

УДК 550.838

## РАСЧЕТ ПОГРЕШНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОЦЕССОРНОГО ЯДЕРНО-ПРЕЦЕССИОННОГО МАГНИТОМЕТРА

© 1999 г. А. Ю. Денисов, В. А. Сапунов, О. В. Дикусар

Уральский государственный технический университет, Екатеринбург

Поступила в редакцию 08.09.1998 г.

После доработки 08.04.1999 г.

Рассматриваются систематическая и случайная погрешности протонных прецессионных геомагнитометров с цифровой обработкой по алгоритму периодометра, периодометра с внутрицикловой обработкой и методу наименьших квадратов. В явном виде учтены влияние затухания сигнала прецессии, корреляции шумов и основных параметров тракта регистрации. Проведено сравнение представленных методов, и сформулированы основные требования к датчику и тракту регистрации протонного магнитометра. Приведены результаты тестирования в обсерваторских условиях нового процессорного Оверхаузеровского магнитометра POS-1, подтверждающие представленные теоретические расчеты.

### ВВЕДЕНИЕ

Возрастающие требования по точности, чувствительности и быстродействию геомагнитных измерений, в частности, для обсерваторских наблюдений и исследования корреляционных эффектов различной природы, стимулируют создание нового поколения ядерно-прецессионных магнитометров с разрешающей способностью до 0.001 нТл, основанных на применении цифровых (процессорных) методов обработки протонных сигналов. Работы, посвященные анализу алгоритмов, используемых в магнитометрии, например [1, 2], не учитывают затухания сигнала прецессии, наличие корреляции шумов и неидеальность процесса оцифровки. Опыт разработки высокоточных магнитометров показал необходимость учета упомянутых факторов, что стимулировало появление данной работы.

### МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ РЕГИСТРАЦИИ МАГНИТОМЕТРА

Система регистрации ядерно-прецессионного магнитометра чаще всего включает в себя приемно-поляризирующую катушку датчика, конденсатор настройки, широкополосный линейный усилитель, а также блок оцифровки аналогового сигнала. Общая погрешность измерения прибора может быть обусловлена вкладами различной природы [2–4]. Далее будем рассматривать систему с малозумящим усилителем с полосой намного шире, чем рабочая полоса датчика. Считаем также, что частота опорного генератора достаточно высокая, чтобы пренебречь шумами квантования, возникающими при оцифровке сигнала. В этих предположениях ведущим источником по-

грешности тракта являются шумы приемной катушки, и спектральные свойства шума определяются электрическими параметрами датчика.

Принципиальная электрическая схема датчика представляет собой последовательный колебательный контур, образованный индуктивностью  $L$ , сопротивлением  $R$  измерительной катушки и емкостью настройки  $C$ , на вход которого подается сигнал

$$y(t) = f(t) + u(t),$$

где  $u(t)$  – шумовой сигнал;  $f(t)$  – полезный сигнал (ЭДС, наводимая на катушке прецессирующей намагниченностью рабочего вещества):

$$f(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \theta_0),$$

где

$$A(t) = A \exp(-t/T_2), \quad A > 0$$

и  $T_2$  – время поперечной релаксации. Полезный сигнал на выходе датчика при этом будет иметь вид

$$F(t) = S(t) \cos(\omega_0 t + \varphi) - S(0) e^{-\frac{t}{\tau_k}} \cos(\varphi) \cos(\tilde{\omega}_p t) \times \left( 1 + \frac{\omega_0}{\tilde{\omega}_p} \operatorname{tg}(\tilde{\omega}_p t) \left( \frac{1 - \frac{\tau_k}{T_2}}{\tau_k \omega_0} - \operatorname{tg}(\varphi) \right) \right), \quad (1)$$

где

$$S(t) = (\omega_0 C |Z|)^{-1} A(t),$$

$$|Z|^2 = X^2 + R^2 \left( 1 - \frac{\tau_k}{T_2} \left( 1 - \frac{\tau_k}{2T_2} \right) \left( 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} - \frac{\tau_k/T_2}{(\omega_0 \tau_k)^2} \left( 1 - \frac{\tau_k}{2T_2} \right) \right) \right),$$

$$\varphi = \theta_0 - \frac{\pi}{2} - \arctg \left( \left( \frac{X}{R} + \frac{2 - \tau_k/T_2}{2T_2 \omega_0} \right) / \left( 1 - \frac{\tau_k}{T_2} \right) \right),$$

$$X = \omega_0 L - 1/(\omega_0 C), \quad \tilde{\omega}_p^2 = \omega_p^2 - \tau_k^{-2},$$

$\omega_p = (LC)^{-1/2}$  – резонансная частота;  $\tau_k = 2Q/\omega_p$  – время корреляции и  $Q = \omega_p L/R$  – добротность контура.

Шум  $u(t)$  считаем нормальным, стационарным и широкополосным с известной спектральной мощностью  $W(\omega)$ . В данных предположениях выходной шум контура  $U(t)$  будет характеризоваться дисперсией

$$\sigma^2 \equiv \langle U(t)^2 \rangle = \omega_p Q W(\omega_p) / 2 \quad (2)$$

и нормированной корреляционной функцией

$$\rho(t) \equiv \sigma^{-2} \langle U(t)U(0) \rangle = \exp(-t/\tau_k) (\cos(\tilde{\omega}_p t) + (\tilde{\omega}_p \tau_k)^{-1} \sin(\tilde{\omega}_p t)), \quad (3)$$

где  $\langle \dots \rangle$  – знак статистического усреднения по амплитудам шума.

Наличие переходного участка в полезном сигнале (связанного со вторым слагаемым в (1)) приводит к возникновению систематической погрешности [2]. Этот вклад в погрешность прибора будет существенным при узкой рабочей полосе, либо при коротких временах измерения. Далее будем считать, что условия измерения позволяют установить, без существенной потери в чувствительности, время задержки начала счета  $t_3$  ( $t_3 \geq \tau_k$ ), в течение которого происходит затухание собственных колебаний контура, и тем самым пренебречь этой составляющей сигнала.

### ОБРАБОТКА ЦИФРОВОГО СИГНАЛА

Одним из главных моментов при проектировании магнитометра является выбор способа обработки оцифрованного сигнала. В действительности, как мы увидим далее, именно алгоритм формирует основные требования, предъявляемые к измерительному тракту. Подбор метода обработки может осуществляться по различным критериям, в зависимости от решаемых аппаратурой задач. В [1] представлен сравнительный анализ по точности достаточно широкого спектра алгоритмов, применяемых в магнитометрии. Далее мы сосредоточимся на анализе основных алгоритмов, определяющих модуль индукции внешнего магнитного поля по периоду сигнала свободной прецессии ядерных моментов  $T^0$ .

Одним из первых и наиболее просто реализуемых методов оценки периода, применяемых в магнитометрии, является периодомер (определение среднего периода за время наблюдения сигнала)

$$\bar{T} = \frac{2}{nN} (t_N - t_0). \quad (4)$$

Данный алгоритм достаточно подробно исследован, например [3, 4]. Далее он будет использоваться для сравнения с более точными методами оценки периода: периодомером с внутрицикловой обработкой (ПВО) [2] и методом наименьших квадратов (МНК) [1]. Оценка по методу ПВО имеет вид:

$$\bar{T} = \frac{2}{n([N/3] + 1)(N - [N/3])} \times \sum_{i=0}^{[N/3]} (t_{N-[N/3]+i} - t_i), \quad (5)$$

где  $N$  – общее число зарегистрированных переходов сигнала за измерение через заданный уровень компарирования;  $n$  – число полупериодов прецессии между двумя соседними регистрируемыми переходами;  $t_i$  – момент времени  $i$ -го перехода; [...] – целочисленное деление. Этот алгоритм, заключающийся в определении наиболее вероятного периода по равным временным интервалам, несмотря на достаточную простоту, дает точность, близкую к максимальной точности метода наименьших квадратов (МНК) [1]:

$$\bar{T} = \frac{12}{nN(N+1)(N+2)} \sum_{i=0}^N (2i - N)t_i. \quad (6)$$

Причем ПВО является наиболее оптимальным из трех по критерию точность–скорость обработки.

### ПОГРЕШНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТОМЕТРА

В выбранной нами модели магнитометра погрешность измерения обусловлена наличием шума в системе регистрации и ненулевым уровнем срабатывания компаратора, задающего отсчеты времени  $t_i$ . Наличие этих факторов приводит к возникновению смещений реальных  $t_i$  относительно идеальных значений  $t_i^0$ . Под идеальным мы будем понимать незатухающий ( $T_2 \rightarrow \infty$ ) сигнал в отсутствие шума ( $u(t) = 0$ ).

Условие  $i$ -го срабатывания компаратора с напряжением компарирования  $K$ , приведенным к выходу датчика, для идеального сигнала имеет вид:

$$K = S(t_0^0) \cos(\omega_0 t_i^0 + \varphi), \quad (7)$$

для реального:

$$K = S(t_i) \cos(\omega_0 t_i + \varphi) + U_i, \quad (8)$$

где  $U_i \equiv U(t_i)$ , причем для удобства полагаем  $t_0^0 = t_3$ .

В приближении  $S_i \equiv S(t_i^0) \approx S(t_i)$ , получаем из (7–8) величину смещения  $i$ -го перехода:

$$\begin{aligned} \Delta t_i &\equiv t_i - t_i^0 = \\ &= \text{sign}(\sin(\omega_0 t_0^0 + \varphi)) (-1)^{in} \omega_0^{-1} (\arcsin(K/S_0) - \\ &\quad - \arcsin((K - U_i)/S_i)). \end{aligned}$$

Опираясь на данное выражение и характеристики выходного шума (2–3), можно рассчитать моменты случайной величины  $\Delta t$ .

Считая уровень компарирования  $K$  малым и ограничиваясь ведущими поправками по отношению шум/сигнал, запишем приближенные выражения для первых моментов:

$$\langle \Delta t_i \rangle \equiv \text{sign}(\sin(\omega_0 t_0^0 + \varphi)) (-1)^{in+1} \omega_0^{-1} (K/S_i) \times (1 - S_i/S_0 + \sigma^2/(2S_i^2)), \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta t_i \Delta t_j \rangle - \langle \Delta t_i \rangle \langle \Delta t_j \rangle &\equiv (-1)^{n(i+j)} \times \\ &\times \omega_0^{-2} \rho(|t_i^0 - t_j^0|) \sigma^2 / \sqrt{(S_i^2 - K^2)(S_j^2 - K^2)}. \end{aligned} \quad (10)$$

Данные выражения позволяют вычислить погрешность измерения при использовании алгоритмов (4–6).

*Систематическая погрешность.* Для систематической погрешности в определении модуля индукции магнитного поля

$$\begin{aligned} \langle \Delta B \rangle &= -\gamma_p^{-1} \omega_0 \langle \Delta T \rangle / T^0 = \\ &= \text{sign}(\sin(\omega_0 t_3 + \varphi)) (\gamma_p T_2)^{-1} \xi K / S_0, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $\gamma_p = 2\pi \times 0.0425758$  рад/(нТл · с) – гиромагнитное отношение протона, коэффициент  $\xi$  для периодомера при  $K \rightarrow 0$  имеет вид:

$$\begin{aligned} \xi_{\text{пм}} &= (-1)^{nN} x^{-1} \left\{ \exp(x) - 1 + \frac{\sigma^2}{2S_0^2} [\exp(3x) - (-1)^{nN}] \right\}, \\ x &= T_n / T_2, \end{aligned}$$

где  $T_n \equiv t_N^0 - t_0^0$  – общее время измерения.

Рассмотрим коэффициент  $\xi$  для ПВО (5). Считаем далее, что  $N \gg 1$ . Согласно (9), при  $K \rightarrow 0$  получим для четных значений  $n$

$$\begin{aligned} \xi_{\text{ПВО}}^{\text{четн}} &= \frac{9}{2} x^{-2} \left\{ \left( \exp\left(\frac{x}{3}\right) - 1 \right) \left( \exp\left(\frac{2x}{3}\right) - 1 \right) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sigma^2}{6S_0^2} (\exp(x) - 1) (\exp(2x) - 1) \right\}. \end{aligned}$$

Аналогичные вычисления можно провести для алгоритма МНК (6). При четных  $n$

$$\begin{aligned} \xi_{\text{МНК}}^{\text{четн}} &= 6x^{-2} \left\{ \exp(x) + 1 - 2x^{-1} (\exp(x) - 1) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sigma^2}{6S_0^2} \left( \exp(3x) + 1 - \frac{2}{3} x^{-1} (\exp(3x) - 1) \right) \right\}. \end{aligned}$$

В последних двух алгоритмах при нечетных значениях  $n$  происходит частичное самоусреднение систематической ошибки из-за чередования знака обрабатываемых фронтов сигнала. По этой причине систематическая погрешность в данном случае много меньше, чем сдвиг при обработке целых периодов ( $\xi_{\text{нечет}} / \xi_{\text{четн}} \sim 0.25nT^0/T_2$ ).

Полученные формулы для систематической погрешности (11) позволяют сделать ряд общих выводов:

1) величина систематики существенно зависит от знака обрабатываемых фронтов сигнала;

2) при нормальных условиях эксплуатации ПВО и МНК с обработкой целых периодов (четные  $n$ ), а также простой периодомер дают примерно одинаковую систематику (см. рис. 1). Например, при  $T_n = T_2 = 1$  с,  $K/S_0 = 10^{-2}$  и отношении сигнал/шум  $S_0/(\sqrt{2}\sigma) = 50$ , получаем  $\langle \Delta B \rangle \equiv 0.06$  нТл;

3) систематическая погрешность, возникающая при ненулевом значении напряжения компарирования, связана с нестационарностью полезного сигнала и наличием шума в системе. Причем вклад “шумовой” составляющей существенен только в условиях очень плохого отношения сигнал/шум, что характерно для малогабаритных датчиков (например, скважинных). Так, при  $T_n \sim T_2$ , вклад шума в сдвиг по величине сопоставим с вкладом, связанным с затуханием сигнала, только при  $S_0/(\sqrt{2}\sigma) \sim 2$ . При  $T_n \sim 2T_2$  отношение сигнал/шум будет порядка 4.

*Случайная погрешность.* Опираясь на формулу (10), определим случайную погрешность магнитометра при различных типах обработки. Для среднего квадратического отклонения (СКО) модуля индукции, определяемого по алгоритму периодомера (4), находим выражение, близкое к полученному в [3]:

$$\sigma_B^{\text{пм}} = \sigma_B^0 \eta_{\text{пм}}, \quad (12)$$

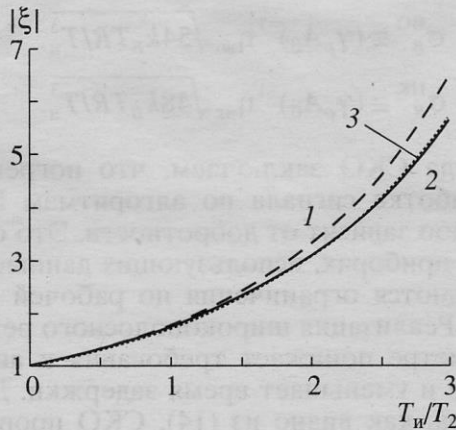


Рис. 1. Зависимость  $|\xi|$  от  $T_n/T_2$  для периодомера (1), ПВО (2), МНК (3).

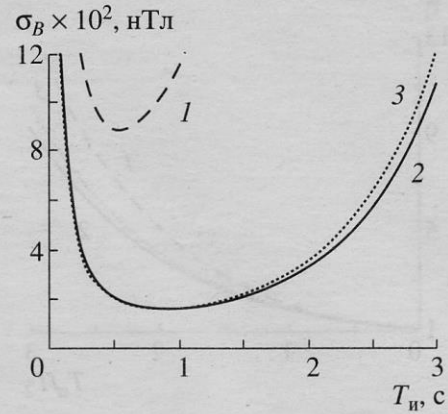


Рис. 2. Зависимость среднего квадратического отклонения от времени измерения при  $A_0 = 10$  мкВ,  $Q = 15$ ,  $R = 500$  Ом,  $T = 293^\circ$  К,  $T_2 = 0.5$  с и  $\omega_0 = \omega_p = 2\pi \times 2000$  рад/с для периодомера (1), ПВО (2), МНК (3).

где

$$\sigma_B^0 = \frac{1}{\gamma_p T_n} \frac{\sqrt{2}\sigma}{\sqrt{S_0^2 - K^2}} = \frac{\omega_0 C|Z|Q}{\gamma_p T_n} \sqrt{\frac{W(\omega_p)\omega_p/Q}{A_0^2 - (K\omega_0 C|Z|)^2}}, \quad A_0 \equiv A(t_3). \quad (13)$$

Считая основным источником шума тепловой шум измерительной катушки (по формуле Найквиста  $W(\omega_p) = 2k_B TR$ ) и  $\omega_p \equiv \omega_0$ , при  $K = 0$  представим (13) в более простом виде:

$$\sigma_B^0 = (\gamma_p T_n A_0)^{-1} \sqrt{2k_B TR \omega_p / Q}, \quad (14)$$

здесь  $T$  – абсолютная температура;  $k_B$  – постоянная Больцмана. В пределе  $K \rightarrow 0$  поправочный коэффициент, связанный с наличием затухания сигнала:

$$\eta_{\text{пм}}^2 = \exp(x) \operatorname{ch}(x).$$

В приближении  $T_2 \gg \tau_k$  СКО в методе ПВО (5):

$$\sigma_B^{\text{во}} = \sigma_B^0 \eta_{\text{во}} \lambda_k \sqrt{27/8} \sqrt{nT^0/T_n}, \quad (15)$$

в случае МНК (6)

$$\sigma_B^{\text{нк}} = \sigma_B^0 \eta_{\text{нк}} \lambda_k \sqrt{3} \sqrt{nT^0/T_n}, \quad (16)$$

где при  $K \rightarrow 0$

$$\eta_{\text{во}}^2 = 3x^{-1} \exp(x) \operatorname{sh}(x/3) \operatorname{ch}(2x/3),$$

$$\eta_{\text{нк}}^2 = 3x^{-1} \exp(x) ((1 + 2x^{-2}) \operatorname{sh}(x) - 2x^{-1} \operatorname{ch}(x)).$$

Коэффициент, возникающий из-за корреляции шумов,

$$\lambda_k^2 = \frac{1 - e^{-2\tau} + 2(\tilde{\omega}_p \tau_k)^{-1} e^{-\tau} \sin(\tau 2Q(\tilde{\omega}_p - \omega_0)/\omega_p)}{1 + e^{-2\tau} - 2e^{-\tau} \cos(\tau 2Q(\tilde{\omega}_p - \omega_0)/\omega_p)},$$

$$\tau = \frac{nT^0}{2\tau_k} = \frac{n\pi \omega_p}{2Q\omega_0},$$

в пределе нескоррелированного шума ( $\tau \gg 1$ ) близок к 1. В случае роста корреляции ( $\tau \ll 1$ )

$$\lambda_k^2 \approx \frac{2/\tau}{1 + (2Q(\tilde{\omega}_p - \omega_0)/\omega_p)^2}. \quad (17)$$

Для сравнения, на рис. 2 приведены зависимости СКО (12, 15, 16) от  $T_n$  при  $T_2 = 0.5$  с и параметрах ( $A_0 = 10$  мкВ,  $Q = 15$ ,  $R = 500$  Ом), соответствующих магнитометру POS-1, серийно выпускаемому лабораторией квантовой магнитометрии Уральского государственного технического университета.

В отличие от результатов, полученных для случайной погрешности [1, 2], в выражениях СКО (15, 16) в явном виде выделены поправочные коэффициенты  $\eta$  и  $\lambda$ , учитывающие нестационарность сигнала и корреляцию шумов. Вид зависимостей коэффициентов  $\eta$ , представленный на рис. 3, демонстрирует экспоненциальный рост погрешности при больших временах измерения. Это обуславливает существование оптимальных времен измерения для рассматриваемых алгоритмов (см. рис. 2). Для периодомера оптимальное время  $T_n \approx 1.1T_2$ , для двух других  $T_n \approx 1.8T_2$ . Причем, по сравнению с другими методами, в области оптимального  $T_n$  периодомер более критичен к изменению времени затухания сигнала (ширина кривой  $\sigma(T_n/T_2)$  по уровню  $\sqrt{2}\sigma_{\text{мин}}$  на 30% меньше, чем для ПВО и МНК), что существенно для выбора рабочего диапазона температур и градиентоустойчивости прибора.

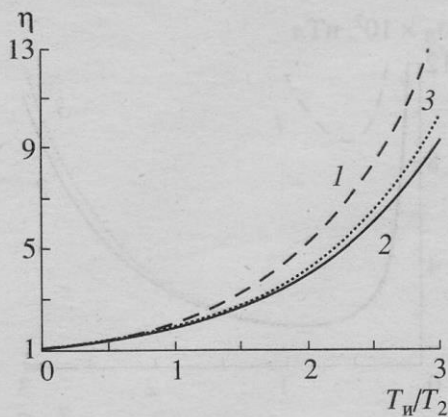


Рис. 3. Зависимость  $\eta$  от  $T_n/T_2$  для периодомера (1), ПВО (2), МНК (3).

Анализ представленных выражений показывает, что зависимости  $\sigma_B^{BO}$  и  $\sigma_B^{HK}$  в области рабочих параметров очень близки, и величина  $\sigma_B^{BO}$  мало отличается от  $\sigma_B^{HK}$ . При этом отношения с СКО периодомера составляют:  $\sigma_B^{BO}/\sigma_B^{PM} \sim (13.5\tau_k/T_n)^{1/2}$  и  $\sigma_B^{HK}/\sigma_B^{PM} \sim (12\tau_k/T_n)^{1/2}$ , т.е. проигрыш по точности периодомеру будет наблюдаться при сильной корреляции ( $T_n/\tau_k < 12-14$ ).

Для случая достаточно узкой рабочей полосы ( $Q \geq \pi/2$ ), с учетом (14, 17), получаем предельные выражения:

$$\sigma_B^{BO} \cong (\gamma_p A_0)^{-1} \eta_{BO} \sqrt{54k_B TR/T_n^3},$$

$$\sigma_B^{HK} \cong (\gamma_p A_0)^{-1} \eta_{HK} \sqrt{48k_B TR/T_n^3}.$$

Из вида СКО заключаем, что погрешность при обработке сигнала по алгоритмам ПВО и МНК слабо зависит от добротности. Это означает, что в приборах, использующих данные методы, снимаются ограничения по рабочей полосе датчика. Реализация широкополосного режима в магнитометре понижает требования к аналоговой части и уменьшает время задержки. Для периодомера, как видно из (14), СКО пропорционально  $Q^{-1/2}$ . Это обуславливает требования к повышению добротности, т.е. к сужению рабочей полосы датчика.

Проведена экспериментальная проверка представленных выше расчетов, как в лабораторных условиях (незатухающий сигнал прецессии с варьированием амплитуды и частоты сигнала), так и в мерах индукции поля 1-го разряда (реальный сигнал). Для этого использовались специализированный регистратор периодов, сопряженный с персональным компьютером по шине ISA, Оверахаузеровский магнитометр POS-1 и градиентометр POS-2, реализующие представленные методы при соответствующем перепрограммировании. В случае незатухающего сигнала получено хорошее согласие с экспериментальными данными.

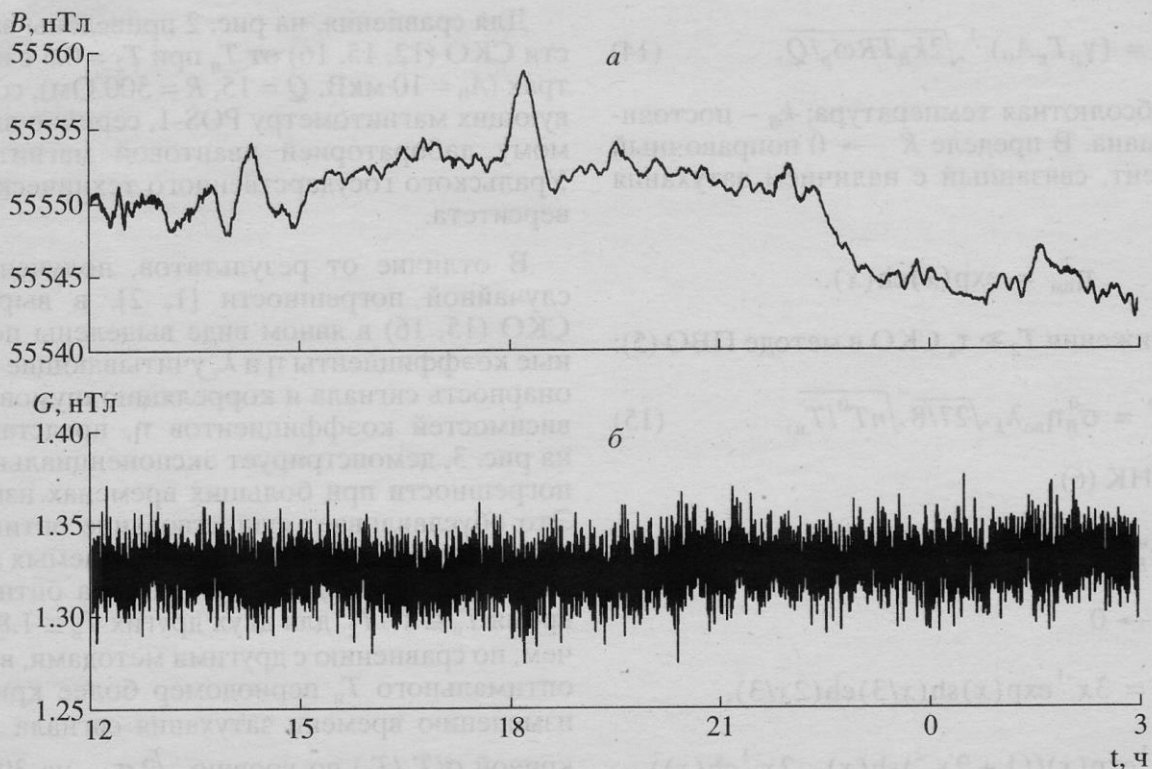


Рис. 4. Запись геомагнитных вариаций при помощи градиентометра POS-2 в обс. Арти (07.01.1999).  $B$  – модуль индукции поля (а);  $G$  – разность модулей на вертикальной базе 1.8 м (б).

ми (до 10%). В условиях меры поля (Мельничный Ручей, С.-Петербург и Космаково, Екатеринбург) получено расхождение с расчетом в пределах от 30 до 100%, что может быть объяснено наличием техногенных помех и недостаточной стабильностью магнитного поля. Совпадение экспериментальных и расчетных данных для затухающего сигнала достигнуто при отсутствии техногенных помех и исключении вариаций магнитного поля с помощью градиентометра POS-2 в условиях магнитной обсерватории (г. Арти). На рис. 4 представлен пример записи геомагнитных вариаций поля и разности полей для датчиков, расположенных на расстоянии 1.8 м. СКО измерений разности при 6-секундном цикле составило 0.013 нТл при расчетной величине 0.011 нТл, соответствующей указанным выше параметрам датчика POS-1 и времени затухания сигнала прецессии 0.8 с. При увеличении времени релаксации вещества достигнута чувствительность порядка 1 нТл.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках данной работы проведено теоретическое исследование точности различных способов цифровой обработки сигнала. Анализ позволил сделать ряд общих выводов:

1. Выбор алгоритма обработки гармонического затухающего сигнала, в частности при разработке протонных магнитометров формирует следующие критерии:

– метод периодомера обуславливает оптимизацию по критерию отношения сигнала к интегральному шуму, а методы ПВО и МНК соответственно отношения сигнала к плотности шума;

– методы МНК и ПВО обеспечивают значительное улучшение чувствительности (СКО) при длительных измерениях и сопоставимы с периодомером при длительности измерений порядка 10 времен корреляции шумов;

– полученные выражения для случайной погрешности измерений при оптимальных условиях показывают, что СКО периодомера обратно про-

порционально времени затухания сигнала ( $T_2^{-1}$ ), а для МНК и ПВО соответственно  $T_2^{-3/2}$ .

2. Теоретически и экспериментально обоснована широкополосность регистрации частоты квазигармонических сигналов без потери чувствительности при использовании методов с внутрицикловой обработкой. Точность оценки периода сигнала по МНК и ПВО слабо зависит от ширины рабочей полосы, что обеспечивает возможность создания нового поколения ненастраиваемых протонных геомагнитометров.

3. Установлено, что систематическая погрешность измерений, связанная с ненулевым уровнем компарирования, при МНК и ПВО с обработкой целого числа периодов сопоставима с погрешностью периодомера. Величина погрешности может быть резко уменьшена для внутрицикловых методов с обработкой полупериодов сигнала прецессии.

Представленные результаты получили экспериментальное подтверждение, использованы при разработке процессорных магнитометров с разрешающей способностью до 0.001 нТл и могут быть полезны для развития ряда геофизических методов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кравченко В.Б., Хромов А.А. Оптимизация тракта обработки сигнала прецессии протонного магнитометра // Геомагнетизм и аэрономия. 1980. Т. 20. № 4. С. 731–736.
2. Канторович В.Л., Смирнов Б.И. К расчету шума протонного геомагнитометра // Геофизическая аппаратура. 1986. Вып. 85. С. 3–16.
3. Ротштейн А.Я., Ротштейн М.А., Смирнов Б.И. Погрешность измерения частоты сигнала свободной ядерной прецессии // Геофизическая аппаратура. 1974. Вып. 56. С. 34–39.
4. Ротштейн А.Я. О воздействии переменных помех при измерении напряженности поля с помощью ядерно-прецессионных магнитометров // Геомагнетизм и аэрономия. 1969. Т. 9. № 4. С. 728–734.