

ROZDZIAŁ 5

NIESTABILNOŚĆ HYDRODYNAMICZNA

- ISTOTA ZJAWISKA
- SYMULACJE KOMPUTEROWE
- BADANIA LABORATORYJNE

Przedstawione w niniejszym rozdziale rozważania odnoszą się do jednego z najbardziej frapujących zjawisk, a mianowicie rozwoju wirów i bicia olejowego w łożyskach ślizgowych. Pomimo, iż zjawiska te były i są nadal przedmiotem badań w wielu ośrodkach na całym świecie [5.1]÷[5.5], ich fizyka nie została wyczerpująco rozpoznana. Jak wspomnieliśmy już w rozdziałach 1 i 2 niniejszej monografii, cechą charakterystyczną łożysk ślizgowych jest nierówność nie tylko głównych współczynników sztywności $c_{11} \neq c_{22}$, ale przede wszystkim nierówność (anizotropia) „skośnych” współczynników sztywności $c_{12} \neq c_{21}$, co oznacza, że łożyska ślizgowe nie zachowują się jak typowy układ mechaniczny. Bezpośrednią przyczyną niestabilności hydrodynamicznej jest właśnie anizotropia „skośnych” współczynników sztywności. Możemy się o tym łatwo przekonać wstawiając do równań opisujących dynamikę układu (rozdział 2.3) $c_{12} = c_{21}$. Granica stabilności wypada wówczas nieskończenie duża, co oznacza, że układ jest absolutnie stabilny i nie generuje drgań samowzbudnych.

W niniejszym rozdziale przedstawione zostały poszczególne fazy rozwoju niestabilności hydrodynamicznej i zaproponowane zostały wyróżniki diagnostyczne tego stanu. Jeśli wprowadzimy system rejestracji sygnałów dla dwóch ostatnich obrotów wału wirnika, czyli z przedziału $(0, 720)$ to można wprowadzić charakterystyczne wyróżniki diagnostyczne niestabilności hydrodynamicznej w postaci liczby znaczników obrotów. W widmie drgań obecność wirów olejowych zawsze będzie się zaznaczała silnymi składowymi subharmonicznymi, które w przypadku rozwiniętego bicia olejowego mogą całkowicie zdominować strukturę widma.

Badania przeprowadzone też zostały dla łożysk ze smarowaniem hybrydowym i kieszeniami lewarowymi w szczelinie smarnej oraz dla łożysk z „przekoszonymi” panwiami. Uzyskana została w ten sposób odpowiedź na pytanie, czy za pomocą oleju lewarowego lub defektu w postaci „przekoszenia” panwi można ograniczyć lub wyeliminować samowzbudne drgania olejowe.

5.1 Istota zjawiska

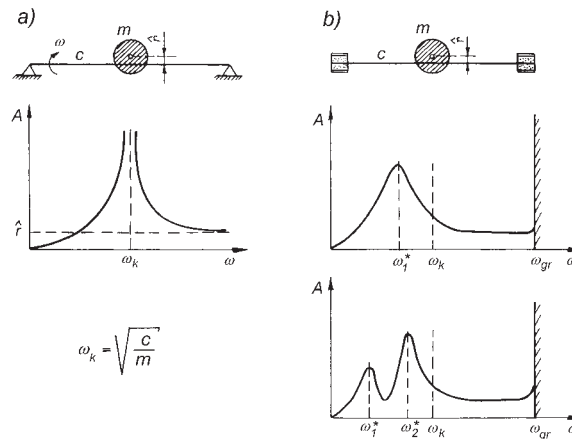
W rozdziale 4.10.2 przedstawiliśmy problem niestabilności hydrodynamicznej z punktu widzenia eksploatatora maszyn wirnikowych. Przedstawiliśmy tam typowe objawy i praktyczne wskazówki jak można wpływ tego zjawiska ograniczyć bądź zupełnie wyeliminować.

W niniejszym rozdziale zajmiemy się tym problemem w sposób bardziej systematyczny i pogłębiony. Wynikające stąd wnioski mogą być interesujące nie tylko dla praktyków, ale również dla kadry naukowej i studentów. Zaczniemy zatem rozważania od podstawowych informacji natury bardziej ogólnej i prostego modelu wirnika opisanego matematycznie w rozdziale 2.3. Jest to jednomasowy, symetryczny wirnik skojarzony z dwoma identycznymi łożyskami (rys. 2.36 i rys. 2.37).

Przed przystąpieniem do zasadniczego tematu warto poznać podstawowe charakterystyki takiego układu w stabilnym zakresie jego pracy i ocenić wpływ łożysk ślizgowych.

5.1.1 Prosty układ wirnik-łożyska. Podstawowe charakterystyki dynamiczne

Rozpatrzmy zachowanie się układu typu prosty wirnik – łożyska przy wymuszeniach zewnętrznych spowodowanych niewyważeniem masy wirującej m , przy czym promień niewyważenia niech wynosi \hat{r} . Porównajmy to z zachowaniem się tego samego wirnika bez łożysk ślizgowych, podpartego na sztywnych pryzmach. Pozwoli to nam na wyraźne wyodrębnienie wpływu łożysk ślizgowych. Przykład taki przedstawia rys. 5.1.



Rys. 5.1. Wpływ łożysk ślizgowych na przebieg amplitudy drgań wymuszonych prostego układu wirnik-łożyska; a) wirnik bez łożysk ślizgowych, b) układ wirnik-łożyska

Widzimy stąd, że wpływ łożysk na zachowanie wirnika (amplitudy drgań) ma charakter nie tylko ilościowy lecz także jakościowy. Stwierdzamy przede wszystkim że:

- łożyska ślizgowe powodują przesunięcie prędkości rezonansowej w kierunku niższych prędkości kątowych wirnika, czyli $\omega^* < \omega_k$;
- powstaje granica stabilnej pracy układu ω_{gr} , powyżej której amplitudy drgań mogą osiągać trwale, maksymalnie duże wartości (ograniczone tylko wartością luzu);
- możliwe jest powstanie dwóch prędkości rezonansowych ω_1^* , ω_2^* ;
- amplitudy rezonansowe mają wartości ograniczone (wpływ tłumiących własności filmu smarnego).

W dalszych rozważaniach wygodnie jest posługiwać się wielkościami bezwymiarowymi przedstawionymi w rozdziale 2.3, a mianowicie:

$$S_0 = \frac{P_{st}}{LD} \frac{(\Delta R/R)^2}{\mu_0 \omega} \quad \text{– bezwymiarowa nośność łożyska – liczba Sommerfelda;}$$

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{g}{\Delta R}} \quad \text{– bezwymiarowy parametr odniesienia;}$$

$$\hat{\mu} = \frac{f_{st}}{\Delta R} = \frac{mg}{c\Delta R} \quad \text{– względna elastyczność wirnika.}$$

Wprowadźmy ponadto nowy parametr, a mianowicie tzw. odniesioną liczbę Sommerfelda zdefiniowaną następująco:

$$S_{00} = S_0 \frac{\omega}{\omega_0}.$$

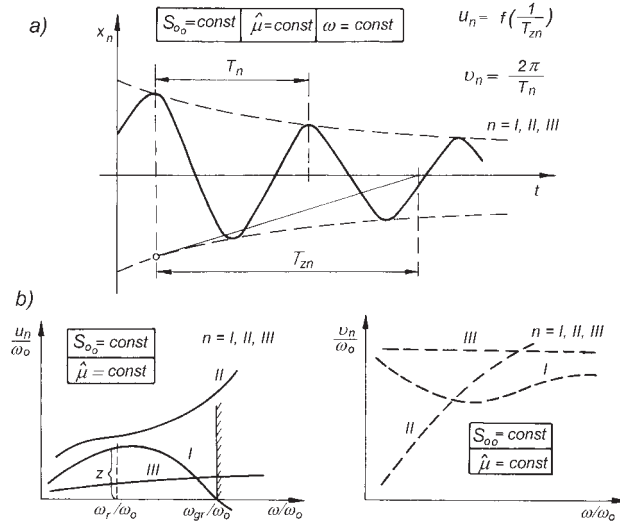
Zauważmy, że liczba S_{00} nie zależy od prędkości kątowej wirnika ω , czyli jest stała dla określonego zestawu parametrów konstrukcyjnych łożyska. Ułatwia to budowę wielu praktycznych wykresów, co pokażemy poniżej.

W przypadku drgań swobodnych tego rodzaju układ, w obszarze stabilnym, będzie wykonywał drgania zanikające z upływem czasu, tak jak ilustruje to rys. 5.2a. Łatwo możemy tu wyodrębnić parametry charakterystyczne, takie jak częstotliwość drgań własnych v_n oraz odpowiadające tej częstotliwości tłumienie układu u_n , gdzie $n = 1, 2, 3$ (lub $n = I, II, III$) oznacza numery kolejnych częstotliwości własnych (układ opisany w rozdziale 2.3 może mieć co najwyżej trzy częstotliwości drgań własnych). Rysunek 5.2a przedstawia przebieg składowej X_n amplitudy drgań dla jednej z częstotliwości własnych. Omawiane tu tłumienie układu u_n można przedstawić obrazowo jako funkcję odwrotności stałej czasowej T_{zn} , będącej miarą szybkości zanikania drgań. A więc jest:

$$u_n = f\left(\frac{1}{T_{zn}}\right) \quad [\text{rd/s}].$$

Oczywiście częstotliwość drgań własnych układu opisuje elementarna zależność

$$v_n = \frac{2\pi}{T_n} \quad [\text{rd/s}].$$



Rys. 5.2. Ilustracja tłumienia u_n i częstotliwości drgań własnych v_n układu wirnik-łożyska

Dla zadanej geometrii łożyska, przyjętego luzu i rodzaju środka smarnego, możemy teraz zbudować następujące interesujące charakterystyki (patrz równania w rozdziale 2.3):

$$\frac{u_n}{\omega_0} = f\left(S_{00}, \hat{\mu}, \frac{\omega}{\omega_0}\right) \quad \text{oraz} \quad \frac{v_n}{\omega_0} = f\left(S_{00}, \hat{\mu}, \frac{\omega}{\omega_0}\right). \quad (5.1)$$

Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na różnicę pomiędzy współczynnikami tłumienia $d_{i,k}$ filmu smarnego (obliczonymi dla małych przemieszczeń czopa) a tłumieniem u_n układu wirnik-łożyska.

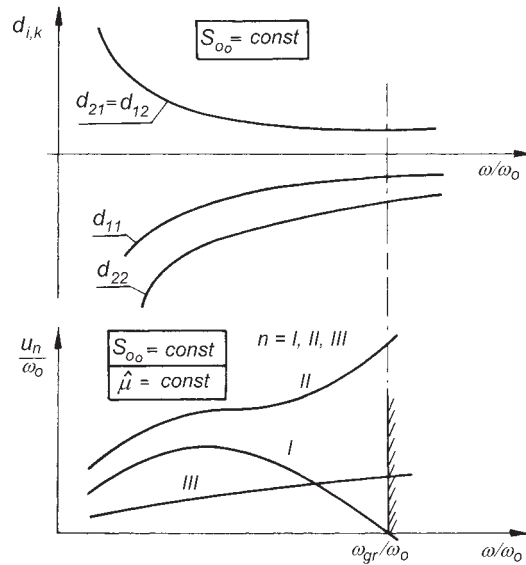
Zauważmy przede wszystkim, że współczynniki sztywności i tłumienia filmu olejowego (dla zadanej geometrii łożyska, luzu, rodzaju smaru itd.) są funkcjami:

$$\left. \begin{matrix} c_{i,k} \\ d_{i,k} \end{matrix} \right\} = f\left(S_{00}, \frac{\omega}{\omega_0}\right) \quad \text{lub} \quad \left. \begin{matrix} c_{i,k} \\ d_{i,k} \end{matrix} \right\} = f(S_0); \quad (5.2)$$

natomiast tłumienie układu u_n wynosi

$$u_n = f\left(S_{00}, \frac{\omega}{\omega_0}, \hat{\mu}\right) = f\left(S_0, c_{i,k}, d_{i,k}, \hat{\mu}\right). \quad (5.3)$$

W powyższych zapisach kryje się istota różnic pomiędzy tymi dwoma pojęciami. Tłumienie u_n jest specyficzną własnością całego układu i tym samym jest dość złożoną funkcją nie tylko współczynników tłumienia $d_{i,k}$, ale także – co ciekawe



Rys. 5.3. Przykładowy przebieg krzywych tłumienia układu wirnik-łożyska u_n oraz współczynników tłumienia $d_{i,k}$ filmu smarnego

– współczynników sztywności filmu smarnego, obciążenia statycznego łożysk S_{00} , prędkości kątowej wirnika ω oraz także jest funkcją własności maszyny tworzącej układ, w tym przypadku prostego wirnika, którego wyróżnikiem jest względna podatność $\hat{\mu}$. Tłumienie układu u_n może osiągnąć wartości zerowe, pomimo, iż współczynniki tłumienia samego filmu $d_{i,k}$ zawsze będą posiadały jakąś skończoną wartość zależną od fizycznych cech i łożyska. Ilustruje to rys. 5.3. Z charakterystyk obrazujących przebieg zmian tłumienia u_n i częstotliwości drgań własnych v_n układu uzyskać możemy szereg interesujących informacji.

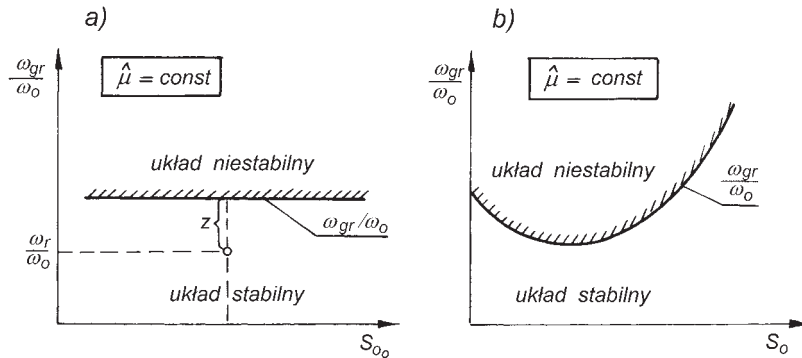
Jak już wspomnieliśmy, dla zadanego obciążenia zewnętrznego łożyska P_{st} (masy wirnika) liczba S_{00} jest stała i niezależna od ω . Możemy więc prześledzić rozkład wartości tłumienia układu u_n/ω_0 oraz częstotliwości drgań własnych v_n/ω_0 dla różnych prędkości obrotowych wirnika ω/ω_0 i różnych wartości współczynnika $\hat{\mu}_0$. Przykład tego rodzaju charakterystyk przedstawia rys. 5.2b. Uzyskane w ten sposób krzywe tłumienia pozwalają nie tylko na określenie granicy stabilności układu (punkt osiągnięcia zerowej wartości tłumienia), ale również pozwalają na określenie, dla konkretnej roboczej prędkości kątowej ω_r/ω_0 , tzw. rezerwy stabilności lub zapasu tłumienia Z . Możliwość określania takiej rezerwy jest szczególnie przydatna przy obliczeniach optymalizacyjnych. Dla zadanej wartości S_{00} , $\hat{\mu}$ oraz ω_r/ω_0 układ jest tym lepszy, z punktu widzenia własności dynamicznych, im większa jest wartość tłumienia u_n/ω_0 , a więc im większa jest rezerwa stabilności.

Następną, interesującą charakterystyką układu wirnik-łożyska jest przebieg

granicy jego stabilnej pracy. Dysponując tym samym liniowym opisem układu (różniczkowe, liniowe równania ruchu – patrz rozdział 2.3) możemy uzyskać następujące zależności:

$$\frac{\omega_{gr}}{\omega_0} = f(S_{00}, \hat{\mu}) \quad \text{lub} \quad \frac{\omega_{gr}}{\omega_0} = f(S_0, \hat{\mu}),$$

gdzie ω_{gr} oznacza granicę stabilności układu. Rysunek 5.4 przedstawia przykład takich charakterystyk.



Rys. 5.4. Karty stabilności układu wirnik-łożyska

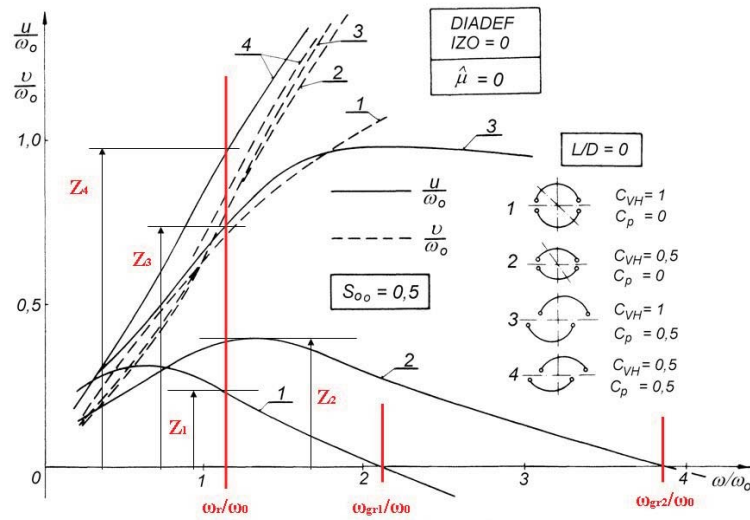
Dla zadanych konkretnych wartości S_{00} , $\hat{\mu}$ oraz roboczej prędkości kątowej ω_r/ω_0 określamy z rys. 5.4a w jakim punkcie w stosunku do granicy stabilności się znajdujemy i do jakiej prędkości ω_r/ω_0 możemy dojść aby granicy tej nie przekroczyć. Możliwości takich nie daje bezpośrednio wykres na rys. 5.4b, gdyż wraz z zmianą ω_r/ω_0 zmienia się też liczba S_0 .

Wszystkie powyższe charakterystyki budujemy dla zadanej geometrii łożyska, wybranego rodzaju luzu i oczywiście założonego modelu cieplnego. Uzyskujemy w ten sposób tzw. „karty stabilności” układu wirnik-łożyska, niezwykle użyteczne w praktycznej ocenie własności takiego układu.

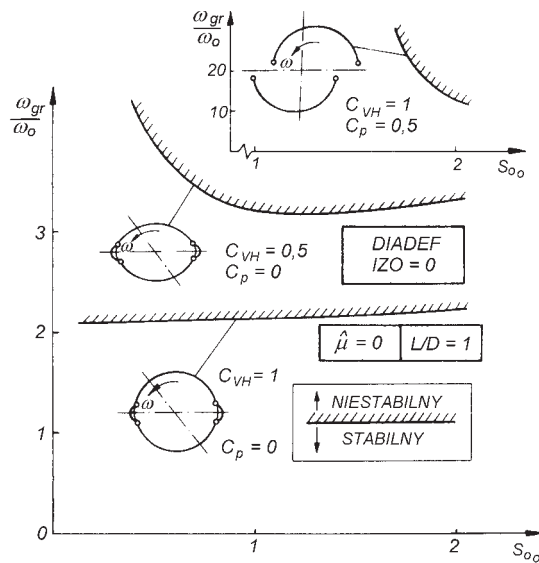
Rysunek 5.5 podaje przykład zależności typu $u(\omega)$ dla łożysk z różną geometrią szczeliny smarnej (dla kilku typowych łożysk antywibracyjnych). Widać stąd wyraźnie, że dla określonej „roboczej” prędkości wirnika ω_r zapas stabilności Z (rezerwa stabilności) wyraźnie wzrasta w miarę wzrostu „stopnia antywibracyjności” łożyska. Również granica stabilności ω_{gr} przesuwana się zdecydowanie w kierunku wyższych prędkości obrotowych wirnika. Oczywiście układ posiadający większy zapas stabilności i wyżej usytuowaną granicę stabilnej jego pracy, jest lepszy jeśli chodzi o charakterystyki dynamiczne.

Rysunki 5.6 i 5.7 przedstawiają przykłady „kart stabilności” obliczone w funkcji odniesionej liczby Sommerfelda S_{00} oraz mimośrodowości względnej łożyska ε .

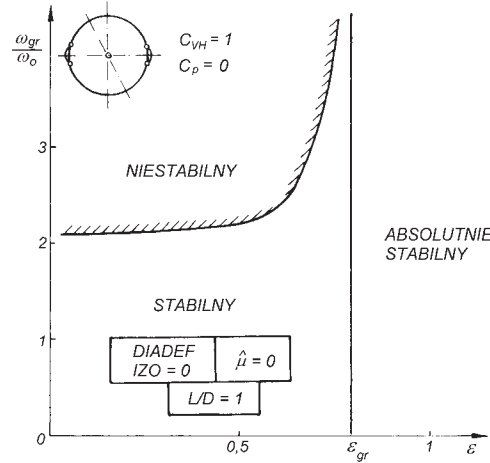
Jak widać karty te różnią się nie tylko układem graficznym ale przede wszystkim stwarzają inne możliwości interpretacji wyników. Rysunek 5.7 uwidacznia,



Rys. 5.5. Przebieg krzywych tłumienia i częstotliwości drgań własnych układu dla łożysk z różną geometrią szczeliny smarnej (1-łożyska cylindryczne, 2-soczewkowe, 3-offsetowe, 4-soczewkowo-offsetowe). Obliczenia przeprowadzono za pomocą programu DIADEF



Rys. 5.6. Karta stabilności układu dla łożysk z różną geometrią szczeliny smarnej. Obliczenia przeprowadzono za pomocą programu DIADEF



Rys. 5.7. Przebieg granicy stabilności układu w zależności od mimośrodowości względnej łożyska. Ilustracja wartości granicznej ε_{gr} po przekroczeniu której układ jest absolutnie stabilny. Obliczenia programem DIADEF

iż istnieje graniczna wartość mimośrodowości względnej łożyska, powyżej której układ będzie absolutnie stabilny niezależnie od prędkości obrotowej wirnika. Z kolei rys. 5.6, dla danej wartości S_{00} oraz określonej wartości ω , pozwala znaleźć aktualny punkt pracy układu, z którego natychmiast można ocenić, jak daleko jest do granicy stabilności i jak wygląda „kondycja” dynamiczna układu.

5.1.2 Prosty układ wirnik-łożyska. Mechanizm utraty stabilności

W oparciu o opis liniowy prostego układu wirnik-łożyska możemy określić granicę jego stabilnej pracy rozumianej jako punkt osiągnięcia zerowej wartości tłumienia układu u_n dla którejkolwiek z częstotliwości własnych. Opis liniowy nie tłumaczy jednak zjawisk zachodzących w układzie po przekroczeniu tej granicy. Tymczasem z przekroczeniem granicy stabilności wiążą się interesujące i do końca niewyjaśnione zjawiska, takie jak wiry i bicie olejowe, a więc zjawiska związane z niestabilnością hydrodynamiczną łożyska. Spróbujemy wyjaśnić istotę tych zjawisk.

Załóżmy, że rozpatrujemy prosty układ wirnik-łożyska o przyjętej stałej wartości S_{00} oraz $\hat{\mu}$. Załóżmy też, że w oparciu o opis liniowy (liniowe różniczkowe równanie ruchu – patrz rozdział 2.3) uzyskaliśmy przebieg krzywych tłumienia i częstotliwości drgań własnych, przy czym tłumienie u_n i częstotliwości v_n odniesiemy teraz do prędkości ω , a nie parametru odniesienia ω_o , co dla naszych celów będzie wygodniejsze. Ograniczymy się też tylko do pierwszej częstotliwości drgań własnych ($n = I$) i odpowiadającemu tej częstotliwości tłumienia u_I .

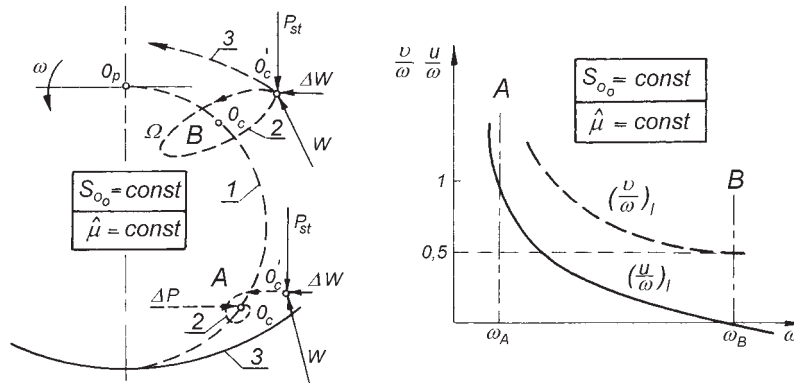
Zatem:

$$\frac{u_n}{\omega} = f(S_{0_0}, \omega, \hat{\mu}), \quad \frac{v_n}{\omega} = f(S_{0_0}, \omega, \hat{\mu}),$$

a przebieg granicy stabilności układu

$$\omega_{gr} = f(S_0, \hat{\mu}).$$

Spróbujemy teraz prześledzić warunki, w których dojść może do utraty stabilności układu. Przy małej prędkości kątowej wirnika ω_A środek czopa zajmuje położenie A w dolnej części półokręgu równowagi, tak jak pokazuje to rys. 5.8. Odpowiadające tej prędkości kątowej tłumienie układu $(u/\omega)_I$ jest bardzo duże. Załóżmy teraz, że na czop łożyska zadziała siła ΔP (chwilowy impuls), która obrazować może możliwe zaburzenia idealnego stanu równowagi statycznej. Czop wychyli się do położenia O'_c , któremu odpowiada reakcja hydrodynamiczna W . Reakcja generuje pewną nadwyżkę hydrodynamiczną ΔW niezrównoważoną obciążeniem zewnętrznym. Nadwyżka ΔW powoduje ruch środka czopa wokół punktu równowagi statycznej A z prędkością zapewniającą równowagę oporów ruchu i siły ΔW . Ponieważ tłumienie układu (u_n/ω) jest bardzo duże, ruch ten ma charakter spirali zanikającej, zmierzającej do A. Mówimy, że układ jest stabilny (rys. 5.8).



Rys. 5.8. Wyjaśnienie mechanizmu niestabilności hydrodynamicznej układu wirnik-łożyska. 1 - półokrąg równowagi statycznej, 2 - trajektoria środka czopa, 3 - koło luzów

W miarę wzrostu prędkości kątowej ω , punkt równowagi statycznej łożyska przemieszcza się w górne części półokręgu równowagi a tłumienie układu spada. Przy prędkości ω_B tłumienie układu osiąga wartość zerową. Załóżmy, że prędkości wirnika ω_B odpowiada położenie B środka czopa na półokręgu równowagi (rys. 5.8). Impuls siły ΔP powoduje wychylenie czopa w położenie O'_c , a nadwyżka hydrodynamiczna ΔW powoduje obrót środka czopa wokół punktu równowagi statycznej B. Teraz jednak, ponieważ tłumiące własności układu zanikły, środek czopa albo krąży po ustalonej, zamkniętej orbicie, albo po spirali rozbiegającej się

do granic luzu łożyskowego. Zależy to od tego, czy zdążą się wytworzyć specyficzne warunki równowagi pomiędzy oporami ruchu a siłami hydrodynamicznymi. W obu przypadkach mówimy, iż układ utracił swą stabilność.

Zauważmy, iż częstotliwość drgań własnych układu $(v_n/\omega)_I$ przy prędkości równej ω_B wynosi 0.5 (rys. 5.8). Oznacza to, że wytrącony z położenia równowagi środek czopa, wobec zaniku zewnętrznych sił wymuszających, natychmiast wpadnie w swego rodzaju rezonans i będzie się poruszał względem punktu B z prędkością kątową $\Omega = \omega/2$.

Poruszanie się środka czopa wokół jakiegoś punktu z prędkością Ω , niezależnie od prędkości kątowej wokół własnej osi ω , powoduje dodatkowy przepływ oleju (efekt pompowania) w obrębie szczeliny smarnej. Tego rodzaju zjawisko określone jest często w literaturze jako wir olejowy (*oil whirl*). Ponieważ w omawianym przypadku prędkość kątowa środka czopa wokół punktu równowagi statycznej wynosi $\Omega = \omega/2$, wir ten na ogół określa się mianem wiru połówkowego. Często wprowadza się też określenie drgania połówkowe.

Drgania połówkowe są drganiami samowzbudnymi wywołanymi przez siły hydrodynamiczne powstające w filmie smarnym. Nadwyżka hydrodynamiczna ΔW podtrzymująca drgania wynika bezpośrednio z nieliniowych i anizotropowych własności filmu. Tego rodzaju własności sprawiają, że układ jest zdolny do pobierania energii ze stałego źródła (układu napędowego wirnika) i tworzenia owej nadwyżki hydrodynamicznej w taki sposób, że układ sam sobie dozjuje energię potrzebną na pokrycie strat oraz wzbudzenie i podtrzymanie drgań.

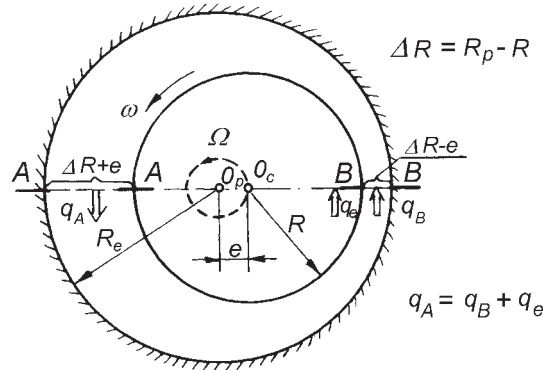
Jeżeli drgania połówkowe wystąpią stosunkowo wcześnie, ich amplituda niekoniecznie musi osiągać duże i niebezpieczne wartości. W rzeczywistości bowiem układ zawsze posiada pewne resztkowe własności tłumiące, ograniczające wartości maksymalnych amplitud drgań. Również prędkość wirowania Ω może być różna od wyliczonej teoretycznie wartości $\omega/2$. Pomiar eksperymentalne wskazują, że zawiera się ona na ogół w przedziale $\Omega = (0.3 \div 0.5)\omega$. Bardziej dokładne obliczenia, prowadzone w oparciu o np. złożone modele cieplne łożyska również dają w wyniku wartości $\Omega \leq 1/2\omega$. Wartość $\Omega = 1/2\omega$ jest tu więc pewnego rodzaju wartością graniczną. Możemy się o tym przekonać przeprowadzając następujące, proste rozumowanie. Przyjmijmy łożysko nieskończenie szerokie (brak wpływów bocznych) oraz założmy, że środek czopa O_c wiruje wokół środka panwi O_p z prędkością Ω , oraz że obraca się wokół własnej osi z prędkością ω , tak jak ilustruje to rys. 5.9. Przepływ przez przekrój A-A musi być równy przepływowi przez przekrój B-B plus to, co przepompuje czop na jednostkę szerokości na średnicy $2R$. Zakładając dodatkowo brak gradientów ciśnienia (dla $\partial p/\partial \psi = 0$ uzyskamy największą wartość Ω – a o taką nam chodzi) przepływy w szczelinie wynikać będą tylko z prędkości własnej czopa $R\omega$ i prędkości wirowania $e\Omega$. Możemy więc napisać:

$$\frac{R\omega}{2}(\Delta R + e) = \frac{R\omega}{2}(\Delta R - e) + e\Omega 2R,$$

stąd wynika

$$\Omega = \frac{1}{2}\omega.$$

Dla łożysk o skończonej szerokości oraz przy założeniu, że istnieją gradienty ciśnienia otrzymamy $\Omega < 1/2\omega$.



Rys. 5.9. Przepływy w szczelinie smarnej związane z efektem „pompowania” czopa

Istnieje jeszcze jeden, znacznie bardziej niebezpieczny rodzaj drgań samowzbudnych spowodowanych siłami hydrodynamicznymi łożysk ślizgowych. W miarę wzrostu prędkości kątowej ω wirnika wzrasta też prędkość wirów połówkowych (o ile wystąpią) Ω i może się zdarzyć, że prędkość Ω osiągnie wartość prędkości krytycznej drgań własnych samego wirnika ω_k , czyli $\Omega = \omega_k$. Wystąpi wówczas bardzo niebezpieczny rezonans całego układu wirnik-łożyska o dużych amplitudach. Środek czopa O_c obiegał będzie środek panwi O_p po najbardziej zewnętrznej ograniczonej jedynie wartością luzu, orbicie, co grozi zatarciem łożysk i awarią całego układu. Tego rodzaju drgania noszą nazwę drgań rezonansowych lub wirów rezonansowych. Często też używa się określenia „bicie” olejowe (*oil whip*). Cechą charakterystyczną tych drgań jest to, że ich prędkość kątowa nie ulega zmianie przy dalszym wzroście prędkości kątowej ω wirnika. Z tego też względu drgania rezonansowe określane są również terminem „precesji asynchronicznej”.

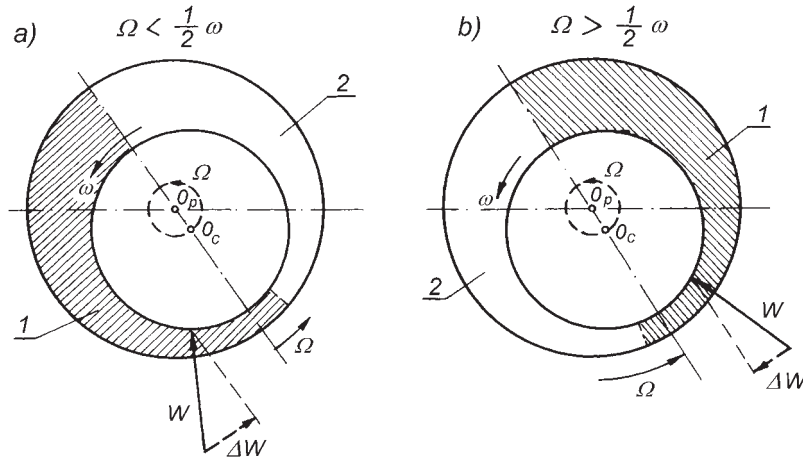
Zauważmy, że ponieważ, $\Omega \cong 1/2\omega$ to z warunku $\Omega = \omega_k$ wynika warunek $\omega \cong 2\omega_k$, co oznacza, że duże drgania rezonansowe mogą powstać, jeśli prędkość kątowa wirnika ω będzie równa w przybliżeniu podwójnej prędkości krytycznej samego wirnika (bez łożysk) ω_k .

Przypadek dużych oscylacji środka czopa jest dobrym przykładem wyjaśniającym mechanizm drgań samowzbudnych spowodowanych siłami hydrodynamicznymi. Załóżmy, że środek czopa wiruje wokół środka panwi z prędkością Ω , tak jak to pokazuje rys. 5.10. Z tą samą prędkością wiruje linia środkowa, a więc położenie minimalnej grubości szczeliny przemieszcza się wzdłuż obwodu łożyska wraz z wirami.

Rozwiązując równanie Reynoldsa dla tego przypadku okaże się, że gdy $\Omega < 1/2\omega$ film smarny (obszar dodatniego ciśnienia hydrodynamicznego) wybuduje się zawsze w zbieżnej (napływowej) części szczeliny smarnej a wypadkowa reakcji W

będzie nachylona względem ruchomej linii środków pod kątem dającym składową ΔW styczną w kierunku wirowania czopa, rys. 5.10a. Podtrzymuje to drgania o wysokiej amplitudzie i zwiększa tendencję układu do zachowań niestabilnych.

Jeżeli $\Omega > \frac{1}{2} \omega$, film smarny wybuduje się w rozbieżnej (spływowej) części szczeliny smarnej a wypadkowa reakcji W daje składową ΔW przeciwną do kierunku wirowania środka czopa rys. 5.10b. Film smarny tłumi więc drgania. Powyższe tłumaczy fakt, dlaczego drgania wymuszone synchroniczne ($\Omega = \omega$) nie wywołują bezpośrednio drgań o charakterze samowzbudnym.



Rys. 5.10. Wirujący film smarny oraz mechanizm hydrodynamicznego wzbudzenia (a) i tłumienia (b) dużych oscylacji czopa. Oznaczenia: 1 – ciągły film smarny, 2 – strefa skawitowana

Dla porządku odnotujmy, że dla $\Omega = \frac{1}{2} \omega$ otrzymamy z równania Reynoldsa dla omawianego przypadku, zerową wartość nośności hydrodynamicznej.

Możemy teraz, w oparciu o posiadane informacje, sprecyzować bardziej ogólne warunki w jakich wystąpić mogą drgania samowzbudne połówkowe lub rezonansowe. Punktem wyjścia niech będą charakterystyki, które wymieniliśmy na wstępie niniejszego rozdziału, (uzyskane w oparciu o opis liniowy) oraz warunek

$$\omega \geq 2\omega_k,$$

określający możliwy zakres występowania drgań o dużej amplitudzie uzyskany z uproszczonego opisu nieliniowego. Rozpatrzmy najpierw przypadek wirnika (o małej masie skupionej m) dla którego przyjmujemy

$$S_{0_0} = \hat{\alpha} = const.$$

W miarę wzrostu prędkości kątowej wirnika ω poruszać się będziemy po krzywej $S_{0_0} = \hat{\alpha}$, tak jak przedstawia to rys. 5.11a. W punkcie A_1 osiągniemy gra-

nicę stabilnej pracy układu ω_{gr}/ω_o . Wobec zaniku tłumiących własności układu (rys. 5.11b) powstać mogą drgania połówkowe o umiarkowanej amplitudzie (rys. 5.11c) i prędkości zbliżonej do $1/2 \omega$ (rys. 5.11d). Ponieważ warunek $\omega \geq 2\omega_k$ nie został jeszcze spełniony, drgania duże rezonansowe nie wystąpią. Przy dalszym wzroście prędkości kątowej osiągamy punkt A_2 , w którym warunek drgań dużych jest już spełniony. Wystąpią więc duże drgania rezonansowe całego układu o stałej już prędkości wirowania $\Omega \cong \omega_k$. Na rysunkach 5.11c,d naniesiony też został przebieg amplitud i prędkości drgań przy drganiach wymuszonych spowodowanych niewywagą wirującej masy m .

Zwięższymy teraz znacznie masę skupioną wirnika m pozostawiając wszelkie inne parametry układu bez zmian. Rozpatrywać więc będziemy przypadek wirnika ciężkiego, dla którego będzie:

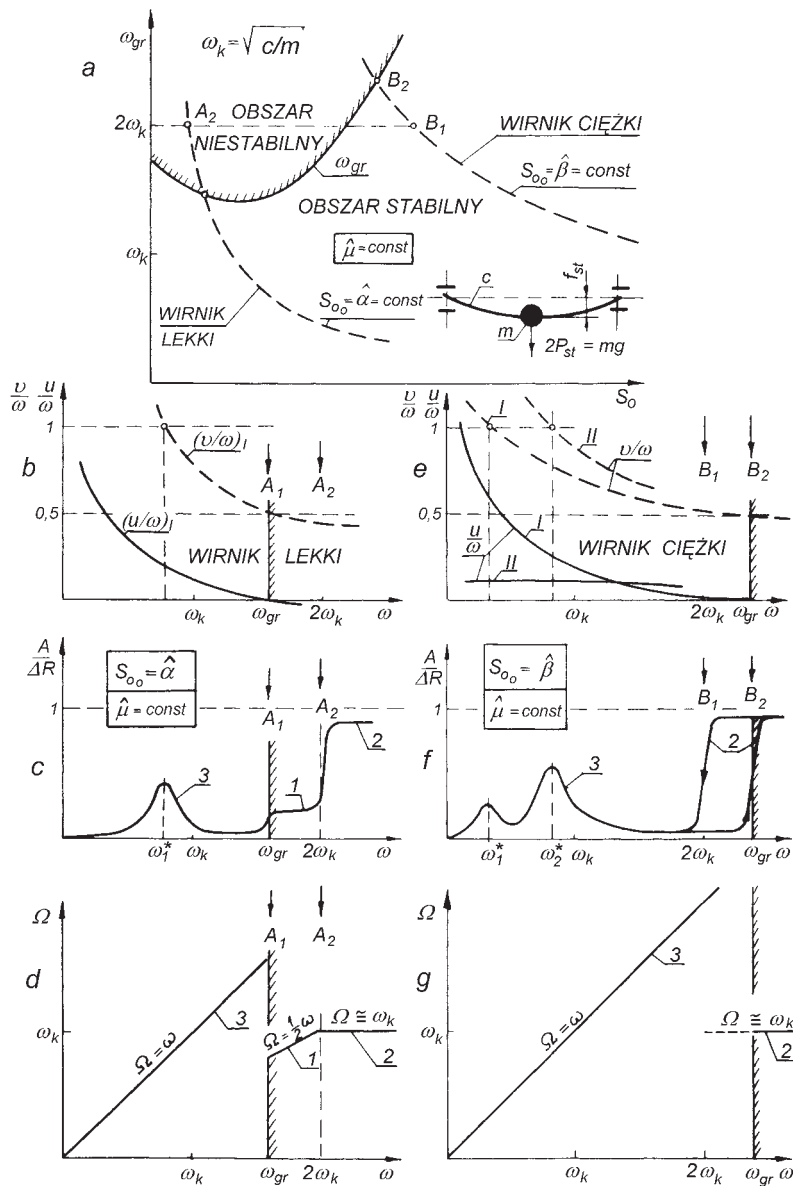
$$S_{0_0} = \hat{\beta} = const,$$

przy czym $\hat{\beta} \gg \hat{\alpha}$. W miarę wzrostu prędkości kątowej wirnika ω poruszać się będziemy po krzywej $S_{0_0} = \hat{\beta}$ aż do osiągnięcia punktu B_1 , w którym spełniony jest warunek drgań dużych (rys. 5.11a). Ponieważ w tym przypadku granica stabilności nie została jeszcze osiągnięta, układ posiada własności tłumiące, które mogą zapobiec pojawieniu się zarówno drgań połówkowych jak i rezonansowych. Dopiero osiągnięcie punktu B_2 powoduje, że pojawiają się od razu duże drgania rezonansowe. Przy obniżaniu prędkości kątowej ω drgania rezonansowe zanikają poniżej punktu B_1 , co powoduje charakterystyczną histerezę (rys. 5.11f). Tak więc w przypadku wirnika ciężkiego, drgania połówkowe mogą w ogóle nie wystąpić (rys. 5.11g). Pojawić się natomiast mogą dwa lokalne rezonanse ω_1^* i ω_2^* przy drganiach wymuszonych niewywagą z częstotliwością synchroniczną (rys. 5.11f,g).

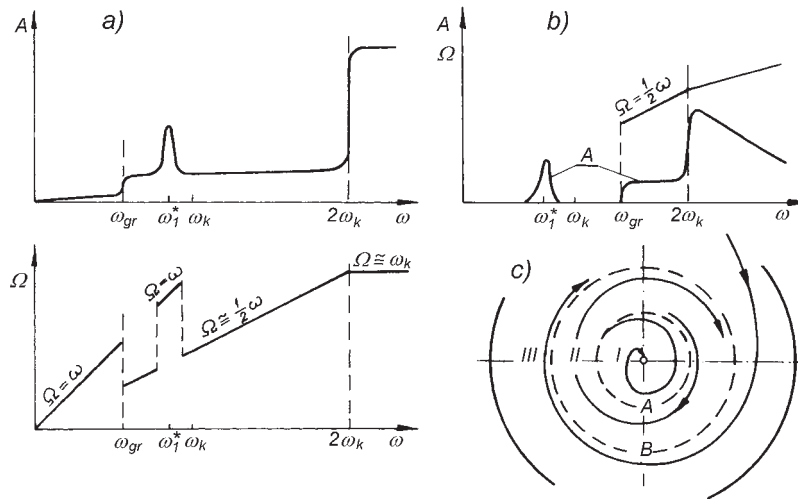
Rysunek 5.11 zawiera poglądowe zestawienie drgań samowzbudnych (połówkowych i rezonansowych) oraz wymuszonych spowodowanych niewywagą dla dwóch skrajnych przypadków, a mianowicie prostego modelu wirnika lekkiego i ciężkiego. Bardziej złożone mogą być postacie drgań układu dla wirników o masach średnich. Ponadto w pewnych przypadkach może zdarzyć się tak, że drgania połówkowe pojawiają się, a następnie znikną przy przejściu przez lokalny rezonans spowodowany drganiami wymuszonymi ($\omega = \omega_1^*$). Po prostu drgania wymuszone „przydławiają” drgania połówkowe. Obraz drgań może być więc taki jak na (rys. 5.12a).

Drgania rezonansowe (precesja asynchroniczna) niekoniecznie też muszą się utrzymywać na tym samym poziomie częstotliwości ($\Omega \cong \omega_k$) przy dalszym, znacznym wzroście prędkości kątowej ω . Przy dużej lepkości oleju oraz dużej szerokości łożyska może się zdarzyć, że resztkowe własności tłumiące układu pozostaną znaczne i tym samym amplituda drgań ulegać będzie pewnemu wytłumieniu a prędkość wirowania wzrastać. Przypadek taki przedstawia rys. 5.12b.

Również obraz trajektorii czopa przy dużych drganiach może być bardziej złożony. W pewnych sytuacjach wyodrębnić można dwa lub kilka tzw. cykli granicznych. Przypadek taki przedstawia rys. 5.12c. Jako stabilny określić tu można z całą pewnością obszar pracy I, i w pewnym sensie obszar pracy III, w którym czop zmierza do stabilnego cyklu granicznego B.



Rys. 5.11. Drgania układu wirnik-łożyska: 1 – drgania półwkowe (wir półwkowy), 2 – drgania rezonansowe (wir rezonansowy, bicie olejowe, precesja asynchroniczna), 3 – drgania wymuszone synchroniczne spowodowane niewyważą wirującej masy (precesja synchroniczna)



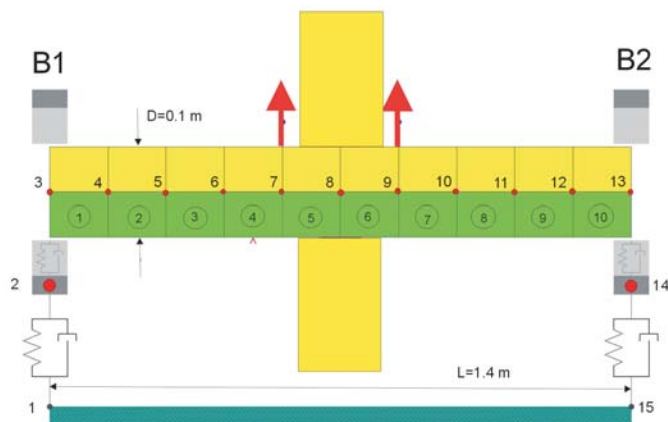
Rys. 5.12. Przypadki szczególne drgań układu: a) – efekt „przydtawienia” drgań połówkowych, b) – wpływ szczególnie dużego tłumienia filmu, c) – cykle graniczne: A – niestabilny cykl graniczny, B – stabilny cykl graniczny, I – obszar stabilny, II – obszar niestabilny, III – obszar „pseudostabilny”

W kontekście omawianych zagadnień związanych z dynamiką prostych układów wirnik-łożyska, warto zwrócić uwagę na względność niektórych tradycyjnych pojęć. Można np. postawić następujące pytanie; czy jako normalny należy uznać stan absolutnie stabilny układu a więc stan idealnego bezruchu (brak drgań), który praktycznie nie zachodzi w rzeczywistości, czy też za normalny można uznać stan „stabilnych” niewielkich drgań połówkowych czy wymuszonych. W praktyce mamy do czynienia z taką różnorodnością zachowań dynamicznych układu, iż można odnieść wrażenie, że to właśnie niewielkie drgania połówkowe czy wymuszone synchroniczne są stanem normalnym układu.

Jak wspomnieliśmy już w rozdziałach 1 i 2 niniejszej monografii, cechą charakterystyczną łożysk ślizgowych jest nierówność nie tylko głównych współczynników sztywności $c_{11} \neq c_{22}$, ale przede wszystkim nierówność (anizotropia) „skośnych” współczynników sztywności $c_{12} \neq c_{21}$, co oznacza, że łożyska ślizgowe nie zachowują się jak typowy układ mechaniczny. Bezpośrednią przyczyną niestabilności hydrodynamicznej jest właśnie anizotropia „skośnych” współczynników sztywności. Możemy się o tym łatwo przekonać wstawiając do równań opisujących dynamikę układu (rozdział 2.3) $c_{12} = c_{21}$. Granica stabilności wypada wówczas nieskończenie duża, co oznacza, że układ jest absolutnie stabilny i nie generuje drgań samowzbudnych.

5.2 Układy złożone. Symulacje komputerowe

Przejdźmy teraz do układów typu wirnik łożyska bardziej już złożonych, a więc opisanych równaniami przedstawionymi w rozdziałach 2.1 oraz 2.2. Natura zjawiska niestabilności hydrodynamicznej jest nieliniowa, co oznacza, iż po przekroczeniu przez układ granicy stabilności możemy prześledzić stan dynamiczny obiektu wyłącznie w oparciu o opis nieliniowy. Przedstawione w rozdziale 2.3 równania nie obowiązują już w tym zakresie, chociaż umożliwiłyby wyciągnięcie wniosków przedstawionych w poprzednim rozdziale 5.1. Wykorzystamy zatem program NLDW, stanowiący część systemu MESWIR (patrz rozdział 3), który umożliwia analizę przemian już o charakterze jakościowych, w tym przypadku analizę przejścia od klasycznych drgań o eliptycznym kształcie trajektorii do drgań o strukturze wirowej. Zaawansowana analiza komputerowa umożliwia też wyodrębnienie charakterystycznych wyróżników diagnostycznych tego stanu i zrozumienie fizyki tego zjawiska. Bez badań symulacyjnych tego rodzaju ocena prowadzona wyłącznie w oparciu o badania eksperymentalne byłaby trudniejsza i przede wszystkim zdecydowanie bardziej kosztowna.



Rys. 5.13. Przyjęty do badań obiekt (dwupodporowa, modelowa maszyna wirnikowa łożyskowana ślizgowo) wraz z dyskretyzacją MES i numeracją węzłów

Przeprowadźmy zatem nieco bardziej usystematyzowane badania propagacji wirów olejowych. Zaczniemy od wirnika wielomasowego, ale symetrycznego pracującego na dwóch identycznych łożyskach. Określimy go mianem „wirnika teoretycznego”. Rysunek 5.13 przedstawia przyjęty do badań obiekt wraz z dyskretyzacją MES i numeracją węzłów. Obserwować będziemy rozwój wirów i bicia olejowego w łożysku w miarę wzrostu prędkości obrotowej wirnika po przekroczeniu granicy stabilności. Na układ działają siły zewnętrzne pochodzące od niewyważenia resztkowego dysku. Podstawowe charakterystyki łożysk: średnica czopa – 0.1 m, luz cylindryczny promieniowy – $90 \mu\text{m}$, stosunek szerokości panwi do średnicy

czopa – 0.5, czynnik smarujący – olej maszynowy Z-26 o stałej wartości lepkości dynamicznej (model izotermiczny). Wyniki komputerowej symulacji za pomocą systemu NLDW przedstawiają rys. 5.14 do rys. 5.20.

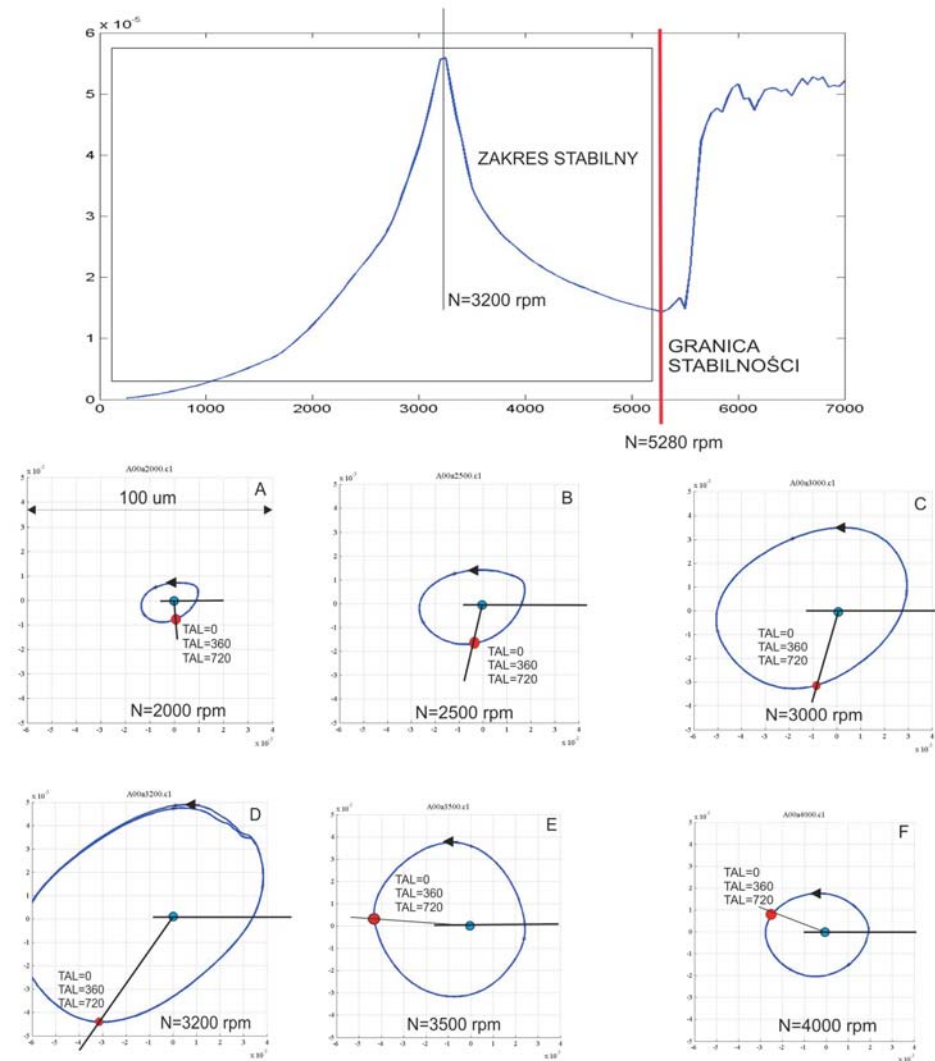
Na rys. 5.14 do 5.16 zaznaczono na trajektoriach położenia znacznika fazy w stosunku do płaszczyzny poziomej układu współrzędnych (osi x). Położenie dla $TAL = 0,360,720$ stopni odpowiada sytuacji, w której wektor siły wymuszającej drgania układu zajmuje pozycję: *poziomo w prawo*. Położenie znacznika fazy na trajektorii dokładnie w tej samej pozycji: *poziomo w prawo* oznaczałoby, że pomiędzy wektorem sił wymuszających a odpowiedzią układu (położenie na trajektorii) nie ma żadnego opóźnienia. Teoretycznie jest to możliwe tylko w sytuacji, kiedy prędkość obrotowa wirnika byłaby równa zero. Warto zauważyć, że tak zdefiniowany znacznik fazy różni się od klasycznej definicji kąta opóźnienia fazowego, którą znaleźć można w każdym podręczniku dotyczącym teorii drgań. Zobaczmy jednakże jak bardzo zaproponowana definicja może być użyteczna.

Z rys. 5.14 wynika, że znacznik fazy pomału, ale systematycznie nie „nadaża” za położeniem wektora sił wymuszających i pozostaje „z tyłu” w stosunku do kierunku obrotów wirnika. Taki wynik jest zgodny z oczekiwaniami. Sytuacja staje się znacznie bardziej ciekawa po przekroczeniu przez układ granicy stabilności.

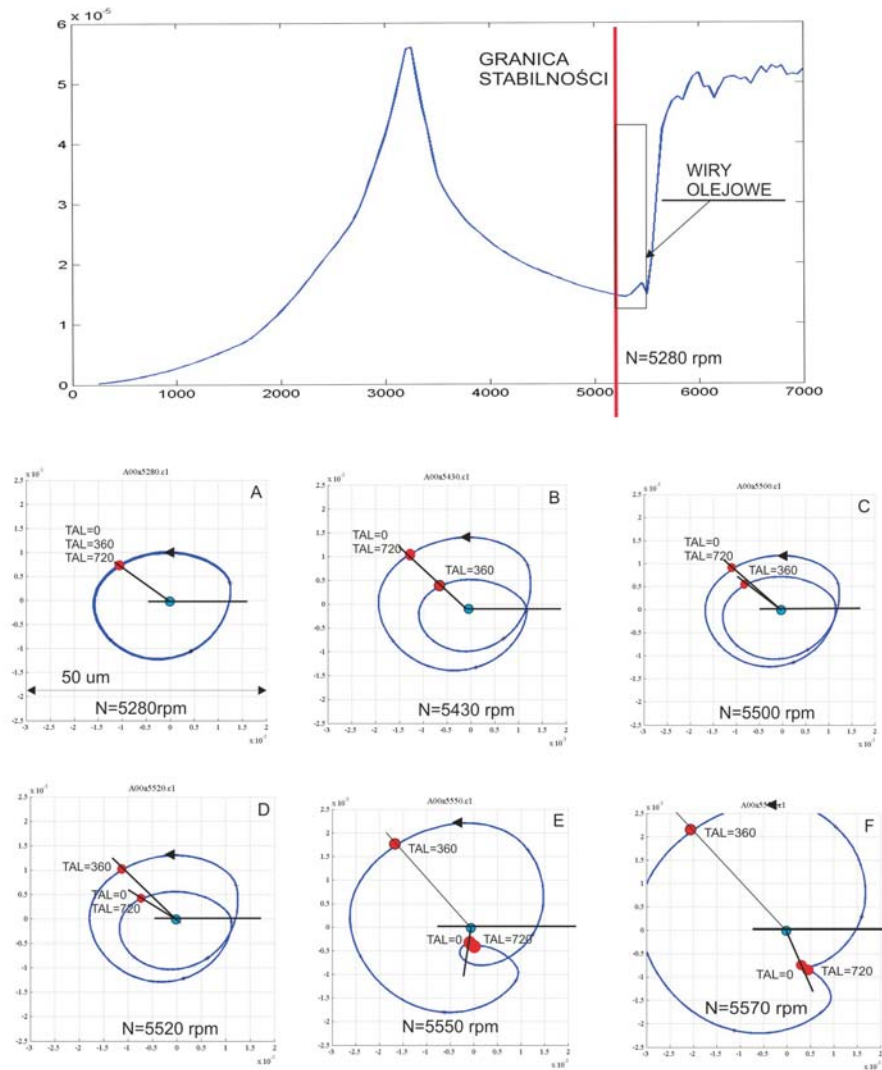
Z rys. 5.15 wynika interesujące spostrzeżenie, że wiry olejowe rozwijają się poprzez powolne „rozszczenie się” eliptycznej trajektorii na dwie pętle: zewnętrzną i wewnętrzną. Pętla wewnętrzna ulega w pierwszej fazie zmniejszeniu, po czym zaczyna się jej wzrost i zamiana z pętlą zewnętrzną. Dotychczasowa pętla zewnętrzna zanika i w końcowej fazie wirów mamy już jedną, zbliżoną do kołowej, trajektorię. Wiry przechodzą do kolejnej, znacznie bardziej już niebezpiecznej fazy, a mianowicie do bicia olejowego. Ilustruje to rys. 5.16. Obserwacja znaczników fazy, a więc położenia na trajektoriach którym odpowiadają wektory wymuszeń zewnętrznych usytuowane w przyjętym układzie współrzędnych poziomo w prawo ($TAL = 0,360$ lub 720 stopni) dostarcza praktycznych informacji dotyczących wyróżnika diagnostycznego związanego z niestabilnością hydrodynamiczną. Najpierw zauważmy, że w obszarze wirów olejowych opóźnienie znacznika fazy osiąga swoją maksymalną wartość, na chwilę się stabilizuje, po czym już w obszarze bicia olejowego gwałtownie rośnie. Najbardziej interesująca jednakże jest tu ilość znaczników fazy. Ilustrują to rys. 5.20 i rys. 5.21. Z rys. 5.20 wynika, że temu samemu położeniu wektora siły wymuszającej np. *poziomo w prawo*, w analizowanym przedziale rejestracji obrotów wirnika $\langle 0, 720 \rangle$, a więc dla wartości $TAL = 0,360$ i 720 , w przypadku zaawansowanego już bicia olejowego, odpowiadają trzy różne rozkłady ciśnienia i tym samym zupełnie inny stan dynamiczny łożyska. Oznacza to, że stan ten znamieny jest posiadaniem aż trzech znaczników fazy w rejestrowanym przedziale trajektorii od 0 do 720 stopni.

W tej konwencji wiry olejowe posiadają dwa znaczniki fazy, a stabilny zakres pracy maszyny jeden znacznik. Ilustruje to rys. 5.21. Spostrzeżenia zawarte na 5.21 mogą mieć kapitalne znaczenie w monitorowaniu niestabilności hydrodynamicznej, ponieważ dostarczają praktycznej miary tego rodzaju stanów w postaci ilości znaczników fazy.

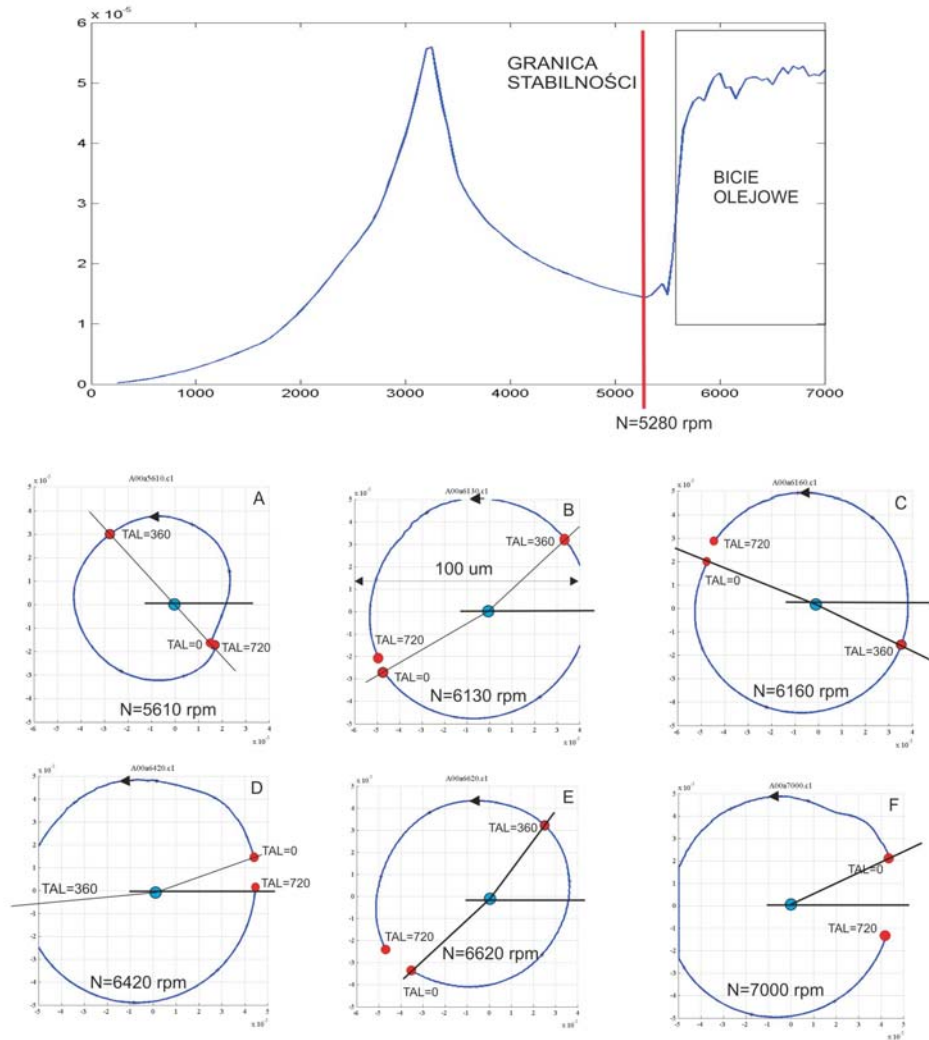
Interesujących informacji dostarcza analiza widmowa drgań po przekroczeniu



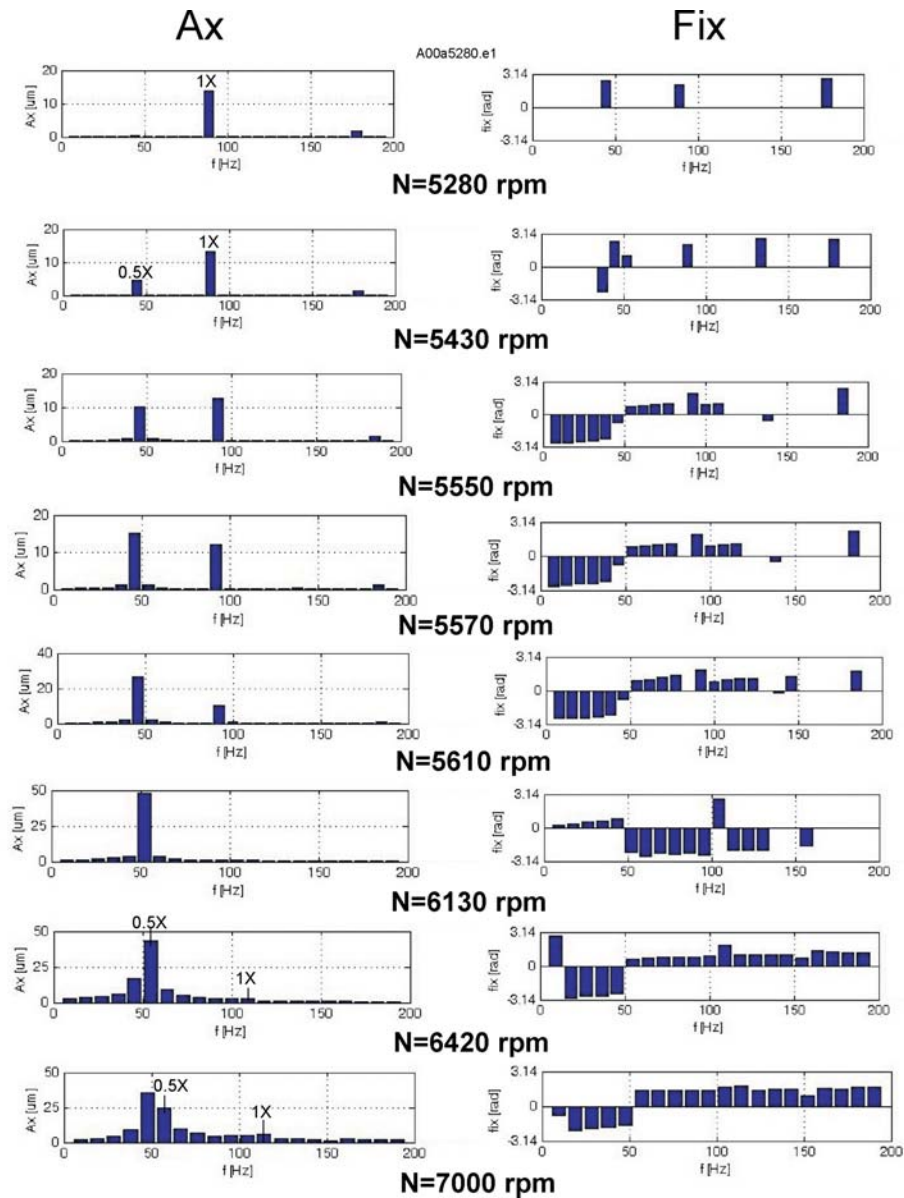
Rys. 5.14. Trajektorie drgań względnych w łożysku (drgania filmu olejowego) w stabilnym zakresie pracy układu. Obliczenia przeprowadzono za pomocą systemu NLDW. Rejestracja przebiegu drgań w przedziale 0-720 stopni (dwa ostatnie obroty wirnika)



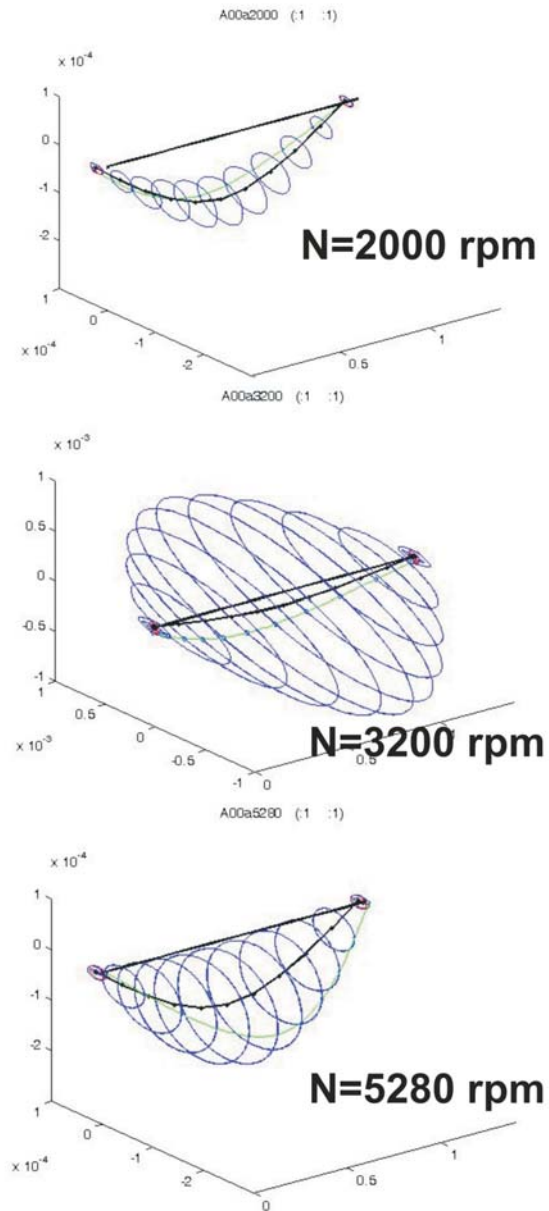
Rys. 5.15. Komputerowa symulacja rozwoju wirów olejowych po przekroczeniu granicy stabilności układu – faza małych drgań olejowych (wirów olejowych). Obliczenia przeprowadzono za pomocą systemu NLDW. Rejestracja przebiegu drgań w przedziale 0-720 stopni (dwa ostatnie obroty wirnika)



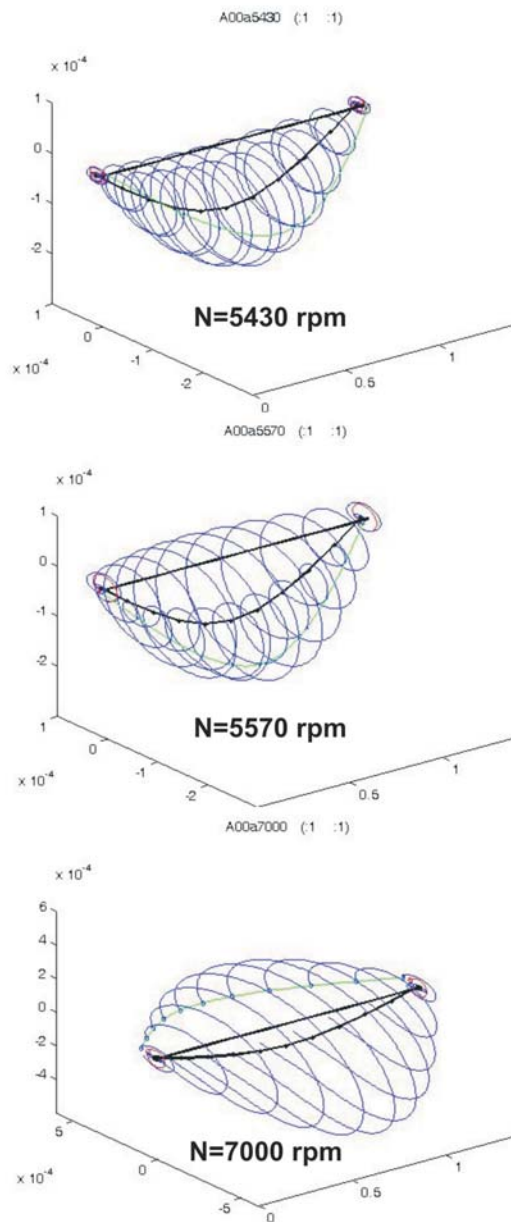
Rys. 5.16. Symulacja przejścia wirów olejowych do fazy bicia olejowego. Silnie rozwinięta niestabilność hydrodynamiczna - duże niebezpieczne drgania olejowe. Rejestracja przebiegu drgań w przedziale 0-720 stopni (dwa ostatnie obroty wirnika)



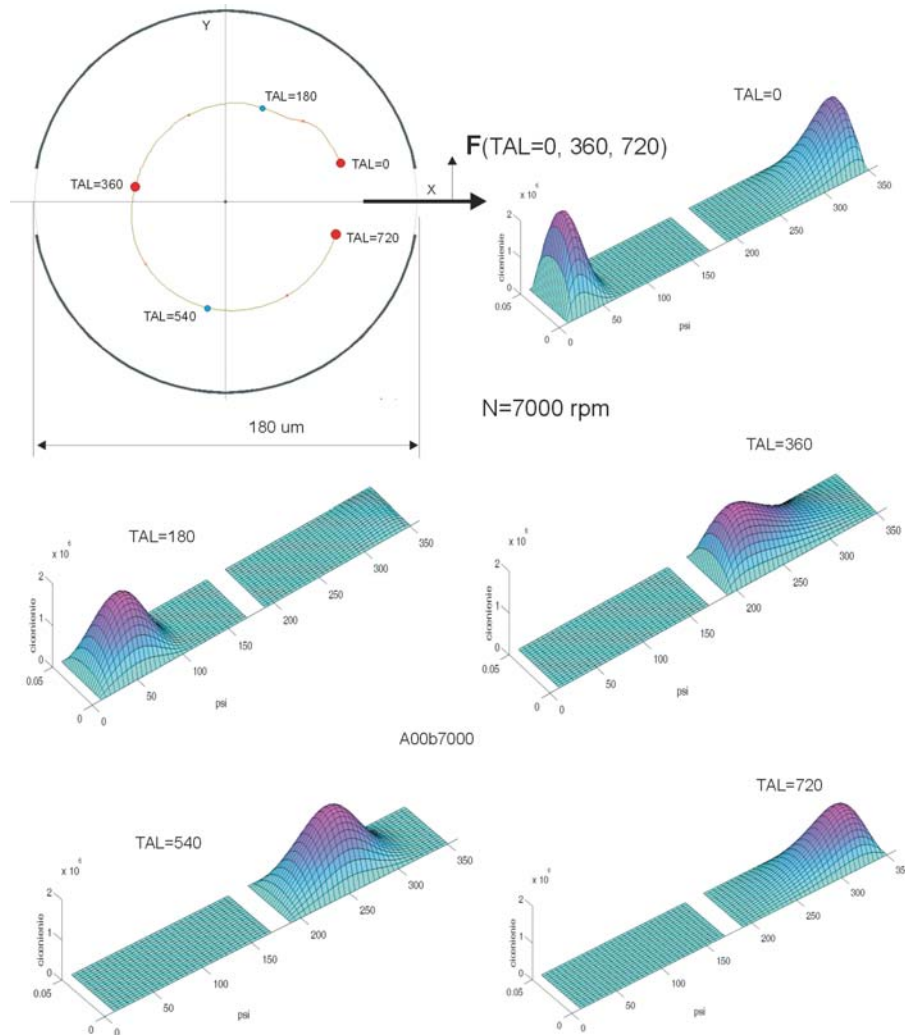
Rys. 5.17. Widma amplitudowe i fazowe drgań dla składowej poziomej A_x i Fix po przekroczeniu przez układ granicy stabilności. Obszar wirów i bicia olejowego



Rys. 5.18. Trajektorie drgań wybranych węzłów wzdłuż linii wirnika w stabilnym zakresie pracy



Rys. 5.19. Trajektorie drgań wybranych węzłów wzdłuż linii wirnika po przekroczeniu przez układ granicy stabilności. Obszar wirów i bicia olejowego



Rys. 5.20. Symulacja zmian rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w czasie w obszarze bicia olejowego ($N=7000$ obr/min). Rysunek przedstawia rozkłady ciśnienia dla kilku wybranych położenia czopa na trajektorii. Trajektorja została przedstawiona na tle koła luzów w łożysku. Obliczenia przeprowadzone zostały programem NLDW



Rys. 5.21. Próba klasyfikacji niestabilności hydrodynamicznej w układzie i wprowadzenia wyróżników diagnostycznych

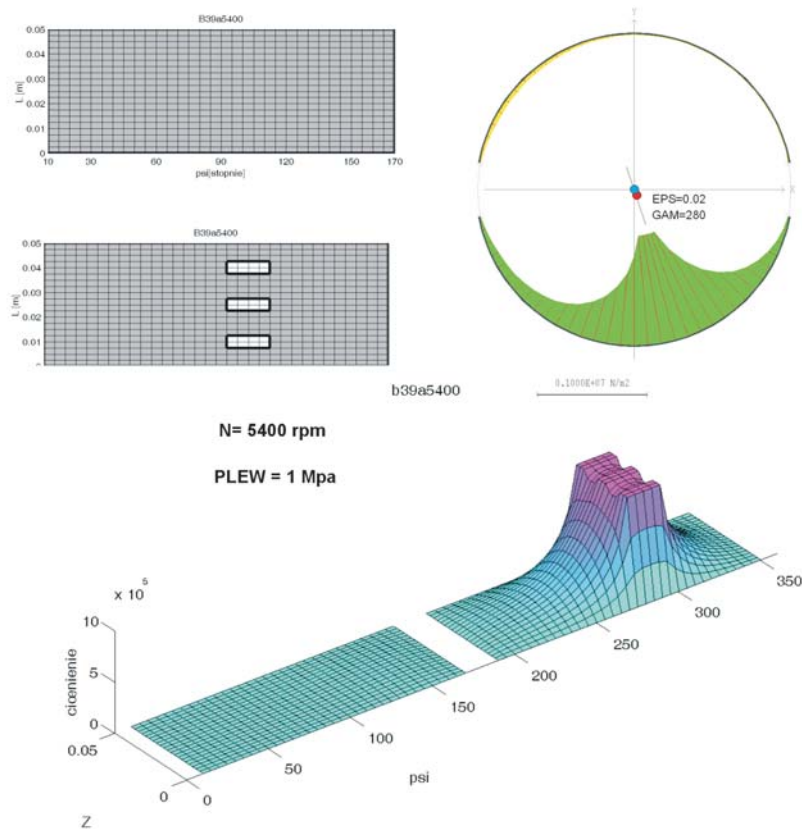
przez układ granicy stabilności. Analizę taką przedstawia rys. 5.17. W tym przypadku najbardziej zmienną cechą niestabilności hydrodynamicznej jest pojawienie się **składowej subharmonicznej** w widmie drgań zbliżonej do $0.5X$. Potwierdza to wnioski wysunięte w oparciu o analizę prostego modelu wirnika – patrz rozdział 5.1. W miarę rozwoju wirów olejowych składowa subharmoniczna staje się coraz bardziej znacząca. W strefie bicia olejowego zdominowała już ona całą strukturę widma, co oznacza, że synchroniczne drgania wymuszone praktycznie zanikły, pomimo, iż na układ dalej działają te same siły zewnętrzne. Struktura widma w strefie bicia olejowego staje się coraz bardziej „rozmyta” w okolicach składowej subharmonicznej, a jej maksymalna wartość „opóźnia się” w stosunku do pierwotnej częstotliwości $0.5X$ (bezwzględnie pozostaje na tym samym poziomie, co relatywnie oznacza coraz mniejszą wartość w stosunku do częstotliwości obrotowej wirnika $1X$). Fakt ten również został przewidziany w rozdziale 5.1 – patrz rys. 5.11 i rys. 5.12.

Rysunek 5.18 i rys. 5.19 przedstawiają trajektorie drgań wybranych węzłów wzdłuż linii wirnika dla stabilnego zakresu pracy układu oraz w obszarze wirów i bicia olejowego. Charakterystyczne pętle połówkowe w obszarze wirów i „niedomykanie się” trajektorii dla okresu równego 720 stopni w obszarze bicia olejowego są tu wyraźnie widoczne.

5.3 Rozwój wirów i bicia olejowego przy smarowaniu hybrydowym

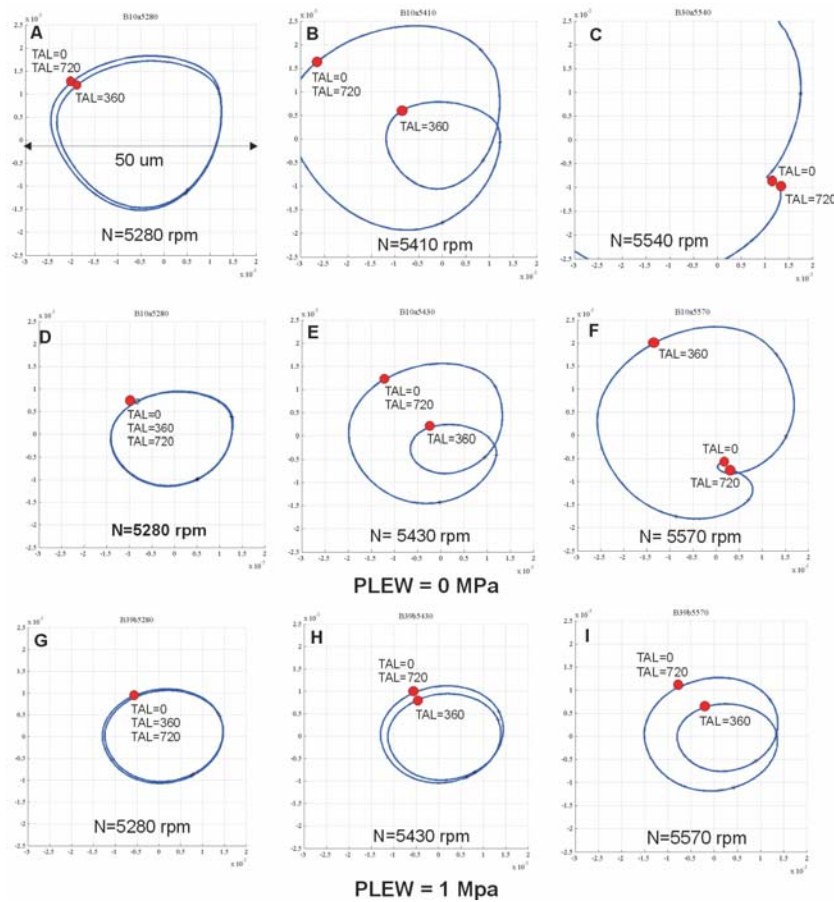
Przejdźmy teraz do badań związanych ze smarowaniem hybrydowym i opisem propagacji wirów olejowych dla tego przypadku. Pozostaniemy nadal przy obiekcie, który określiliśmy jako „wirnik teoretyczny” – rys. 5.13. Załóżmy, że szczelina smarna posiada trzy kieszenie lewarowe przez które będzie podawany olej lewarowy lub nie – rys. 5.22 lewa górna część. Sama bowiem obecność kieszeni lewarowych może

istotnie zmienić warunki smarowania i tym samym rozwoju wirów olejowych. Badania przeprowadzone zostały dla dwóch wariantów: dla zerowej wartości ciśnienia lewarowego (przy obecności samych kieszeni lewarowych) i dla stosunkowo dużej wartości ciśnienia lewarowego $PLEW=1$ MPa. Rozkład ciśnienia hybrydowego dla tego przypadku wraz z położeniem czopa na tle koła luzów przedstawia rys. 5.22.

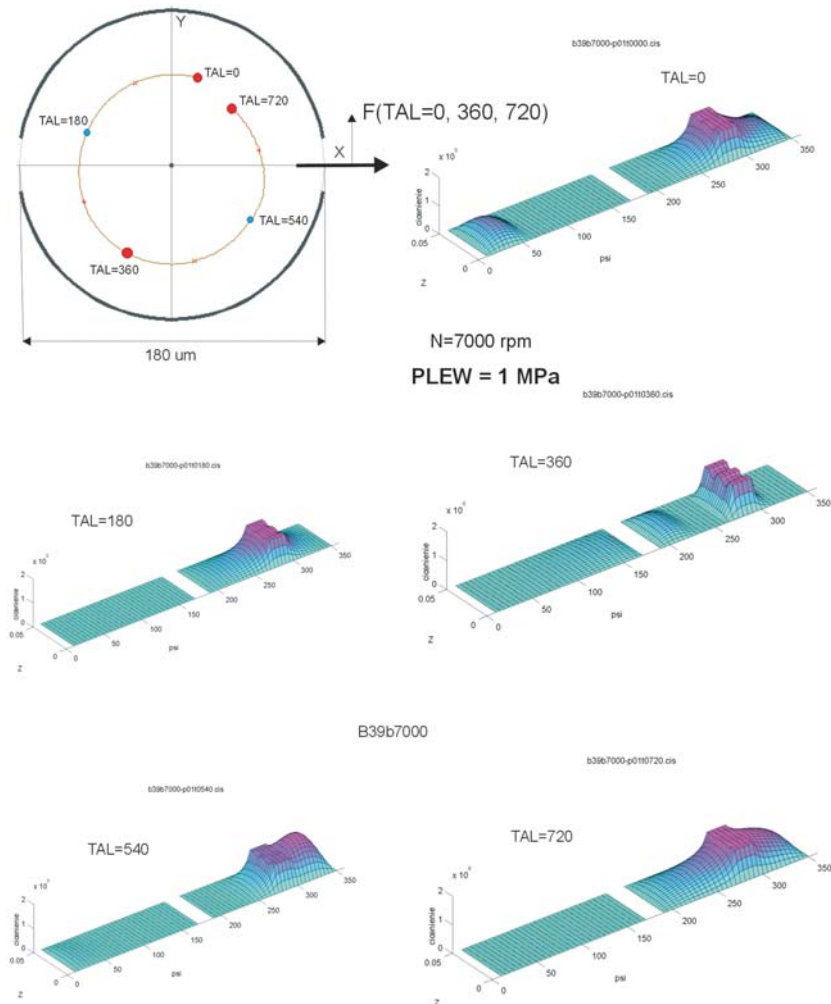


Rys. 5.22. Przykład smarowania hybrydowego w analizowanym łożysku. Poprzez trzy kieszenie lewarowe w dolnej półpanwi (lewa górna część rysunku) podawany jest olej lewarowy pod ciśnieniem 1 MPa. Obliczenia kinostatyczne przeprowadzone zostały programem KINWIR dla prędkości obrotowej $N = 5400$ obr/min. Położenie środka czopa na tle koła luzów przedstawia górna prawa część rysunku

Jak widać „część hydrostatyczna” stała się dominująca. Przy tak małej mimośrodości względnej położenia czopa względem panwi $EPS=0.02$ można uznać, iż mamy do czynienia z łożyskiem hydrostatycznym. Ciśnienie $PLEW$ celowo zostało przyjęte tak duże ponieważ chodziło o analizę właśnie tego rodzaju przypadków.



Rys. 5.23. Rozwój wirów olejowych dla trzech konfiguracji szczeliny smarnej: A, B, C – smarowanie hydrodynamiczne bez kieszeni lewarowych, D, E, F – smarowanie hydrodynamiczne przy trzech kieszeniach lewarowych (rys. 5.22) i przy braku ciśnienia lewarowego ($PLEW = 0$), G, H, I – smarowanie hybrydowe dla trzech kieszeni lewarowych i ciśnieniu lewarowym $PLEW = 1$ MPa



Rys. 5.24. Symulacja zmian rozkładu ciśnienia hydrodynamicznego w czasie w obszarze bicia olejowego ($N = 7000\ \text{obr/min}$) przy smarowaniu hybrydowym (trzy kieszenie lewarowe wg rys. 5.22, ciśnienie lewarowe $\text{PLEW} = 1\ \text{MPa}$). Rysunek przedstawia rozkłady ciśnienia dla kilku wybranych położen czopa na trajektorii. Trajektoria została przedstawiona na tle koła luzów w łożysku

Czy zatem propagacja wirów olejowych w łożyskach hydrostatycznych będzie podobna? Czy za pomocą ciśnienia lewarowego można zjawisko to wyeliminować lub ograniczyć? Odpowiedzi na te pytania dostarczają rys. 5.23 i rys. 5.24.

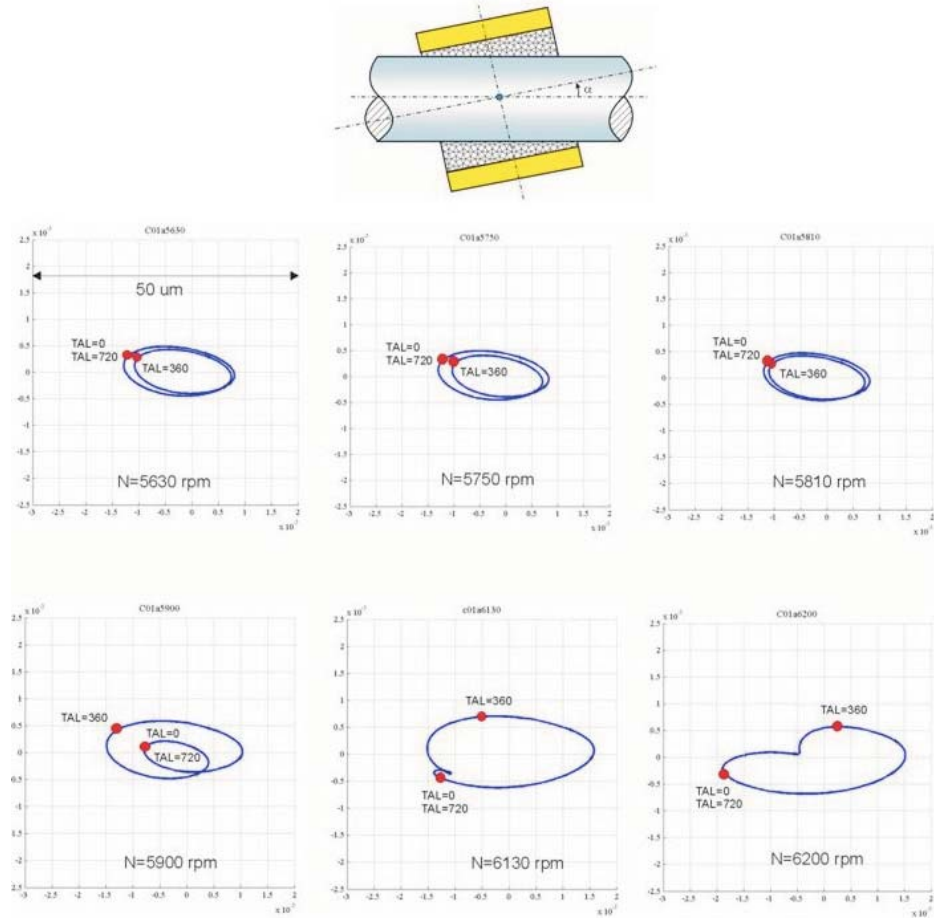
Rysunek 5.23 przedstawia zestawienie trzech faz rozwoju wirów olejowych dla trzech przypadków: bez lewarów (A, B, C) z lewarami lecz bez ciśnienia lewarowego (D, E, F) oraz z lewarami i ciśnieniem lewarowym $PLEW=1$ MPa (G, H, I). Widać stąd, że charakter rozwoju wirów we wszystkich przypadkach pozostaje podobny, chociaż amplituda drgań olejowych przy smarowaniu hybrydowym istotnie zmniejsza się. Dochodzimy w tym miejscu do ważnej konkluzji, że ciśnienie lewarowe zmniejsza amplitudę wirów olejowych, ale ich nie eliminuje. Dlaczego tak się dzieje wyjaśnia rys. 5.24. Pomimo, że dla statycznych warunków obciążenia łożyska (rys. 5.22) mamy do czynienia głównie ze smarowaniem hydrostatycznym, to w warunkach obciążeń dynamicznych i rozwiniętych wirów olejowych tworzy się, wskutek dużych i szybkich przemieszczeń czopa, istotna część hydrodynamiczna ciśnienia w filmie olejowym, która narzuca rozwój wirów w znanej już formie. Udział hydrodynamiczny ciśnienia doskonale jest widoczny jeśli obserwujemy zmiany jego rozkładu dla wybranych chwil czasu – rys. 5.24.

5.4 Przypadek nierównoległości osi panwi i czopa

Rozważmy teraz przypadek, w którym oś czopa i panwi nie są równoległe. Z tego rodzaju sytuacją mamy często do czynienia w praktyce. Wprowadzimy tu dla tego rodzaju przypadków określenie „przekoszonej” panwi. Przypadek „przekoszenia” panwi będzie omówiony szerzej w rozdziale 7. Na razie interesuje nas tylko wpływ tego defektu na rozwój wirów i bicia olejowego. Programy serii NLDW-LEW, będące częścią składową systemu MESWIR, umożliwiają taką analizę (patrz rozdział 3). Załóżmy maksymalnie możliwe dla danych warunków pracy „przekoszenie” panwi, tzn wartość przekoszenia ograniczoną jedynie dopuszczalną minimalną grubością filmu olejowego na krawędzi panwi (np. $1 \mu\text{m}$). Pozostawmy przy tym samym obiekcie, a mianowicie „wirniku teoretycznym” z rys. 5.13. Wyniki symulacji komputerowych przedstawiają rys. 5.25 do rys. 5.27.

Rysunek 5.25 przedstawia trajektorie wirów i bicia olejowego obliczone dla przypadku maksymalnego „przekoszenia” panwi. Porównując ten rysunek z rys. 5.15 i rys. 5.16 dochodzimy do dość zaskakującego wniosku, że defekt układu w postaci „przekoszenia” panwi łagodzi przebieg niestabilności hydrodynamicznej. Amplitudy drgań wirów olejowych a zwłaszcza bicia olejowego są tu wyraźnie mniejsze a cały cykl rozwoju wirów jest jak gdyby opóźniony. Potwierdzają to rys. 5.26 i 5.27. Trajektorie przemieszczeń czopa na tle koła luzów zarówno dla przypadku rezonansu układu jak i bicia olejowego są bardziej stabilne a ich amplitudy stanowią tylko pewną część płaszczyzny luzów. Fakt ten można wytłumaczyć silnie nieliniowymi własnościami łożyska. Wzrost mimośrodowości względnej łożyska z jednej strony panwi i tym samym gwałtowny lokalny przyrost ciśnienia hydrodynamicznego nie jest zrównoważony proporcjonalnym spadkiem ciśnienia z drugiej strony panwi, w efekcie czego łożysko zachowuje się tak, jakby pracowało przy większych

obciążeniach a to oznacza poprawę jego stabilności (rys. 5.26 i rys. 5.27).

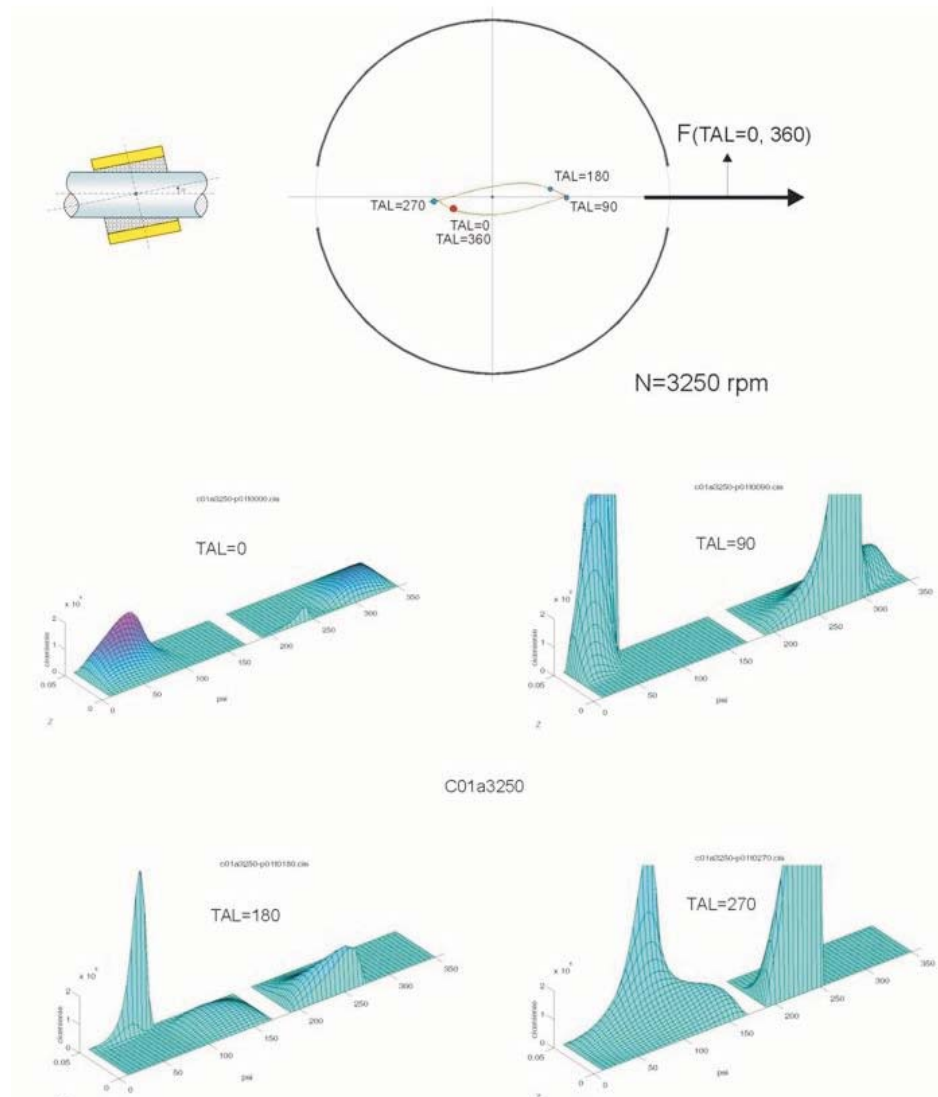


Rys. 5.25. Rozwój wirów i bicia olejowego dla przypadku „przekoszonej” panwi

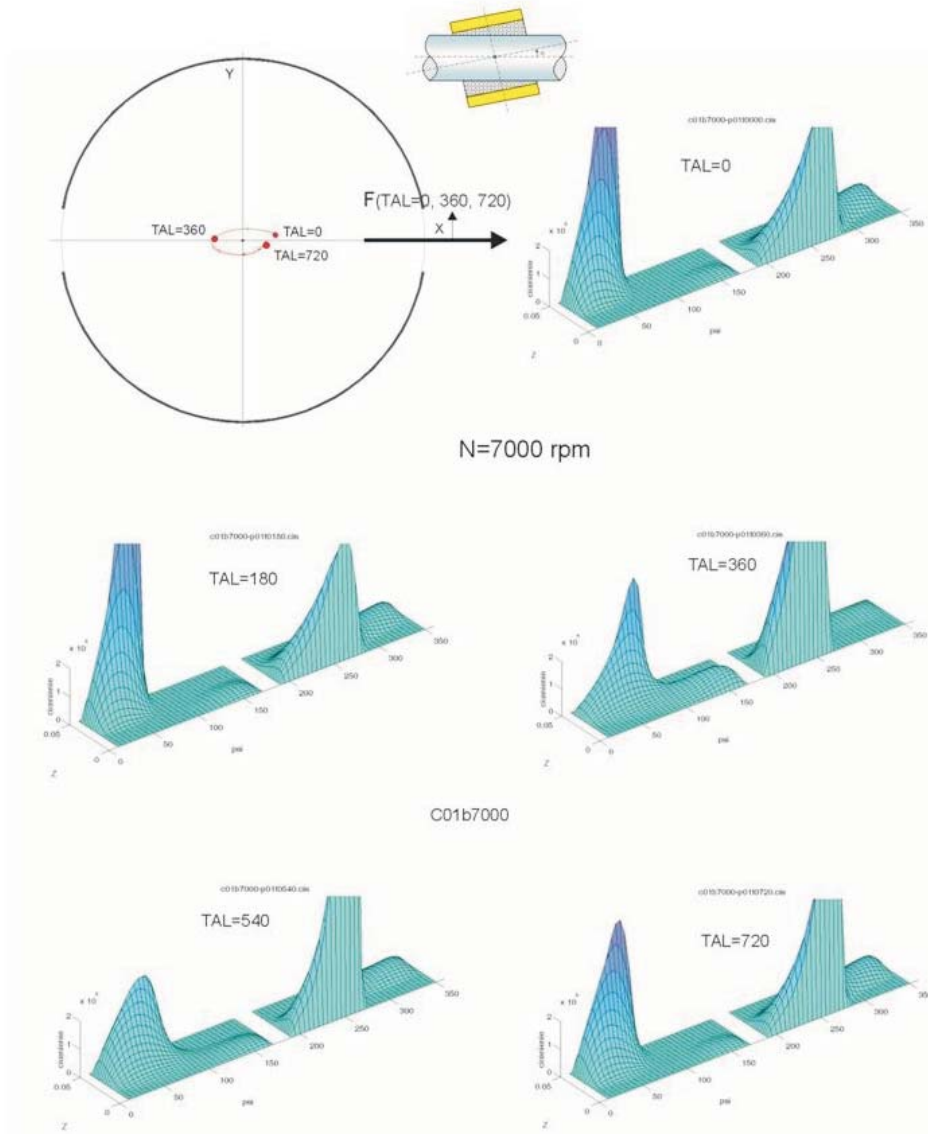
5.5 Badania laboratoryjne

Dotychczasowe badania odnosiły się do „wirnika teoretycznego”, a więc wirnika wprawdzie wielomasowego, ale o ustalonych parametrach konstrukcyjnych (symetryczne, jednakowe łożyska) i eksploatacyjnych (stała lepkość oleju – czyli model izotermiczny). Taki model wirnika ułatwiał systematyczne badania propagacji wirów olejowych i jednocześnie nie zawężał ogólnych wniosków natury jakościowej.

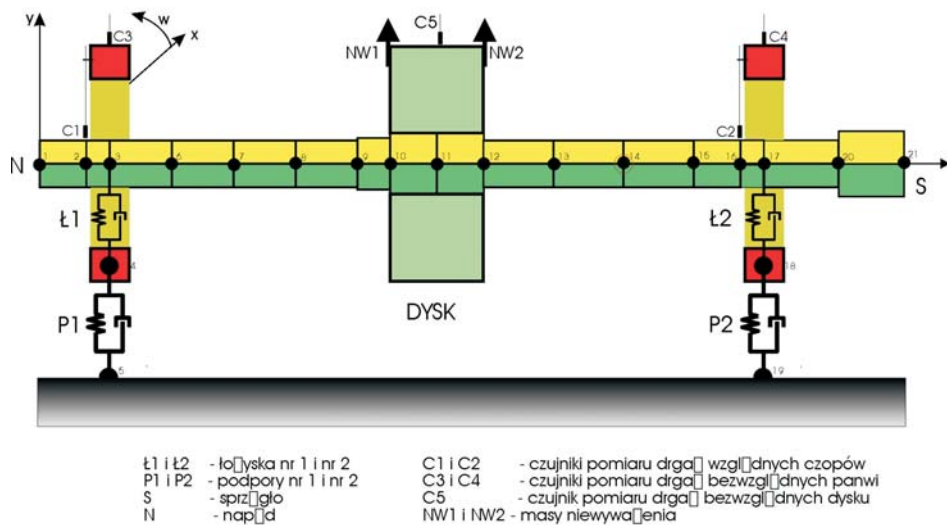
Dla weryfikacji eksperymentalnej przebiegu samego zjawiska niestabilności hy-



Rys. 5.26. Przypadek „przekoszonej” panwi w obszarze stabilnej pracy układu. Obliczenia przeprowadzone zostały dla prędkości rezonansowej ($n=3250$ obr/min). Rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego dla wybranych chwilowych położenia czopa w szczeliny smarnej. Kształt trajektorii drgań na tle koła luzów



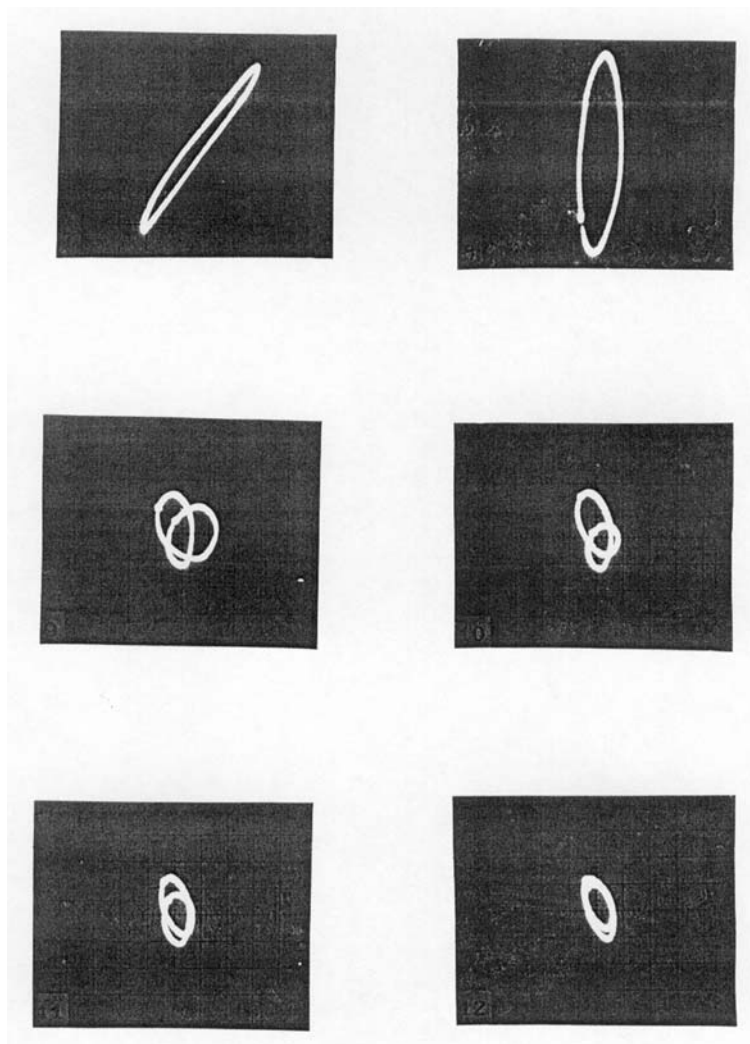
Rys. 5.27. Przypadek „przekoszonej” panwi w obszarze bicia olejowego. Rozkłady ciśnienia hydrodynamicznego dla wybranych chwilowych położeń czopa w szczeliny smarnej. Kształt trajektorii drgań na tle koła luzów



Rys. 5.28. Model wirnika laboratoryjnego zastosowany do weryfikacji rozwoju wirów olejowych (powtórzenie rys. 3.7)

drodynamicznej konieczny był model teoretyczny dokładnie odpowiadający eksperymentalnej maszynie wirnikowej. Oznaczmy ten model jako „wirnik laboratoryjny”. Przyjmijmy do dalszych rozważań układ wirnik – łożyska będący na wyposażeniu laboratorium wibrodiagnostyki IMP PAN w Gdańsku. Zarówno model teoretyczny jak i samo stanowisko badawcze zostało już opisane w rozdziale 3.3.1 (patrz rys. 3.3 do 3.5 oraz rys. 3.7). Przyjmijmy też te same parametry techniczno-eksploatacyjne obiektu. Powtórzmy raz jeszcze szkic wirnika laboratoryjnego wraz z dyskretyzacją MES – rys. 5.28. Zauważmy, że tym razem mamy do czynienia z łożyskami o różnej geometrii szczeliny smarnej. Ponadto lepkość dynamiczna oleju była liczona w oparciu o model diatermiczny dla każdej prędkości obrotowej wirnika i każdego łożyska oddzielnie. Sztywność podpór łożyskowych na ramie fundamentowej była pomierzona eksperymentalnie, przy czym zastosowano tu wariant tzw. „miękkich” podpór celem obniżenia granicy stabilności układu. W rezultacie model teoretyczny wirnika laboratoryjnego opisywał obiekt rzeczywisty z dokładnością na jaką pozwalały opracowane narzędzia do badań symulacyjnych (a więc pełne możliwości systemu MESWIR). Pomiar eksperymentalne zostały przeprowadzone z wykorzystaniem technologii komputerowego odsiewu zakłóceń typu *runout* (patrz rys. 3.6). Przykładowe zdjęcie wirów z ekranu oscyloskopu przedstawia rys. 5.29 a zestawienie wyników teoretycznych i eksperymentalnych rys. 5.30.

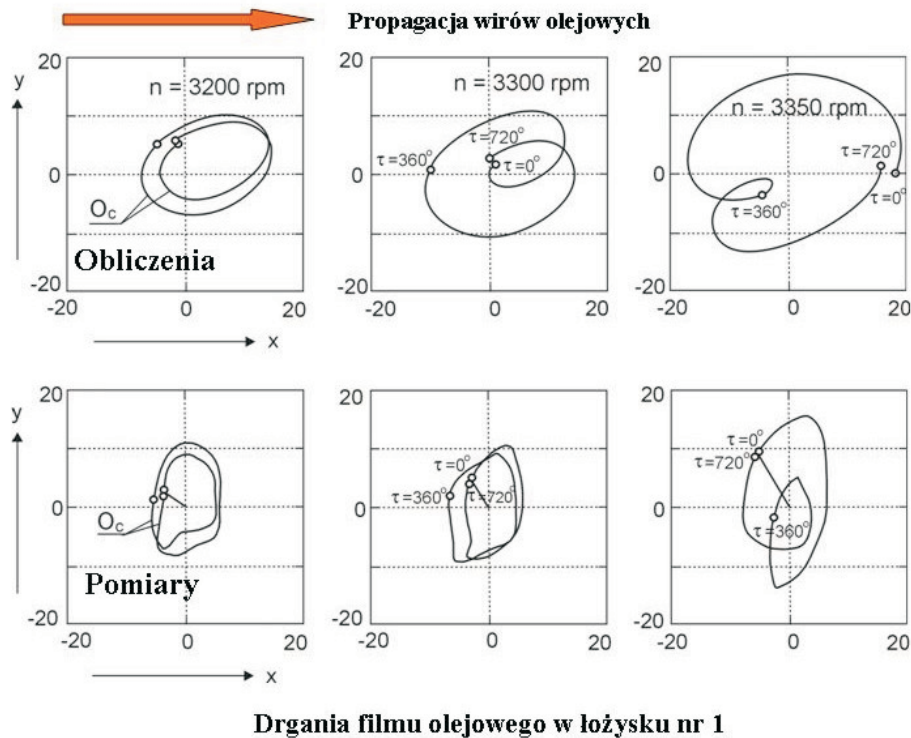
Jak można zauważyć z rys. 5.30 granica stabilności dla wirnika laboratoryjnego wynosi teraz około 3200 obr/min. Eksperyment dokładnie potwierdził jej wartość przewidzianą drogą obliczeń komputerowych. Można też stwierdzić, że jakościowy



Rys. 5.29. Przykładowe zdjęcia wirów olejowych uzyskane w trakcie badań weryfikacyjnych w laboratorium wibrodiagnostyki IMP PAN w Gdańsku

charakter zmiany kształtu wirów w miarę ich propagacji został dość dokładnie przez model odtworzony, czego dowodem może być moment przejścia punktów $TAL = 0,720$ z jednej pętli półwkowej na drugą. Zjawisko to zostało dokładnie opisane w poprzednim podrozdziale (rys. 5.15).

Przedstawione w niniejszej monografii przykłady analizy propagacji wirów i bicia olejowego nie wyczerpują oczywiście zagadnienia. Jednakże systematyczne studium tych ciągle frapujących zjawisk pozwoliło ujawnić, iż niestabilność hy-



Rys. 5.30. Wyniki weryfikacji eksperymentalnej w obszarze wirów olejowych. Zestawienie trajektorii wirów obliczonych i pomierzonych. Obliczenia: program NLDW, pomiary: laboratorium wibrodiagnostyki IMP PAN w Gdańsku

drodynamiczną w układzie nie jest łatwo wyeliminować dla przyjętych wcześniej warunków pracy maszyny. Smarowanie hybrydowe, a zwłaszcza ekstremalnie duże ciśnienie lewarowe może zjawisko to ograniczyć co do wartości amplitudy drgań, ale nie wyeliminować. Wiry bardzo szybko mogą przejść do fazy bicia olejowego o dużej i niebezpiecznej już amplitudzie drgań. Lepiej tłumi wiry olejowe defekt w postaci „przekoszenia” panwi, co może być pewnym zaskoczeniem.

Jeśli wprowadzimy system rejestracji sygnałów dla dwóch ostatnich obrotów wału wirnika, czyli z przedziału $\langle 0, 720 \rangle$ to można wprowadzić charakterystyczne wyróżniki diagnostyczne niestabilności hydrodynamicznej w postaci liczby znaków obrotów. W widmie drgań obecność wirów olejowych zawsze będzie się zaznaczała silnymi składowymi subharmonicznymi, które w przypadku rozwiniętego bicia olejowego mogą całkowicie zdominować strukturę widma.

Bibliografia do rozdziału 5

- [5.1] Bently D. E.: *Dynamic Stiffness and Its Role in Fluid Induced Instabilities, i.e. Whirl and Whip*, Chairman and Chief Executive Officer Bently Pressurized Bearing Company, <http://www.bpb-co.com/articles/04dynstiff.php>.
- [5.2] Jing JianPing, Meng Guang, Sun Yi, Xia SongBo: *On the non-linear dynamic behavior of a rotor-bearing system*, J. of Sound and Vibration, 274(2004), 1031-1044.
- [5.3] Nicoletti R., Santos I. F.: *Linear and non-linear control techniques applied to actively lubricated journal bearings*, J. of Sound and Vibration, 260(2003), 927-947.
- [5.4] Ding Q., Leung A.Y. T.: *Non-stationary processes of rotor/bearing system in bifurcations*, J. of Sound and Vibration, 268(2003), 33-48.
- [5.5] Chen Y. D. and Du R.: *Fault features of large rotating machinery and diagnosis using sensor fusion*, J. of Sound and Vibration (1995), **188**(2), 227-242.