, порождаемой фильтрацией газа при наличии в объеме пор некоторой доли остаточной жидкости (например, связанной влаги) и для этой цели в настоящей работе предлагается рассмотреть сравнительно простую модель генерации шума, которая будет отражать физический механизм, специфический только в условиях частичной флюидонасыщенности. Однако здесь не обсуждается вопрос о роли или о соотношении уровня шума, порождаемого этим и остальными механизмами. Со времени первых публикаций [3, 4] по данному вопросу проведены многочисленные исследования, в которых предложены различные физические модели. Некоторыми авторами рассматриваются механизмы, связанные с нестационарными пульсациями жидкости, движущейся по порам со случайно меняющейся шириной капилляра, формой сечения и характером извилистости. Принимается во внимание влияние упругой сжимаемости скелета, в особенности, в области сужения пор под действием скачков давления, а также неньютоново поведение жидкости, течение которой возникает лишь при превышении перепадом давления определенного порогового значения. Предлагаются аэродинамические модели, основанные на явлении «турбуленции» — завихренности микропотоков газа, вырывающихся из капиллярных сужений в более широкие области порового пространства. Иногда рассматриваются абстрактные модели, такие как возбуждение газовым потоком фиктивных осцилляторов, колебания которых в виде упругого излучения передаются далее по скелету. При анализе физических причин, как правило, ведут поиск оптимального числа параметров (иногда методами подобия), а затем физическим и численным моделированием осуществляют их подбор. Однако отсутствие надежной теоретической основы при интерпретации экспериментальных данных по исследованию характеристик эмиссии ведет к различию в толковании экспериментальных результатов, кроме того, в методиках экспериментов, проводимых в натуральных и лабораторных условиях, нет согласованности, так что к настоящему времени нельзя считать вполне удовлетворительным достигнутое понимание физических причин этого эффекта. Тем не менее, на основе эмпирического подхода при анализе данных экспериментальной регистрации акустической эмиссии, сопровождающей фильтрацию газа пористой средой, удастся решать некоторые практические задачи мониторинга и сервиса скважин. Последующая обработка этих данных подтверждает влияние на ее спектральный состав флюидонасыщенности пор.

В настоящей работе предлагается некоторая модель, позволяющая при определенных упрощающих предположениях описать процесс генерации акустического шума, далее распространяющегося по пористой частично флюидонасыщенной среде, через которую прокачивается газ под действием перепада давления, распределенного по всей длине образца.

Рассматривается образец твердой среды с идеализированной структурой, когда ее скелет, пронизан «открытыми» порами, пространственно ориентированными в некотором преимущественном направлении. В этом случае каналы-капилляры, начинающиеся на одной стороне образца, как правило, заканчиваются на противоположной его стороне, обеспечивая возможность сквозного протекания газа или жидкости. Форма сечения каждого капилляра предполагается почти осесимметричной, хотя сечения каналов вдоль своих осей имеют плавную случайную модуляцию. Кроме того, хаотически идущие вдоль всей длины образца расширения капилляров и сдвиги их осей, как правило, не превышают расстояния между каналами. Лишь редко встречающиеся касания образуют мелкие, узкие перемычки, соединяющие между собой соседние капилляры, что обеспечивает их связь по газовой фазе и поддержание постоянства градиента давления вдоль всей его длины.

Предполагается прокачка газа через образец с описанной структурой, содержащей в области некоторых сужений капельки жидкости, смачивающей стенки капилляра, причем каждая из них при отсутствии потока газа полностью перекрывает сечение канала. Под действием достаточно интенсивного потока в некотором числе из общей массы капель происходит прорыв и распад крупной жидкой частицы на мелкие жидкие фрагменты, сопровождающийся их сносом вдоль по потоку, после которого они вновь собираются и сливаются за счет действия сил поверхностного натяжения, образуя другую каплю уже в следующем или в ближайших сужениях. Резкий скачок давления, сопровождающий расширение газа после прорыва капли, составляет основу предлагаемой модели генерации шума. Вероятно, не для всех капилляров в образце и не для всех пространственных ячеек, образуемых множеством локальных сужений в каждом капилляре, с захваченными в них капельками жидкости, характерен предлагаемый сценарий. Только некоторая доля капель, находящихся в местных сужениях, под действием потока выталкивается из них, теряет односвязную форму, «разбрызгивается» по стенкам канала, после чего мелкие фрагменты снова коагулируют в области ближайших сужений, имеющих на оставшейся части капилляра. Кроме того, часть потока фильтруется капиллярами, не содержащими капель, и в них могут реализоваться иные механизмы генерации шума, хотя в некоторых узких капиллярах поток вообще не способен выдавить жидкую пробку. Однако ввиду того, что акустическая эмиссия в среде с частичным заполнением пор жидкостью наблюдается реально, можно полагать, что имеется целый ансамбль точек, распределенных по скелету пористой среды, в которых описанный процесс повторяется, но с определенным статистическим разбросом всех параметров, характеризующих динамику эффекта. Повторяемость «в среднем» характерна и для

всех последующих, новых порций жидкости, поступающих в только что рассмотренную ячейку.

Нетрудно оценить скачок давления, который происходит при прорыве капли газовым потоком в область, занятую одной или несколькими соседними ячейками. Оценка основывается на том, что объем, в который расширяется газ после прорыва капли, увеличивается примерно в 2...4 раза. Поэтому такой скачок соответствует отрицательному броску давления, по величине равному некоторой доле (приближающейся к единице) капиллярного давления жидкости p_c (давления Лапласа). Его оценивают по формуле $p_c = 2\gamma_{12} \cos \alpha / r_c \cong 2\gamma_{12} / r_c$, так что при полном смачивании жидкостью стенки капилляра (контактный угол $\alpha = 0$) оно определяется константой поверхностного натяжения для контакта газ-жидкость γ_{12} и радиусом капилляра r_c в точке расположения капли. Скачки давления, образуя непрерывную и вместе с тем случайную во времени последовательность пульсаций, являются микроскопическими источниками шума, которые в среднем равномерно распределены по объему образца. Импульсы давления, порождаемые действием совокупности указанных микроисточников, распространяются далее как по газонаполненному внутривещному пространству в виде звука, так и по скелету среды в виде упругих объемных волн сжатия. Звук, бегущий по газонаполненному пространству пор с редким включением капель быстро затухает, а волны сжатия, возбуждаемые в твердом скелете, при распространении поглощаются слабо и создают эффект акустической эмиссии, которая и регистрируется высокочастотными датчиками. Далее будем рассматривать эмиссию как процесс наложения случайной последовательности импульсов, время возникновения которых подчиняется распределению Пуассона, хаотически модулированных по амплитуде. Флуктуация по амплитуде или интенсивности приходящих на приемник импульсов происходит за счет разброса сечений капилляров по радиусу, и ее несложно учесть в расчетах при определенных предположениях. То же касается флуктуации интенсивности, возникающей вследствие разброса в дистанциях между приемником и каждым из локальных источников пульсаций, если речь идет о наблюдении эффекта в натуральных условиях, в которых ограниченная в пространстве область скопления источников эмиссии и сейсмоприемник дистанционно разнесены. Поскольку эмиссия представляет собой случайную по времени вступления последовательность импульсов, для расчета применима методика, широко используемая при анализе шумовых радиотехнических процессов. Известно, что функция плотности вероятности распределения такой пуассоновской последовательности импульсов дается зависимостью [5]:

$$P_T(n) = \frac{(vT)^n}{n!} e^{-vT}, \quad (1)$$

где T — временной интервал, в течение которого на приемнике появляются n импульсов, v — среднее число таких событий в единицу времени.

Средняя продолжительность перехода капли из одной ячейки в «соседнюю», а также среднее количество пульсаций в секунду, поступающих на приемник, являются либо экспериментально измеряемыми, либо теоретически оцениваемыми параметрами. Характерное время релаксации или перехода капли в следующую ячейку может быть оценено по формуле

$$\Delta t = \rho_f l^2 / \mu, \quad (2)$$

где l — характерный продольный масштаб ячейки — средняя дистанция между локальными сужениями капилляра, на которых коагулируют капли, μ — динамический коэффициент вязкости жидкости, ρ_f — плотность жидкости.

Например, если жидкость — вода, так что $\rho_f = 1 \text{ г/см}^3$, $\mu = 0.01 \text{ г/см} \cdot \text{с}$, а продольный масштаб ячейки $l = 200 \dots 400 \text{ мкм}$, то представленная формула дает $\Delta t = 40 \dots 160 \text{ мс}$. Фактическая продолжительность процесса будет еще больше, поскольку коагуляция мелких фрагментов с образованием новой односвязной жидкой частицы, т. е. слияние в единую каплю, перекрывающую сечение в области следующего капиллярного сужения, реально займет еще некоторое время.

Однако время спада давления газа, т. е. время релаксации импульса давления от пикового значения в e раз, будет меньше полного переходного времени, затрачиваемого на установление давления в новом объеме, которое по порядку совпадает с Δt . Спектральные и корреляционные характеристики шума будут определяться именно этим временем релаксации, численное значение которого можно прогнозировать в интервале $\tau_0 = 0.1 \dots 1 \text{ мс}$. Далее полагаем, что осциллограмма импульса давления, возникающего после единичного акта прорыва капли газовым потоком, экспоненциальна:

$$p(t) = \begin{cases} -p_c \exp(-t/\tau_0), & t \geq 0; \\ 0, & t < 0. \end{cases} \quad (3)$$

Из физических соображений ясно, что средняя частота следования во времени импульсов акустической эмиссии, зависит от целого ряда параметров, таких как физический состав и коэффициент пористости скелета, от вида жидкости и характера смачивания стенок пор этой жидкостью, от температурного режима фильтрации, средней концентрации капелек в поровом объеме, а также от величины самого этого объема. Указанное влияние отражается на неявной зависимости параметра ν от всех перечисленных факторов, вместе с тем, при анализе можем выделить явную зависимость от перепада давления, поддерживаемого на всей длине образца, поскольку с ростом этого перепада интенсивность шума нарастает, по крайней мере, на начальном этапе. Если поры среды слабо насыщены капельками остаточной влаги (для лабораторного эксперимента это соответствует «сырому» фильтруемому газу с незначительной концентрацией взвешенной в нем капельной жидкости), то

справедлива линейная зависимость от перепада давления на длине образца, сквозь который происходит фильтрация. Это позволяет написать

$$v = v_0 \Delta P / P_{атм} = v_0 L \nabla P / P_{атм}, \quad (4)$$

где v_0 — множитель, выделенный в выражении для частоты и содержащий зависимость от всех указанных выше факторов за исключением перепада давления, L — длина образца с постоянным перепадом давления ΔP , а в условиях натурального эксперимента на скважинах — масштаб некоторого участка среды, на котором поддерживается его постоянный градиент ∇P , $P_{атм}$ — атмосферное давление.

Типичные значения v_0 , фиксируемые в лабораторных условиях при прокачке через керны пород с пористостью 10...25%, проницаемостью ~ 1 Д (образцы длиной порядка 10 см, с поперечным сечением ~ 10 см²) газо-жидкостной смеси с расходом $\sim 100...200$ л/час, в зависимости от объемной доли фрагментов флюида в газе распределены в интервале 1...5 кГц [1].

При отыскании функции автокорреляции процесса пульсаций далее воспользуемся формулами Кэмпбэлла [5], удобными для описания, в том числе, пуассоновской импульсной последовательности. С учетом (3) нетрудно подсчитать, что автокорреляционная функция такой последовательности выражается зависимостью

$$K(\tau) = \frac{v\tau_0 \langle p_c^2 \rangle}{2} e^{-\frac{|\tau|}{\tau_0}}, \quad (5)$$

где знак $\langle \rangle$ означает статистическое усреднение по ансамблю, включающему разброс сечений капилляра и расстояний источник-приемник, τ — время задержки импульсной последовательности относительно себя самой при вычислении функции автокорреляции.

В данном выражении учтен усредненный суммарный вклад всех источников (всех ячеек, в которых капельки срываются потоком), равномерно распределенных по области их скопления. Таким образом, предполагается, что существуют компактные, ограниченные по масштабу, частично флюидонасыщенные зоны среды, сквозь которые фильтруется газ и в которых концентрируются источники акустической эмиссии, соответствующие рассматриваемому механизму генерации.

Спектр мощности процесса пульсаций совокупного источника теперь рассчитывается как Фурье-трансформанта этого выражения и дается формулой

$$G_p(\omega) = \frac{v\tau_0^2 \langle p_c^2 \rangle}{1 + \omega^2 \tau_0^2}, \quad (6)$$

где величина v , как и в предыдущем выражении (5), определяется формулой (4).

Для практики представляет интерес выражение для спектра мощности волновых смещений или скорости смещений, регистрируемых в дальней зоне относительно области скопления источников микропульсаций. Считается, что точка приема

акустического сигнала удалена от указанной области на расстояние, существенно превышающее ее линейные размеры. С учетом данного предположения при выводе расчетной формулы для гармонического во времени (частоты ω) поля смещений в твердом теле воспользуемся выражением, описывающим сферически расходящуюся волну в дальней зоне всенаправленного источника переменного давления малого волнового размера, т. е. имеющего радиус $r_0 < 2\pi c_l / \omega$. В соответствии с [6] применительно к волне сжатия в волновой зоне монополя для колебательных смещений справедлива следующая зависимость:

$$u = \frac{\omega p_0 r_0^3}{4\rho c_l c_t^2 r} e^{\frac{i\omega r - \omega\theta_l}{2c_l}}, \quad (7)$$

где p_0 — амплитуда давления на поверхности такого сферически симметричного источника, ρ — плотность скелета, c_l, c_t — скорости продольных и поперечных волн, θ_l — декремент затухания продольных волн в среде, а r — дистанция между источником и приемником.

Поэтому соответствующий спектр мощности смещений можно представить выражением

$$G_u(\omega) = \frac{\omega^2 r_0^6 e^{-\frac{\omega\theta_l r}{c_l}}}{16\rho^2 c_l^2 c_t^4 r^2} G_p(\omega), \quad (8)$$

где теперь r_0 — усредненный линейный размер элементарной ячейки $r_0 \approx l/2$, а r — дистанция между точкой приема и центром области скопления источников.

Подстановка (6) в (8) позволяет получить формулу для спектра мощности смещений поля акустической эмиссии:

$$G_u(\omega) = \frac{(\Delta P/P_{амм}) r_0^6 v_0 \langle p_c^2 \rangle e^{-\frac{\omega\theta_l r}{c_l}}}{16\rho^2 c_l^2 c_t^4 r^2} \frac{\omega^2 \tau_0^2}{1 + \omega^2 \tau_0^2}. \quad (9)$$

Формула (9) может быть переписана с отдельной записью частотной зависимости и зависимости от параметра v_0 . Для этого домножим и разделим показатель экспоненты на τ_0 . Кроме того, если предположить наличие корреляции между процессами срыва капель в ближайших, расположенных по соседству активных ячейках, образующих совокупный излучатель, то можно использовать связь $v_0 = C/\tau_0$, $C = const$, отражающую это условие. Далее, обозначая $r_0^6 \cong (\Delta V)^2/16$ (где ΔV — объем активной ячейки), $x = \omega\tau_0$, перепишем (9) в виде

$$G_u(x) = \frac{(\Delta V)^2 v_0 (\Delta P/P_{амм}) \langle p_c^2 \rangle}{256 \rho^2 c_l^2 c_t^4 r^2} \frac{x^2}{1 + x^2} e^{-\frac{\theta_l v_0 r x}{c_l C}}. \quad (10)$$

Зависимость от ω здесь дается нормированной частотой x , кроме того, с помощью формулы (10) можно проследить изменения в спектре при смене параметра v_0 , дистанции r и акустических параметров среды. Следует иметь в виду, что увеличение концентрации активных ячеек в среде ведет к пропорциональному увеличению параметра v_0 (и наоборот), что дает основание прогнозировать характерные изменения в спектре, возникающие при нарастании концентрации, и выявить возможные информативные признаки.

В численных расчетах по формуле (10), выполненных с целью иллюстрации качественного поведения спектра, приняты следующие значения параметров, описывающих некоторую гипотетическую флюидосодержащую породу: $\rho = 2.5 \text{ г/см}^3$, $c_l = 2.5 \text{ км/с}$, $c_t = 1.45 \text{ км/с}$, $\theta_l = 0.02$, $\langle p_c^2 \rangle = 2.5 \cdot 10^9 \text{ Па}^2$, $\Delta P / P_{атм} = 5$, $C = 4$. Зададимся также следующими значениями дистанции $r = 1.9 \text{ м}$, 2.3 м , 2.7 м , 3.1 м и значениями частоты появления импульсов в секунду $v_0 = 1.15 \cdot 10^4 \text{ Гц}$, $2.3 \cdot 10^4 \text{ Гц}$, $3.45 \cdot 10^4 \text{ Гц}$, $4.6 \cdot 10^4 \text{ Гц}$. На рис. 1 представлены несколько кривых спектра мощности колебательного смещения в волне сжатия, показывающие характер его изменения при нарастании дистанции от приемника до центра зоны концентрации источников. Видно, что его максимум, находящийся в области 1.2 кГц ($x \approx 2.5$), с увеличением расстояния понижается и несколько смещается вниз по частоте, а площадь под кривой резко падает.

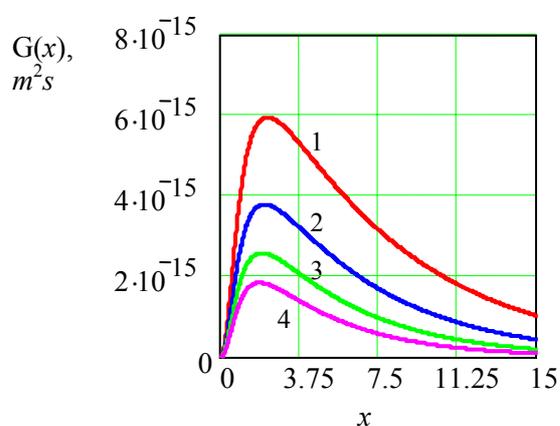


Рис. 1. Спектр мощности колебательных смещений в продольной волне, обусловленной акустической эмиссией.

$$x = \omega \tau_0$$

1 – $r = 1.9 \text{ м}$, 2 – $r = 2.3 \text{ м}$,

3 – $r = 2.7 \text{ м}$, 4 – $r = 3.1 \text{ м}$

Интегрирование $G_u(\omega)$ по частоте ω в полубесконечных пределах дает дисперсию колебательного смещения в Р- волне на произвольной дистанции r . На рис. 2 кривой 1 для корня из указанной дисперсии изображается зависимость от расстояния в более широком интервале удалений (до 7 м). Эта зависимость также представляет практический интерес, поскольку дает возможность оценить и прогнозировать предельные дальности «слышимости» акустической эмиссии. Если интегральный уровень шума, т. е. естественного фона в диапазоне килогерцовых частот, который при измерении в скважине может быть обусловлен высокочастотным «хвостом»

микросейсм, отложить в виде горизонтальной прямой, параллельной оси r , то пересечение уровня микросейсм с кривой спада корня из дисперсии сигнала эмиссии даст условную границу предельной дальности его приема. В частности, в качестве ориентировочной оценки уровня фона можно принять значение $\sqrt{\sigma_{noise}} = 4 \cdot 10^{-8}$ мкм, которое на рис. 2 представлено пунктирной прямой (2). Пересечение приходится на дистанцию 5.5 м, что и дает оценку искомой условной границы. Такие же кривые могут быть изображены и для корня из дисперсии колебательной скорости или акустического давления, если в эксперименте регистрируются указанные величины.

Проведенный теоретический расчет дает качественный вид спектра мощности колебательных смещений в поле акустической эмиссии для различных удалений, а также спад ее интегрального уровня с дистанцией. Расчетные данные представляют интерес для выяснения тенденций изменения указанных характеристик, которые могут возникнуть при обработке результатов реального эксперимента, в частности, при прогнозе предельной дальности регистрации акустического шума. Такие оценки в литературе ранее отсутствовали, хотя могут нести важную информацию, необходимую для успешного применения эффекта акустической эмиссии на практике.

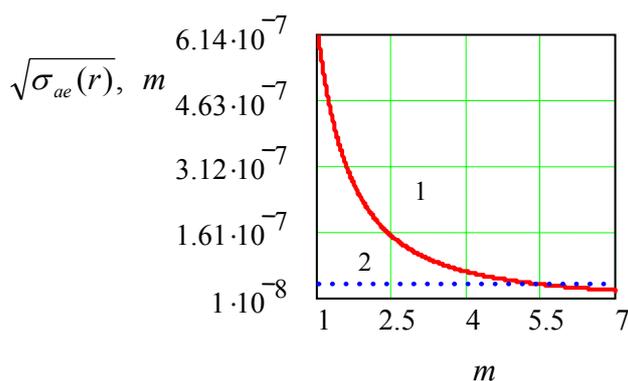


Рис. 2. Кривая спада уровня сигнала и уровня микросейсм.

1 – корень квадратный из дисперсии колебательных смещений в продольной волне как функция расстояния до приемника, 2 – условный уровень естественного фона

Результаты расчета свидетельствуют о том, что радиус зоны, доступной для пассивного «прослушивания» акустической эмиссии при прокачке газа сквозь пласт-коллектор или в процессе вытеснения газа из пласта путем его заводнения, измеряется расстояниями не более нескольких метров от скважины. Безусловно, в дальнейших исследованиях еще предстоит выяснить вопрос о возможности регистрации акустического сигнала в области пространства, удаленной от скважин, и о его использовании для диагностики и мониторинга.

На основе полученных расчетных формул можно выполнить оценки спектральных эмиссионных характеристик, а также предсказать некоторые тенденции их изменения, хотя надежность прогноза картины, потенциально реализуемой в эксперименте, будет напрямую связана с точностью задания различных акустических и эмиссионных параметров среды, заложенных в модель. Для иллюстрации возможностей прогноза, которые вытекают из результатов расчета, основанного на использовании этой модели, проследим качественные изменения формы спектра эмиссии при нарастании доли

объема жидкостной компоненты во внутрипоровом пространстве, учитывая наличие (по нашему предположению) ее прямой связи с параметром ν_0 . Так, на рис. 3 дается зависимость спектра мощности волновых смещений в поле акустической эмиссии по мере увеличения параметра ν_0 , значение которого пропорционально концентрации активных ячеек в зоне эмиссии. Для сравнения на рис. 4 *а, б* показаны взятые из [1] спектры акустической эмиссии (по вертикальной оси — безразмерные единицы, по горизонтальной — реальная частота в кГц), которые соответствуют данным лабораторного эксперимента на образце пористой среды при фильтрации через него газа как в отсутствие (рис. 4 *а*), так и при наличии (рис. 4 *б*) в нем капельно-жидкой фракции. Из сопоставления имеющегося набора кривых можно заключить, что предсказываемое изменение формы спектра удовлетворительно согласуется с данными экспериментальных наблюдений, поскольку в случае возрастания концентрации капельно-жидкой фракции в эксперименте действительно регистрируется смещение вниз по частоте «центра тяжести» спектра. В литературе [1] наблюдаемое в этом случае понижение указанной частоты спектра аргументируется увеличением вязкости прокачиваемого газа при нарастании в нем концентрации капельно-жидкой фракции, при этом в качестве базовой рассматривается турбулентная модель генерации.

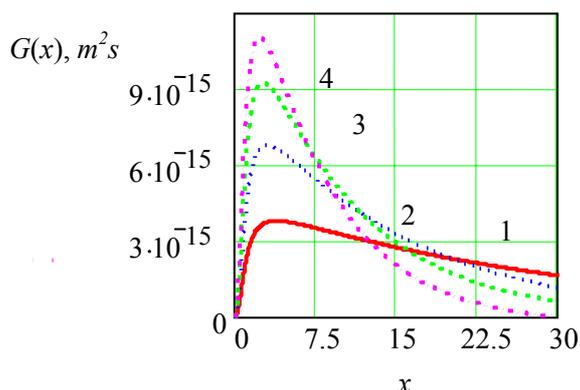


Рис. 3. Спектральная плотность мощности колебательных смещений при регистрации на дистанции $r = 1.5$ м.

- 1 – $\nu_0 = 1.15 \cdot 10^4$ Гц,
- 2 – $\nu_0 = 2.3 \cdot 10^4$ Гц,
- 3 – $\nu_0 = 3.45 \cdot 10^4$ Гц,
- 4 – $\nu_0 = 4.6 \cdot 10^4$ Гц

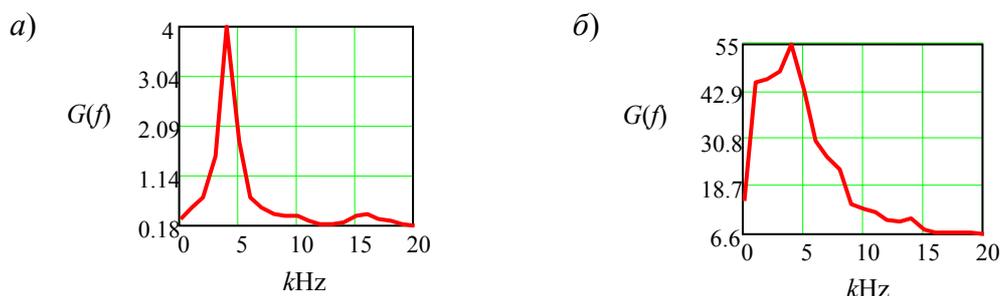


Рис. 4. Спектр акустической эмиссии по данным [1], полученным при ее экспериментальной регистрации при фильтрации через образец пористой среды:

а — сухого газа, *б* — влагонасыщенного газа;

$G(f)$ — в относительных единицах, f — в масштабе реальных частот

В нашем случае дальнейшая задача будет заключаться в отыскании и подборе параметров рассмотренной модели, позволяющих более точно количественно описать особенности в спектре акустической эмиссии, наблюдаемой экспериментально. Несмотря на то, что представленные результаты дают только «начальное» приближение в описании эффекта акустической эмиссии, а модель соответствует случаю малого объемного содержания остаточной жидкости в порах среды, она, тем не менее, допускает возможность вариации типов зависимости между параметрами ν_0 и τ_0 , лишь один из которых рассмотрен в настоящей работе. Кроме того, возможно и обобщение предложенного здесь физического механизма генерации шума путем его сочетания с аэродинамическим механизмом акустической эмиссии, преобладание которого возможно, например, в соседних капиллярных каналах, полностью свободных от капельно-жидкой фракции.

Сказанное выше имеет целью обосновать необходимость дальнейшего развития рассмотренной модели, что должно обеспечить более надежный прогноз характеристик излучения акустического шума, регистрируемого в экспериментах и уже используемого в сервисе добывающих скважин, в которых реализуются различные параметры пористости среды и содержания флюида в фильтруемом газе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (Грант № 02–02–17089).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ипатов А. И., Городнов А. В., Ипатов С. И., Марьенко Н. Н., Петров Л. П., Скопинцев С. П. Исследование амплитудно-частотных спектров сигналов акустического и электромагнитного шума при фильтрации флюидов в породах. *Геофизика*, 2004, №2, 25–30.
2. Афанасьев Е. Ф. и др. Контроль за разработкой месторождений акустическим способом. *Обзор ВНИИЭгазпром*, 1987.
3. Коротаев Ю. П. и др. Исследование газовых скважин с помощью шумометрии. *Обзор ВНИИЭгазпром*, 1983.
4. McKinley R. M., Bower E. M., Rumble R. C. The structure and interpretation of noise from flow behind cemented casing. *SPE N3999: JPT*, 1973, 3, 329–338.
5. Тихонов В. И. *Статистическая радиотехника*. М. Сов. Радио, 1968.
6. Исакович М. А. *Общая акустика*. М. Наука, 1981.