

Tomasz TRAWIŃSKI

Instytut Elektrotechniki Teoretycznej i Przemysłowej. Zakład Mechatroniki

MODELOWANIE AKTUATORA GŁOWIC DYSKU TWARDEGO

Streszczenie. W artykule poruszono zagadnienia modelowania układu aktuatora głowic dysku twardego z podwójnym układem napędowym. Model matematyczny aktuatora, wykorzystując analogię do manipulatora robota płaskiego z tzw. łokciem, sformułowano za pomocą notacji Denavita – Hartenberga w zakresie kinematyki ruchu. Ostateczne równania dynamiki sformułowano zgodnie z formalizmem Lagrange'a.

MODELLING OF HARD DISK DRIVE HEAD ACTUATOR

Summary. In the paper the modelling of hard disk drive head actuators with double drive system, so-called dual stage actuation system, is presented. The mathematical model of actuator, similarly to robot's manipulators analysis of 2 DoF, is formulated using Denavit - Hartenberg notation. The resulting equations are formulated using Lagrange'a methods of dynamic system analysis.

1. WSTĘP

Do niedawna typowe konstrukcje aktuatorów głowic dysków twardej zawierały tylko jeden silnik wykonawczy, tzw. silnik VCM (z ang. VCM – Voice Coil Motor). Ciągłe zapotrzebowanie na coraz to większe pojemności pamięci masowych - dysków twardej zmuszają producentów do zagęszczania danych przypadających na jednostkę powierzchni dysku. Efektem tych dążeń jest między innymi zwiększanie gęstości ścieżek przypadających na jeden cal (liczonych wzdłuż promienia talerza) oraz liniowego upakowania bitów (liczonych wzdłuż ścieżki). Pociąga to wzrost wymagań co do jakości pozycjonowania głowic oraz szerokości pasma serwonapędu głowic. W latach 90. ubiegłego stulecia osiągnięto liniową gęstość zapisu na poziomie 10 000 TPI (ścieżek na cal, z ang. TPI- Track Per Inch), co dawało grubość ścieżki na poziomie ok. 2,5 μm , i w tym przypadku szerokość pasma na poziomie kilkuset Hz ((500÷600) Hz dla 6 000 TPI) serwonapędu głowic była w zupełności wystarczająca. Już pod koniec lat 90., a właściwie na przełomie lat 1999/2000 osiągnęto powierzchniowe gęstości zapisu wynoszące 25 000 TPI i odpowiadające im grubości ścieżek wynoszące ok. 1 μm . W chwili obecnej niektórzy producenci osiągnęli już liniowe gęstości ścieżek na poziomie 100 kTPI, co odpowiada grubości ścieżki 250 nm. Śledzenie ścieżki o tak małych wymiarach wymaga od układu serwonapędu dużej szerokości pasma na poziomie kilku tysięcy Hz oraz dużej dokładności pozycjonowania (dokładność pozycjonowania powinna mieścić się w granicach do 10 % grubości ścieżki). Można powiedzieć, że czterokrotny wzrost liniowej gęstości zapisu wymusza dwukrotny wzrost szerokości pasma serwonapędu. Takiej

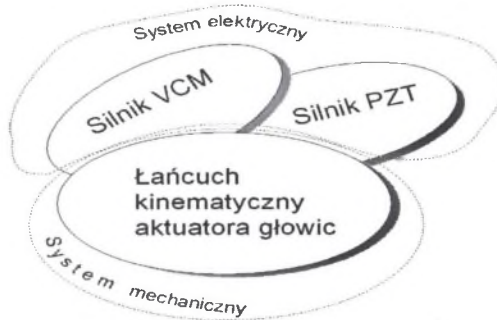
dużej szerokości pasma nie uzyska się w typowych rozwiązaniach konstrukcyjnych serwonapędów, stąd też wprowadza się dodatkowe akulatory napędzające system zawieszenia głowic. Producenci dysków twardych stosują różne akulatory dodatkowe, tzn.: piezoceramiczne PZT, milisilniki VCM i milisilniki reluktancyjne (wykonane taką samą technologią jak głowice cienkowarstwowe) oraz mikrosilniki elektrostatyczne wykonane w technologii MEMS. Jednak na podstawie obserwacji rozwiązań stosowanych w produktach dostępnych w chwili obecnej na rynku można się spodziewać, że dodatkowymi układami napędowymi będą w przyszłości wyłącznie przetworniki piezoceramiczne PZT [1, 3, 4] i mikrosilniki elektrostatyczne wykonane w technologii MEMS [2].

Drugi obszar, nierozdzielnie związanym z jakością serwonapędu głowic, w którym prowadzone są intensywne badania, to budowa odpowiednich układów regulacji, estymatorów położenia głowicy itp.

W niniejszym artykule przedstawione zostanie wyprowadzenie modelu matematycznego aktuatora głowic z podwójnym układem napędowym. Wychodząc z łańcucha kinematycznego i notacji Denavita – Hartenberga sformułowane zostaną równania dynamiki Eulera Lagrange’a.

2. AKTUATOR JAKO SYSTEM MECHATRONICZNY

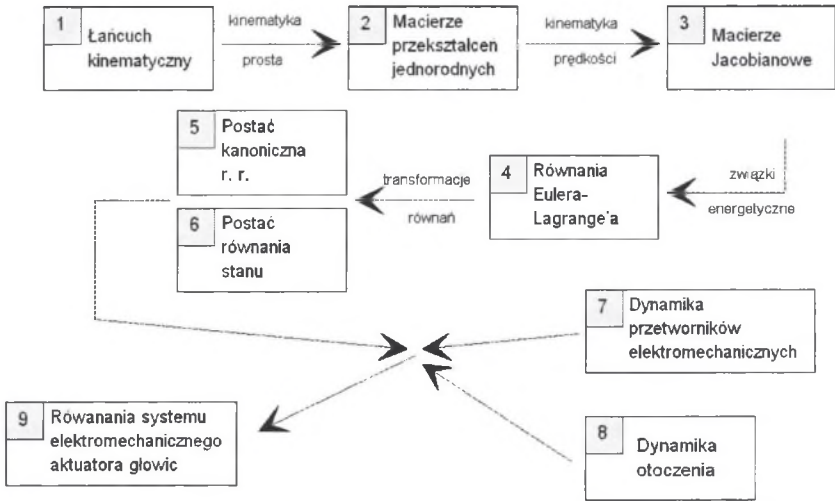
Ze względu na konstrukcję aktuatora głowic z podwójnym układem napędowym można jego strukturę przedstawić w postaci systemu mechatronicznego, złożonego z systemów elektrycznego i mechanicznego [1, 2, 3]. System elektryczny dzieli się na systemy elektromagnetyczny i piezoelektryczny. Taki podział systemu elektrycznego wynika z tego, że jako podstawowy napęd aktuatora głowic wykorzystywany jest silnik VCM (łukowy silnik prądu stałego, wzbudzony od magnesów trwałych), natomiast napęd dodatkowy budowany jest z wykorzystaniem przetworników piezoceramicznych PZT. Przetworniki te napędzają układ zawieszenia głowic dysku twardego. Wykorzystywane są głównie dwie struktury przetworników piezoceramicznych [3], które rozszerzają się pod wpływem przyłożonego napięcia lub wykorzystują postaciowy efekt piezoelektryczny (pochylają się). Można zaproponować następującą strukturę aktuatora głowic, w postaci schematu blokowego, prezentowaną na rys. 1.



Rys. 1. Aktuator głowic jako system mechatroniczny
Fig. 1. Hard disk drive head actuator as a mechatronics system

Łańcuch kinematyczny aktuatora głowic dysku twardego z podwójnym układem napędowym, może być przedstawiony jako zespół dwóch członów połączonych przegubami obrotowymi. Taki łańcuch kinematyczny odpowiada łańcuchowi kinematycznemu manipulatora robota płaskiego z łokciem. W celu sformułowania równań kinematyki takiego manipulatora, a dalej również i dynamiki, dogodnie jest posłużyć się notacją Denavita – Hartenberga,

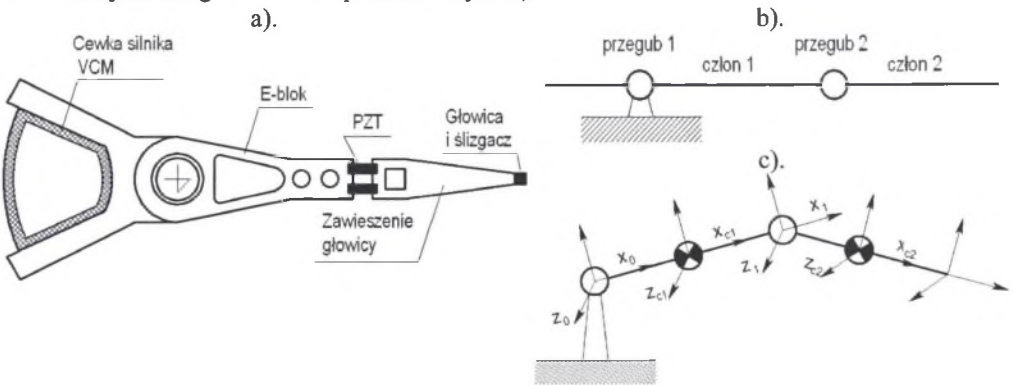
powszechnie stosowaną w robotyce. Proces pozyskiwania modelu matematycznego aktuatora głowic z podwójnym układem napędowym można przeprowadzić w postaci sekwencji 9 faz – rys. 2.



Rys. 2. Droga pozyskiwania modelu matematycznego aktuatora głowic HDD
 Fig. 2. The way of HDD head actuator mathematical model development

3. PODUKŁAD MECHANICZNY AKTUATORA GŁOWIC DYSKU TWARDEGO

Poglądową budowę aktuatora głowic dysku twardego przedstawiono na rys.3a), na którym zaznaczono podstawowe elementy składowe aktuatora głowic: cewkę wirnika silnika VCM, tzw. E-blok, paski piezoceramika PZT (dodatkowy napęd) [3], zawieszenie głowic oraz ślizgacz wraz z głowicami. Cewka wirnika silnika VCM jest na sztywno połączona z E-blokiem i wykonuje ruch obrotowy (w niewielkim zakresie kątowym od 30° do 40°). Układ cewki oraz E-bloku będziemy traktowali jako człon 1 umownego manipulatora – rys.3b). Zawieszenie głowic jest połączone za pomocą pasków piezoceramika do końcówki E-bloku. Paski piezoceramika pełnią tutaj rolę silnika napędowego oraz rolę przegubu. Układ zawieszenia głowic będziemy traktowali jako drugi człon manipulatora – rys.3b).



Rys. 3. Łańcuch kinematyczny aktuatora głowic
 Fig. 3. The kinematics chain of HDD head actuator

Zakładamy, że podczas pracy aktuatora nie występują znaczące wymuszenia, mogące pobudzić jego ramiona (człony manipulatora) do drgań strukturalnych. Zatem człony aktuatora można uważać za sztywne w płaszczyźnie ruchu (w płaszczyźnie talerzy dysku twardego). Przyjmijmy następujące oznaczenia: m_1 - masa członu pierwszego, m_2 - masa członu drugiego, złożonego z układu zawieszenia głowicy, ślizgacza i głowicy, I_1 - moment bezwładności członu pierwszego (liczony względem osi z_0 bazowego układu współrzędnych), I_2 - moment bezwładności członu drugiego (liczony względem osi z_1), a_1 - długość członu pierwszego, a_{c1} - położenie środka ciężkości członu pierwszego, a_2 - długość członu drugiego, a_{c2} - położenie środka ciężkości członu drugiego, Θ_1 - pierwsza zmienna uogólniona - kąt obrotu wokół osi z_0 , Θ_2 - druga zmienna uogólniona - kąt obrotu wokół osi z_1 .

W celu wyprowadzenia równań dynamiki układu aktuatora, reprezentowanego przez dwuczłonowy manipulator płaski, należy zgodnie z notacją Denavita - Hartenberga znaleźć postaci macierzy przekształceń jednorodnych T_0^i względem: środka ciężkości członu 1, przegubu 2, środka ciężkości członu 2. Ogólna postać blokowa macierzy przekształceń jednorodnych ma postać:

$$T_0^i = \begin{bmatrix} R_0^i & d_0^i \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

gdzie: R_0^i - macierz rotacji o wymiarze 3×3 , d_0^i - wektor translacji o wymiarze 3×1 , indeks górny „i” - układ współrzędnych, dla którego formułowane są macierze przekształceń, indeks dolny „0” - bazowy układ współrzędnych..

W rozważanym przypadku dwuczłonowego aktuatora głowicy macierze przekształceń jednorodnych mają następujące postaci:

$$T_0^{c1} = \begin{bmatrix} \cos \Theta_1 & -\sin \Theta_1 & 0 & \cos \Theta_1 a_{c1} \\ \sin \Theta_1 & \cos \Theta_1 & 0 & \sin \Theta_1 a_{c1} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2), \quad T_0^1 = \begin{bmatrix} \cos \Theta_1 & -\sin \Theta_1 & 0 & \cos \Theta_1 a_1 \\ \sin \Theta_1 & \cos \Theta_1 & 0 & \sin \Theta_1 a_1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$T_0^{c2} = \begin{bmatrix} \cos(\Theta_1 + \Theta_2) & -\sin(\Theta_1 + \Theta_2) & 0 & \cos(\Theta_1 + \Theta_2)a_{c2} + \cos \Theta_1 a_{c1} \\ \sin(\Theta_1 + \Theta_2) & \cos(\Theta_1 + \Theta_2) & 0 & \sin(\Theta_1 + \Theta_2)a_{c2} + \sin \Theta_1 a_{c1} \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Następnie określamy postaci macierzy jacobianowych prędkości liniowych i kątowych środków ciężkości poszczególnych członów. Macierze te przybierają postaci:

$$J_{vc1} = \begin{bmatrix} -a_{c1} \sin \Theta_1 & 0 \\ a_{c1} \cos \Theta_1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (5), \quad J_{vc2} = \begin{bmatrix} -a_1 \sin \Theta_1 - a_{c2} \sin(\Theta_1 + \Theta_2) & -a_{c2} \sin(\Theta_1 + \Theta_2) \\ a_1 \cos \Theta_1 + a_{c2} \cos(\Theta_1 + \Theta_2) & a_{c2} \cos(\Theta_1 + \Theta_2) \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$J_{\alpha c1} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \quad (7), \quad J_{\alpha c2} = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Na podstawie (2)-(4) i (5)-(8) określamy wyrażenia opisujące energię kinetyczną analizowanego aktuatora według zależności:

$$E_k = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{q}}^T \sum_{i=1}^2 \underbrace{\left[m_i \mathbf{J}_{vcl}(q)^T \mathbf{J}_{vcl}(q) + \mathbf{J}_{oif}(q)^T \mathbf{R}_i(q) \mathbf{I}_i \mathbf{R}_i(q)^T \mathbf{J}_{oif}(q) \right]}_2 \dot{\mathbf{q}}, \quad (9)$$

gdzie: $\mathbf{R}_i(q)$ - macierz rotacji, q - zmienna uogólniona.

Wyrażenia oznaczone przez „1” i „2” w równaniu (9) związane są odpowiednio z przesunięciowymi i obrotowymi składnikami energii kinetycznej. Bezpośrednio po zsumowaniu określają one postać macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} :

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} m_1 a_{c1}^2 + m_2 a_{c2}^2 + 2m_2 a_{c2} a_1 \cos\Theta_2 + m_2 a_1^2 + I_1 + I_2 & m_2 a_{c2}^2 + m_2 a_{c2} a_1 \cos\Theta_2 + I_2 \\ m_2 a_{c2}^2 + m_2 a_{c2} a_1 \cos\Theta_2 + I_2 & m_2 a_{c2}^2 + I_2 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Zakładając, że ruch aktuatora odbywa się wzdłuż linii ekwipotencjalnych pola grawitacyjnego Ziemi, jego całkowita energia potencjalna odgrawitacyjna nie ulega zmianie i nie jest funkcją zmiennych przegubowych (kątown obrotu Θ_1 i Θ_2 odpowiednich przegubów), zatem może być pominięta w dalszych rozważaniach. Lagrangian układu dwuczłonowego aktuatora głowic jest dany wyrażeniem:

$$L = E_k - E_p = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 d_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j - E_p(q) = \{E_p(q) = 0\} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 d_{ij}(q) \dot{q}_i \dot{q}_j, \quad (11)$$

gdzie: E_k , E_p - całkowita energia kinetyczna i potencjalna, $d_{ij}(q)$ - elementy macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} , q - zmienna uogólniona (kąty obrotu Θ_1 i Θ_2 odpowiednich przegubów).

Równanie Eulera Lagrange’a ma postać:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} - \frac{\partial L}{\partial q_k} = \tau_k. \quad (12)$$

Różniczkując lagrangian L (11) względem czasu oraz względem zmiennych uogólnionych (kątown Θ_1 i Θ_2) i po podstawieniu wyników do (12), otrzymujemy:

$$\sum_j^n d_{kj}(q) \ddot{q}_j + \sum_i^n \sum_j^n \left(\frac{\partial d_{kj}(q)}{\partial q_i} - \frac{1}{2} \frac{\partial d_{ij}(q)}{\partial q_k} \right) \dot{q}_i \dot{q}_j = \tau_k, \quad (13)$$

gdzie składnik pod znakiem podwójnej sumy może być zapisany jako:

$$c_{ijk} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial d_{kj}(q)}{\partial q_i} + \frac{\partial d_{ki}(q)}{\partial q_j} - \frac{\partial d_{ij}(q)}{\partial q_k} \right). \quad (14)$$

Równania Eulera Lagrange’a przedstawiające dynamikę podsystemu mechanicznego aktuatora głowic w zwięzłym zapisie macierzowym przyjmują postać:

$$\mathbf{D} \begin{bmatrix} \ddot{\Theta}_1 \\ \ddot{\Theta}_2 \end{bmatrix} + \mathbf{C} \begin{bmatrix} \dot{\Theta}_1 \\ \dot{\Theta}_2 \end{bmatrix} + \mathbf{G} = \begin{bmatrix} T_{e1} \\ T_{e2} \end{bmatrix}, \quad (15)$$

gdzie: \mathbf{G} - wektor momentów odgrawitacyjnych (w przypadku, gdy dysk twardy pracuje poziomo może być pominięty), T_{ei} - momenty napędowe w przegubach, wytwarzane przez silnik VCM i przetwornik piezoelektryczny PZT, \mathbf{C} - macierz momentów odśrodkowych i Coriolisa.

Elementy macierzy momentów \mathbf{C} , dysponując wyrażeniami (14), obliczamy według schematu:

$$c_{kj} = \sum_{i=1}^2 c_{ijk} \dot{q}_i. \quad (16)$$

Macierz momentów odśrodkowych i Coriolisa \mathbf{C} w tym przypadku ma postać ostateczną:

$$\mathbf{C} = \begin{bmatrix} -m_2 a_{c2} a_1 \sin \Theta_2 \ddot{\Theta}_2 & \vdots & -m_2 a_{c2} a_1 \sin \Theta_2 (\dot{\Theta}_2 + \dot{\Theta}_1) \\ \hline m_2 a_{c2} a_1 \sin \Theta_2 \ddot{\Theta}_1 & \vdots & 0 \end{bmatrix}. \quad (17)$$

4. POSTAĆ KANONICZNA MODELU AKTUATORA GŁOWIC

Dogodną postacią do obliczeń komputerowych jest postać kanoniczna albo postać zmiennych stanu, do których należy doprowadzić równania (15). Równania (15) po sprowadzeniu do postaci kanonicznej przyjmują postać:

$$\begin{bmatrix} \ddot{\Theta}_1 \\ \ddot{\Theta}_2 \end{bmatrix} = \mathbf{D}^{-1} \left(\begin{bmatrix} T_{e1} \\ T_{e2} \end{bmatrix} - \mathbf{C} \begin{bmatrix} \dot{\Theta}_1 \\ \dot{\Theta}_2 \end{bmatrix} \right). \quad (18)$$

Występującą w wyrażeniu macierz odwrotną \mathbf{D} można zapisać w postaci macierzy dołączonej i wyznacznika. Wtedy równanie macierzowe (18) przyjmie postać:

$$\begin{bmatrix} \ddot{\Theta}_1 \\ \ddot{\Theta}_2 \end{bmatrix} = \frac{\text{adj} \mathbf{D}}{\det \mathbf{D}} \left(\begin{bmatrix} T_{e1} \\ T_{e2} \end{bmatrix} - \mathbf{C} \begin{bmatrix} \dot{\Theta}_1 \\ \dot{\Theta}_2 \end{bmatrix} \right). \quad (19)$$

Macierz dołączona macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} aktuatora głowic dana jest wyrażeniem:

$$\text{adj} \mathbf{D} = \begin{bmatrix} m_2 a_{c2}^2 + I_2 & \vdots & -m_2 a_{c2}^2 - m_2 a_{c2} a_1 \cos \Theta_2 - I_2 \\ \hline -m_2 a_{c2}^2 - m_2 a_{c2} a_1 \cos \Theta_2 - I_2 & \vdots & m_1 a_{c1}^2 + m_2 a_{c2}^2 + 2m_2 a_{c2} a_1 \cos \Theta_2 + m_2 a_1^2 + I_1 + I_2 \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Wyznacznik macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} :

$$\det \mathbf{D} = (a_1^2 a_{c2}^2 - a_{c2}^2 a_1^2 (\cos \Theta_2)^2) m_2^2 + (a_1^2 I_2 + m_1 a_{c1}^2 a_{c2}^2 + I_1 a_{c2}^2) m_2 + m_1 a_{c1}^2 I_2 + I_1 I_2. \quad (21)$$

Zakładając, że środek ciężkości pierwszego członu aktuatora pokrywa się z jego osią obrotu, można uprościć wyrażenia w macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} . Takie założenie równoważne jest z przyjęciem $a_{c1} = 0$. Równocześnie przemieszczenie liniowe końcówki drugiego członu – ślizgacza z głowicami – jest na poziomie kilku szerokości ścieżek z danymi (w granicach (1-2) μm). Pozwala to założyć, że kąt $\Theta_2 \approx 0$, co pozwala na dalsze uproszczenie postaci macierzy w równaniach (19), gdyż: $\cos \Theta_2 \approx 1$ a $\sin \Theta_2 \approx 0$. Macierz dołączona (20) przyjmuje wtedy postać:

$$\text{adj} \mathbf{D} = \begin{bmatrix} m_2 a_{c2}^2 + I_2 & \vdots & -m_2 (a_{c2}^2 + a_{c2} a_1) - I_2 \\ \hline -m_2 (a_{c2}^2 + a_{c2} a_1) - I_2 & \vdots & m_2 (a_{c2} + a_1)^2 + I_1 + I_2 \end{bmatrix}, \quad (22)$$

wyznacznik macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} przyjmuje zaś postać:

$$\det \mathbf{D} = (a_1^2 I_2 + I_1 a_{c2}^2) m_2 + I_1 I_2. \quad (23)$$

Macierz \mathbf{C} , przy uwzględnieniu powyższych założeń upraszczających, przyjmuje postać:

$$\mathbf{C} = [0]. \quad (24)$$

Dodatkowym założeniem upraszczającym, jakie przyjmuje się w modelowaniu dynamiki układu aktuatora głowic z podwójnym układem napędowym, jest założenie, że ruch dodatkowego silnika piezoelektrycznego nie wpływa na ruch silnika VCM. Jest ono

uzasadnione, gdyż stosunki momentów bezwładności członu drugiego (napędzanego piezoelektrykiem zawieszenia głowicy) do członu pierwszego (napędzanego silnikiem VCM E-bloku) są rzędu 10^{-3} . Efektem tego założenia jest przyjęcie elementu macierzy bezwładnościowej d_{12} równego zero. Macierz bezwładnościowa przybiera wtedy postać:

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} (a_{c2} + a_1)^2 m_2 + I_1 + I_2 & 0 \\ (a_{c2}^2 + a_{c2} a_1) m_2 + I_2 & m_2 a_{c2}^2 + I_2 \end{bmatrix}, \quad (25)$$

a macierz dołączona przyjmuje postać:

$$\text{adj}\mathbf{D} = \begin{bmatrix} m_2 a_{c2}^2 + I_2 & 0 \\ -m_2 (a_{c2}^2 + a_{c2} a_1) - I_2 & m_2 (a_{c2} + a_1)^2 + I_1 + I_2 \end{bmatrix}. \quad (26)$$

Jak łatwo zauważyć, macierz dołączoną można wyrazić wprost poprzez elementy macierzy bezwładnościowej \mathbf{D} i wtedy:

$$\text{adj}\mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_{22} & 0 \\ -d_{21} & d_{11} \end{bmatrix}. \quad (27)$$

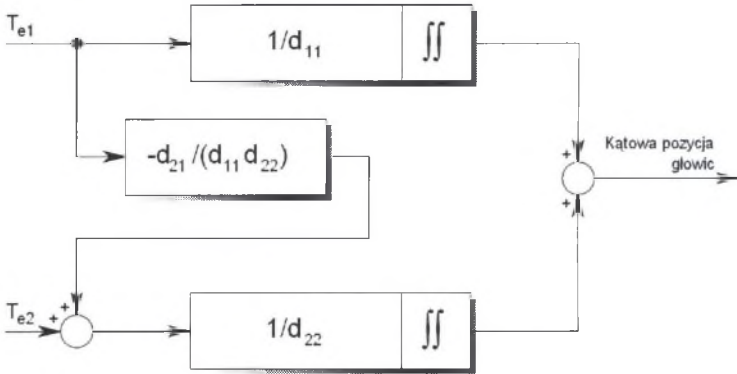
Wyznacznik macierzy \mathbf{D} może być wyrażony również poprzez elementy macierzy bezwładnościowej:

$$\det\mathbf{D} = d_{22} d_{11}. \quad (28)$$

Równania dynamiki aktuatora przyjmują wtedy prostą postać:

$$\begin{bmatrix} \ddot{\Theta}_1 \\ \ddot{\Theta}_2 \end{bmatrix} = \frac{1}{d_{11} d_{22}} \begin{bmatrix} d_{22} & 0 \\ -d_{21} & d_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{e1} \\ T_{e2} \end{bmatrix}. \quad (29)$$

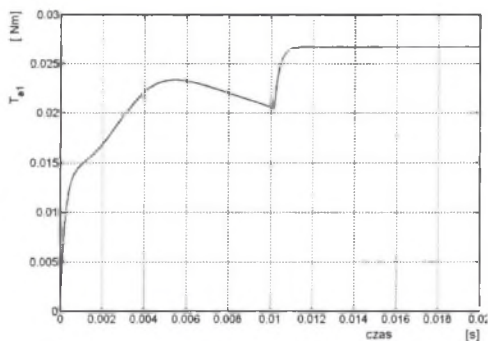
Równaniom (29) można przyporządkować schemat blokowy:



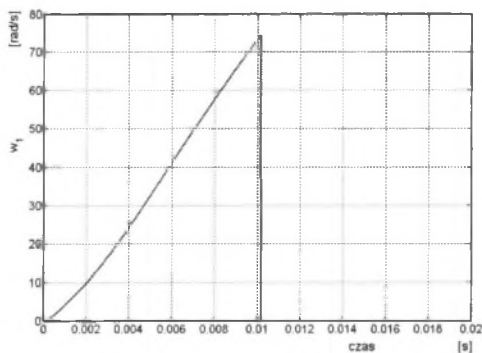
Rys. 4. Schemat blokowy części mechanicznej aktuatora głowic dysku twardego
 Fig. 4. Block diagram of mechanical part of HDD head actuator

5. PRZYKŁADOWE WYNIKI OBLICZEŃ NUMERYCZNYCH

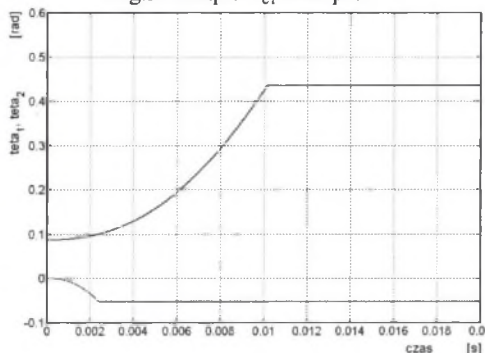
Na rysunkach 5-8 przedstawiono przebiegi przy zasileniu silnika VCM przebiegiem napięcia w postaci skoku $10 \cdot 1(t)$ V, w maksymalnym zakresie przemieszczeń kątowych silnika VCM i odpowiadające im przebiegi prędkości przegubowej członu pierwszego, przemieszczeń przegubowych oraz momentu T_{e1} . W modelu matematycznym silnika VCM [6] uwzględniono dodatkowo rzeczywisty rozkład indukcji w szczelinie powietrznej, wynikający z pośrednich metod pomiarowych oraz obliczeń polowych.



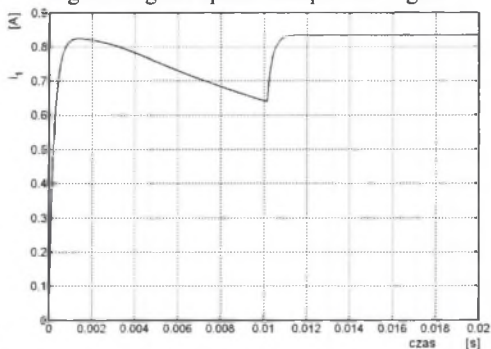
Rys. 5. Przebieg czasowy momentu T_{e1}
Fig. 5. Torque T_{e1} time plot



Rys. 6. Przebieg prędkości kąto-
wej członu 1
Fig. 6. Angular speed time plot of stage 1



Rys. 7. Przeszczenia kąto-
we członów 1 i 2
Fig. 7. Plots of angular displacement of stages 1 and 2



Rys. 8. Przebieg czasowy prądu silnika VCM
Fig. 8. Time plot of VCM motor current

6. PODSUMOWANIE

Z przeprowadzonego wyprowadzenia równań dynamiki aktuatora głowic z podwójnym systemem napędowym wynika, że przy określonych założeniach upraszczających możliwe jest podanie wprost na podstawie znajomości macierzy bezwładnościowej D kanonicznej postaci równań dynamiki aktuatora, bez konieczności odwracania tej macierzy. Niewielka masa ((50÷80) mg) oraz moment bezwładności zawieszenia głowicy dysku twardego, napędzane przez przetwornik piezoceramiczny PZT, nie wpływają na dynamikę ruchu członu pierwszego napędzanego silnikiem VCM. Natomiast ruch członu pierwszego napędzanego silnikiem VCM wpływa na dynamikę członu drugiego – zawieszenia głowicy. Wpływ ten jest opisany wyrażeniem: $-d_{21}/(d_{11}d_{22})$. Otrzymane równania dynamiki aktuatora głowic należy uzupełnić równaniami dynamiki przetworników elektromechanicznych, tzn.: silnika VCM [6] oraz dodatkowego przetwornika piezoceramicznego PZT [3]. Dodatkowo należy uwzględnić sposób montażu przetwornika dodatkowego; część producentów wytwarza je jako elementy współpracujące ze sprężynami zwrotnymi. Należy zatem uwzględnić w procesie modelowania rodzaj połączenia piezoceramika PZT z końcówką E-bloku i podstawą układu zawieszenia głowicy. Najprostszym sposobem uwzględnienia w modelu matematycznym takiego sposobu połączenia jest wprowadzenie do równań współczynników uwzględniających sprężystość k , tarcie i tłumienie B , połączenia.

LITERATURA

1. G. Guo, Q. Hao, T.S. Low: „*A dual-stage control design for high track per inch hard disk drives*”, IEEE Transactions on Magnetics, vol. 37, no.2, March 2001.
2. Y. Li, R. Horowitz: „*Mechatronics of Electrostatic Microactuators for Computer Disk Drive Dual-Stage Servo Systems*”, IEEE/ASME Transactions on Mechatronics, vol. 6, no. 2, June 2001.
3. S. Koganezawa, T. Hara: „Development of shear-mode piezoelectric microactuator for precise head positioning”, FUJITSU Sci. Tech. J., 37.2, p.212-219, December 2001.
4. Y. Li, R. Horowitz: „*Design and testing of track-following controllers for dual-stage servo system with PZT actuated suspensions*”, Microsystem Technologies 8, 194-205, Springer-Verlag 2002.
5. R. Okawa, K. Terada, K. Ito, S. Watanabe, T. Imai, K. Tanihira: „Modal Analysis of HDD's Actuators”, artykuł pozyskany z internetu.
6. Z.Pilch, T. Trawiński: „*Wyznaczanie podstawowych parametrów silnika VCM*”, X Symposium PPEE'2003, Wisła, 7-10 grudzień 2003r.

Recenzent: Dr hab. inż. Andrzej Pochanke, prof. Pol. Warszawskiej

Wpłynęło do Redakcji dnia 4 maja 2004 r.

Abstract

Fast progress in hard disk drive design is characterized by many factors such as: growth in total capacity of storage data, time access to the data, noise and vibration decrease at the idle and seek mode of the drive, geometrical dimension optimalization, number of disks and etc. But the most important one is the total capacity of storage data which is directly connected with such parameters as: aerial bit density, linear bit density, and track per inch density. Nowadays the for track densities the limit of 100 000 TPI (Track Per Inch) was reached as well as aerial densities equals 100 Gb/in². Very high track and aerial densities creates a demand for new solutions in head actuator design, as well as in control system of head placement design. Modern head actuators have 2 DoF constructions, in which the first stage is actuated by VCM motor, while the second stage is actuated by additional, usually piezoceramic PZT actuator. Some of manufacturers are conducting active researches towards use of additional MEMS based actuators, placed close to the slider or directly driving the hard disk's heads. 2DoF structure is called dual-stage actuator system. In the article the mathematical model of dual stage actuator of HDD heads is presented. Basing on similarities between structure of dual-stage actuators and robot manipulators of 2 DoF with direct drive system, the Denavit – Hartenberg notation is used to find its kinematics equation. Next, considering the kinematics chain and centres of stages masses, the Jacobian matrices are formulated – Eqns. (2) (3) and (4). Basing on energy relationships given by Eqn.(9), the inertia matrix is formulated – Eqn. (10). According to Lagrange formulae the dynamics equations of motion are formulated and is given in Eqn. (15). Very convenient mathematical form of representation the dynamics system is the normal form of differential equation sets. In chapter 4 the mathematical model of dual-stage actuator by differential equation sets is given. The inverse form of inertia matrix D is represented by adjoined matrix and determinant of matrix D . Assuming that the motion of second stage has negligible influence on first stage motion and angle of motion is close to zero, additional simplification in adjoined matrix structure $adjD$ can be made (Eqn. (22)). Additionally centrifugal and Coriolis force matrix C (Eqns (17) and (24)) can be omitted. Finally the end form of dynamic equation of dual stage actuator is given in Eqn.(29).