

Stability Analysis Of A Shaft Supported By Externally Pressurized Gas Bearings

Davut Erdem Şahin^a, Nizami Aktürk^b

^a*Erciyes University, Faculty of Engineering, Department of Mechanical Engineering, 38039 Kayseri, TURKEY*

^b*Gazi University, Faculty of Engineering, Department of Mechanical Engineering, 06570 Ankara, TURKEY*

Abstract: An increase was observed in the use of externally pressurised gas bearings in different fields of engineering in the last fifty years. In parallel to this common usage the design parameters and the modelling have also been improved. However, some problems of design remained unsolved. One of them is fractional speed whirl of shafts supported by gas bearings. In this research the self excited vibration of fractional speed whirl of a shaft supported by externally pressurised gas bearings is studied theoretically. Analyses are performed and for incompressible and compressible flows theory. In this study the relation between the feed the parameters and the system performance is searched. The results show that stiffness and damping factors are the important parameters controlling the dynamic behaviour of the system.

Keywords: Gas Bearings, Vibration, Unbalance, Whirl.

Havalı Yataklarla Desteklenmiş Bir Şaftın Denge Analizi

Özet: Son elli yılda havalı yatakların kullanımı mühendisliğin birçok alanlarında artış göstermiştir. Bunların sıklıkla kullanır olmaları, tasarımlarının ve modellemelerinin de gelişmesine neden olmuştur. Bununla birlikte havalı yatakların tasarımında hâlâ çözülememiş problemler vardır. Bunların en önemlilerinden biri de, yatağın yapısından dolayı oluşan yapısal dolanım rezonanslarıdır. Bu çalışmada dışarıdan basınçlı havayla desteklenmiş yataklarda kendiliğinden olan dolanım dengesizliği, yatak performansını tahmin etmek için sıkıştırılmaz ve sıkıştırılabilir akış teorileri dikkate alınarak teorik olarak yapılmıştır. Yatak performansının besleme parametreleriyle nasıl değiştiği tespit edilmeye çalışılmıştır. Sonuçlar yay ve sönüm faktörlerinin sistemin dinamik davranışını kontrol etmede en önemli parametreler olduğunu göstermiştir.

Anahtar Kelimeler: Havalı Yatak, Titreşim, Dengesizlik, Dolanım Hızı.

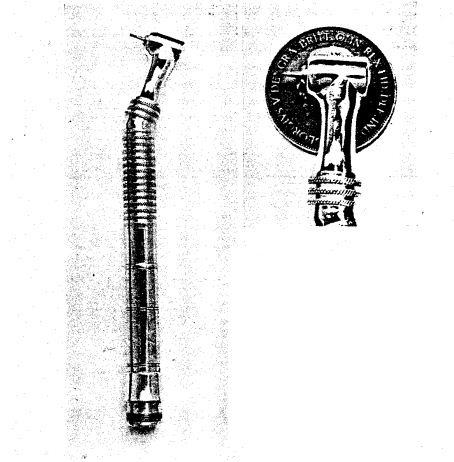
Reference to this paper should be made as follows (bu makaleye aşağıdaki şekilde atıfta bulunulmalı):

D. E.Şahin, N. Aktürk, 'Stability Analysis Of A Shaft Supported By Externally Pressurized Gas Bearings', Elec Lett Sci Eng, vol. 1(2), (2005), 13-27

* *Corresponding author; Tel: +90 354 212 38 43, E-mail: davuterdemsahin@gmail.com*

1 Giriş

Dönen makina parçalarının dinamik özelliklerinin bilinmesi, türbinler, kompresörler, jiratorler gibi yüksek hızlarda çalışan ekipmanlarda çok önemlidir. Pek çok örnek, dengesizlik, istenmeyen titreşimler, çalışma hızının sistemin kritik hızıyla çakışması ve diğer dinamik hatalardan dolayı bozulmaların olduğunu göstermiştir. Şaftın dinamik davranışındaki bozulmanın yataktaki yağ filminden kaynaklandığı sonucuna varan bir raporla başlayan çalışmalar, araştırmacıları alternatif çözümlere götürmüştür. Bu arayışın sonunda bazı uygulamalar için havalı yatakların bir alternatif olabileceği öne sürülerek, kullanımına başlanmıştır [1]. Son yıllarda pek çok yüksek hızlı makinelerde veya yüksek hassaslık gerektiren uygulamalarda havalı yataklar kullanılmaktadır. Dolayısıyla, bu yatakların dinamik ve statik karakteristiklerini doğruca tahmin etmek çok önemlidir. Kendine özel karakteristikleri olan ve bir yağlayıcı olarak kullanılan hava, pek çok makinada alışlagelmiş yağlayıcıların yerine havanın kullanılması yönünde cesaret vermiştir. Bu yatakların ilk uygulama sahaları; gaz türbinleri, dondurucular, jiratorler, yüksek hızlı dişçi matkapları (Şekil 1) ve taşıyıcıları, kontrol makina ve aletleri, ölçme araçları, karıştırıcılar, hesap makinaları elemanları, tekstil spinleri ve kimya sanayidir.



Şekil 1. 60000 d/d üzerinde hız yapabilen dişçi matkabı

(Grassam and Powell, 1964) [2].

Bu çalışmada havalı yatakların dolanım dengesizliğini belirlemek için, rotor yatak tasarımcılarının, yatak boşluğundaki akışkan film kuvvetlerini, sabit durum, dinamik işlem ve optimum performansı etkileyen diğer etkiler araştırılacaktır. Sonuç olarak analitik olarak yapılan

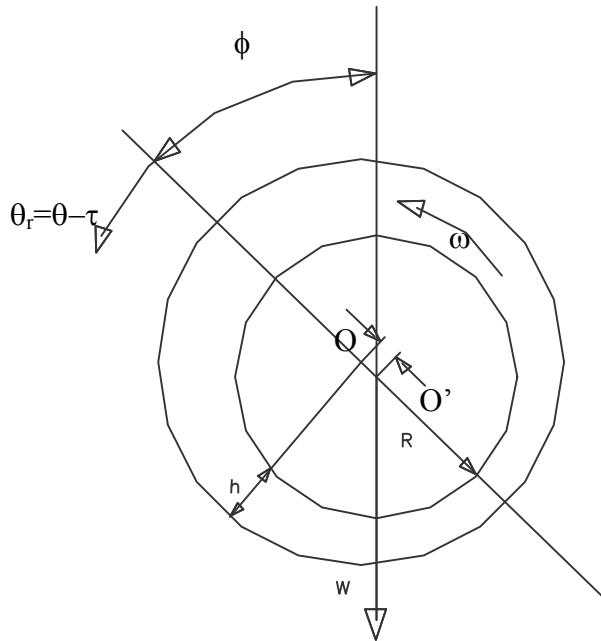
çalışmada yatakların performans karakteristikleri ve yatak dengesizliğindeki özel durumlar incelenecektir.

2. Matematiksel Model

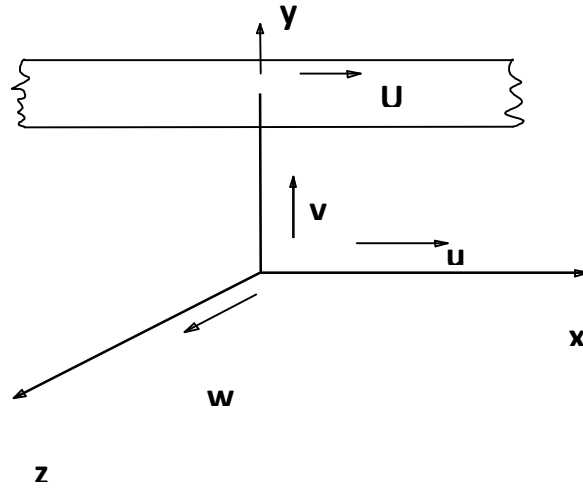
Navier-Stokes denklemleri [2] olarak bilinen kısmi diferansiyel denklemlerle yataktaki akış ifade edilir. Havalı yatak problemleri için, filmdeki basınç oluşumu Reynolds denklemi [2] olarak bilinen Navier-Stokes denkleminin bir özel hali olan denklemle elde edilir. Aynı denklem dış basınçlı yataklar için oldukça önemlidir. Reynolds denklemi sabit koordinat sisteminde çıkarılır ve daha sonra dönele koordinat sistemine transfer edilir. Yaklaşık lineer süperpozisyon metodu ile birlikte zamana bağlı sıkıştırılabilir Reynolds denklemi için lineerleştirme yapılmıştır.

3. Akış Denklemleri

Navier-Stokes denklemleri momentumun korunumu prensibini esas alır. Havalı yatak probleminde Navier-Stokes denklemlerinin daha basitleştirilmiş hali olan Reynolds denklemi sıkıştırılabilir formda uygulanır. Reynolds denklemi ilgili kabulleriyle birlikte Şekil 2’de görülen ve sabit olan koordinat sisteminde elde edilmiştir. Bu eksenlerle ve Şekil 3’de görülen hızlarla sıkıştırılabilir Navier-Stokes denklemleri:



Şekil 2. Titreşen yatak için dönele eksenler ve durağan durum için sabit eksenler [3]



Şekil 3. Navier-Stokes denkleminde eksenler ve hızlar

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \rho g_x \quad (1)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] + \rho g_y \quad (2)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = -\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[2\mu \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{v}) \right] + \rho g_z \quad (3)$$

şeklinde verilebilir.

Burada $\nabla = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}$ diferansiyel operatör (nabla) olarak bilinir.

Bu formda üzerine etkiyen kuvvetler nedeniyle ivmelenen akışkanla birlikte hareket eden küçük hacimli bir element vardır. Denklem 1-3'lerden her bir terim Reynolds denklemini elde etmek için ele alınıp incelenir. Türbülansın başladığı noktada veya başka bir deyişle laminar akışın üst sınırındaki bir çalışma noktası yatak boşluğunda halka vortekslerin oluşumuna neden olabilir [4]. Kritik Reynolds sayısında laminardan türbülansa geçişte eşik durumunu verir:

Yataktaki Couette akış için:

$$Re_c = \frac{\rho U h_{av}}{\mu} = 1000 \quad (4)$$

Burada U relatif yüzey hızı ve h_{av} ortalama film kalınlığıdır.

Poiseuille akış için:

$$Re_c = \frac{\rho U_m h_{av}}{\mu} = 500 \quad (5)$$

burada U_m filmdeki ortalama hızdır. Yukarıdaki denklemler düşünüldüğünde laminardan türbülansa geçişin yüzey hızı veya filmdeki ortalama hız belli sınırlar içerisinde kaldığında ve diğer parametreler sabitken olduğu görülür. Bir havalı yatak için tipik parametreler ilave edildiğinde $L/D=1$ ($\rho=1.225 \text{ Kg/m}^3$, $U_m=100 \text{ m/s}$, $h_{av}=2.0\text{E-}5 \text{ m}$, $\mu=1.82 \text{ E-}5 \text{ Kg/ms}$), Denklem 5'deki Re_c 'nin değeri 135 olarak bulunabilir. Bunun sonucu olarak filmdeki akış laminar olarak düşünülebilir.

Herhangi bir akışkan probleminde viskoz ve atalet kuvvetleri arasındaki ilişki Reynolds sayısı tarafından belirlenir. Havalı yataklarda genelde atalet etkileri yereldir ve yatağa giriş kısmındaki besleme kanalları civarında yoğunlaşır. Basınç oranı ya da film kalınlığı artarken bağıl atalet artar ve hava filminde viskos akış olur, yani bu analizlerde Reynolds denklemi kullanmak gerekir. MTI [5] tarafından hesaplanan modifiye edilmiş Reynolds sayısı $R\tilde{e}$ ile gösterilir ve şu şekilde ifade edilir:

$$Re = \frac{\rho U h^2}{\mu L} \quad (6)$$

Burada U , filmin orta kısmındaki hız, h , film kalınlığı, L yatak boyudur. Re , bire yaklaşırken atalet kuvvetleri ağırlık kazanır. Re değeri, havalı yatak için olan tipik değerlerle, 0.10 olarak elde edilir. Bu değer besleme kanalından filmde oluşan atalet etkilerinin yokluğunu gösterir. Besleme kanalı civarında denklem (5)'deki tanım düşünülürse Reynolds sayısının değeri daha erken elde edilerek, atalet kuvvetlerinin varlığını gösterir. Bu durum havalı yatak için film boyunca $Re < 1$, bir kaynağın civarında $Re < 1$ olduğunu gösteren Gross [6] tarafından onaylanmıştır. Denklem (6)'da görüldüğü gibi küçük bir film kalınlığı $Re < 1$ sonucunu verir, dolayısıyla filmdeki atalet etkileri ihmal edilebilir. Şu halde orifisten olan film düşünüldüğünde Re in değerinin yeterince küçük olduğu kabul edilirse, atalet ihmal edilebilir. Havalı yataktaki film ince olduğunda, gravitasyonel kuvvetler olarak gösterilen cisim kuvveti viskoz kayma kuvvetleriyle karşılaştırıldığında küçüktür ve ihmal edilebilirler.

İnce film için, y , x ve z ye göre daha küçük bir boyuttur, dolayısıyla u ve w hızları baskın hızlardır. Sonuçta bu iki hızın gradyenleri, $\frac{\partial u}{\partial y}$ ve $\frac{\partial w}{\partial y}$ karşılaştırılır, diğer hız gradyenleri ihmal edilebilir. Dolayısıyla denklemler (1-3), yeniden yazılabilir:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right] \quad (7)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \frac{\partial w}{\partial y} \right] \quad (9)$$

Denklem (7) ve (9) çevresel ve eksenel hız profillerini verecek şekilde integre edilebilir:

$$u = \frac{1}{2\mu} y(y-h) \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{Uy}{h} \quad (10)$$

$$w = \frac{1}{2\mu} y(y-h) \frac{\partial p}{\partial z} \quad (11)$$

Denklem (8) analizlerde gereklidir fakat, ince film yağlama için temel bir kabul olan yağlama filmi boyunca basınçta değişim olmadan devam eder.

Süreklilik denklemi:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) = -\frac{\partial p}{\partial t} \quad (12)$$

Film boyunca integre edilerek ve denklem (10) ve (11)'den u ve w hızları ilave edilerek denklem (12):

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^3 \rho}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{h^3 \rho}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right] = 12 \frac{\partial p}{\partial t} (ph) + 6R\omega \frac{\partial}{\partial x} (ph) \quad (13)$$

şeklinde yazılabilir. Burada $U = \omega R$, ω milin dönme hızıdır.

Yüksek dönme frekanslarında havanın sıkışması ve genişlemesi normal olarak adyabatik bir prosestir [4], fakat ince hava filmindeki hava, iki cidar arasındaki ısı transferi prosesini neredeyse izotermal yapar. Tam bir izotermal hava akışı enerji denkleminin kullanımını gerektirir ve bu denklem:

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (14)$$

Biçimindedir. Denklem (13) ise şu hale dönüşür:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{h^3 p}{\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{h^3 p}{\mu} \frac{\partial p}{\partial z} \right] = 12 \frac{\partial p}{\partial t} (ph) + 6R\omega \frac{\partial}{\partial x} (ph) \quad (15)$$

Denklem (15), sıkıştırılabilir akış için Reynolds denklemidir. Boyutludur ve sabit koordinat sistemi referans alınarak ifade edilmiştir. Bu formda, denklem terim terim düşünüldüğünde, soldaki ilk iki terim, x ve z yönlerindeki basınç değişimini gösterir. Sağdaki ilk terim, mil merkezinin hızını tanımlar ve herhangi bir film hareketinin sorumlusudur. İkinci terim, yani durağan durum teriminin kullanılmaması, kararlı durumu titreşim olmaksızın tanımlar.

4. Boyutsuz Formda Reynolds Denklemi

Denklem (15) özel işlem setleriyle çözülebilir, buna karşın, uygun düzenleme için büyüklüklerin boyutsuz ve ekonomik olması iyi sonuç verir. Bu nedenle düşülen boyutsuz büyüklükler aşağıdadır:

$$\theta = \frac{x}{R}, \quad \zeta = \frac{z}{R}, \quad \tau = \omega_1 t, \quad H = \frac{h}{c}, \quad P = \frac{p}{p_a} \quad (16)$$

burada r mil çapı, c ortalama radyal boşluk, ω_1 ise dolanım frekansı ve p_a da atmosfer basıncıdır.

Denklem (15) yeniden düzenlenirse:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \left[P H^3 \frac{\partial P}{\partial \theta} \right] + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[P H^3 \frac{\partial P}{\partial \zeta} \right] = A \frac{\partial}{\partial \theta} (P H) + \sigma \frac{\partial}{\partial \tau} (P H) \quad (17)$$

elde edilir. Burada sıkıştırma sayısı $A = \frac{6 \mu \omega}{p_a} \left(\frac{R}{c} \right)^2$ ve film sayısı

$$\sigma = \frac{12 \mu \omega}{p_a} \left(\frac{R}{c} \right)^2 \text{ şeklindedir.}$$

6.9 N/m^2 nin altındaki basınçlarda gazın viskozitesi yaklaşık olarak sıcaklığa bağlıdır [4]. Bu yüzden bu değer sabit olduğu kabul edilebilir. Mil yatak düzleminde basınç dağılımı sınır değerleriyle birlikte Denklem (17) çözülerek sabit viskoziteli izotermal gaz için elde edilebilir.

Bir yatağın dinamik davranışı incelenirken, sabit olan θ ve merkez çizgilerden ölçülen θ_r arasındaki ilişkiyi belirlemek önemlidir (Şekil 2). Eğer mil merkezi sıfır veya ihmal edilebilir

ağırlığa sahipse milin merkezi yatak merkezi etrafında dairesel bir yörünge etrafında dönebilir. Bu halde dönel koordinatlarda Reynolds denklemleriyle basit bir ifade elde edilir. Her iki koordinat eksenleri arasında şu ilişki mevcuttur:

$$\theta_r = \theta - \tau \quad (18)$$

Sabit radyal eksenden ölçülen açı θ ve düşük titreşimlerde, θ , θ_r ile yer değiştirir. Herhangi bir titreşim halinde sabit radyal eksen merkez çizgiler doğrultusundadır. Sabit eksenlerden dönel eksenlere dönüşüm dikkate alınarak denklem (17) yeniden yazılabilir:

$$\frac{\partial}{\partial \theta_r} \left[H^3 \frac{\partial P^2}{\partial \theta_r} \right] + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left[H^3 \frac{\partial P^2}{\partial \zeta} \right] = 2 A \left(1 - \frac{2\omega_1}{\omega} \right) \frac{\partial}{\partial \theta_r} (PH) \quad (19)$$

Eğer mil merkezi sabit açısal hızda yatak merkezinin etrafında dönerse dönel koordinat sistemindeki basınç ve yoğunluk alanları merkez çizgilerle birlikte döner ve zamandan bağımsız olur. Yukarıda çıkarılan Reynolds denklemlerine göre; eğer mil merkezi dönme hızının yarısı kadar bir hızda yatak merkezinin etrafında dönerse yatak boşluğundaki basınç sabit olur yani, $P=1$ ya da $p=p_a$ dır. Sonuç olarak herhangi bir Newtonian yağlayıcıyla birlikte çalışan mil düzleminde yatak merkezi etrafındaki yarı dolanım hızı aerodinamik yük taşıma kapasitesini yok eder.

Daha önceden belirtildiği gibi, tabii dengesizlik bir havalı yatakta çok önemli bir problemdir. Olay, yüksek hızlarda dönen iyi dengelenmiş dik eksenli rotor veya hafif yükte yapılan deneylerle tesbit edilmiştir. Mil, durağan konumunun etrafında ve dolanım hızından daha küçük bir hızda dönebilir [3].

Dik eksenli aerodinamik yataklarda, Marsh [4], sıkıştırılamaz akışın bütün hızlarda dengesiz olduğunu kabul etmiş ve sistemin dönel bir dengesizliğe sahip olmadığını göstermiştir. Genel olarak dolanım hızı (YHD) kendiliğinden akışkan film kuvvetleri tarafından üretilir ve rotor hızı arttırılarak da yok edilemezler. Dönel bir dengesizliğe sahip bir rotor için senkronize rezonans titreşimlerin karışımı vardır. Bunlar genellikle geçilir. Buna karşın YHD durumunda bu dengesizlik üzerinde herhangi bir hızda, mil ve yatağın temasıyla sonuçlanır. Sonuçta bu dolanımın olduğu dönme hızını tahmin etmek önemlidir. Reynolds denklemi, nihai film kuvvetlerinin doğrusal olmadığını gösterir, fakat, durağan konum etrafında rotor merkezinin

küçük titreşimleri için doğusal hale getirilebilir. Sabit olmayan herhangi bir basınç alanı için Reynolds denklemi denklem (19) da ifade edilmiştir.

Eğer sabit olmayan herhangi bir basınç alanıyla, sabit olan karşılaştırılırsa, eğer kararlı (stabil) çözüm bilinirse dönen basınç alanının dinamik çözümü de A parametresi $A\left(1 - \frac{2\omega_1}{\omega}\right)$ ile yer değiştirerek elde edilebildiği görülür. Radyal ve teğetsel bileşenler:

$$F'_r = -2\varphi R^2 \int_0^{\frac{L}{2}} \int_0^{2\pi} p_a P \cos \theta_r d\theta_r d\zeta \quad (20)$$

$$F'_t = 2\varphi R^2 \int_0^{\frac{L}{2}} \int_0^{2\pi} p_a P \sin \theta_r d\theta_r d\zeta \quad (21)$$

olur.

F'_r ve F'_t gösterimi, bunların dinamik basınç alanları kullandığını gösterir ve merkez çizgiyle birlikte döner. Ayrıca sadece uzayda sabit bir doğrultuda etki eden F_r ve F_t ile aynı değildir.

Boyutsuz kuvvet bileşenleri ise :

$$f'_r = \frac{F'_r}{\varepsilon p_a LD} \quad (22)$$

$$f'_t = \frac{F'_t}{\varepsilon p_a LD} \quad (23)$$

Boyutsuz radyal ve teğetsel kuvvetler:

$$f'_r = -\frac{\varphi\pi}{2(\xi + \xi_1)} \int_0^{\xi + \xi_1} G_{\text{Re}} \frac{d\zeta}{P_0} \quad (24)$$

$$f'_t = \frac{\varphi\pi}{2(\xi + \xi_1)} \int_0^{\xi + \xi_1} G_{\text{Im}} \frac{d\zeta}{P_0} \quad (25)$$

Denklem (24) ve (25)'te, radyal ve teğetsel olarak tanımlanan akışkan film kuvvetleri G 'nin reel ve sanal kısmının integralinin birer fonksiyonu olduğunu belirtir. Yatak geometrisi, P_s , A ve σ

nın da fonksiyonudur. Yatak normalde sıfır eksantriklikte çalışır, ancak küçük bozulmalar olursa da bunu dışa doğru spiraller çizerek yenmeye çalışır. Elbette bu sistemde akışkan film kuvvetinin teğetsel bileşeni F'_t ile verilen sönüm kuvvetleri varsa olur. Bu kuvvet dolanım hareketinde ezici hareket tarafından neden olunan kuvveti ve rotor merkezinin küçük eksantrikliklerden kaçınırken oluşturduğu aerodinamik taşıma kuvvetinin neden olduğu karşı bir kuvveti içerir. Dolanımın başlangıcını araştırmak için Powell [7] nötr stabilitenin sönüm olduğunda yani F'_t nün sönümlendiğinde olduğunu ortaya koydu. Bu nötr stabilite durumunda merkezi kuvvet radyal bileşene F'_m eşit olurken teğetsel bileşen F'_m sıfır olur.

$$F'_m = 0 \quad (26)$$

$$Me\omega_{1n}^2 = F'_m \quad (27)$$

F'_t sıfır olana kadar seçilen bir herhangi A değeri için, σ değiştirilerek denklem (25) çözülür. σ 'ın tanımından nötr stabilite durumundaki titreşim frekansı, ω_{1n} , elde edilir. Sonuçta Denklem 3.99, F'_m 'e neden olabilir. Ayrıca denklem (26) kullanılarak dengesiz sınır durumu için her bir yatağın rotorunun eşdeğer kütlesi denklem (27) ile bulunabilir. Boyutsuz stabilite parametreleri:

$$\bar{M}1 = \frac{Mp_a}{2L\mu^2} \left(\frac{c}{R} \right)^5 \quad (28)$$

$$\bar{M}2 = \frac{Mc\omega^2}{p_a LD} \quad (29)$$

Denklem (28) ve (29)'dan yatak geometrisinin ve yağlayıcı özelliklerinin bir foksiyonu olduğu görülür. \bar{M}_1 , ve \bar{M}_2 'nin hıza bağlı olmasına ve yatak geometrisine ve yağlayıcı özelliğine bağlı olmasına karşın hızdan bağımsızdır. Denklem (19)'dan $\frac{\omega_1}{\omega} = 0.5$ olabileceği ve denklem (19)'un da karmaşık kısmının olmayacağı görülür. Sonuç olarak bu şartlar altında rotor dengesi, A 'dan bağımsız olan hidrolik kuvvet tarafından sağlanır. Dolanım oranı $\lambda = \frac{\omega}{\omega_1}$ ise kaynak basıncına bakmaksızın daima 2 olacaktır. Sıklık film numarasını arttırarak sönümü azaltmak

sıklık film sönüm katsayıları kullanılarak da çalışılabilir. Sistem titreşimli bir sistem olarak düşünüldüğünden radyal konumdaki kuvvet bileşenleri yay kuvveti olarak düşünülebilir ve radyal konumun dışında veya sönüm kuvvetleri şu şekilde yazılabilir:

$$F'_r = k \varepsilon c \quad (30)$$

$$F'_t = C \varepsilon c \omega_1 \quad (31)$$

Denklem (30) ve (31) kullanılarak yay ve sönüm kuvvet bileşenleri;

$$\tilde{K} = \frac{kc}{p_a LD} = -\frac{\varphi \pi D}{2L} \int_0^{\xi+\xi_1} G_{\text{Re}} \frac{d\zeta}{P_0} \quad (32)$$

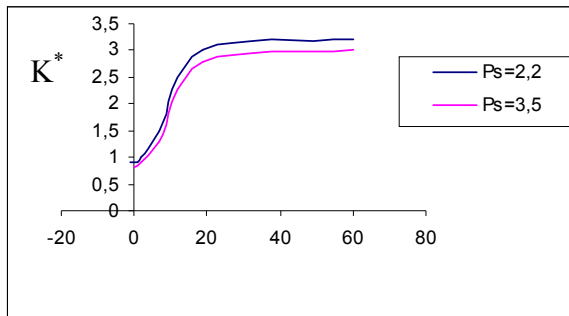
$$\tilde{C} = \frac{Cc\omega_1}{p_a LD} = \frac{\varphi \pi D}{2L} \int_0^{\xi+\xi_1} G_{\text{Im}} \frac{d\zeta}{P_0} \quad (33)$$

olarak bulunur.

5. Sonuç

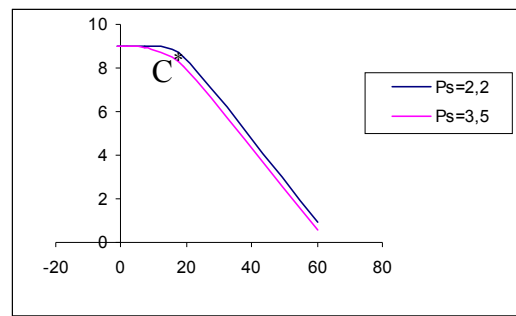
Modellemenin sonucunda elde edilen denklemler Marhematica yazılımı kullanılarak dış basınçlı havalı yatak için eşdeğer yay ve sönüm katsayıları elde edilmiştir. Şekil 4’de farklı besleme değerleri için film sayısının bir fonksiyonu olarak dinamik sönüm ve yay katsayılarının değişimi gösterilmiştir. Sönüm ve yay katsayıları, Denklemler (32) ve (33)’de Lund [8] tarafından elde edilen formda kullanılmış olup bu form, aynı zamanda Mori, A. ve Mori, H. [9]’nin kullandığı formla aynıdır.

$\Lambda=0$, $\Lambda_t=8$, $L/D=1.5$



Film Sayısı (σ)

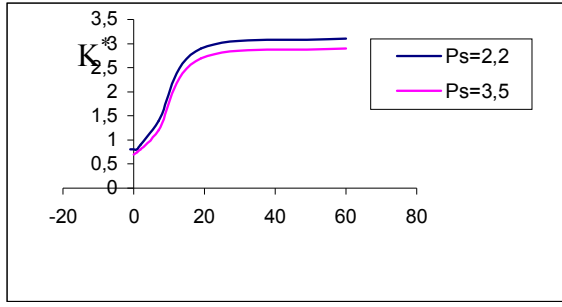
a



Film Sayısı (σ)

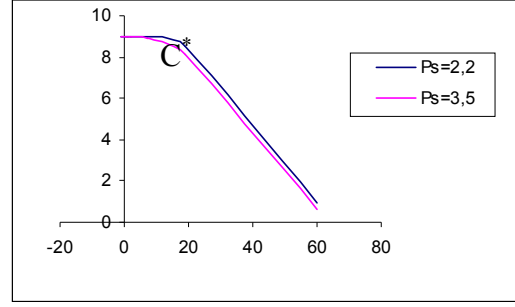
b

$\Lambda=0, \Lambda_t=6, L/D=1.5$



Film Sayısı (σ)

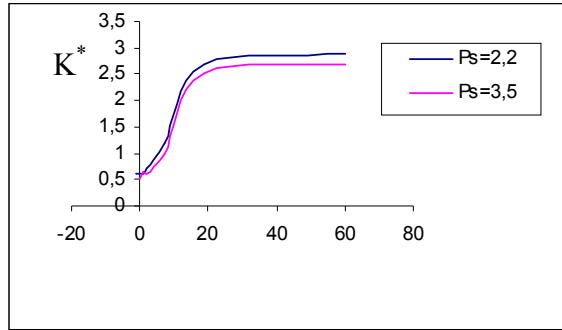
a



Film Sayısı (σ)

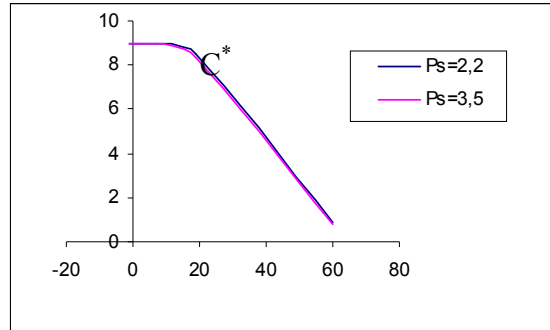
b

$\Lambda=0, \Lambda_t=3, L/D=1.5$



Film Sayısı (σ)

a



Film Sayısı (σ)

b

Şekil 4. Yay (a) ve sönüm (b) sabitlerinin film katsayılarına göre değişimi [3].

Boyutsuz formda sönüm ve yay katsayıları:

$$K^* = \frac{kc}{(p_s - p_a)LD} \quad (34)$$

$$C^* = \frac{C}{L\mu \left(\frac{R}{c}\right)^3} \quad (35)$$

şeklinde tanımlanmıştır. Şekil 4 incelendiğinde, küçük film sayıları için yay katsayıların ani değişim göstermesine karşın sönüm katsayılarının sabit kaldığı görülür. Seçilen besleme parametresi değerlerinde statik sönüm değerlerinin değişmemesine karşın farklı statik yay değerlerinin olduğu görüldü. Bu da besleme parametresini değişiminin ne kadar etkili olduğunu gösterir. Film sayısı arttığında dinamik yay özelliği artar ve buna karşın dinamik

sönüm azalır. Film sayısı çok büyüdüğünde ise yay özelliği asimptotik bir değere giderken sönüm kaybolur.

6. Tartışma ve Öneriler

Dış basınçlı havalı yataklarda dolanım kararsızlıklarının anlaşılması bu yatak sistemlerinin kullanıldığı özel tasarımlar için en önemli maddedir. Bu yataklar için ya dolanım kararsızlıklarını çalışma hız aralığının çok ötesinde tutmalı ya da sistem bu kararsızlık hızından yataklara zarar vermeden geçebilmelidir. Çünkü bu tür yataklarda kararsız titreşimlerin başlaması azami çalışma hızını vermektedir. Bu çalışmada dış basınçlı havalı yatak tasarımında önemli olan çalışma hızının ve buna bağlı olarak denge sınırlarının belirlenebilmesi için yay ve sönüm katsayılarının film numarasına göre nasıl değiştiği gösterilmiştir. Endüstriyel tasarımların bu verilerin kullanarak yapılması tasarımcıya büyük kolaylık sağlayacaktır.

Referanslar

1. Uneeb, M. 1992, Theoretical Investigation .of Whirl Instability in Externally Pressurised Gas Journal Bearings, **PhD thesis**, University o Imperial College.
2. Grassam, N. S. and Powell, J. W. 1964, Gas lubricated bearings, **Butterworths**, London
3. Şahin D. E. 2001, Ocillations Of Shaft Supported By Externally Pressurized Journal Bearings. **M.Sc. Thesis**, Gazi University.
4. Marsh, H. 1963, The stability of aerodynamic gas bearings. **PhD thesis**, Cambridge University.
5. MTI. 1966, design of Gas Bearings, Vol. 1. **MTI**, Latham, N. Y. Pink, E. G. 1976, an experimental investigation of externally pressurised gas journal bearings and comparison with design method prediction, **7 th Gas Bearing Symposium**, pap. G3.
6. Gross, W. A. 1962, Investigation of whirl in externaly pressurised air lubricated journal bearings, **J. Basic Eng.**, Vol., 84, 9. 132.
7. Powell, J. W. 1970, The design of aerostatic bearings, **Machinery Publishing Co. Limited**, U. K.

8. Lund, J. W. 1964, The hydrostatic gas journal bearing with journal rotation and vibration, **J. Basic Eng.**, Vol. 84, p. 328.
9. Mori, H. and Mori, A. 1969, A stabilising method of the externally prassurised gas journal bearings, **5th Int. Gas bearing symp.**, Univ. Southampton, pap. 29