ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК, 2004, том 395, № 2, с. 254–257

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.36

ВРЕМЕННЫ́Е ВАРИАЦИИ ТЕПЛОВОГО ПОЛЯ В СТВОЛЕ КОЛЬСКОЙ СВЕРХГЛУБОКОЙ СКВАЖИНЫ

© 2004 г. Л. А. Певзнер, О. Г. Бадалов, Д. М. Губерман, А. К. Карлин, В. В. Майоров, Е. А. Тимофеев

Представлено академиком Ю.Г. Леоновым 23.07.2003 г.

Поступило 01.09.2003 г.

Проводимые в скважинах–геолабораториях измерения температуры флюида показывают, что температура имеет временные вариации. Например, на Воротиловской скважине величина колебаний температуры флюида на заданной глубине составляет около 2°C в течение года [3]. На Кольской сверхглубокой скважине (СГ-3) [1, 2] в 2002 г. был проведен эксперимент по измерению температуры флюида на постоянной глубине 3000 м, что позволило разобраться в той части этих вариаций, которые обусловлены влиянием приливного потенциала.

В работе установлено, что временные вариации температуры флюида имеют небольшую (0.001–0.005°C) составляющую $f(t)$ с суточным периодом. Эта составляющая имеет значимую корреляцию с приливным потенциалом, обусловленным притяжением Луны и Солнца.

Для выделения составляющей $f(t)$ необходимо убрать как низкочастотный, так и высокочастотный шум. Большое число измерений позволяет применить методы вейвлетного анализа для нахождения составляющей $f(t)$. Коэффициент кросскорреляции между составляющей $f(t)$ и приливным потенциалом изменяется от –0.1 до 0.1 (в зависимости от величины смещения, см. рис. 2), а величина периодических суточных вариаций температуры составляет 0.001–0.005°C.

В феврале–декабре 2002 г. (с 21.02.02 по 28.12.02) на Кольской скважине было проведено около 200000 измерений температуры флюида на постоянной глубине 3000 м с интервалом измерений 1 мин. Результаты измерений, показанные на рис. 1, состоят из 10 непрерывных серий. Занумеруем эти серии числами 1, 2, …, 10. Отсутствие измерений между сериями обусловлено проведением других плановых работ в скважине.

ФГУП НПЦ "Недра", Ярославль

Ярославский государственный университет им. П.Г. Демидова

График на рис. 1 показывает, что 1–5-я, 9-я и 10-я серии не содержат резких скачков температуры, а серии 6–8 содержат резкие скачки, что обусловлено, по-видимому, несовершенством методики измерений. Выявление зависимости температуры от приливного потенциала будем проводить только на сериях без резких скачков.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ В ВЕЙВЛЕТНОМ БАЗИСЕ

Для установления зависимости температуры флюида от приливного потенциала нужно выделить составляющую $f(t)$ с суточным периодом, для чего нужно убрать как низкочастотный шум (с большим периодом), так и высокочастотный шум, обусловленный погрешностями измерений. Для выделения этой составляющей $f(t)$ применяется вейвлетное разложение с ортогональной вейвлетой (см., например, [5]). В качестве ортогональной вейвлеты $\psi(t)$ была выбрана вейвлета symlet8, которая наиболее эффективна при удалении шума. Через $\varphi(t)$ обозначим соответствующую масштабную функцию.

Итак, представим результаты N измерений температуры как значения некоторой функции $T(t)$ в N равноотстоящих точках. Вейвлетное разложение уровня n имеет вид

$$T(t) = \sum_k c_{0,k}\varphi_{0,k}(t) + \sum_{j=0}^{n}\sum_k d_{j,k}\psi_{j,k}(t), \qquad (1)$$

где

$$\psi_{j,k}(t) = 2^{j/2}\psi(2^j t - k), \quad \varphi_{j,k}(t) = 2^{j/2}\varphi(2^j t - k), \quad k, j \in \mathbb{Z},$$

$c_{0,k}$, $d_{j,k}$ – коэффициенты разложения.

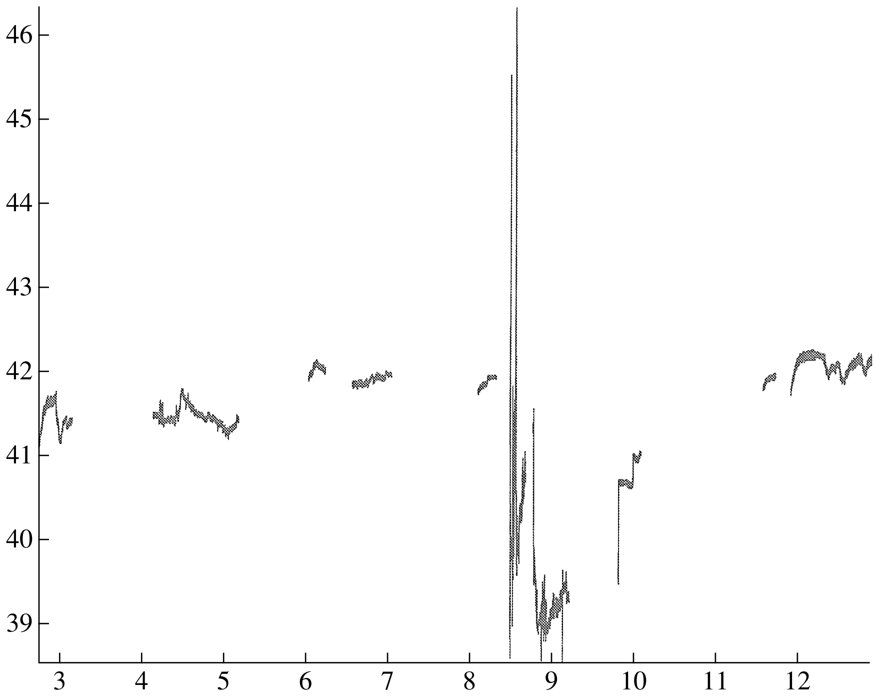

Рис. 1. График температуры флюида в стволе Кольской скважины на глубине 3000 м в течение 21.02.02–28.12.02. Горизонтальная ось – время (отмечено начало месяца). Вертикальная ось – температура (°С).

Частотное вейвлетное разложение функции $T(t)$ имеет вид

$$T(t) = T_0(t) + \sum_{j=0}^{n} T_{j+1}(t), \qquad (2)$$

где

$$T_0(t) = \sum_k c_{0,k}\varphi_{0,k}(t), \quad T_{j+1}(t) = \sum_k d_{j,k}\psi_{j,k}(t),$$

$$j = 0, 1, 2, \ldots, n.$$

Чтобы изучать суточные вариации в частотном разложении (2) уберем слагаемые $T_j(t)$ для $0 \le j < k_0$ (низкочастотный шум) и слагаемые $T_j(t)$ для $k_1 < j \le n + 1$ (высокочастотный шум).

Искомые суточные вариации отражаются в функции

$$f(t) = \sum_{j=k_0}^{k_1} T_j(t), \qquad (3)$$

где значения индексов k_0, k_1 выбираем так, чтобы суточный период соответствовал одному из индексов между ними.

Зависимость температуры флюида в скважине от приливного потенциала будем устанавливать вычислением кросс-кореляции функции $f(t)$ и приливного потенциала.

Подчеркнем, что для установления зависимости температуры от приливного потенциала удаление низкочастотного шума в разложении (2) является необходимым условием.

ЗАВИСИМОСТЬ ПРИЛИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА ОТ ВРЕМЕНИ

Напомним сведения, необходимые для вычисления приливного потенциала (см., например, [4]).

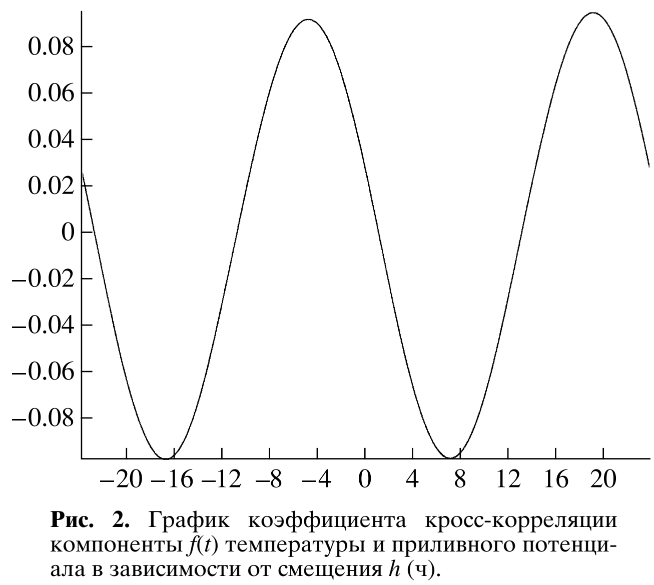

Рис. 2. График коэффициента кросс-корреляции компоненты $f(t)$ температуры и приливного потенциала в зависимости от смещения h (ч).

Рассмотрим вначале вспомогательную задачу нахождения приливного потенциала Луны в заданной точке Земли в заданный момент времени. Эту точку будем задавать расстоянием до центра Земли – R, широтой – φ, и часовым углом – H (геоцентрические координаты). Для Кольской скважины – $\varphi = 69°25'$.

Приливной силой Луны в заданной точке называют разность между силой притяжения Луны в этой точке и силой притяжения Луны в центре Земли.

Опуская промежуточные выкладки (см., например, [4]), приведем приближенную формулу для приливного потенциала, созданного притяжением Луны,

$$V \approx D_{\mathrm{M}}\left(\cos 2\psi_{\mathrm{M}} + \frac{1}{3}\right),$$

где через ψ_{M} обозначен угол между векторами от центра Земли до заданной точки и до Луны, а величина D_{M}, называемая константой Дудсона, не зависит от положения точки и Луны.

Обозначим геоцентрические координаты вектора из центра Земли в центр Луны через r, λ, δ, тогда

$$\cos\psi_{\mathrm{M}} = \cos\delta\cos\varphi\cos(H-\lambda) + \sin\delta\sin\varphi. \quad (4)$$

Аналогичные формулы справедливы и для приливного потенциала, созданного притяжением Солнца.

Суммарный приливной потенциал задается формулой

$$V = V(H,\varphi) = D_{\mathrm{M}}\left(\cos 2\psi_{\mathrm{M}} + \frac{1}{3}\right) + D_{\mathrm{S}}\left(\cos 2\psi_{\mathrm{S}} + \frac{1}{3}\right), \quad (5)$$

где константы Дудсона взяты из [4],

$$D_{\mathrm{M}} = 2.6206\ \text{м}^2/\text{с}^2, \quad D_{\mathrm{S}} = 1.2035\ \text{м}^2/\text{с}^2. \quad (6)$$

Эфемериды Луны и Солнца, т.е. величины λ, δ для Луны и для Солнца в текущий момент времени, взяты из базы данных о телах Солнечной системы PDS, организованной Лабораторией реактивного движения (http://pds.jpl.nasa.gov/).

Таким образом, для нахождения приливного потенциала $V = V(t)$ в момент времени t берем эфемериды Луны и Солнца в момент t и вычисляем $V(t)$ по формулам (4)–(6).

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для изучения температуры обычно [6] используется следующая математическая модель. Скважина представляется как полубесконечный стержень, положение точки на котором будем обозначать параметром z. Температуру в скважине на глубине z в момент времени t будем обозначать через $T(t, z)$.

В этом случае температура $T(t, z)$ удовлетворяет уравнению теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t}(t,z) = a\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + e(t), \quad (7)$$

где a – коэффициент температуропроводности, а величина $e(t)$ – пропорциональна интенсивности источника тепла.

Для выяснения влияния приливного трения будем предполагать, что величина $e(t)$ содержит слагаемое, пропорциональное производной приливного потенциала $V(t + h)$, где h – неизвестная временная задержка.

В этом случае из уравнения (7) следует, что величины $T(t, z)$ и $V(t + h)$ приближенно связаны линейной зависимостью.

СРАВНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПРИЛИВНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Для каждой серии было выбрано $k_1 = k_0 + 1$, т.е. оставлена только одна компонента спектра $f(t) = F_{k_0}(t)$. Величина k_0 выбрана так, чтобы компонента спектра $F_{k_0}(t)$ была наиболее близка к суточным колебаниям ($k_0 = 5$ для всех серий, кроме второй и десятой, в которых $k_0 = 6$). Параметр h принимал значения от –24 до 24 ч с шагом 10 мин. График коэффициента корреляции между величинами $T(t, z)$ и $V(t + h)$ в зависимости от смещения h приведен на рис. 2.

Отметим, что на компоненту спектра $f(t)$ оказывают влияние как большие (>0.1°C) низкочастотные шумы, так и скачки (высокочастотный шум).

Наличие этих шумов затрудняет оценку амплитуды суточной периодической составляющей температуры. Вычисления, проведенные по областям, не содержащим подобных шумов, показывают, что изменение температуры, обусловленное влиянием приливного потенциала, составляет 0.001–0.005°C.

Интересно отметить, что максимальное значение коэффициента кросс-корреляции достигается при смещении на 5 ч (h = –5 ч). Однако оценить погрешность значения этого смещения невозможно из-за наличия существенных низкочастотных шумов.

Таким образом, анализ результатов термомониторинга показал, что существует достоверная связь между температурой и приливным потенциалом.

ТЕПЛОВАЯ ЭНЕРГИЯ ПРИЛИВНОГО ТРЕНИЯ

Проведенные измерения позволяют оценить вклад энергии приливного трения в общий баланс тепловой энергии. Представим температуру флюида на заданной глубине следующим образом:

$$T = T_0 + T_1 + T_2,$$

где T_0 – среднее значение температуры на заданной глубине; T_1 – изменение температуры, обусловленное приливным трением; T_2 – изменение температуры, обусловленное другими процессами.

Для нахождения вклада T_1 будем считать, что $\langle T_2(t), V(t+h)\rangle = 0$ при $h = -5$ ч, где $\langle f, g\rangle = \int f(t)g(t)dt$ – скалярное произведение функций.

Тогда найденный коэффициент корреляции r (при $h = -5$) можно записать как

$$r = \frac{\|T_1\|}{\|T - T_0\|},$$

где $\|*\|$ – среднеквадратичная норма.

Тем самым доля тепловой энергии, обусловленной приливным трением, совпадает с коэффициентом корреляции и составляет примерно 0.1.

Такая же доля приливной энергии приводится и в работах [7, 8]. Поэтому небольшое значение коэффициента корреляции вполне объяснимо.

Таким образом, приведенные результаты измерений показывают, что температура флюида на постоянной глубине может изменяться до 0.5°C в течение 2–3 суток и до 1°C в течение года. Вейвлетное разложение позволяет выделить слабый периодический сигнал даже при таких больших изменениях (низкочастотный шум). Энергия приливного воздействия может изменять температуру земной коры в заданной точке на 0.001–0.005°C в сутки. Это изменение можно объяснить переходом части приливной энергии в тепло за счет трения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кольская сверхглубокая / Под ред. Е.А. Козловского. М.: Недра, 1984.
2. Кольская сверхглубокая: Науч. результаты и опыт исслед. / Под ред. В.П. Орлова, Н.П. Лаверова. М.: МФ “Технонефтегаз”, 1998.
3. *Карлин А.К., Певзнер Л.А., Тимофеев Е.А.* // Физика Земли. 2002. Т. 8. С. 84.
4. *Melchior P.* The Tides of the Planet Earth. Oxford: Pergamon Press, 1983.
5. *Chui C.K.* Wavelets: a Mathematical Tool for Signal Analysis. Philadelphia: SIAM, 1997.
6. *Тихонов А.Н., Самарский А.А.* Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.
7. *Чременский Г.А.* Геотермия. Л.: Недра, 1972.
8. *Поляк Б.Г., Кропоткин П.Н., Макаренко Ф.А.* В кн.: Энергетика геологических и геофизических процессов. М.: Наука, 1972. С. 7–26.