1. Амбарцумян С. А. Общая теория анизотропных оболочек. – М.: Наука, 1974. – 446 с. 2. Биргер И. А., Иосилевич Г. Б. Резьбовые и фланцевые соединения. – М.: Машиностроение, 1990. – 368 с. 3. Болотин В. В., Новичков Ю. Н. Механика многослойных конструкцийю – М.: Машиностроение, 1980. – 375 с. 4. Григоренко Я. М., Василенко А. Т. Методы расчета оболочек. В 5-ти т.: Т. 4. Теория оболочек переменной жесткости. – К.: Наукова думка, 1981. – 544 с. 5. Джонсон. Механика контактного взаимо-действия. – М.: Мир, 1982. – 510 с. 6. Зенкевич О. К., Чанг И. Метод конечных элементов в теории сооружений и в механике сплошных сред. – М.: Недра, 1974, 239 с. 7. Кантор Б. Я. Катаржнов С. И. Вариационно-сегментный метод в нелинейной теории оболочек. – К.: Наукова думка, 1982. – 135 с. 8. Копей Б. В., Копей В. Б., Лисканич М. В. Моделювання вібрацій замкового різьбового з'єднання методом кінцевих елементів // Збірник праць 3-ї Міжнародної науково-технічної конференції. – Хургада (Єгипет), 2004. – С. 71–75. 9. Ломакин В. А. Теория упругости неоднородных тел. – М.: Изд. Моск. госуд. ун-та, 1976. – 368 с. 10. Пелех Б. Л., Сухорольський М. А. Контактные задачи упругих анизотропных оболочек. – К.: Наукова думка, 1980. – 215 с. 11. Тимошенко С. П., Гудьер Дж. Теория упругости. – М.: Наука, 1979. – 560 с. 12. Трубы нефтяного сортамента. Справочник / Под общей ред. А. Е. Сарояна. – 3-е изд., перераб. и доп. – М.: Недра, 1987. – 488 с. 13. Флетчер К. Численные методы на основе метода Галеркина. – М., Мир, 1988. – 352 с. 14. Фрейдин А. С., Турусов Р. А. Свойства и расчет адгезионных соединений. – М.: Химия, 1990. – 250 с. 15. Харченко Е. В. Динамические процесы буровых установок. – Львов: Свит. 1991. – 176 с. 16. Oden I. T., Reddy I. N. Variational Methods in Theoretical Mechanics. – Springer Verlag, 1976. – 302 pp.

УДК 621.143.17

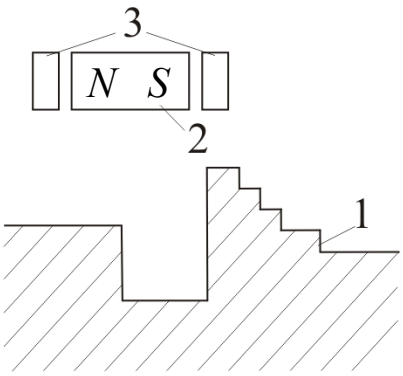
МАГНИТНЫЙ КОНТРОЛЬ СБОРКИ УЗЛОВ И КОНСТРУКЦИЙ

© Победа Т.В., Мирошников В.В., Абу Шакра Марван, 2005
Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, г. Луганск

Запропоновано магнітний метод контролю зібраних вузлів і математична модель формування інформаційного магнітного поля в осерді ферозонду при проведенні такого контролю

Диагностика сложных механических изделий типа коробки передач автомобиля или станка представляет собой сложную задачу, однозначного решения которой не существует. Известны виброакустические методы диагностики, когда по известному спектру шумов в зависимости от нагрузки определяется техническое состояние объекта контроля. Несмотря на широкое применение данного метода в различных областях техники достоверность получаемых результатов остается достаточно низкой. Это в первую очередь связано с тем, что в процессе эксплуатации отдельные детали механизма, в силу «притирки», механических напряжений и т.д. сдвигаются друг относительно друга. При этом не происходит ухудшение первоначальных свойств механизма, однако шумовая спектрограмма оказывается другой, чем у только что собранного механизма. Это создает неоднозначность при диагностике таких механизмов. Смещение элементов конструкции может достигать сотых и даже десятых миллиметра, при этом его работоспособность нисколько не ухудшается. Поэтому необходимо иметь достаточно простой и оперативный метод контроля положения и состояния деталей сложной конструкции. Причем проведение контроля должно сопровождаться минимумом операций по демонтажу контролируемого узла.

Одним из возможных методов контроля таких изделий является магнитный метод, который заключается в снятии магнитной топографии собранного узла и затем ее сравнения с топографией узла отработавшего определенное время. Для топографии магнитного поля контролируемого изделия (коробки передач) достаточно снять ее крышку и произвести сканирование распределения магнитного поля контролируемого объекта. В качестве источника магнитного поля выступает постоянный магнит (ниобий-железо-бор), по торцам которого расположены ферромодуляционные магнито-чувствительные элементы (феррозонды). Образованная таким образом магнито-чувствительная ячейка (МЧЯ) позволяет создать многоэлементные преобразователи, перемещая которые над контролируемым изделием можно измерять топографию его магнитного поля рассеяния. В первом приближении контролируемый механический узел представляет собой ступенчатую ферромагнитную поверхность (рис. 1), над которой перемещается МЧЯ.



1- ферромагнитная поверхность; 2 – постоянный магнит; 3 - феррозонды

Рис. 1. Модель контролируемого изделия

Для получения значений рассеяния объекта контроля необходимо провести теоретические исследования магнитной системы (МС), состоящей из ферромагнитной поверхности объекта контроля, постоянного магнита и сердечников феррозонда. Математическая модель поля в МС представляет собой интегральное уравнение Фредгольма 1-го рода, для решения которого используется модифицированный метод квадратур.

При построении модели принимаются следующие допущения: вектор намагниченности постоянен во всем объеме постоянного магнита; ферромагнитный материал объекта контроля не насыщен и его проницаемость равна $\mu = \infty$, а поверхность считается эквипотенциальной. В линейной изотропной среде потенциал магнитного поля эквипотенциальной поверхности с распределенными зарядами равен [1]:

$$\varphi(Q) = \frac{1}{4\pi\mu_0}\int \frac{\sigma(p)}{\left|\bar{r}_Q - \bar{r}_P\right|} dS\,, \qquad (1)$$

где P – точка поверхности объекта контроля, Q – точка наблюдения (рис. 2), σ - плотность магнитных зарядов.

Из теории потенциала [2] известно, что функция потенциала непрерывна при переходе точки на эквипотенциальную поверхность S. Тогда из (1) следует интегральное уравнение

$$\bar{A}\cdot\bar{\sigma} = \bar{\varphi}\,, \qquad (2)$$

где $\bar{A}$ – интегральный оператор, который определяется так:

$$A = \frac{1}{2\pi\mu_0}\int_S \frac{1}{\left|\bar{r}_Q - \bar{r}_P\right|} dS\,.$$

Для плоскопараллельного поля уравнение (2) запишется так:

$$A\cdot\bar{\tau} = \varphi\,, \qquad (3)$$

где

$$A = \frac{1}{2\pi\mu_0}\int_L \ln\frac{1}{\left|\bar{r}_Q - \bar{r}_P\right|} dl\,,$$

$\bar{\tau}$ – линейная плотность магнитных зарядов.

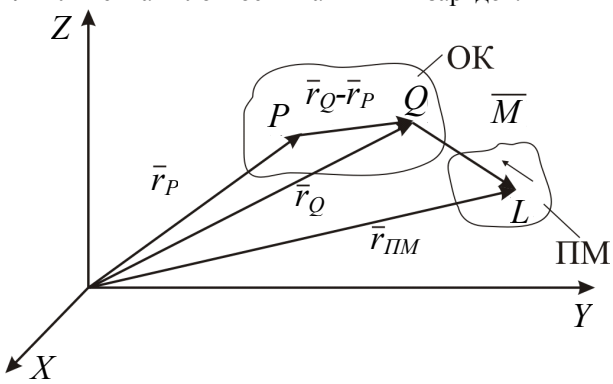


Рис. 2. К расчету поля по уравнению Фредгольма 1-го рода

Так как в МС присутствует постоянный магнит (ПМ), который является источником магнитного поля с известным распределением плотности магнитных зарядов, то (2) запишется следующим образом:

$$A\sigma = \varphi - \varphi_{ПМ}\,, \qquad (4)$$

где $\varphi_{пм}$ – потенциал магнитного поля, создаваемый постоянным магнитом.

Поскольку потенциал поверхности объекта контроля не известен, то используется метод, предложенный в [3]. Выбирается одно уравнение, соответствующее точке наблюдения Q_X. Из всех уравнений, записанных для поверхности объекта контроля, вычитается почленно уравнение, соответствующее точке Q_N. Тогда значение потенциала поверхности объекта контроля из (4) исключается. На место уравнения для Q_N ставится условие о суммарном заряде $g_{ПМ}$ на поверхности объекта контроля, т.е.

$$\int_{S_к} \sigma dS = g_{ПМ} = M_n \cdot S_{ПМ} \cdot \mu_0\,. \qquad (5)$$

Поскольку уравнения (2) и (3) являются сингулярными, при их численном решении применяется метод модифицированных квадратур, суть которого сводится к следующему. Поверхность объекта контроля и постоянного магнита делится на N и M прямоугольных элементарных площадок ΔS_i. Предполагается, что ΔS_i=const, $i = (1, \bar{N})$. Тогда уравнение (5) превращается в систему линейных уравнений:

$$[A]\cdot[\sigma] = [\varphi_{ПМ}]\,. \qquad (6)$$

Уравнение для j-й точки $\left(j = 1, \bar{N}\right)$, лежащей в центре площадки ΔS_j, записывается в аналитической форме таким образом:

$$\frac{1}{4\pi\mu_0}\left[\sum_{i=1}^{N}\sigma_j\frac{1}{\left|\bar{r}_i-\bar{r}_j\right|}\Delta S_j+\sigma_j\int_{\Delta S_j}\frac{1}{\left|r_{ij}\right|}dS_j\right]= \\ =-\frac{1}{4\pi\mu_0}\sum_{l=1}^{L}\frac{\sigma_{ПМ}\cdot\Delta S_l}{\left|\bar{r}_i-\bar{r}_j\right|}. \quad (7)$$

Если стороны элементарной прямоугольной площадки Δa_j, Δb_j, то второй интеграл в правой части уравнения (7) будет таким:

$$\int_{\Delta S_j}\frac{1}{\left|\bar{r}_{ij}\right|}dS_j=\int_0^{a_j}d\xi\int_0^{b_j}\frac{1}{\sqrt{\xi^2+\eta^2}}d\eta= \\ =\Delta a_j\cdot arcsh\frac{\Delta b_j}{\Delta a_j}+\Delta b_j\cdot arcsh\frac{\Delta a_j}{\Delta b_j}. \quad (8)$$

Таким образом, элементы матрицы $[A]=[a_{ij}]$ для плоскопараллельного поля при $i\neq j$ будут такими:

$$a_{ij}=\ln\frac{1}{\left|\bar{r}_i-\bar{r}_j\right|}\Delta l_j, \quad (9)$$

а при $i=j$ $a_{ii}=\Delta l_i\ln\frac{2l}{\Delta l_j}=\Delta l_j\left(1+\ln 2-\ln\Delta l_j\right)$, (10)

где Δl_j - длина элементарного отрезка контура объекта контроля.

Алгоритмы расчета поля в месте расположения сердечников феррозонда проводим в цилиндрических системах координат для трех наиболее характерных поверхностей. Первый участок – ровная поверхность, наиболее близко расположенная к феррозонду, второй участок – наклонная поверхность, третий участок – ровная поверхность, максимально удаленная от феррозонда. Поверхности контролируемого объекта разбиваются на элементарные площадки (ЭП) прямоугольной формы. Координаты ЭП рассчитываются относительно геометрического центра расположенного в центре постоянного магнита $z=0$ (рис. 3).

Обозначим множество ЭП, принадлежащих участкам 1 и 3, через *E*, а множество участков участка 2 через G.

Расчет элементов матрицы [*A*] для уравнения Фредгольма 1-го рода производится по следующим формулам:

для $\gamma\in E: i\in EUG$,

$$a_{ij}=\frac{\Delta z_j\cdot\Delta\alpha_j\cdot r_j}{\sqrt{r_i^2+r_j^2-2r_ir_j\cos\left(\alpha_i-\alpha_j\right)+\left(z_i-z_j\right)^2}}; \quad (11)$$

для $i=j$:

$$a_{jj}=\Delta z_j arcsh\frac{\Delta\alpha_j\cdot r_j}{\Delta z_j}+\alpha_j r_j arcsh\frac{\Delta z_i}{\Delta\alpha_j\cdot r_j}; \quad (12)$$

для $j\in G: i\in EUG$,

$$a_{ij}=\frac{\Delta z_j\cdot\Delta r_j\cdot\frac{1}{\cos\gamma}}{\sqrt{r_i^2+r_j^2-2r_ir_j\cos\left(\alpha_i-\alpha_j\right)+\left(z_i-z_j\right)^2}}; \quad (13)$$

для $i=j$:

$$a_{jj}=\Delta z_j arcsh\frac{\Delta r_j}{\Delta z_j\cos\gamma}+\frac{\Delta r_j}{\cos\gamma}arcsh\frac{\Delta z_j\cos\gamma}{\Delta r_j}, \quad (14)$$

где $\gamma=arctg\frac{\left(\alpha_1-\alpha_2\right)}{r_1-r_2}$ (рис. 3).

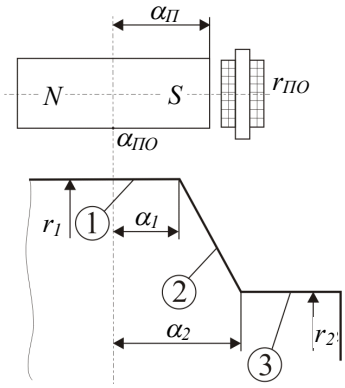


Рис. 3. Положение ПМ и феррозонда относительно поверхности контролируемого объекта

Определение элементов вектора $\left[\sigma_{ПМ}\right]$ производится по следующей формуле:

$$\sigma_i=\sum_{j=1}^{M}\frac{\Delta z_{jПП}\cdot\Delta\alpha_{iПП}\cdot r_{Пj}\cdot M_П}{\sqrt{r_i^2+r_{jП}^2-2r_ir_{jП}\cos\left(\alpha_i-\alpha_{jП}\right)+\left(z_i-z_{jП}\right)^2}}, \quad (15)$$

где $M_П$ – намагниченность на торцах ПМ.

Таким образом проведенные численные расчеты позволяют определить минимальные значения размеров контролируемых участков и на основании теоремы взаимности К.М. Поливанова [3] определить напряженность магнитного поля в сердечнике феррозонда, которая является информационным параметром магнитной системы, содержащей феррозонд в качестве магнитоизмерительного элемента.

1. Тозони О.В. Математические модели для расчета электрических и магнитных полей. – К.: Наукова думка. 1964. – 304 с. 2. Коген-Далим В.В., Курбатов П.А. Расчет сложных систем с постоянными магнитами на основе интегральных уравнений // Применение постоянных магнитов в электрических машинах, аппаратах и приборах. – МЭИ – 1980. – Вып. 483. – С. 75-80. 3. Поливанов К.М. Теоретические основы электротехники. Ч.III. – М.: Энергия, 1974. – 427 с.