

УДК 538.935

І.Д. КОЛОМІЄЦЬ, М.В. БОРОДАЙ

Хмельницький національний університет

БАГАТОЕЛЕКТРОННА ТЕОРІЯ ЗАЛИШКОВОГО ЕЛЕКТРООПОРУ НЕОДНОРІДНИХ СПЛАВІВ II

В роботі на основі багатоелектронної теорії проведено визначення залежності залишкового електроопору неоднорідних сплавів типу модульованих структур від складу та параметрів їх неоднорідної структури. Для цього використаний метод матриці густини, побудованої на хвильових функціях нульового наближення системи електронів. Із умови стаціонарності матриці густини складено і розв'язано рівняння для її матричних елементів. Показано, що результати багатоелектронної теорії підтверджують висновки одноелектронної теорії для таких сплавів.

Ключові слова: багатоелектронна теорія, матриця густини, стаціонарність матриці густини, залишковий електроопір, неоднорідні сплави.

In the work on the basis of the many – electron theory the definition of the dependence of the residual resistance of the non-homogeneous alloys of the type of the modulated structure from the composition and the parameters of its non-homogeneous structure is fulfilled. The method of density matrix constructed on the wave functions of the system of the electrons is used for this purpose. From the condition of the stationarity the equation for its matrix elements is formed and solved. The results of many-electron theory confirm the conclusions of the one-electron theory for such alloys.

Key words: many-electron theory, density matrix, stationarity of density matrix, residual electrical resistance, non-homogeneous alloys.

Вступ

Теорія залишкового електроопору металів і сплавів є важливим розділом фізики твердого тіла. Успішний розвиток теорії твердого тіла обумовив досягнення сучасного науково-технічного прогресу.

Важливість теорії залишкового електроопору обумовлена тим, що вона пов'язує розсіяння носіїв струму із структурою сплавів та інших твердих тіл, дефектами кристалічної ґратки та енергетичним спектром електронів провідності. Тому цій теорії присвячено багато робіт (наприклад [1]).

Практично цінні властивості мають неоднорідні сплави, в яких концентрації компонентів та ступінь дальнього порядку змінюються по об'єму сплаву. Неоднорідності складу та дальнього порядку, що утворюються в кристалічній ґратці материнської фази, носять субмікроскопічний характер. Одним із видів неоднорідних сплавів, які отримали назву модульованих структур, є сплави, в яких спостерігається періодичне чергування збагачених та збіднених певним компонентом областей. Монографія [2] – одна з перших, в якій всебічно досліджені і описані різні фізичні властивості модульованих структур, що використовуються на практиці.

В даній статті на основі багатоелектронної теорії визначена залежність залишкового електроопору модульованих структур від складу сплавів та параметрів, що характеризують його неоднорідність.

Постановка проблеми

В статті [3] методами багатоелектронної теорії знайдена ймовірність W_{nm} квантового переходу системи N_e електронів провідності неоднорідного сплаву з періодичною зміною концентрації компонентів в одному із напрямків кристалічної ґратки. Ця ймовірність розрахована без мало обґрунтованих припущень, що звичайно використовуються в одноелектронній теорії.

В одноелектронній теорії для визначення залишкового електроопору використовується кінетичне рівняння. Це кінетичне рівняння можна розв'язати лише при тих припущеннях, на які вказувалося в [3]. В багатоелектронній теорії залишкового електроопору сплавів [4] застосовується для цього метод матриці густини W_{nm} , побудованої на багатоелектронних хвильових функціях. Щоб визначити залишковий електроопір потрібно знайти відхилення ΔW_{nm} матриці густини W_{nm} для досліджуваного неоднорідного сплаву в електричному полі напруженості F від матриці густини W_{nm}^0 у відсутності електричного поля. Для цього потрібно скласти і розв'язати рівняння відносно величини ΔW_{nm} .

Метою роботи є визначення залежності питомого залишкового електроопору Γ_0 від концентрації компонентів та характеристик її неоднорідного розподілу в сплаві. При цьому не будемо прагнути визначити кількісне значення Γ_0 , бо неможливо обчислити багатоелектронні хвильові функції електронів

(6) [3] та функції $\Phi_{nm}(\vec{r})$ координат одного електрона (17) [3]. Припустимо, що напруженість F електричного поля є настільки малою величиною, що виконується закон Ома. Як відомо, для металів і сплавів закон Ома добре виконується.

Результати та їх обговорення.

Середнє значення густини електричного струму можна обчислити по формулі

$$j = \sum_{n,m} \Delta W_{nm} j_{nm} \quad (1)$$

де j_{nm} – матричні елементи оператора густин струму.

Матричні елементи ΔW_{nm} знаходимо із умови стаціонарності, записаної для матриці густини

$$\frac{dW_{nm}}{dt} = \left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n + \left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r = 0 \quad (2)$$

В (2) часткова похідна $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n$ виражає зміну W_{nm} в одиницю часу, викликану електричним полем, а $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r$ – відповідну її зміну, пов'язану з розсіянням системи електронів на різного роду

порушеннях періодичності кристалічної ґратки. В досліджуваних сплавах ці порушення полягають в неповноті впорядкованим чергуванням атомів різного сорту на її вузлах.

Згідно формул (41) та (43) роботи [3] ймовірність визначена з точністю до величин другого порядку малості відносно $|V_A - V_B|$. Тому і визначення величини ΔW_{nm} будемо виконувати з цією ж точністю, відкидаючи члени третього і вищих порядків малості.

Величину $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n$ розкладемо в ряд по степенях напруженості електричного поля F. В області застосування закону Ома, коли напруженість електричного поля F вважається малою величиною, в цьому ряду можна обмежитись лінійними по полю величинами

$$\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n = b_{nm} F \quad (3)$$

В (3) відсутній член нульового порядку відносно F, так як у випадку F=0, величина $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n$ повинна дорівнювати нулю.

Величину $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r$, що залежить від ймовірностей квантових переходів, які визначені в [3] формулою (41) і є величинами другого порядку малості відносно $|V_A - V_B|$, розкладемо в ряд по W_{nm}

$$\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r = \sum_{n',m'} K_{nm;n'm'} W_{n',m'} \quad (4)$$

В ряду (4) внаслідок того, що W_{nm} другого порядку малості відносно вибраної малої величини, можна не враховувати члени, що містять більш високі степені W_{nm} . В розкладі (4) знову відсутній нульовий член.

Величина $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r$ залежить не лише від ймовірностей переходів, а й від самих матричних елементів матриці густини $W_{nm} = W_{nm}^0 + \Delta W_{nm}$. Тому коефіцієнти $K_{nm;n'm'}$ в (4) розкладемо в ряд по малій величині ΔW_{nm} , в якому знову обмежимося тільки лінійними членами

$$K_{nm;n'm'} = K_{nm;n'm'}^0 + \sum_{n'',m''} q_{nm;n'm';n''m''} \Delta W_{n''m''} \quad (5)$$

Підставимо вираз (5) в (4):

$$\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r = \sum_{n',m'} K_{nm;n'm'}^0 W_{n',m'} + \sum_{n',m';n'',m''} q_{nm;n'm';n''m''} W_{n',m'} \Delta W_{n''m''} \quad (6)$$

Тепер величини $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_n$ (3) та $\left(\frac{\partial W_{nm}}{\partial t} \right)_r$ (6) підставимо в умову стаціонарності (2)

$$\sum_{n,m} K_{nm}^0 w_{n,m} + \sum_{n,m} q_{nm} w_{n,m} \Delta W_{nm} = -b_{nm} F \quad (7)$$

Якщо електричне поле відсутнє ($F=0$), то всі величини ΔW_{nm} в (7) дорівнюють нулю. Тоді із (7) отримуємо:

$$\sum_{n,m} K_{nm}^0 w_{n,m} = 0 \quad (8)$$

Звідси витікає, що всі коефіцієнти $K_{nm}^0 = 0$. Отже тепер вираз (5) можна записати у вигляді

$$K_{nm} = \sum_{n,m} q_{nm} \Delta W_{nm} \quad (9)$$

Тепер умова стаціонарності (7) виражається співвідношенням:

$$\sum_{n,m} q_{nm} w_{n,m} \Delta W_{nm} = -b_{nm} F \quad (10)$$

Підставимо у рівняння ΔW_{nm} (10) ймовірність квантових переходів w_{nm} [3]. Тоді отримаємо

$$\sum_{n,m} q_{nm} \frac{N_0 p_{nm}}{N_e^2} \Delta_{AB}^{nm} \left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right] \Delta W_{nm} = -b_{nm} F \quad (11)$$

Введемо у співвідношення (11) скорочене позначення:

$$M_{AB}^{nm} = \frac{N_0 p_{nm} \Delta_{AB}^{nm}}{N_e^2} q_{nm} \quad (12)$$

В цьому випадку умова стаціонарності (11) має таку форму

$$\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right] \sum_{n,m} M_{AB}^{nm} \Delta W_{nm} = -b_{nm} F \quad (13)$$

Вираз (13), записаний для всіх n та m , являє собою систему рівнянь для визначення величини ΔW_{nm} . Величини b_{nm} , що входять в (3), та коефіцієнти M , що входять в (12), в розглянутому наближенні не залежать від складу сплаву та параметрів, що характеризують неоднорідність сплаву. Ці величини входять в (13) при значеннях, які відповідають граничному переходу $V_B = V_A$

Формулу (13) можна перетворити до вигляду

$$\sum_{n,m} M_{AB}^{nm} \Delta W_{nm} = - \frac{b_{nm} F}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]} \quad (14)$$

Розв'язок системи неоднорідних рівнянь (14) можна взяти у вигляді правої частини:

$$\Delta W_{nm} = \frac{g_{nm} F}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]} \quad (15)$$

Підставляючи в (1) матричні елементи ΔW_{nm} (15), визначаємо густину струму

$$j = \sum_{n,m} \frac{g_{nm} j_{nm} F}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]} = \frac{BF}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]}, \quad (16)$$

де величина B дорівнює

$$B = \sum_{n,m} g_{nm} j_{nm} \quad (17)$$

і не залежить від складу сплаву та його неоднорідності. У виразі (16) коефіцієнт при F є питома провідність сплаву. Отже із виразу (16) визначаємо питомий залишковий опір сплаву r_0 :

$$r_0 = G \left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right], \quad (18)$$

де $G = \frac{1}{B} = \left(\sum_{n,m} g_{nm} j_{nm} \right)^{-1}$.

Таким чином, формула (18), отримана на основі багатоелектронної теорії, дає залежність залишкового електроопору модульованих структур від складу сплаву і параметрів, що характеризують неоднорідність структури сплаву.

Отримана в багатоелектронній теорії формула (18) для залишкового електроопору неоднорідних сплавів відрізняється від відповідних формул одноелектронної теорії, отриманих в роботах [5,6], лише чисельним значенням коефіцієнта G. Ці формули виражають однакову залежність r_0 від концентрації компонентів та характеристик структури сплаву, що відображають його неоднорідну будову.

Розвинута багатоелектронна теорія обґрунтовує використання одноелектронної теорії для отримання залишкового електроопору сплавів, незважаючи на використані в ній припущення. Одноелектронна теорія може успішно застосовуватись для якісного аналізу експериментальних фактів залишкового електроопору модульованих структур.

Являє інтерес застосувати розвинуту в [3] багатоелектронну теорію до випадку неоднорідних бінарних сплавів заміщення неперехідних металів, в яких існують геометричні спотворення кристалічної ґратки, викликані різними розмірами атомів компонентів. Одноелектронна теорія таких неоднорідних сплавів була розроблена в статтях [7,8].

Як видно із формули (17) роботи [3] для функції $\Phi_{nm}(\vec{r})$, що залежить від координат одного електрона, вона має такий же вигляд, як і добуток двох блохівських функцій в одноелектронній теорії, а саме

$$y_k^r y_k^{r*} = N_0^{-1} e^{i(k-k')r} U_k^r U_k^{r*} \tag{19}$$

Тому інтеграли в матричних елементах багатоелектронної теорії повністю аналогічні матричним елементам одноелектронної теорії V_{kk}^r , [9], де збурююча енергія замість виразу (8)[3] виражається формулою

$$V' = \sum_{i=1}^{N_s} \sum_{s=1}^{N_0} \left[V_s(r_i - R_s) - \bar{V}^{(s)}(r_i - R_s) - g_s \nabla V_s(r_i - R_s) \right], \tag{20}$$

де вектори g_s зміщень атомів із правильних положень вибраної кристалічної ґратки є малими величинами, порівнюючи з основними векторами \vec{a}_1, \vec{a}_2 та \vec{a}_3 цієї ґратки.

Замінюючи у формулах [9] добутки $y_k^r y_k^{r*}$ на функцію $\Phi_{nm}(\vec{r})$, обчислимо спочатку матричні елементи V'_{nm} . По методиці використаній в [3], знайдемо квадрат модуля матричного елемента $|V'_{nm}|^2$ та ймовірність квантових переходів W_{nm} .

Для випадку, коли можна вважати, що об'єми атомів сплаву не залежать від концентрації компонентів і їх можна вважати сталими, знаходимо

$$\frac{1}{N_e^2} |V'_{nm}| = N_0 (\Delta_{nm}^{AB} + g Q_{nm}^{AB} + g^2 T_{nm}) \left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]. \tag{21}$$

У формулі (21) мала величина

$$g = \frac{W_A - W_B}{4p}, \tag{22}$$

де W_A та W_B – відповідно об'єми атомів сорту А і В в сплаві.

У формулі (21) матричні елементи Q_{nm}^{AB} та T_{nm} мають таке значення [9]:

$$Q_{nm}^{AB} = \sum_{r \neq 0} \left[e^{-iqr} \frac{I_{nm}^{r_s}}{r^3} (V_A^{nm} - V_B^{nm}) + e^{iqr} \frac{I_{nm}^r}{r^3} (V_A^{nm*} - V_B^{nm*}) \right], \tag{23}$$

$$T_{nm} = \sum_{t \neq 0} \frac{|I_{nm}^t|^2}{r_t^6} + \sum_{r \neq 0} e^{-iqr} \sum_{r_t \neq 0, r} \frac{I_{nm}^t I_{nm}^{r-r_t}}{r_t^3 |r - r_t|^3}, \tag{24}$$

$$I_{nm}^{r,A} = \int e^{iqr} \Phi_{nm}(\vec{r}) b \nabla V_A(\vec{r}) d\Omega, \quad I_{nm}^{r,B} = \int e^{iqr} \Phi_{nm}(\vec{r}) b \nabla V_B(\vec{r}) d\Omega, \tag{25}$$

де вектор \vec{b} приймає значення або \vec{r}_t , або \vec{r} .

Інтеграли $I_{nm}^{r,B}$ можна замінити на $I_{nm}^{r,A}$, тобто вважати, що $I_{nm}^{r,B} = I_{nm}^{r,A} = I_{nm}^r$, бо врахування різниці між ними приведе до добавок третього порядку малості в формулі (21) відносно малих величин $|V_A - V_B|$ та g . Вектор r_t проведений із вузла t у вузол s, а вектор \vec{r} проведений із всіх вузлів s' в вузол s.

Таким чином, у формулі (21) всі величини, що стоять в круглих дужках, є величинами другого порядку відносно малих величин $|V_A - V_B|$ та g і не залежить ні від складу сплаву, ні величин, що характеризують його неоднорідність.

Коли геометричні спотворення кристалічної ґратки відсутні, тобто $W_A \approx W_B$, $g=0$, то із формули (21) отримаємо формулу, отриману в роботі [3].

Далі визначаємо ймовірність квантових переходів системи електронів провідності у неоднорідному сплаві з геометричними спотвореннями кристалічної ґратки вказаного вище типу.

$$W_{nm} = \frac{N_0 P_{nm}}{N_e^2} (\Delta_{nm}^{AB} + g Q_{nm}^{AB} + g^2 T_{nm}) \left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right] \quad (26)$$

Маючи ймовірність (26), на основі умови стаціонарності матриці густини отримуємо рівняння для матричних елементів ΔW_{nm} .

$$\sum_{n'm'n''m''} M_{AB}^{nmn'm'n''m''} \Delta W_{n'm''} = - \frac{b_{nm} F}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]}, \quad (27)$$

де

$$M_{AB}^{nmn'm'n''m''} = \frac{N_0 P_{nm}}{N_e^2} (\Delta_{nm}^{AB} + g Q_{nm}^{AB} + g^2 T_{nm}) q_{nmn'm'n''m''} \quad (28)$$

Розв'язок системи рівнянь (27) знаходимо, як і в попередньому випадку без спотворень кристалічної ґратки, і виражаємо у вигляді правої частини:

$$\Delta W_{nm} = \frac{\Gamma_{nm} F}{\left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right]}, \quad (29)$$

де $\Gamma_{nm} \neq g_{nm}$ в (15), бо $M_{AB}^{nmn'm'n''m''}$ в (15) не дорівнює $M_{AB}^{nmn'm'n''m''}$ в (28). Базуючись на формулі (29), знаходимо густину струму і залишковий опір сплаву, в якому порушення кристалічної ґратки, викликані зміщенням атомів із вузлів.

$$r_0 = G_{\Gamma} \left[C_A^0 (1 - C_A^0) - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (a_i^2 + b_i^2) \right], \quad (30)$$

де коефіцієнт G_{Γ} має іншу величину, ніж G у формулі (18). Причому G_{Γ} має однакове значення як в однорідному, так і в неоднорідному сплаві. Таким чином врахування порушень періодичності кристалічної ґратки, викликаних різними розмірами атомів компонентів сплаву, в багатоелектронній теорії приводять до такої самої залежності r_0 від складу і величин, що характеризують неоднорідність сплаву, як і в одноелектронній теорії, якщо об'єми цих атомів не залежать від концентрації компонентів, тобто стала кристалічної ґратки залежить від неї лінійно. Отже результати одноелектронної теорії [7,9] підтверджуються в багатоелектронній теорії залишкового електроопору неоднорідних сплавів.

Це надійно обґрунтовує використання одноелектронної теорії для якісного аналізу впливу неоднорідності сплавів на зміну залишкового електричного опору Δr_0 і встановлення по цих змінах величин, що характеризують цю неоднорідність. Як показано в [7], середнє квадратичне відхилення концентрації C_A компонента А в бінарному сплаві заміщення АВ від її середнього значення C_A^0 , що характеризує неоднорідність сплаву, може бути визначене по формулі

$$\overline{\Delta C^2} = \frac{\Delta r_0}{r_0^0} C_A^0 (1 - C_A^0), \quad (31)$$

де r_0^0 - питомий залишковий електричний опір однорідного сплаву.

Висновки

1. В статті розвинута багатоелектронна теорія залишкового електроопору неоднорідних сплавів типу модульованих структур.

2. Залишковий опір визначений методом матриці густини.

3. Для визначення матричних елементів матриці складено і розв'язано рівняння для них.

4. Показано, що багатоелектронна теорія може бути використана для знаходження залежності залишкового електроопору неоднорідних сплавів від концентрації компонентів, величин, що характеризують неоднорідність складу сплаву як з урахуванням геометричних спотворень кристалічної ґратки, так і для випадку, коли такими спотвореннями можна нехтувати.

5. Встановлено, що отримані результати дають таку ж залежність залишкового електроопору від складу сплаву та параметрів неоднорідності його структури як і отримані раніше в одноелектронній теорії. Цим обгрунтоване використання одноелектронної теорії залишкового електроопору неоднорідних сплавів.

6. Отримані результати можна використати для експериментального встановлення величин, які характеризують неоднорідність складу сплавів, що обумовлюють їх фізичні властивості і використання на практиці.

Література

1. Циовкин Ю. Ю. Теория остаточного электросопротивления бинарных сплавов на основе актинидов / Ю. Ю. Циовкин, В. В. Дремов, Е. С. Конева, А. А. Познер, А. Н. Филимонович, А. Н. Петрова // Физика твердого тела. – 2010, вып.1, т52, – с. 3-7.
2. Чуистов К. В. Модулированные структуры в стареющих сплавах / К. В. Чуистов. – К.: Наукова думка, 1975. – 232с.
3. Коломієць І. Д. Багатоелектронна теорія залишкового електроопору неоднорідних сплавів / І. Д. Коломієць, М. В. Бородай // Міжнародний науково-технічний журнал «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах», -2009. – № 2. – С. 30-35.
4. Смирнов А. А. Теория электросопротивления сплавов / А. А. Смирнов // -К.: Видавництво АН УРСР, 1960. – 148с.
5. Коломиец И. Д. Теория остаточного электросопротивления бинарного неупорядоченного сплава с периодически изменяющимся составом I / И. Д. Коломиец, А. А. Смирнов // Физика металлов и металловедение 1962. – вып 1, т.14, с 3-9.
6. Коломиец И. Д. Теория остаточного электросопротивления бинарного неупорядоченного сплава с периодически изменяющимся составом. II / И. Д. Коломиец и А. А. Смирнов // Физика металлов и металловедение. – 1962. – вып.2, т14, с 161-164.
7. Коломієць І. Д. Теорія залишкового електроопору сплавів з врахуванням спотворень кристалічної ґратки, викликаних різними розмірами атомів / І. Д. Коломієць, М. В. Бородай // Вісник технологічного університету Поділля. – 2002. – т.2. – С. 240-243.
8. Коломієць І. Д. Вплив залежності об'ємів атомів від концентрації на залишковий електроопір неоднорідних сплавів. / І. Д. Коломієць, М. В. Бородай // Міжнародний науково-технічний журнал «Вимірювальна та обчислювальна техніка в технологічних процесах». – 2006. – № 1. – С. 17-21.
9. Коломиец И. Д. Теория остаточного электросопротивления неоднородных сплавов / И. Д. Коломиец // Канд. дисертація – К.: Київський державний університет ім. Т. Г. Шевченка, 1964. – 163с.

Надійшла до редакції
11.11.2012 р.

УДК 621.311.25

Й.Й. БЛИНСЬКИЙ, О.С. ГОРОДЕЦЬКА, В.В. ОНУШКО

Вінницький національний технічний університет

АНАЛІЗАТОР ВОЛОГОСТІ ПРИРОДНОГО ГАЗУ ТА ОЦІНКА ВІРОГІДНОСТІ ВИМІРЮВАЛЬНОГО КОНТРОЛЮ ВОЛОГОСТІ

Запропоновано двоканальний аналізатор вологості природного газу, проведено експериментальні дослідження, здійснено оцінку помилок першого і другого роду, побудовано характеристики їхніх змін та визначено вірогідність вимірювального контролю вологості.

Ключові слова: аналізатор вологості природного газу, вірогідність контролю, експериментальні дослідження.

A two-channel analyzer moisture natural gas has been developed, experimental investigations have been made, the errors of the first and second kind have been calculated, the characteristics change have been built and the probability of measuring humidity control has been determined.

Вступ

Вимірювання і контроль вологості газових середовищ залишається актуальною задачею як сучасної науки, так і її різних застосувань у народному господарстві, і відіграє значну роль при забезпеченні якісних характеристик високотехнологічних процесів. Задачу вимірювання вологості можна розділити на три великі групи за різними технологічними процесам, а саме: в процесах осушення газу на родовищах і газопереробних заводах, при транспортуванні газу, при комерційному обліку газу [1].

При цьому серед численних аналізаторів, що використовуються для лабораторного аналізу вологості газу, лише лічені одиниці здатні працювати на потоці. До них відносяться аналізатори, що вимірюють температуру конденсації пари води на охолоджуваному дзеркалі; аналізатори з електролітичним осередком на основі п'ятиокису фосфору; аналізатори, що використовують емнісні датчики; аналізатори, що