

МЕТОД РОЗРАХУНКУ РЕЗУЛЬТУЮЧОЇ ПОХИБКИ СКАНУЮЧОГО ЗОНДОВОГО МІКРОСКОПУ

Національний авіаційний університет

mariia.kataieva@npp.nau.edu.ua

kvp@nau.edu.ua

Вступ

Стрімкий розвиток нанотехнологій в наш час супроводжується значним підвищенням вимог до метрологічного забезпечення проведення прецизійних вимірювань у нанометровому діапазоні. Скануючий зондовий мікроскоп (СЗМ) один з базових інструментів для забезпечення подібних робіт, оскільки здатний як вимірювати рельєф з атомарним дозволом, так і поатомно його модифікувати. Проведений аналіз показав, що однією з основних проблем, які виникають у процесі вимірювання нанооб'єктів є дестабілізуючий вплив таких факторів як зміна температурного режиму, вібрації, перепади тиску, негативна дія яких знижує ефективність корекції систематичних складових похибки та може бути причиною появи неправильної інтерпретації вимірювальної інформації та отримання недостовірного зображення рельєфу нанооб'єкта.

Мета

Метою є удосконалення існуючих та розробка нових методів визначення та корекції випадкових похибок СЗМ, поява яких є наслідком впливу зовнішніх дестабілізуючих факторів.

Постановка проблеми

При проведенні нановимірювань за допомогою СЗМ доводиться враховувати якомога більше джерел похибок, в тому числі і похибок зразкових мір і еталонів, з метою компенсації або виключення цих показників з результатів СЗМ вимірювань. Похибки, які можна компенсувати або виключити з обрахунків, зазвичай умовно відносять до систематичних, а ті, які врахувати та виключити не вдається – до

випадкових похибок СЗМ. Так, наприклад, температурну похибку можна класифікувати як змінну систематичну похибку, якщо відомий її функціональний зв'язок з температурою. Але якщо температура приладу змінюється настільки швидко, що протягом одного вимірювання відбувається декілька доволі вагомих непередбачуваних коливань, то температурну похибку слід класифікувати як випадкову, спричинену впливом зовнішніх дестабілізуючих факторів. При проведенні калібрування СЗМ за допомогою зразкових мір, точність яких вища за точність СЗМ, певну частину систематичних похибок можна розрахувати з високою точністю. В результаті такої перевірки виключаються всі похибки, період вимірювання яких більший за період перевірки, та визначається залежність дестабілізуючого фактору з викликаною ним похибкою. Крім того, є можливість методом математичних розрахунків або автоматично перевіряти вимірювальний прилад по цій зразковій мірі перед кожним вимірюванням. Але, такий підхід дуже трудомісткий та вимагає значних витрат часу.

Крім того, всі дестабілізуючі фактори та викликані ними похибки завчасно невідомі і випадковим чином змінюються у часі. Тому, можна стверджувати, що ми маємо справу з цілим рядом випадкових функцій часу. Це стало причиною того, що все більше вітчизняних та закордонних вчених [1-6] схиляються до того, щоб розглядати всі похибки СЗМ як випадкові, а класифікувати їх лише на основі середньої частоти зміни. В цьому сенсі можна говорити і про спектральний склад інтегральної похибки нановимірювання.

Розглянемо [3-4] традиційні методи корекції адитивної систематичної похибки СЗМ (рис.1а) та адитивної випадкової похибки, спричиненої впливом дестабілізуючих факторів (рис.1б), рівномірно розподіленої в зоні $0 - V\sqrt{3}$ відносно ідеальної характеристики вимірювального приладу.

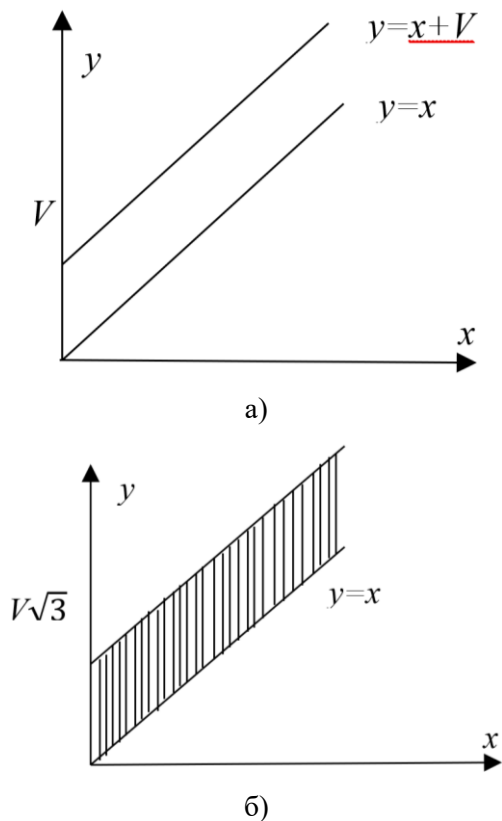


Рис. 1. Характеристики адитивної похибки СЗМ: систематичної (а) і випадкової (б).

Для будь-якої точки передавальної характеристики СЗМ, у випадку появи адитивної систематичної похибки або адитивної випадкової похибки, другі початкові моменти похибки є рівними.

$$a_2 = a''_2 = V^2. \tag{2}$$

Очевидно, що інформативність результатів вимірювань адитивної систематичної похибки набагато вищий, ніж у адитивної випадкової похибки. Тому, адитивну систематичну похибку СЗМ можливо визначити методом перевірки СЗМ по зразковій наноміри та, визначивши значення V, звести похибки всіх наступних вимірювань до похибки зразкової наноміри. Але для корекції адитивних випадкових похибок СЗМ цей метод не підходить, оскільки вимагає занадто великих витрат часу та є

неефективним через невизначеності, внесені в результати вимірювання впливом спричиненої впливом зовнішніх дестабілізуючих факторів. А оскільки результуюча похибка СЗМ в будь-який момент часу виявляється випадковою величиною то задача розробки методів її визначення та корекції є актуальною та вимагає подальшого дослідження.

Основна частина

В загальному випадку передавальна характеристика СЗМ представляє собою випадкову функцію двох аргументів – вимірюваної величини і часу: $y = f(x, t)$.

При практичній сталості вимірюваної величини \bar{x} протягом циклу корекції t_n значення \bar{x} та зразкової аналогової величини на вході СЗМ будуть достатньо близькі, а абсолютна похибка СЗМ буде представляти собою випадкову нестационарну функцію часу $\Delta(t)$, оскільки її математичне очікування і кореляційна функція залежать від часу: $\Delta(t) = f(\bar{x}, t) - \bar{x}$.

Розглянемо випадкову функцію $\Delta(t)$ на інтервалі часу $(0, T)$, відповідному встановленому режиму роботи СЗМ. При вимірюванні сигналу СЗМ, t_n зазвичай не перевищує кілька сотих секунди, тому, припустимо, що $t_n = 0,1$ с. Якщо навіть прийняти, що $T = 10^5 t_n$, то це складе біля 3-х годин. За цей час математичне очікування і кореляційна функція випадкової функції $\Delta(t)$ практично не змінюються, і $\Delta(t)$ на вказаному інтервалі $[a, b]$ безумовно можна розглядати як стаціонарну функцію. Розіб'ємо інтервал на досить велике число спектральних складових похибки основного вимірювального ланцюга, системою точок $A = x_0, x_1, x_2, \dots, x_{n-1}, x_n = B$. Позначимо $\Delta x_i = x_i - x_{i-1}$. Кожному інтервалу можна вибрати довільну точку $\xi_i, i=1, 2, \dots, n$ так, що ймовірність попадання на кожен з інтервалів $[x_{i-1}, x_i]$ дорівнює:

$$P(x_{i-1} < x < x_i) = F(x_i) - F(x_{i-1}) = \int_{x_{i-1}}^{x_i} p(x) dx = p(\xi_i) \Delta x_i. \tag{2}$$

Дискретизуємо випадкову величину x, побудувавши нову величину із значенням $x = \xi_i$ з ймовірністю $p(\xi_i) \Delta x_i$. Тоді:

$$M\bar{X} = \xi_1 p(\xi_1) \Delta x_1 + \xi_2 p(\xi_2) \Delta x_2 + \dots +$$

$$+\xi_n p(\xi_n) \Delta x_n = \sum_{i=1}^n \xi_i p(\xi_i) \Delta x_i. \quad (3)$$

Розрахуємо довірчий інтервал

$$MX = \lim_{\lambda \rightarrow 0} \sum_{i=1}^n \xi_i p(\xi_i) \Delta x_i = \int_a^b xp(x) dx. \quad (4)$$

Математичним очікуванням безперервної випадкової величини x , розподіленої на спектрі $[A;B]$ дорівнює:
$$MX = \int_a^b xp(x) dx. \quad (5)$$

Математичне очікування m_Δ , безперервної випадкової величини x , розподіленої на нескінченному інтервалі дорівнює:

$$MX = \int_{-\infty}^{\infty} xp(x) dx. \quad (6)$$

За умови, що інтеграл (6) абсолютно збігається, тобто: $\int_{-\infty}^{\infty} |x|p(x) dx < \infty$.

Спектральний канонічний розпад функції $\Delta(t)$ має вигляд [Л.14,50]:

$$\begin{aligned} \Delta(t) &= m_\Delta + \sum_{i=0}^{\infty} \left(A_i \cos \frac{i\pi}{T} t + B_i \sin \frac{i\pi}{T} t \right) = \\ &= m_\Delta + \sum_{i=0}^{\infty} (A_i \cos 2\pi f_i t + B_i \sin 2\pi f_i t); \\ 0 < t < T, \end{aligned} \quad (7)$$

де $m_\Delta = MX$ – математичне очікування $\Delta(t)$; A_i і B_i – коефіцієнти розташування, які являють собою некорельовані випадкові величини з математичними очікуваннями, рівними нулю, і з дисперсіями, однаковими для кожної пари випадкових величин з одним і тим самим індексом i : $\xi[A_i] = \xi[B_i] = \xi_i$; $f_i = i/2T$ – частота i -ї координатної функції розташування.

Доведено [5-8], що в результаті реалізації одного з ітераційних методів корекції повністю виключаються математичне очікування m_Δ і ті спектральні складові похибки основного вимірювального ланцюга $\Delta(t)$, періоди яких вагомо більші t_n . Справа в тому, що при конкретній реалізації вимірювально-обчислювального процесу оперують не з самою випадковою функцією $\Delta(t)$ та випадковими величинами A_i та B_i , а з її конкретною реалізацією. Тому при автоматичній корекції має значення не абсолютна величина тієї чи іншої спектральної складової похибки, а тільки її зміна за час t_n ця зміна залежить від періоду координатних функцій розпаду (7).

Побудуємо гістограму середньої спектральної щільності середнього квадратичного відхилення центрованої випадкової

функції $\Delta^\circ(t) = \Delta(t) - m_\Delta$ і, замінюючи гістограму огинаючою, отримаємо наближену криву спектральної щільності середнього квадратичного відхилення. Така крива, типова для АЦП, показана на рис.2

В низькочастотній області спектру крива $G_0(f)$ має характерний підйом, окремим викиди на фіксованих частотах, обумовлені впливом зовнішніх дестабілізуючих факторів та спад в області високих частот внаслідок обмеження смуги пропускання АЦП СЗМ. Оскільки в правильно структурованому СЗМ смуга пропуску АЦП повинна бути узгоджена з його швидкістю, цей спад буває як природного так і штучного походження.

Слід зазначити, що складові вимірюваного процесу $\bar{x}(t)$ починаючи з $f_c \approx (0,3 \div 0,5)f_{ЗМ}$ є достатньо високими частотами, та при заданому часі проведення нановимірювань $t_v = 1/f_m \approx t_n$ неможливо отримати достовірну інформація про спектральні характеристики сигналу СЗМ. Тому бажано відфільтрувати високочастотні складові $\bar{x}(t)$ і похибки, починаючи приблизно з частоти f_c . Це реалізується двома способами: якщо їх особиста інертність недостатня – на входах чи виходах ланок АЦП СЗМ виключаються складові фільтрів. Іншим способом фільтрації спектральних складових з частотами $f_{max} \approx 10f_r$ є застосування в СЗМ АЦП інтегруючого типу, вихідний код якого пропорційний середньому значенню вимірюваної величини та похибки за час t_m .

Доведено, що якщо випадкову похибку СЗМ рахувати зневажливо малою, то результуюча похибка адитивного ітераційного самокорегуючого приладу дорівнюватиме:

$$\Delta_{rez}(t) = \Delta(t) - \Delta(t + t_n). \quad (8)$$

Використовуючи розпад (7), отримуємо:

$$\begin{aligned} \Delta_{rez}(t) &= \sum_{i=0}^{\infty} 2 \sin \pi f_i t_n \times \\ &\times \left[A_i \cos 2\pi f_i \left(t + \frac{t_n}{2} \right) - \right. \\ &\left. - B_i \sin 2\pi f_i \left(t + \frac{t_n}{2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

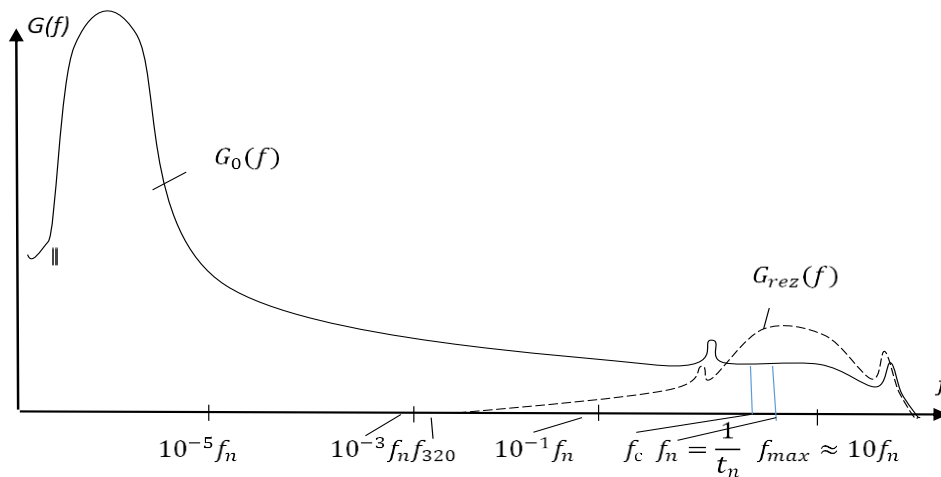


Рис.2. Криві спектральної щільності похибки приладу без корекції [$G_0(f)$] та ітераційного самокорегуючого приладу [$G_{rez}(f)$].

Враховуючи, що $f_i = i/2T = i/2 \cdot 10^5 t_n$, і при $a \rightarrow 0, \sin a \approx a$ маємо, що для всіх i , менших 320, $2 \sin \pi f_i t_n < 10^{-2}$.

Тому члени спектрального розпаду (9), починаючи з частот, менших за $f_{320} \approx 1,6 \cdot 10^{-3} f_n$, практично не впливають на результуючу похибку. Відповідно зменшуються і їх середні квадратичні відхилення більш ніж в 100 разів.

Важливо зазначити, що складові спектрального розпаду з частотами, більшими за $f_{max} = 10 f_n = f_{2 \cdot 10^6}$ практично повністю відфільтровуються АЦП. Тому результуюча похибка адитивного ітераційного самокорегуючого приладу можна визначити співвідношенням

$$\Delta_{rez}(t) = - \sum_{i=320}^{2 \cdot 10^3} 2 \times \times \sin \pi f_i t_n \left[A_i \cos 2\pi f_i \left(t + \frac{t_n}{2} \right) - B_i \sin 2\pi f_i \left(t + \frac{t_n}{2} \right) \right] \quad (10)$$

Враховуючи спектральний склад $\Delta_{rez}(t)$, можна стверджувати, що ця функція є стаціонарною випадковою функцією з $m_\Delta = 0$.

Функція спектральної щільності середнього квадратичного відхилення $\Delta_{rez}(t)$ показана на рис.1 пунктирною кривою а середнє квадратичне відхилення спектральних складових результуючої похибки з частотами, сумірними з f_n в $\sqrt{2}$ раз більше середнього квадратичного відхилення відповідних спектральних складових похибки прямого виміру.

Розрахуємо середнє квадратичне відхилення результуючої похибки при реалізації адитивного методу

$$\sigma_{rez} = \int_0^\infty G_{rez}(f) df \approx \int_{1,6 \cdot 10^{-3} f_n}^{10 f_n} G_{rez}(f) df.$$

$$\sigma_0 = \int_0^\infty G_{rez}(f) df \approx \int_0^{10 f_{rez}} G_0(f) df. \quad (11)$$

Окрім того, як вже відмічалось, при реалізації адитивного методу повністю виключається математичне очікування m_Δ похибки основного вимірювального ланцюга. Інтегральна систематична похибка основного вимірювального ланцюга СЗМ може бути представлена різницею $\Delta(t) - \Delta_{rez}(t)$, яка є результатом математичного очікування та похибок низькочастотних складових спектру основного вимірювального ланцюга. Тому для СЗМ з автоматичною корекцією застосування неентропійно-інформаційного підходу до оцінки їх метрологічних характеристик являється цілком коректним та перспективним.

Розроблена математична модель формування похибки результату вимірювання за допомогою СЗМ. Похибка результату вимірювання дорівнює:

$$E(t_n) = Y(t_n) - X(t_n), n = 1, 2, \dots \quad (12)$$

В рівнянні (12) послідовність $Y(t_n), n = 1, 2, \dots$ представимо її складовими:

$$Y(t_n) = Y_x(t_n) + Y_f(t_n) + H(t_n) - X(t_n) = Y_x(t_n) - X(t_n) + Y_f(t_n) + H(t_n) =$$

$$= E_x(t_n) + E_f(t_n) + E_h(t_n) \quad (13)$$

де $E_x(t_n) = Y(t_n) - X(t_n)$, $n = 1, 2, \dots$

Послідовність мультиплікативної похибки:

$$E_f(t_n) = Y_f(t_n), n = 1, 2, \dots \quad (14)$$

Послідовність адитивної складової похибки, від узагальненого обуренням СЗМ на вході:

$$E_h(t_n) = H(t_n), n = 1, 2, \dots \quad (15)$$

Послідовність адитивної складової похибки, обумовленої узагальненим обуренням на виході СЗМ, спираючись на (14) та (15) буде мати наступний вигляд:

$$E_f(t_n) = m_{ef}(t_n) + \dot{E}_f(t_n) = m_{yf}(t_n) + \dot{Y}_f(t_n), n=1,2,\dots$$

$$E_h(t_n) = m_{eh}(t_n) + \dot{E}_h(t_n) = m_h(t_n) + \dot{H}(t_n), n=1,2,\dots$$

Звідси отримаємо наступні рівняння:

$$m_{ef}(t_n) = m_{yf}(t_n), n = 1, 2, \dots,$$

Послідовність адитивної систематичної похибки, обумовленої детермінованим узагальненим обуренням на вході СЗМ;

$$E_f(t_n) = \dot{Y}_f(t_n), n = 1, 2, \dots,$$

Центрована адитивна випадкова послідовність похибки, обумовлена центрованим випадковим узагальненим обуренням на вході СЗМ, з коваріаційною функцією $K_{ef}(\tau_v) = K_{yf}(\tau_v)$, $v = \overline{0, r_f - 1}$;

$$m_{eh}(t_n) = m_h(t_n), n = 1, 2, \dots,$$

Послідовність адитивної систематичної похибки, обумовленої детермінованим узагальненим обуренням на вході СЗМ;

$$\dot{E}_h(t_n) = \dot{H}(t_n), n = 1, 2, \dots,$$

Центрована адитивна випадкова послідовність похибки, обумовлена центрованим випадковим узагальненим обуренням на вході СЗМ, з коваріаційною функцією $K_{eh}(\tau_v) = K_h(\tau_v)$, $v = \overline{0, r_h - 1}$.

З рівняння (15) просто виводяться вирази для математичного очікування і коваріаційної функції випадкової послідовності $E(t_n)$, $n = 1, 2, \dots$,

$$m_e(t_n) = m_{ex}(t_n) + m_{ef}(t_n) + m_{eh}(t_n), n = 1, 2, \dots,$$

Послідовність систематичної похибки результату вимірювання;

$$E(t_n) = \dot{E}_x(t_n) + \dot{E}_f(t_n) + \dot{E}_h(t_n),$$

$n = 1, 2, \dots$,

Центрована випадкова послідовність похибки результату вимірювання;

$$K_e(\tau_v) = K_{ex}(\tau_v) + K_{ef}(\tau_v) + K_{eh}(\tau_v),$$

$v = \overline{0, r_e - 1}$.

Коваріаційна функція випадкової послідовності похибки $E(t_n)$, $n = 1, 2, \dots$,

де $r_e = \max\{r_x, r_f, r_h\}$.

Висновки

Було доведено, що результуюча похибка СЗМ значною мірою залежить від впливу зовнішніх дестабілізуючих факторів і може бути класифікована, як випадкова величина. Для забезпечення прецизійності нановимірювань за допомогою СЗМ та підвищення їх точності, було розроблено неентропійно-інформаційного підхід до розрахунку випадкової похибки, спричиненої впливом дестабілізуючих факторів та розроблена математична модель формування похибки результату вимірювання за допомогою СЗМ.

Література

1. Pokrajac P. Direct position determination of wideband signals: Coherent and noncoherent approach, / P. Pokrajac, D. Vucic, P. Okiljevic. // International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services (TELSIKS), 2013. – №11. – P. 77-80.
2. McKeown P. Nanotechnology—special article Proc. / McKeown. // Nano-metrology in Precision Engineering. – 2008. – P. 5-55.
3. Schwenke H. Future challenges in coordinate metrology: addressing metrological problems for very small and very large parts / H.Schwenke, F. Hartig, K. Wendit, F. Waldele. // IDW. – 2001. – P. 1-12.
4. Peggs G.N. Measuring in three dimensions at the mesoscopic level Proc. / G. N. Peggs, A. Lewis, R. K. Leach. // ASPE Winter Topical Meeting – Machines and Processes for Micro-scale and Meso-scale Fabrication, Metrology and Assembly. – 2003. – P. 53-79.
5. Liang S. Machining and metrology at micro/nano scale Keynote speech Proc. / Liang. // ICPT. – 2004. – P. 9-11.

6. Hausottee T. Traceable nanometrology with a nanopositioning and nanomeasuring machine / Hausottee., 2004. – 450 p. – (J. Chin. Soc. Mech.).

7. M.S. Muthuvalu, V.S. Asirvadam, and G. Mashadov. Performance analysis of

Arithmetic Mean method in determining peak junction temperature of semiconductor device. – Ain Shams Eng. J. – Vol. 6. – №4. – P. 1203–1210. Dec. 2015.

Катаєва М.О., Квасніков В.П.

МЕТОД РОЗРАХУНКУ РЕЗУЛЬТУЮЧОЇ ПОХИБКИ СКАНУЮЧОГО ЗОНДОВОГО МІКРОСКОПУ

На основі аналізу існуючих підходів до процесу вимірювання нанооб'єктів за допомогою скануючого зондового мікроскопу, було встановлено, що розрахунок та подальша компенсація результуючої похибки потребує ретельного вивчення зовнішніх дестабілізуючих факторів. Було доведено, що результуюча похибка скануючого зондового мікроскопу через вплив швидкозмінних зовнішніх умов навколишнього середовища в будь-який момент часу виявляється випадковою величиною. Встановлено, що при автоматичній корекції похибки найбільший вплив на результат вимірювання нанооб'єктів чинить не абсолютна величина тієї чи іншої спектральної складової похибки, а тільки її зміна в часі, яка залежить від періоду координатних функцій розпаду. В статті вирішується актуальна задача розробки методів розрахунку та корекції результуючої похибки скануючого зондового мікроскопу із врахуванням цілого ряду випадкових функцій часу. Було проведено розрахунок математичного очікування появи випадкової похибки, спричиненої впливом зовнішніх дестабілізуючих факторів та розроблені методи її компенсації з підвищеними показниками точності та швидкодії. На основі проведених досліджень, розроблена загальна математична модель формування результуючої похибки вимірювання нанооб'єктів за допомогою скануючого зондового мікроскопу із врахуванням впливу швидкозмінних зовнішніх дестабілізуючих факторів, що дає можливість автоматично корегувати результати вимірювання в on-line режимі.

Ключові слова: метрологічне забезпечення, нановимірювання, скануючий зондовий мікроскоп, компенсація похибок, зовнішні дестабілізуючі фактори.

Kataieva M.O., Kvasnikov V.P.

METHOD FOR CALCULATING THE RESULTING ERROR OF SCANNING PROBE MICROSCOPE

Based on the analysis of existing approaches to the process of measuring nanoobjects using a scanning probe microscope, it was found that the calculation and further correction of the resulting error requires careful study of external destabilizing factors. It was proved that the resulting error of the scanning probe microscope due to the influence of rapidly changing external environmental conditions at any time is a random variable. It is established that in the case of automatic error correction the greatest influence on the measurement result of nanoobjects is not the absolute value of one or another spectral component of the error, but only its change in time, which depends on the period of coordinate decay functions. The article solves the urgent problem of developing methods for calculating and correcting the resulting error of the scanning probe microscope, taking into account a number of random time functions. The calculation of the mathematical expectation of accidental error caused by the influence of external destabilizing factors was calculated and methods of its compensation with increased accuracy and speed were developed. Based on the research, a general mathematical model of the resulting error in measuring nanoobjects using a scanning probe microscope, taking into account the influence of rapidly changing external destabilizing factors, which allows you to automatically adjust the measurement results on-line.

Key words: metrological support, nanomeasurements, scanning probe microscope, error compensation, external destabilizing factors.