

УДК 681.586.773

О. І. ШАПОВАЛОВ

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИМІРЮВАЛЬНОГО ПЕРЕТВОРЮВАЧА МАГНІТОСТРИКЦІЙНОГО ЗАСОБУ КОНТРОЛЮ РІВНЯ РІДИННИХ СЕРЕДОВИЩ

*Технологічний інститут Східноукраїнського
національного університету імені Володимира Даля,
93400, просп. Радянський, 59, а, м. Сєвєродонецьк
Луганської області, Україна*

Анотація. Вимірювання рівня рідинних середовищ магнітострикційним методом засновано на перетворенні електричного збуджуючого імпульсу, який подається в хвилевід, в ультразвукові коливання при проходженні області дії магнітного поля постійного магніту, який розташований у плаваючому на поверхні рідини поплавку. Досліджено процеси перетворення струмового імпульсу в напруженість електромагнітного поля та магнітне поле хвилеводу. Показано, що зміна магнітного поля від довжини хвилеводу є нелінійною, що впливає на діапазон вимірювального контролю.

Ключові слова: вимірювання, перетворення, магнітострикція, метод, струм, імпульс, хвилевід, ультразвук, магнітне поле, напруженість електромагнітного поля.

Аннотация. Измерение уровня жидкостных сред магнитострикционным методом основано на ультразвуковых колебаниях при прохождении области действия магнитного поля постоянного магнита, который расположен в плавающем на поверхности жидкости поплавке. Исследованы процессы преобразования токового импульса в напряженность электромагнитного поля и магнитное поле волновода. Показано, что изменение магнитного поля от длины волновода является нелинейной, что влияет на диапазон измерительного контроля.

Ключевые слова: измерение, преобразование, магнитострикция, метод, ток, импульс, волновод, ультразвук, магнитное поле, напряженность электромагнитного поля.

Abstract. Measurement of liquid media magnetostrictive method based on the transformation of the electric excitation pulse, which is fed into the waveguide, the ultrasonic vibrations during the passage of the scope of the magnetic field of a permanent magnet, which is located in a floating on the surface of liquid floats. The processes of converting the current momentum in the electromagnetic field and the magnetic field of the waveguide. It is shown that the change in the magnetic field the length of the waveguide is nonlinear, which affects the measuring range control.

Keywords. measurement, transformation, magnetostriction method, the current pulse waveguide, ultrasound, magnetic field, electromagnetic field.

ВСТУП

У хімічній та нафтопереробній промисловості широко використовуються засоби контролю рівня рідинних середовищ, побудованих магнітострикційному методі, суть якого полягає в тому, що при взаємодії магнітного поля, створюваному в провіднику з магнітострикційного матеріалу електричним збуджуючим імпульсом, і магнітного поля постійного магніту, який плаває на поверхні рідинного середовища, створюється імпульс ультразвукових коливань, котрий у формі електромагнітного сигналу сприймається перетворювачем трансформаторного типу. Різниця часу між подачею електричного збуджуючого сигналу (ЕЗІ) і появою імпульсу ультразвукових коливань є мірою рівня рідинного середовища. На підставі цього в багатьох наукових публікаціях [1-4] провідник, виготовлений з магнітострикційного матеріалу, називають також хвилеводом, який є одночасно первинним вимірювальним перетворювачем (ПВП) рівня рідинного середовища в ультразвуковий сигнал вимірювальної інформації. Так як різниця часу Δt , за якою визначається рівень рідини в технологічному апараті, може бути значною, то процес вимірювання розділяється на наступні основні реологічні перетворення:

1. перетворення електричного (струмового) імпульсу в електромагнітне поле бігучої хвилі;

2. перетворення магнітного поля бігучої хвилі та магнітного поля постійного магніту поплавка в механічну дію доменів магнітострикційного матеріалу;
3. перетворення механічної дії доменів в їх механічні ультразвукові коливання;
4. перетворення механічних ультразвукових коливань в електрорушійну силу.

МЕТА СТАТТІ І ПОСТАНОВКА ДОСЛІДЖЕНЬ

Метою статті є теоретичні дослідження принципу перенесення імпульсу електричної енергії в провіднику з магнітострикційного матеріалу на основі теорії реологічних переходів і методу нульового градієнта. Як відомо [5, 6], у магнітострикційних засобах (МСЗ) з допомогою генератора створюються прямокутні імпульси тривалістю T_1 , котрі підсилюються за струмом до певної амплітуди I_0 і далі подаються в круглий хвилевід ПВП, у котрому цей імпульс з певною швидкістю рухається вздовж нього. Так як швидкість такого струмового імпульсу в хвилеводі значно менша від його швидкості в електричних провідниках з інших матеріалів, то можна рахувати, що магнітострикційний хвилевід є аналогом електропровідної лінії з розподіленими параметрами. Згідно з теорією електричних кіл з розподіленими параметрами [9, 10], для досліджуються котрих будується схема заміщення, яка показана на рис. 1. Активний опір R_0 , індуктивність L_0 , провідність G_0 та ємність C_0 приймаються рівномірно розподіленими вздовж хвилеводу. При дослідженні приймемо, що на вхід хвилеводу подається електричний (струмовий) збуджуючий імпульс прямокутної форми амплітудою I_0 і тривалістю \mathcal{G} . Задача дослідження полягає у визначенні часу проходження ЕЗІ до місця розташування постійного магніту (поплавка з магнітом, який плаває на поверхні рідинного середовища).

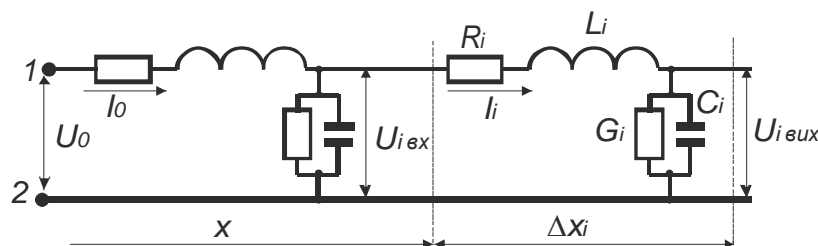


Рис. 1. Схема заміщення хвилеводу МСП

На схемі заміщення малий відрізок Δx хвилеводу являє собою комірку з активним опором R_i , індуктивністю L_i , провідністю G_i та ємністю C_i . Весь хвилевід являє собою послідовно з'єднані аналогічні комірки. Лінія 1 являє собою провід з магнітострикційного матеріалу, а жирна лінія 2 – захисну трубку, в котрій розташовується хвилевід. Хвилевід характеризується активним опором R_i та індуктивністю L_i . Між хвилеводом і захисною немагнітною металевою трубкою є втрати, котрі характеризуються провідністю G_i та ємністю C_i . Хвилеводи, виготовлені з магнітострикційного матеріалу, відносяться до нелінійних елементів. Тому із збільшенням довжини хвилеводу суттєво зменшується амплітуда ЕЗІ. Окрім того, враховуючи, що ЕЗІ має практично прямолінійну форму, то на нелінійному елементі $R-L-C$ згідно з законом Фур'є такий імпульс розкладається на гармоніки, котрі рухаються вздовж довжини хвилеводу зі різною швидкістю, створюючи спектр частот за його довжиною. Тому можливо, що однією із причин використання магнітострикційних засобів контролю рівня рідинних середовищ, як правило, обмежується висотою до 18 м. [5, 6].

ОСНОВНИЙ ТЕКСТ СТАТТІ

Приймемо, що на достатньо малій довжині хвилеводу розподілення електричних параметрів по довжині хвилеводу є лінійним. Тоді можна рахувати, що спад напруги на активному опорі вздовж хвилеводу є рівномірним, а струм в індуктивності створює магнітне поле, а відповідно електрорушійну силу (ЕРС) самоіндукції, котра появляється при переміщенні ЕЗІ по хвилеводу. Відомо [9-11], що електричні кола з розподіленими параметрами характеризуються коефіцієнтом розповсюдження хвилі, котрий для лінії без втрат описується таким чином $\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0}$, де ω - кутова частота хвилі; L_0 , C_0 - індуктивність та ємність лінії. Якщо прийняти, що $\omega = 2\pi/T_1$, де T_1 - тривалість ЕЗІ, то отримуємо наступне рівняння.

$$\beta = 2\pi\sqrt{L_0 C_0} / T_1. \quad (1)$$

Амплітуда струмового ЕЗІ визначається його напругою U та активним опором R_0 хвилеводу. Якщо напруга U є сталою, то амплітуда струму $I_0 = U_0 / R_0$. Якщо опір вздовж довжини x хвилеводу $R_i = R_0 = const$, то амплітуда струмового імпульсу буде сталою в будь-якій точці довжини. Якщо на деякому відрізку $x = x_i$ провідника активний опір $R_i < R_0$, то $I < I_0 = U_0 / R_i$. При проходженні ЕЗІ через відрізок хвилеводу на ньому згідно з законом самоіндукції, створюється ЕРС, котра направлена протилежно до руху основного імпульсу та створює гальмуючу дію. За рахунок втрати електричної енергії ЕЗІ на створення ЕРС самоіндукції тривалість основного ЕЗІ зменшується. Такий ефект виявлено в результаті експериментальних досліджень форми ЕЗІ на різній відстані від початку хвилеводу. Розглянемо процес перенесення ЕЗІ в хвилепроводі на основі теорії реологічних переходів.

Нехай у деякій розглядуваній області хвилеводу існує неоднорідне фізичне тіло (магніострикційний матеріал). Неоднорідність розподілення потенціалу переносу $\varphi(\vec{r}, \vartheta)$ електричної енергії ЕЗІ приводить до відхилення від стану рівноваги доменів цього матеріалу і є причиною виникнення потоків перенесення. У цій області має місце переміщення ЕЗІ, який характеризується полем швидкостей $v(\vec{r}, \vartheta)$, де \vec{r} - вектор направленості руху перенесення; ϑ - час перенесення електричної енергії. Джерела або стоки потенціалу перенесення γ характеризуються об'ємною напруженістю електричного поля $E(\vec{r}, \vartheta)$ ЕЗІ. Перенесення потенціалу φ складається з перенесення за рахунок потоку перенесення ЕЗІ, який позначимо через Q . В інтегральній формі умова зберігання електричного потенціалу для елементарного об'єму V має наступну форму [12]

$$\int_V \frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} dV = \oint_S Q d\vec{f} + \int_V \gamma dV, \quad (2)$$

де S - поверхня елементарного об'єму хвилеводу; $d\vec{f} = \vec{n} d\zeta$ - елемент поверхні; \vec{n} - одиничний вектор елемента $d\zeta$; γ - джерело потенціалу перенесення електричного поля.

Джерело потенціалу перенесення електричного поля створює стік електричного поля γ_E між поверхнею хвилеводу та захисною трубкою, який характеризується ємністю C_0 , а також стік напруженості магнітного поля γ_M , який характеризується індуктивністю L_0 . Таким чином, загальний стік електричної енергії ЕЗІ $\gamma = \gamma_E + \gamma_M$. З врахуванням цього рівняння (2) перенесення потенціалу електричної енергії для довільного об'єму маємо

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \text{div} Q - (\gamma_E + \gamma_M) = 0. \quad (3)$$

З врахуванням (3) рівняння (1) приймає вигляд

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \vartheta} + \text{div}(\varphi, \vec{v}) = -\text{div} \vec{q} + \gamma_E. \quad (4)$$

Якщо в розглядуваному об'ємі має місце перетворення електричної енергії в електромагнітну, то, позначивши H - напруженість електромагнітного поля, \vec{v} - вектор зміни швидкості цього поля, $\gamma_M(l, t)$ - інтенсивність стоку магнітної енергії в одиницю об'єму за одиницю часу t у напрямку довжини хвилеводу l , $\gamma_E(\vec{r}, t)$ - інтенсивність стоку електричної енергії в одиницю об'єму за одиницю часу t у напрямку радіусу \vec{r} між поверхнею хвилеводу та захисною трубкою, рівняння перенесення (4) приймає таку форму

$$\frac{\partial H}{\partial \vartheta} + \text{div}(H, \vec{v}) = \text{div}(D\nabla H) + \gamma_M(l, t) + \gamma_E(\vec{r}, t). \quad (5)$$

Рівняння (5) враховує такі важливі фактори, як втрати (стік) магнітної та електричної енергії, що є надзвичайно важливим при дослідженні магніострикційних перетворювачів рівня рідинних середовищ. Якщо прийняти, що різниця зміни швидкості магнітного та електричного поля дорівнює нулю, тобто $\Delta \vec{v}(\vec{r}, 0) = \vec{v}_M(l, \vartheta) - \vec{v}_E(\vec{r}, \vartheta) = 0$, то рівняння перенесення напруженості електромагнітного

поля в хвилеводі приймає наступний вигляд

$$\frac{\partial H}{\partial \varrho} = \operatorname{div}(D\nabla H) + \gamma_M(l, t) + \gamma_E(\bar{r}, t). \quad (6)$$

Якщо параметр D мало залежить від процесу перенесення, то рівняння (6) спрощується:

$$\frac{\partial H}{\partial \varrho} = D\nabla H + \gamma_M(l, t) + \gamma_E(\bar{r}, t). \quad (7)$$

Враховуючи, що хвилевід є електропровідним, який характеризується активним опором, індуктивністю та ємністю, і по якому протікає електричний струм i , створюваним ЕЗІ, то вільна складова перехідного процесу, яка характеризує втрату електричної енергії, має вигляд

$$\tau_{2C}^2 \frac{d^2 i}{dt^2} + \tau_{1C} \frac{di}{dt} + i = 0, \quad (8)$$

де $\tau_{2C} = \sqrt{L_0 C_0}$, $\tau_{1C} = L_0 / R_0$ - сталі часу перехідного процесу, який протікає на елементарному відрізку хвилеводу Δx ,

Так як напруженість стоку електричного поля ЕЗІ $H_C = K_C i$, де K_C - стала, то з врахуванням цього маємо

$$\tau_{2K}^2 \frac{d^2 H_C}{dt^2} + \tau_{1K} \frac{dH_C}{dt} + H_C = 0, \quad (9)$$

де $\tau_{1K} = K_C \tau_{1C}$, $\tau_{2K} = K_C \tau_{2C}$ - сталі часу.

Якщо рахувати, що напруженість ЕЗІ повністю передається відрізку Δx хвилеводу, то повинна виконуватися умова

$$H_C(t) = \Psi \frac{\partial H_C(t)}{\partial t}, \quad (10)$$

де Ψ - стала процесу перенесення електричної енергії вздовж довжини хвилеводу.

Після диференціювання рівняння (10) за часом t маємо

$$\frac{\partial H_C}{\partial t} = \Psi \frac{\partial^2 H_C}{\partial t^2}. \quad (11)$$

З врахуванням (10) і (11), приймаючи, що $t \approx \varrho$, рівняння (7) приймає наступну форму.

$$\frac{\partial H_C}{\partial t} + \Psi \frac{\partial^2 H_C}{\partial t^2} = D_E \nabla^2 H + \frac{\partial H}{\partial \varrho}. \quad (12)$$

де $\gamma_\Sigma = \gamma_M + \gamma_E$.

Якщо стала $\Psi \rightarrow \infty$, а $t = \varrho$, то $\partial^2 H_C / \partial t^2 \rightarrow 0$. У цьому випадку перенесення напруженості електромагнітного поля через хвилевід буде відсутнє. Прийmemo, що стала Ψ незначна, якою можна знехтувати. Тоді рівняння (12) приймає вигляд

$$\frac{\partial H_C}{\partial t} = D_E \nabla^2 H + \frac{\partial H}{\partial \varrho}. \quad (13)$$

Підставляючи (9) у рівняння (13), після переходу від повної до часткової похідної маємо

$$D_E \nabla^2 H + \frac{\partial H}{\partial \varrho} = \tau_{2K}^2 \frac{d^3 H_C}{dt^3} + \tau_{1K} \frac{d^2 H_C}{dt^2} + \frac{dH_C}{dt}. \quad (14)$$

Так як перенесення електричної енергії ЕЗІ здійснюється в одному напрямку x , рівняння спрощується та приймає такий вигляд

$$\frac{\partial H(x, \vartheta)}{\partial \vartheta} + D_E \frac{\partial^2 H(x, \vartheta)}{\partial x^2} = \tau_{2K}^2 \frac{d^3 H_C}{dt^3} + \tau_{1K} \frac{d^2 H_C}{dt^2} + \frac{dH_C}{dt}. \quad (15),$$

де $H(x, \vartheta)$ - функція розподілення напруженості електромагнітного поля за довжиною x хвилеводу за час перенесення імпульсу ϑ .

Таким чином, електромагнітний процес, який протікає в хвилеводі, описується нелінійним диференціальним рівнянням. Знак «мінус» у рівнянні (15) показує, що має місце зменшення електромагнітної енергії, а відповідно й зменшення ЕМЕ у хвилеводі. Так як на вхід хвилеводу подається електричний сигнал імпульсної форми, то всі електромагнітні процеси в ньому теж будуть імпульсної форми, котрі описуються інтегральною імпульсною дельта-функцією Дірака. Тому, враховуючи метод нульового градієнта [13], рівняння (14) розділяється на систему наступних диференціальних рівнянь:

$$\frac{\partial H(x, \vartheta)}{\partial \vartheta} + D_E \frac{\partial^2 H(x, \vartheta)}{\partial x^2} = 0; \quad (15)$$

$$\tau_{2K}^2 \frac{d^2 H_C}{dt^2} + \tau_{1K} \frac{dH_C}{dt} + H_C = H(x, \vartheta). \quad (16)$$

При граничних умовах: $x = 0 \quad H(0, \vartheta) = H_0$, а при $\vartheta = \infty \quad \frac{\partial H(x, \infty)}{\partial \vartheta} = 0$ рішенням рівняння (15) буде

$$H(x, \vartheta) = H_0 \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right); \quad (17)$$

Початковими умовами для рівняння (16) будуть: $t = 0 \quad H(0) = H(x, \vartheta)$ а при $t = \infty \quad \frac{dH(\infty)}{dt} = 0$.

Для електричних ліній з розподіленими параметрами при дії на них імпульсних струмів (наприклад, грозових розрядів) ймовірність появи коливальних процесів є малоїмовірним. Тому приймаючи, що відношення сталих часу $\tau_{1K} / \tau_{2K} > 2$, рішенням рівняння (16) буде

$$H(t) = H(x, \vartheta) \left[\frac{p_1}{p_2 - p_1} \exp(-tp_1) + \frac{p_2}{p_2 - p_1} \exp(-tp_2) \right], \quad (18)$$

де $p_{1,2} = -\frac{\tau_{1K}}{2\tau_{2K}^2} \pm \sqrt{\left(\frac{\tau_{1K}}{2\tau_{2K}^2}\right)^2 - \frac{1}{\tau_{2K}^2}}$ - корені характеристичного рівняння.

Підставивши (17) у рівняння (18), отримуємо

$$H(t) = H_0 \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right) \left[\frac{p_1}{p_2 - p_1} \exp(-tp_1) + \frac{p_2}{p_2 - p_1} \exp(-tp_2) \right]. \quad (19)$$

Якщо $p_1 \ll p_2$, то рівняння (19) приводиться до вигляду, яке описує критичний режим перенесення електричної енергії, тобто

$$H(t) \approx H_0 \left[\left(1 + \frac{t}{\tau_{1K}} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{2K}}\right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right). \quad (20)$$

Так як швидкість розповсюдження ЕЗІ $v = x/t = -\omega/\beta = -\Re_x / \sqrt{L_0 C_0}$, де \Re_x - довжина хвилеводу, то відстань $x = vt = t/\sqrt{L_0 C_0}$. Враховуючи, що $\tau_{1K} = K_C L_0 / R_0$, а $\tau_{2K} = K_C \sqrt{L_0 C_0}$, рівняння (20) приймає наступний вигляд

$$H(t) \approx H_0 \left[\left(1 + \frac{R_0 C v^2}{\Re_x K_C} t \right) \exp \left(-\frac{v}{\Re_x K_C} t \right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{v}{2\sqrt{D_E \vartheta}} t \right). \quad (21)$$

Приймаючи до уваги, що $x = vt$, рівняння (21) приймає наступну форму

$$H(x) \approx H_0 \left[\left(1 + \frac{R_0 C v}{\Re_x K_C} x \right) \exp \left(-\frac{x}{\Re_x K_C} \right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right). \quad (22)$$

Рівняння (22) є математичною моделлю первинного вимірювального перетворювача магнітострикційного засобу контролю рівня рідинних середовищ і показує як змінюється напруженість електромагнітного поля хвилеводу за його довжиною. Враховуючи, що напруженість $H(x)$ у хвилеводі створює магнітну індукцію $B(x) = \mu_a H(x)$, де μ_a - магнітна проникливість магнітострикційного матеріалу, а остання в площині S поперечного перетину магнітного поля створює магнітний потік $\Phi(x) = \pi B(x) r_C^2$, де r_C - радіус хвилеводу, то $H(x) = \Phi(x) / \pi \mu_a r_C^2$. Напруженість електричного поля, яку створює струмовий ЕЗІ амплітудою I_0 у хвилеводі у момент його подачі, $H_0 = I_0 / \Pi$, де $\Pi = 2\pi r_C$ - периметр хвилеводу. Підставляючи вирази для $H(x)$ і H_0 у рівняння (22), отримуємо

$$\Phi(x) \approx 2\mu_a r_C I_0 \left[\left(1 + \frac{R_0 C v}{\Re_x K_C} x \right) \exp \left(-\frac{x}{\Re_x K_C} \right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right). \quad (23)$$

Так як відрізок x хвилеводу являє собою відстань від поверхні рідинного середовища до місця розташування приймача ультразвукових коливань магнітострикційного перетворювача (МСП), то фактично товщину газового середовища в технологічному апараті, то позначивши цю відстань $x = \Omega_r(x)$, а вимірювальний рівень $l_p = l_{p0} - \Omega_r(x)$, де l_{p0} - товщина рідинного середовища, отримуємо математичну модель ПВП у такій формі

$$\Phi(l_p) = 2\mu_a r_C I_0 \left[\left(1 + \frac{R_0 C v}{\Re_x K_C} \Delta l \right) \exp \left(-\frac{\Delta l}{\Re_x K_C} \right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\Delta l}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right). \quad (24)$$

де $\Delta l_{p0} = l_{p0} - l_p$.

Магнітне поле $\Phi(l_p)$, котре формується на певній відстані x хвилеводу згідно з рівнянням (24), при його досягненні магнітного поля постійного магніту, який знаходиться на поплавку, взаємодіють між собою, викликаючи відповідні механічні дії.

ВИСНОВКИ

Як показують теоретичні та експериментальні дослідження ПВП магнітострикційних засобів контролю рівня рідинних середовищ, довжина, на яку розповсюджується магнітне поле, створюване струмовим ЕЗІ, є достатньо обмеженим. Аналіз сучасних магнітострикційних рівнемірів (МСП) показує, що такі засоби використовуються для вимірювального контролю рівня висотою не більше 18 метрів. Це свідчить про те, що загасання магнітного поля в магнітострикційних хвилеводах є достатньо суттєвим. Магнітне поле хвилеводу в першу чергу визначається магнітною проникливістю магнітострикційного матеріалу, з якого виготовлений хвилевід, його діаметром, амплітудою струмового імпульсу і залежить від електричних параметрів хвилеводу – активного опору, індуктивності та ємності. Якщо припустити, що активний опір хвилеводу є незначним, котрим можна знехтувати, то для такого ПВП його магнітне поле описуватиметься наступним рівнянням

$$\Phi(l_p) = 2\mu_a r_C I_0 \left[\exp \left(-\frac{\Delta l}{\Re_x K_C} \right) \right] \operatorname{erf} \left(\frac{\Delta l}{2\sqrt{D_E \vartheta}} \right). \quad (25)$$

З рівняння (25) видно, що магнітний потік хвилеводу зменшується нелінійно зі зменшенням рівня рідинного середовища.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Харкевич А.А. Теория преобразователей. – М-Л.: Изд-во «Высш. шк», 1947. – 542 с.
2. Матаушек И. Ультразвуковая техника /Пер. с нем. – М.: Изд-во «Мир», 1962. – 386 с.
3. Ультразвуковые преобразователи /Под ред. Е. Кикучи, пер. с англ. – М.: Изд-во «Мир». 1972. – 332 с.
4. Агейкин Д.И., Костина Е.Н., Кузнецова Н.Н. Датчики контроля и регулирования. Справочное пособие. – М.: Изд-во «Машиностроение, 1962. – 928 с.
5. Выпуск 10/2011 каталога «Уровнемеры» серии номенклатурных каталогов компании Emerson Process Management и Промышленной группы «Метран». 206 с.
6. Siemens. Контрольно-измерительные приборы. Уровень. Каталог F1 01 2007. 188 с.
7. Стенцель Й.І., Томсон А.В., Шаповалов О.І. Аналіз магнітострикційних засобів контролю рівня рідинних середовищ. Східно-Європейський журнал передових технологій. Харків, № 3/5 (45) 2010. – с. 53- 56
8. Стенцель Й.І., Шаповалов О.І. Експериментальні дослідження ультразвукових сигналів магнітострикційного засобу контролю рівня рідинних середовищ. Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць «Електроенергетика і перетворювальна техніка». №12. 2010. – с. 15-21.
9. Бессонов Л.А. Теоретические основы электротехники. – М.: Высш. Школа, 1978. – 528 с.
10. Стенцель Й.І. Фотоколориметричні газоаналізатори. Монографія. – К.:

Надійшла до редакції 15.042014р.

ШАПОВАЛОВ О.І. – аспірант кафедри комп'ютерно-інтегрованих систем управління, Технологічний інститут Східноукраїнського національного університету ім. Володимира Даля, м. Сєверодонецьк, Україна.