



ОБ УПОРЯДОЧЕННОСТИ МИКРОСЕЙСМИЧЕСКОГО ФОНА НАД НЕФТЕГАЗОВЫМИ МЕСТОРОЖДЕНИЯМИ

А.Е. Сунцов

ООО «Научно-технологический комплекс АНЧАР»,
117418, Москва, Нахимовский просп. 33, корп. 2, Россия, e-mail: anchar@anchar.ru

В работе представлено теоретическое обоснование роста упорядоченности микросейсмического фона над месторождениями УВ, наблюдавшегося в натуральных экспериментах. Показано, что «свойство упорядоченности» может быть объяснено в рамках генераторной модели эффекта АНЧАР (Акустическая Низкочастотная Разведка) с привлечением обобщения принципа Гиббса на термодинамику открытых систем.

Микросейсмический фон, разведка нефти и газа, АНЧАР, энтропия, степень упорядоченности, термодинамика открытых систем

THE DEGREE OF ORDERING OF MICROSEISMIC BACKGROUND ABOVE OIL AND GAS DEPOSITS

A.E. Suntsov

Research and Technologies Integration ANCHAR Ltd.,
Nakhimovskii prosp., 33/2, Moscow, 117418, Russia, e-mail: anchar@anchar.ru

Increased degree of the microseismic activity ordering above oil and gas deposits was observed in the field experiments. In the paper the theoretical explanation of this is demonstrated. It is shown that observed increase degree of ordering can be explained with so called Generator Model of ANCHAR effect using Gibbs's principle for thermodynamics of open system.

Microseismic background, oil and gas exploration, ANCHAR, entropy, degree of ordering, thermodynamic of ordering systems

ВВЕДЕНИЕ

Технология АНЧАР, положившая начало инфразвуковой микросейсмической разведке на нефть и газ, успешно применяется при геолого-разведочных работах уже более 20 лет, с середины 90-х гг. [Патент, 1992а, б, 2004]. За этот период было изучено несколько сотен тыс. км² перспективных территорий, исследовано порядка 300 ловушек как структурного, так и неструктурного типов. Прогноз, сделанный по технологии АНЧАР, был проверен последующим бурением более 110 скважин. Коэффициент успеха прогнозирования составил порядка 80 %. Таким образом, технология давно и успешно используется в геолого-разведочной практике.

Физика, лежащая в основе микросейсмических методов разведки УВ, основана на так называемом эффекте АНЧАР [Арутюнов и др., 1993, 1994; Кузнецов и др., 2003], который объясняется с помощью модели генерации дополнительного к фоновому потоку волн упругих колебаний: «...при возбуждении нефтегазовой залежи внешним **искусственным** или **естественным** полем упругих колебаний в полосе частот эффективного взаимодействия поля с углеводородным веществом, находящимся в напряженном метастабильном состоянии, нефтегазовая залежь переходит в режим генерации собственных инфразвуковых волн...» [Диплом на открытие..., 1999, С. 40].

Выявление этой эмиссии на поверхности Земли, анализ свойств этого излучения, его пространственная привязка и прочее лежат в основе информативных критериев методик микросейсмической разведки. Попытки теоретического обоснования эффекта АНЧАР после наших публикаций были предприняты также целым рядом авторов, в том числе и зарубежными [Корчагин, 2000; Алексеев и др., 2007; Биряльцев и др., 2010; Brian, Stefan, 2007].

Известное следствие эффекта АНЧАР – амплитудная аномалия спектральной мощности (СПМ) в полосе первых герц, которая используется для построения (или формулирования) существующих амплитудных критериев АНЧАР (АКА). Однако эффект АНЧАР проявляется в микросейсмическом фоне над месторождением нефти и газа не только в аномалии СПМ. Существование потока волн упругих колебаний над месторождением УВ, дополнительного к фоновому (эффект АНЧАР), приводит еще к одному следствию, которое и является предметом обсуждения настоящей работы.

Существенным требованием при использовании уже упомянутой модели генерации является необходимость существования областей когерентности излучения [Кузнецов и др., 2003; Сунцов, Графов, 2010] с радиусом корреляции порядка 10–100 м. Это, по мне-

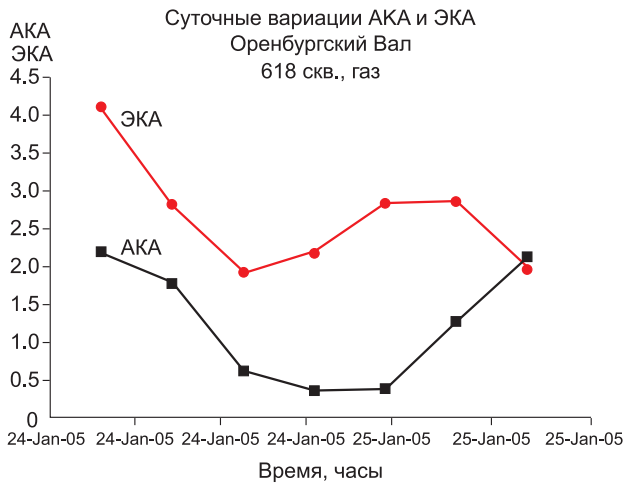


Рис. 1. Сравнение суточной воспроизводимости АКА и ЭКА (за единицу приняты суточные максимумы значений АКА и ЭКА вне контура залежи).

нию автора, должно приводить к еще одному следствию – к так называемому “свойству упорядоченности” [Suntsov, Arutyunov, 2006]: *уровень упорядоченности микросейсмического фона в контуре месторождения УВ выше, чем за его пределами* [Сунцов и др., 2006].

Полученный вывод позволил сформулировать так называемый энтропийный критерий АНЧАР (ЭКА), который связан уже не с аномалиями СПМ, а со статистикой микросейсмического фона над месторождением. На рис. 1 продемонстрирована его независимость от суточных ритмов естественных микросейсмиков и устойчивость во времени на протяжении суток на одном из месторождений Оренбургской области. Показано, что на протяжении суток ЭКА над месторождением выше, чем за пределами его контура. Эти работы и позволили сформулировать “свойство упорядоченности”. Подобные исследования проводились вблизи четырех продуктивных и двух сухих скважин на трех различных месторождениях востока Оренбургской области и юга Западной Сибири. Рисунок 1 типичен для всех случаев опытных работ. Следует отметить, что вблизи исследуемых скважин добыча не велась.

Однако теоретического обоснования и описания связи роста упорядоченности микросейсмического фона с ростом области когерентности (т. е. с увеличением радиуса корреляции между точками наблюдения) не было дано. В настоящей работе мы восполняем это упущение.

ОБСУЖДЕНИЕ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Увеличение степени когерентности источника эмиссии приводит к увеличению степени когерентности поля, порождаемым таким источником (см. Приложение А). Докажем, что, в свою очередь, рост когерентности микросейсмического поля приводит к росту его упорядоченности.

Рассмотрим микросейсмический фон как статистическую систему множества точек наблюдения, каждая из которых испытывает случайные во времени колебания своего спектра $u(\mathbf{r}_a, \omega)$ (здесь $u(\mathbf{r}_a, \omega)$ – компонента вектора смещения), подчиняющиеся нормальному распределению $\varphi(u)$:

$$u(\mathbf{r}_a, \omega) : Mu(\mathbf{r}_a, \omega) = 0, Mu(\mathbf{r}_a, \omega)u(\mathbf{r}_a, \omega)^* = \sigma(\mathbf{r}_a, \omega)^2, \quad (1)$$

78

где “*” – комплексное сопряжение, $M... = \int du\varphi(u)...$ – операция усреднения, $\sigma(\mathbf{r}_a, \omega)^2$ – квадрат дисперсии.

Отметим также, что физический смысл $\sigma(\mathbf{r}_a, \omega)^2$ – средняя спектральная мощность компоненты вектора смещения в точке a .

Тогда статистика случайных колебаний в точках a и b имеет следующий вид [Корн, Корн, 1970]:

$$\varphi(u_a, u_b) = \frac{1}{2\pi\sigma_a\sigma_b\sqrt{1-\rho_{a,b}^2}} \times \exp\left(-\frac{u_a^2/\sigma_a^2 + u_b^2/\sigma_b^2 - 2\rho_{a,b}u_a u_b^*}{2(1-\rho_{a,b}^2)}\right), \quad (2)$$

$$\rho_{a,b} = \frac{Mu_a u_b^*}{\sigma_a\sigma_b}, \quad 0 < \rho_{a,b} < 1.$$

Здесь мы опустили зависимости от \mathbf{r}_a и ω . Не уменьшая общности, будем рассматривать две точки близкими друг к другу настолько, что средние спектральные мощности в них равны. Многочисленные наблюдения показывают, что это требование выполняется на расстояниях, где коэффициент когерентности статистически значим. Следовательно, (2) можно переписать в виде

$$\varphi(u_a, u_b) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\rho_{a,b}^2}} \times \exp\left(-\frac{u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_{a,b}u_a u_b^*}{2\sigma^2(1-\rho_{a,b}^2)}\right). \quad (3)$$

В нашем случае эволюция рассматриваемой системы зависит от роста когерентности микросейсмического поля. Таким образом, управляющим параметром, меняющим состояние системы, является коэффициент когерентности $\rho_{a,b}$. Тогда, следуя [Климонтович, 1995], введем эффективный гамильтониан H_{eff} и эффективную температуру Θ :

$$H_{eff} = u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_{a,b}u_a u_b^*, \quad \Theta = 2\sigma^2(1-\rho_{a,b}^2).$$

Пользуясь новыми определениями, перепишем (3) согласно уравнению Гиббса:

$$\varphi(u_a, u_b) = \frac{\sqrt{1-\rho_{a,b}^2}}{\pi\Theta} \exp\left(-\frac{H_{eff}}{\Theta}\right). \quad (4)$$

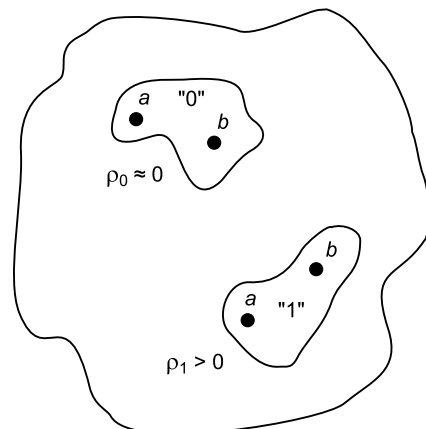


Рис. 2. Две пары точек наблюдения, находящиеся в состояниях “0” и “1”.

Количественно, “неупорядоченность” (и как противоположное понятие – “упорядоченность”) любой системы может быть описана понятием энтропии S . Далее будем следовать формализму построения энтропии для открытых систем согласно монографии [Климонтович, 1995].

Рассмотрим две пары точек a и b , каждая из которых находится в состояниях “0” и “1” соответственно и расположенных на разных участках наблюдения (рис. 2).

Вопрос роста упорядоченности мы будем обсуждать в связи с ростом коэффициента когерентности, т. е. эволюция системы из состояния “0” в состояние “1” будет рассматриваться с соответствующими СПМ, коэффициентом когерентности, эффективным гамилтонианом $H_{i,eff}$ и температурой Θ_i :

$$“0” - \sigma_0, \rho_0, H_{0,eff}, \Theta_0; “1” - \sigma_1, \rho_1, H_{1,eff}, \Theta_1,$$

$$\text{где } H_{0,eff} = u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_0 u_a u_b^*, \quad \Theta = 2\sigma_0^2(1 - \rho_0^2); \quad (5)$$

$$H_{1,eff} = u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_1 u_a u_b^*, \quad \Theta_1 = 2\sigma_1^2(1 - \rho_1^2).$$

Используя (1), (4), (5), можно показать, что

$$M_0 u^2 = \frac{\Theta_0}{2} \frac{1}{1 - \rho_0^2}, \quad M_0 u_a u_b^* = \frac{\Theta_0}{2} \frac{\rho_0}{1 - \rho_0^2}, \quad (6)$$

$$M_1 u^2 = \frac{\Theta_1}{2} \frac{1}{1 - \rho_1^2}, \quad M_1 u_a u_b^* = \frac{\Theta_1}{2} \frac{\rho_1}{1 - \rho_1^2},$$

$M_{n\dots} = \int du_a du_b \varphi_n(u_a, u_b) \dots$, $n=0, 1$, где $\varphi_n(u_a, u_b)$ – плотность распределения амплитуд колебаний на частоте ω в состояниях “0” и “1”:

$$\varphi_n(u_a, u_b) = \frac{\sqrt{1 - \rho_n^2}}{\pi \Theta_n} \exp\left(-\frac{H_{n,eff}}{\Theta_n}\right). \quad (7)$$

Принцип Гиббса требует неизменности средней энергии системы в процессе эволюции при исследовании энтропии. Однако, средняя энергия в неравновесных открытых системах изменяется, а мы имеем дело с одной из них.

В работе [Климонтович, 1995] принцип Гиббса обобщен на неравновесные системы. Согласно этому обобщению, необходима перенормировка плотности распределения амплитуд колебаний $\varphi_0(u_a, u_b)$ таким образом, что температура Θ_0 в состоянии “0” заменяется на $\Theta_0 \Theta$, где Θ подлежит определению из условия неизменности средней энергии системы в процессе эволюции из состояния “0” в состояние “1”. Иными словами, плотность распределения амплитуд колебаний $\varphi_0(u_a, u_b)$ из (7) заменяется на $\tilde{\varphi}_0$:

$$\tilde{\varphi}_0 = \frac{\sqrt{1 - \rho_{a,b}^2}}{\pi \Theta_0 \Theta} \exp\left(-\frac{H_{0,eff}}{\Theta_0 \Theta}\right), \quad (8)$$

где Θ определяется из того же требования Гиббса неизменности средней энергии системы в процессе эволюции из состояния “0” в состояние “1” [Климонтович, 1995]:

$$\tilde{M}_0 H_{0,eff} = M_1 H_{0,eff}, \quad (9)$$

$$\tilde{M}_0 \dots = \int du_a du_b \tilde{\varphi}_0(u_a, u_b).$$

Решая (9) относительно Θ , получим (см. Приложение В)

$$\Theta = \frac{(1 - \rho_0 \rho_1)}{1 - \rho_1^2} \frac{\Theta_1}{\Theta_0}. \quad (10)$$

Покажем теперь, что при переходе из состояния “0” в состояние “1” энтропия системы уменьшается при росте области когерентности, т.е. упорядоченность поля растет.

Известно, что энтропия системы определяется выражением

$$S = -M \ln(\varphi).$$

Тогда ее изменение при переходе из состояния “0” в состояние “1” будет иметь вид

$$\Delta S = S_0 - S_1 = M_1 \ln\left(\frac{\varphi_1}{\varphi_0}\right) > 0. \quad (11)$$

Подставляя (7) и (8) в (11), для выражения под логарифмом получим

$$\frac{\varphi_1}{\varphi_0} = \frac{\sqrt{1 - \rho_1^2}}{\sqrt{1 - \rho_0^2}} \frac{\Theta \Theta_0}{\Theta_1} \exp\left(\frac{H_{0,eff}}{\Theta \Theta_1} - \frac{H_{1,eff}}{\Theta_1}\right). \quad (12)$$

Используя выражение (12), перепишем (11) в следующем виде:

$$\Delta S = \ln\left(\frac{\sqrt{1 - \rho_1^2}}{\sqrt{1 - \rho_0^2}} \frac{\Theta \Theta_0}{\Theta_1}\right) + \frac{1}{\Theta \Theta_0} M_1 H_{0,eff} - \frac{1}{\Theta_1} M_1 H_{1,eff}. \quad (13)$$

Подстановка (B3) в (13), позволяет переписать выражение (13) в следующем виде:

$$\Delta S = \ln\left(\frac{\sqrt{1 - \rho_1^2}}{\sqrt{1 - \rho_0^2}} \frac{\Theta \Theta_0}{\Theta_1}\right) + \frac{\Theta_1(1 - \rho_0 \rho_1)}{\Theta \Theta_0(1 - \rho_1^2)} - \frac{\Theta_1}{\Theta_1}. \quad (14)$$

Для Θ было получено выражение (10), подставляя его в (14), получим

$$\Delta S = \ln\left(\frac{1 - \rho_0 \rho_1}{\sqrt{1 - \rho_0^2} \sqrt{1 - \rho_1^2}}\right). \quad (15)$$

Не уменьшая общности рассуждения, предположим, что на участке “0” (в состоянии “0”) $\rho_0 = 0$, тогда (15) будет иметь вид

$$\Delta S = S_0 - S_1 = -\ln\left(\sqrt{1 - \rho_1^2}\right) > 0.$$

Следовательно, энтропия уменьшается при переходе к состояниям с большими областями когерентности микросейсмического поля.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в настоящей работе теоретически обосновано утверждение: “микросейсмическое поле на поверхности Земли тем более упорядочено, чем большей когерентностью обладает его (поля) источник”. Таким образом сформулированное ранее [Синцов и др., 2006] “свойство роста упорядоченности микросейсмического фона над месторождениями УВ” получило теоретическое обоснование.

При этом можно говорить о двух проявлениях эффекта АНЧАР, которые наблюдаются над месторождениями УВ:

1) рост мощности эмиссии в низкочастотном (сейсмологическом) диапазоне (амплитудные аномалии СПМ);

2) рассмотренный в настоящей работе рост степени упорядоченности микросейсмического фона. Оба эти проявления эффекта возникают в рамках генера-

торной модели АНЧАР, а последнее из них открывает возможность выявления новых информативных параметров.

Таким образом, эффект АНЧАР – это суть существования потока энергии волн упругих колебаний в сейсмологическом диапазоне частот, источником которого является месторождение УВ [Диплом на открытие..., 1999], тогда как проявления этого эффекта – наблюдаемые следствия наличия месторождения УВ. Отметим также, что проявления эффекта АНЧАР могут не исчерпываться лишь выше указанными следствиями.

Приложение А

Покажем, что рост когерентности источника излучения приводит к росту когерентности микросейсмического поля.

Для этого рассмотрим кросскорреляционную функцию $\langle \mathbf{u}(\mathbf{r}_1, \omega), \mathbf{u}(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle$ на удалении от протяженного когерентного источника, излучающего волны упругих колебаний [Сунцов, Смирнов и др., 2010]:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}_1, \omega), \mathbf{u}(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle = \\ & = \iint_S ds' ds'' \mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \omega) \mathbf{I}(\mathbf{r}') \mathbf{I}(\mathbf{r}'') \mathbf{K}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1, \omega) \mathbf{K}^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2, \omega). \end{aligned} \quad (\text{A1})$$

Здесь $\mathbf{u}(\mathbf{r}_k, \omega)$ – спектр смещения в точке k , $\mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \omega)$ – функция когерентности источников излучения области S , $\mathbf{I}(\mathbf{r}')$ – средняя амплитуда скорости смещения элемента площадки ds' , $\mathbf{K}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_k, \omega)$ – векторная функция Грина краевой задачи.

Рассмотрим случай отсутствия корреляции между активными центрами излучения:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \omega) = \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r}''). \quad (\text{A2})$$

Тогда (1) примет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{J}(\mathbf{G} = 0) & = \langle \mathbf{u}(\mathbf{r}_1, \omega), \mathbf{u}(\mathbf{r}_2, \omega) \rangle = \\ & = \int_S ds' |\mathbf{I}(\mathbf{r}')|^2 \mathbf{K}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1, \omega) \mathbf{K}^*(\mathbf{r}', \mathbf{r}_2, \omega). \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

Рассмотрим другой крайний случай:

$$\mathbf{G}(\mathbf{r}', \mathbf{r}'', \omega) \approx 1, \forall (\mathbf{r}', \mathbf{r}''),$$

что соответствует сильной связи между активными центрами излучения в объеме интегрирования.

Тогда для (A1) справедливо

$$\mathbf{J}(\mathbf{G} = 1) = \int_S ds' \mathbf{I}(\mathbf{r}') \mathbf{K}(\mathbf{r}', \mathbf{r}_1, \omega) \int_S ds'' \mathbf{I}(\mathbf{r}'') \mathbf{K}^*(\mathbf{r}'', \mathbf{r}_2, \omega). \quad (\text{A4})$$

Сравнивая (A3) и (A4), можно показать, что

$$|\mathbf{J}(\mathbf{G} = 1)| > |\mathbf{J}(\mathbf{G} = 0)|, \quad (\text{A5})$$

т. е., рост когерентности источника излучения действительно приводит к росту когерентности микросейсмического поля.

Приложение В

Определим значение нормировочного множителя Θ из условия Гиббса – неизменности средней энергии системы в процессе эволюции из состояния “0” в состояние “1” [Климонтвич, 1995]:

$$\tilde{M}_0 H_{0,eff} = M_1 H_{0,eff}. \quad (\text{B1})$$

Тогда, используя (5) и (9), получим

$$\begin{aligned} \tilde{M}_0 H_{0,eff} & = \tilde{M}_0 (u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_0 u_a u_b^*) = \\ & = \tilde{M}_0 u_a^2 + \tilde{M}_0 u_b^2 - 2\rho_0 \tilde{M}_0 u_a u_b^*, \end{aligned}$$

$$M_1 H_{0,eff} = M_1 (u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_0 u_a u_b^*) = \quad (\text{B2})$$

$$= M_1 u_a^2 + M_1 u_b^2 - 2\rho_0 M_1 u_a u_b^*,$$

$$M_1 H_{1,eff} = M_1 (u_a^2 + u_b^2 - 2\rho_1 u_a u_b^*) =$$

$$= M_1 u_a^2 + M_1 u_b^2 - 2\rho_1 M_1 u_a u_b^*.$$

Подставляя (6) в (B2), получим

$$\tilde{M}_0 H_{0,eff} = \Theta \Theta_0 \frac{1}{1 - \rho_0^2} - \Theta \Theta_0 \frac{\rho_0^2}{1 - \rho_0^2} = \Theta \Theta_0,$$

$$M_1 H_{0,eff} = \Theta_1 \frac{1}{1 - \rho_1^2} - \rho_0 \Theta_1 \frac{\rho_1}{1 - \rho_1^2} = \frac{\Theta_1}{1 - \rho_1^2} (1 - \rho_0 \rho_1), \quad (\text{B3})$$

$$M_1 H_{1,eff} = \Theta_1 \frac{1}{1 - \rho_1^2} - \Theta_1 \frac{\rho_1^2}{1 - \rho_1^2} = \Theta_1.$$

Тогда, подставляя (B3) в (B1), для Θ получим следующее выражение:

$$\Theta = \frac{(1 - \rho_0 \rho_1) \Theta_1}{1 - \rho_1^2} \frac{1}{\Theta_0}. \quad (\text{B4})$$

Литература

- Алексеев А.С., Дедов В.П., Тригубович Г.М. Геофизики должны хорошо знать механику // Геофизика. 2007. № 3. С. 55–62.
- Арутюнов С.Л., Востров Н.Н., Кузнецов О.Л., Ремеев О.А., Сиротинский Ю.В., Шутов Г.Я. Прямой метод акустической низкочастотной разведки на нефть и газ (результаты и перспективы) // Межд. науч. конф. “Геофизика и современный мир”. Москва, 1993. С. 274.
- Арутюнов С.Л., Кузнецов О.Л., Карнаухов С.М., Резуненко В.И., Кирсанов М.В. Опыт низкочастотной разведки в газоносных районах Оренбургской области // Геология нефти и газа. 1994. № 11. С. 33–34.
- Диплом на открытие 109. Явление генерации инфразвуковых волн нефтегазовой залежью / С.Л. Арутюнов, В.Ф. Давыдов, О.Л. Кузнецов, Б.М. Графов, Ю.В. Сиротинский. Заявл. 22.03.97; Опубл. 25.12.98 // Научные открытия (сб. кратк. опис.). Вып. 1. М., СПб.: РАЕН, 1999. 58 с.
- Биряльцев Е.В., Вильданов А.А., Еронина Е.М., Рыжов В.А., Рыжов Д.А., Шабалин Н.Я. Моделирование эффекта АНЧАР в методе низкочастотного сейсмического зондирования // Технологии сейсморазведки. 2010. № 1. С. 31–40.
- Климонтвич Ю.Л. Статистическая теория открытых систем. Т. 1. М.: Янус-К, 1995. 624 с.
- Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1970. 720 с.
- Корчагин А.С. Механизм низкочастотных резонансов в пористой породе // Геофизика. 2000. № 6. С. 30–36.
- Кузнецов О.Л., Графов Б.М., Сунцов А.Е., Арутюнов С.Л. Технология АНЧАР: о теории метода // Геофизика. 2003. Специальный выпуск. С. 103–107.
- Пат. № 2045079 (RU). Способ виброразведки при поиске нефтегазовых месторождений / С.Л. Арутюнов, Г.Л. Лошкарев, Б.М. Графов, Ю.В. Сиротинский, М.А. Новицкий, В.И. Немтарев, О.Л. Кузнецов, Г.Я. Шутов, В.И. Резуненко, А.М. Черненко. Опубл. 01.04.1992а.
- Пат. № 2054697 (RU). Способ сейсморазведки при поиске нефтегазовых месторождений / С.Л. Арутюнов, Б.М. Графов, Г.Л. Лошкарев, Ю.В. Сиротинский, Н.Н. Востров, В.Е. Казаринов, О.Л. Кузнецов, О.А. Ремеев, Г.Я. Шутов, А.М. Кузин, Ю.М. Кутеев. Опубл. 29.12.1992б.

Пат. № 2251716 (RU). Способ поиска углеводородов (варианты) и способ определения глубины залегания продуктивных пластов. / С.Л. Арутюнов, Б.М. Графов, Ю.В. Сиротинский, А.Е. Сунцов. Опубл. 25.06.2004.

Сунцов А.Е., Арутюнов С.Л., Карнаухов С.М., Кунаев М.С., Дворников В.В. Эффективность микросейсмического инфразвукового прогноза нефтегазовых залежей // Тез. докл. Межд. конф. EAGE “Науки о Земле – найти и извлечь”. СПб, 2006. С. 17.

Сунцов А.Е., Графов Б.М. Капельно-пузырьковая модель излучающей залежи УВ // Технологии сейсморазведки. 2010. № 1. С. 9–17.

Сунцов А.Е., Смирнов С.Н. Модель излучающей залежи УВ в технологиях микросейсморазведки // Технологии сейсморазведки. 2010. № 1. С. 18–22.

Brian S., Stefan M. Time reverse modeling of microtremors: A potential method for hydrocarbon reservoir Localization // SEG Ann. Mtg. San Antonio, 2007. P. 37.

Suntsov A.E., Arutyunov S.L. Passive infra-frequency micro-seismic technology, experience and problems of practical use // EAGE Workshop “Passive seismic: exploration and monitoring applications” (10–13 Dec, 2006). Dubai, 2006. A25. P. 79–75.

*Статья поступила в редакцию 20 октября 2015 г.,
в окончательном варианте – 1 декабря 2015 г.*

КОРОТКО ОБ АВТОРЕ

СУНЦОВ Андрей Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института физической химии и электрохимии им. А.Н. Фрумкина РАН, заместитель генерального директора по науке и технологии ООО “НТК АНЧАР”.

E-mail: anchar@anchar.ru