کنفرانس بین المللی فناوری و مدیریت انرژی
دومین کنفرانس انجمن علمی انرژی ایران
2nd International Conference On IEA (Technology and Energy Management)

No. F-0000

ناپایداری دینامیکی در پرهٔ توربین بادی و بررسی تاثیر آیروالاستیک بر کاهش عملکرد توربین بادی

شیوا گروسی، فرشاد ترابی
دانشکدهٔ مکانیک، گروه سیستم‌های انرژی
دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
تهران، ایران
shgaroosi@mail.kntu.ac.ir

چکیده — مسألهٔ بررسی شده در این پژوهش، مسألهٔ آیروالاستیک در پرهٔ ۲۹ متری توربین بادی ۲ مگاواتی Tjaereborg ساخت کشور دانمارک است که از مدل‌های آیرودینامیک و سازه برای حل این مسأله استفاده شده است. پرهٔ توربین بادی به عنوان یک تیر الاستیک یکسرگیردار با خواص هندسی و فیزیکی متغیر در طول تیر، تحت تحریک جریان باد مدل شده است که در این پژوهش از تقریب سیستم پیوسته به وسیلهٔ سیستم گسسته و برای کاهش محاسبات نیز از روشی با نام جمع‌زنی مود استفاده شده است. این سازهٔ الاستیک هنگامی که در معرض نیروهای باد قرار می‌گیرد ارتعاش خواهد داشت و برای تحقیق در پایداری یا ناپایداری آن، مدل‌سازی دینامیکی آن تحت اثر نیروهای آیرودینامیکی صورت گرفته است. در این پژوهش برای مدل‌سازی حوزهٔ زمان پرهٔ توربین بادی تحت تحریک باد روش جدیدی ارائه شده است. ابتدا از یک روش عددی نسبتا جدید، فرکانس‌های طبیعی و شکل مودهای پره بدست آمده است و سپس با استفاده از روش کار مجازی و بر پایهٔ شکل مودها و فرکانس‌های طبیعی بدست آمده، معادلات مربوط به حرکت سیستم استخراج گردیده و به صورت تحلیلی حل شده است. مجموعهٔ این محاسبات در غالب کد محاسباتی آیروالاستیسیتهٔ پرهٔ توربین بادی، به زبان برنامه‌نویسی C++ نوشته شده است. نتایج شبیه‌سازی مشخص می‌کند که درصد کاهش توان با افزایش نسبت میرایی کاهش و با افزایش سرعت باد افزایش می‌یابد. همچنین نتایج مشخص می‌کند که با افزایش سرعت، زمان استهلاک نوسات، بیشینه جابجایی نوک پره و همچنین جابجایی ماندگار نوک پره نیز افزایش می‌یابد. بنابراین بروز پدیدهٔ آیروالاستیک در سرعت‌های بالای باد اثرات زیان‌باری از جمله شکست و خرابی توربین و همین‌طور کاهش توان تولیدی طراحی خواهد داشت. در تمامی این بررسی‌ها پرهٔ توربین باد بررسی شده پایدار است چرا که دامنهٔ نوسات در نهایت همگرا می‌شود البته جز در مواردی که سیستم نامیرا باشد.

***واژه‌های کلیدی** — پرهٔ توربین بادی؛ الاستیک؛ فرکانس‌های طبیعی؛ سیستم گسسته؛ جمع‌زنی مود؛ کار مجازی؛ پاسخ دینامیکی پره*

۱. مقدمه

مدل‌سازی برهم‌کنش سیال و جامد در چند دهه اخیر بسیار مورد توجه بوده است. برهم‌کنش سازهٔ انعطاف‌پذیر و جریان سیال اطراف آن، امری غیرقابل اجتناب است که در بسیاری از شاخه‌های مهندسی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است. شبیه‌سازی و برهم‌کنش سیال و سازه با در نظر گرفتن تمامی جزئیات و پیچیدگی‌ها امری بسیار دشوار است [۱]. شیوهٔ مورد قبول در تحلیل سیستم‌های پیچیده، مدل‌سازی و مطالعهٔ اجزای تشکیل دهنده به صورت جداگانه است. بدیهی است که در این شیوهٔ مطالعه، مدل تیر یکی از مدل‌های پرکاربرد برای شبیه‌سازی سازه‌هایی همچون بال‌های هواپیما و بالگرد و همچنین پره‌های توربین بادی است [۲].

در این پژوهش، پرهٔ توربین بادی به صورت یک تیر با خواص هندسی و فیزیکی متغیر مورد بررسی قرار گرفته است. با اضافه نمودن نیروهای آیرودینامیکی به مدل تیر یکسرگیردار با مقطع متغیر و مطالعهٔ برهم‌کنش سازه و سیال می‌توان به درک صحیحی از رفتار آیروالاستیسیتهٔ این سازه دست پیدا نمود. تاثیرات آیروالاستیک در پره‌های توربین بادی بزرگ، کاملا شایان توجه است و منجر به خیز قابل توجه در پره می‌شود که در نهایت کاهش عملکرد توربین را در پی دارد. بسیاری از روش‌های در باب تحلیل آیروالاستیک پره‌های توربین بادی در متون گذشته یافت می‌شود.

چاویاروپولوس [۳] تحلیلی خطی به منظور مطالعهٔ پایداری آیروالاستیک پرهٔ توربین بادی انجام داده است و تاثیر پارامترهای مختلف، مانند چگالی و میرایی سازه‌ای روی پایداری را نیز مطالعه نموده است. آلستورم [٤] نشان داد که خیزهای بزرگ پره تاثیر قابل ملاحظه‌ای روی بارهای سازه‌ای و توان تولیدی دارند و بنابراین باید در طراحی توربین‌ها مورد توجه قرار بگیرند.

با توجه به اینکه برای شبیه‌سازی پرهٔ توربین بادی، مدل تیر یکی از مدل‌های بسیار پرکاربرد است، توسط محققین بسیاری توسعه پیدا کرده است. بررسی پاسخ ارتعاشاتی و پایداری‌های دینامیکی و استاتیکی تیر در قالب دو روش کلی انجام می‌گیرد، حل مقادیر ویژه و بررسی پاسخ حوزهٔ زمان. گلند [٥] با استفاده از این روش، سرعت فلاتر در تیرهای با سطح مقطع یکنواخت را تعیین نمود. اسکندری و همکارانش [٦] خواص آیروالاستیک پره‌های با طول زیاد را تحت نیروهای آیرودینامیک شبه استاتیک بررسی نمودند.

دستهٔ دیگری از محققان شبیه‌سازی دینامیکی در حوزهٔ زمان را برای تعیین پایداری تیر، مبنای کار خود قرار داده‌اند. تانگ [۷] رفتار آیروالاستیسیتهٔ بال مثلثی شکل را تحت اثر باد با سرعت‌های مادون صوت مطالعه نمود. تانگ و داول [۸] با در نظر گرفتن پارامترهای غیرخطی سازه‌ای در معادلهٔ حرکت بال‌های با طول زیاد و مدل آیرودینامیکی اوانرا، سرعت فلاتر و نوسانات دامنه محدود این نوع از بال‌ها را تحت بررسی قرار داده‌اند.

در اکثر مطالعات انجام شده فرض ابتدایی بر این بوده است که سطح مقطع و خواص هندسی و فیزیکی در طول تیر ثابت باشد، این در حالی است که در واقعیت بسیاری از سازه‌های نام برده شده از جمله پره‌های توربین بادی، تغییرات سختی خمشی و توزیع جرم تیر توابعی غیر خطی در راستای طول تیر هستند. معین فرد و همکارانش [۲] روشی جدید برای مدل‌سازی حوزهٔ زمان تیرهای یکسرگیردار با خواص هندسی و فیزیکی متغیر در طول تیر، تحت تحریک جریان باد ارائه **داده**اند.

هدف اصلی در این پژوهش، ارائهٔ روشی جدید برای مدل‌سازی حوزهٔ زمان سازهٔ پرهٔ توربین بادی و تولید مدل شبیه‌سازی شده در محیط برنامه‌نویسی زبان C++ و بررسی پایداری و ناپایداری این سازه در باد است. در این پژوهش پرهٔ توربین بادی به عنوان یک تیر یکسرگیردار با خواص هندسی و فیزیکی متغیر در طول تیر، تحت تحریک جریان باد مدل شده است که این تیر یک جسم الاستیک با جرم گسترده است که به صورت تئوری دارای بی‌نهایت درجهٔ آزادی است و بنابراین دارای همان تعداد شکل‌های حرکت ارتعاشی و فرکانس‌های طبیعی است، اما در این پژوهش از تقریب سیستم پیوسته به وسیلهٔ سیستم گسسته استفاده شده است و برای کاهش محاسبات نیز از روشی با نام جمع‌زنی مود استفاده شده است.

۲. رابطه‌بندی مسأله

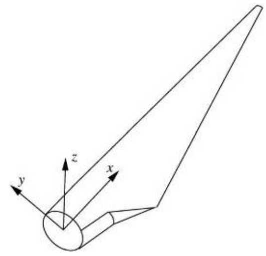
بررسی پایداری یا ناپایداری آیروالاستیک سازهٔ پرهٔ توربین بادی نیازمند مدل‌سازی حوزهٔ زمان و بنابراین بدست آوردن پاسخ دینامیکی آن است. سازهٔ پرهٔ توربین بادی در معرض بارهای آیرودینامیک در نوسان است. بارهای آیرودینامیک به سرعت‌ها و خیزهای سازه وابسته هستند که بستگی به بارها دارند. مدل‌های آیرودینامیک و سازه بسیار بهم کوپل هستند و باید همزمان حل شوند که به مسألهٔ آیروالاستیک مشهور است. پاسخ دینامیکی سازه به حل‌گر آیرودینامیک فرستاده می‌شود و مجددا پاسخ پره محاسبه می‌گردد. این روند تا زمان یک دور کامل پره ادامه پیدا کرده و پایداری یا ناپایداری سازه از روی پاسخ سازه که همگرا یا واگرا می‌شود تشخیص داده می‌شود.
برای محاسبهٔ خیزها و سرعت‌های اجزای مختلف توربین بادی در حوزهٔ زمان، یک مدل سازه‌ای حاوی ترم‌های اینرسی مورد نیاز است. یکی از راه‌های ساختن مدل سازه‌ای، بر اساس اصل کار مجازی است و روش دیگر آنالیز مودال است. در نهایت با استفاده از روشی با نام جمع‌زنی مود، با مجموع تعداد محدودی از مودهای طبیعی سیستم که در مختصات عمومی ضرب می‌شوند، پاسخ دینامیکی پره حاصل می‌گردد.

در قسمت‌های مختلف این بخش به صورت قدم به قدم فرمول‌بندی حرکت دینامیکی پره تحت تحریک نیروی باد به صورت کامل استخراج شده و روش حل آن نیز ارائه می‌شود.

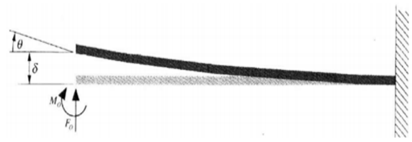
۲.۱. محاسبۀ فرکانس‌های طبیعی و شکل مودها

۲.۱.۱. تئوری تیر

پرۀ توربین بادی می‌تواند به عنوان یک تیر مدل شود و هنگامی که سختی خمشی و پیچشی در بخش‌های مختلف محاسبه می‌شود، تئوری تیر ساده می‌تواند برای محاسبۀ تنش‌ها و خیزهای پره به کار گرفته شود. در شکل‌های (۱) و (۲) به ترتیب، نمونه‌ای از پرۀ توربین بادی و مدل‌سازی آن به صورت یک تیر یکسر گیردار آورده شده است که جهت y منطبق بر خط وتر نوک پره و z عمود بر آن است.

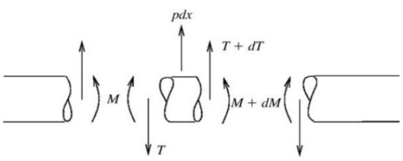


شکل ۱: پرۀ توربین بادی [۹]



شکل ۲: تیر یک سر گیردار [۱۰]

با مشخص شدن بارهای خارجی در طول پره که از محاسبات آیرودینامیک بدست می‌آیند، نیروهای برشی و همین‌طور گشتاورهای خمشی طبق معادلات (۱) و (۲) محاسبه می‌شوند. این معادلات ناشی از استفاده از قانون دوم نیوتون روی جزء دیفرانسیلی نمایش داده شده در شکل (۳) هستند.



شکل ۳ : جزء دیفرانسیلی تیر [۱۰]

$$\frac{dT_{\substack{z\\y}}}{dx} = -P_{\substack{z\\y}}(x) + m(x)\ddot{u}_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۱)$$

$$\frac{dM_{\substack{y\\z}}}{dx} = \pm T_{\substack{z\\y}} \qquad (۲)$$

با محاسبۀ گشتاورهای خمشی حول محورهای اصلی، انحناها طبق معادلۀ (۳) بدست می‌آیند و پس از آن شیب‌ها و خیزها در طول پره طی معادلات (۴) و (۵) محاسبه می‌شوند.

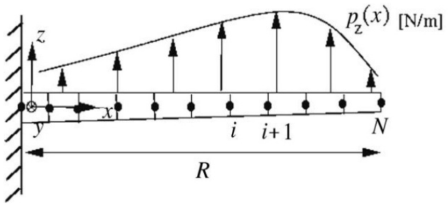
$$\kappa_{\substack{1\\2}} = \frac{M_{\substack{1\\2}}}{EI_{\substack{1\\2}}} \qquad (۳)$$

$$\frac{d\theta_{\substack{z\\y}}}{dx} = \kappa_{\substack{z\\y}} \qquad (٤)$$

$$\frac{du_{\substack{z\\y}}}{dx} = \mp\theta_{\substack{y\\z}} \qquad (٥)$$

۲.۱.۲. تعیین گشتاورهای خمشی و خیزها

با گسسته‌سازی پره مشابه آنچه در شکل (٤) نشان داده شده است و با فرض اینکه بارها بین هر دو گره به صورت خطی تغییر می‌کنند و با استفاده از معادلات (۱) تا (٥)، گشتاورهای خمشی و خیزها طبق معادلات (٦) تا (۹) محاسبه می‌شوند.



شکل ٤: شبکه بندی تیر به N گره [۹]

$$T^{i-1}_{\substack{y\\z}} = T^{i}_{\substack{y\\z}} + \frac{1}{2}\left(p^{i-1}_{\substack{y\\z}} + p^{i}_{\substack{y\\z}}\right)\left(x^{i} - x^{i-1}\right) \qquad (٦)$$

$$M^{i-1}_{\substack{y\\z}} = M^{i}_{\substack{y\\z}} \mp T^{i}_{\substack{z\\y}}\left(x^{i} - x^{i-1}\right) \mp \left(\frac{1}{6}p^{i-1}_{\substack{z\\y}} + \frac{1}{3}p^{i}_{\substack{z\\y}}\right)\left(x^{i} - x^{i-1}\right)^2 \qquad (۷)$$

$$\theta^{i+1}_{\substack{y\\z}} = \theta^{i}_{\substack{y\\z}} + \frac{1}{2}\left(\kappa^{i+1}_{\substack{y\\z}} + \kappa^{i}_{\substack{y\\z}}\right)\left(x^{i+1} - x^{i}\right) \qquad (۸)$$

$$u^{i+1}_{\substack{y\\z}} = u^{i}_{\substack{y\\z}} + \theta^{i}_{\substack{z\\y}}\left(x^{i+1} - x^{i}\right) + \left(\frac{1}{6}\kappa^{i+1}_{\substack{z\\y}} + \frac{1}{3}\kappa^{i}_{\substack{z\\y}}\right)\left(x^{i+1} - x^{i}\right)^2 \qquad (۹)$$

۲.۱.۳. تعیین اولین مودهای ویژۀ ارتعاشی

یک شکل خیز، ترکیبی خطی از تعدادی توابع اساسی حقیقی است. توابع اساسی حقیقی فیزیکی، اغلب شکل خیز مربوط به مودهای ویژه با *پایین‌ترین فرکانس‌های ویژه هستند. با فرض اینکه فقط سه مود اول ارتعاشی در پره برانگیخته می‌شوند، تغییر شکل برای پره می‌تواند به عنوان یک ترکیب خطی از سه مود ویژۀ اول ارتعاشی باشد. مود ویژه، ارتعاش آزادی است بدون حضور بارهای خارجی، بنابراین معادلۀ (۱)* را می‌توان به صورت معادلۀ (۱۰) در نظر گرفت.

$$\frac{dT_{\substack{z\\y}}}{dx} = m(x)\ddot{u}_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۱۰)$$

برای یک مود ویژهٔ ارتعاشی، خیز و شتاب را می‌توان به صورت معادلات (۱۱) و (۱۲) نوشت.

$$u = A\sin(\omega t) \qquad (۱۱)$$

$$\ddot{u} = -\omega^2 u \qquad (۱۲)$$

در نتیجه معادله‌ی (۱۰) را می‌توان به صورت معادلهٔ (۱۳) نوشت.

$$\frac{dT_{\substack{z\\y}}}{dx} = -m(x)\omega^2 u_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۱۳)$$

بنابراین مودهای ویژه با استفاده از معادلات استاتیکی تیر و با اعمال بارهای خارجی به صورت رابطهٔ (١٤) حاصل می‌شوند.

$$p_{\substack{z\\y}} = m(x)\omega^2 u_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (١٤)$$

با توجه به این که خیزها در معادلهٔ (١٤) مجهول هستند، باید به صورت سعی و خطا حل شوند که در نهایت به مودی با پایین‌ترین فرکانس ویژه همگرا خواهد شد. حدس اولیه برای فرکانس ویژه در نوک پره طبق معادلهٔ (۱۵) حاصل می‌شود.

$$\omega^2 = \frac{p_z^N}{u_z^N m^N} \qquad (۱۵)$$

سپس بارگذاری جدیدی در طول پره، با استفاده از معادلات (١٦) در هر دو جهت z و y حاصل می‌شود.

$$p_{\substack{z\\y}}^i = \omega^2 m^i \frac{u_{\substack{z\\y}}^i}{\sqrt{(u_z^N)^2 + (u_y^N)^2}} \qquad (۱۶)$$

با استفاده از بارگذاری‌های جدید، خیزهای جدید محاسبه می‌شوند و فرکانس ویژهٔ جدید یافت می‌شود. این پروسه تا جایی تکرار می‌شود که فرکانس ویژه به مقدار ثابتی برسد، که این مقدار، اولین مود ویژهٔ ارتعاشی و خیزهای بدست آمده، اولین شکل مودهای ویژهٔ ارتعاشی در جهات y و z هستند. برای پیدا کردن مودهای ویژهٔ دوم و سوم همین پروسه تکرار می‌شود، با این تفاوت که اصلاحاتی در هر گام برای جلوگیری از همگرا شدن به مود ویژهٔ پیشین صورت می‌گیرد. برای یافتن دومین شکل مودهای ارتعاشی در جهات y و z، برای جلوگیری از همگرا شدن به اولین شکل مودهای ویژه، در هر گام پس از محاسبهٔ خیزهای جدید، قسمتی را که حاوی اولین مود ویژه است، طبق معادلهٔ (۱۷) حذف می‌نماییم.

$$u_{\substack{z\\y}}^{1e} = u_{\substack{z\\y}} - const_1 \times u_{\substack{z\\y}}^{1f} \qquad (۱۷)$$

با توجه به قضیهٔ تعامد مودها در معادلهٔ (۱۸)، مقدار ثابت معادلهٔ (۱۷) طبق معادلهٔ (۱۹) حاصل می‌شود.

$$\int_0^R u_z^{1f} m u_z^{1e} dx + \int_0^R u_y^{1f} m u_y^{1e} dx = 0 \qquad (۱۸)$$

$$const_1 = \frac{\int_0^R u_z^{1f} m u_z dx + \int_0^R u_y^{1f} m u_y dx}{\int_0^R u_z^{1f} m u_z^{1f} dx + \int_0^R u_y^{1f} m u_y^{1f} dx} \qquad (۱۹)$$

برای یافتن سومین شکل مودهای ویژهٔ ارتعاشی نیز از همین روش استفاده می‌شود.

۲.۱. محاسبهٔ نیروهای آیرودینامیکی

مدل آیرودینامیکی که در این پژوهش از آن استفاده شده است، روش مومنتوم المان پره است که به تفصیل در رسالهٔ آقای یاسین آزمند [۱۱] آورده شده است و از شرح آن در این‌جا اجتناب می‌شود.

۲.۲. روش کار مجازی در تعیین معادلات حاکم بر مسأله

در آیروالاستیسیته، بارها به تغییر شکل، و تغییر شکل به بارها بستگی دارد. بنابراین با یک **مسألهٔ** کوپلینگ مواجه هستیم. برای حل **مسأله** به یک مدل ساختاری حاوی ترم‌های اینرسی نیازمندیم. یکی از روش‌های ساختن مدل ساختاری بر اساس اصل کار مجازی است. معادلهٔ حاکم بر حل این **مسأله**، طبق معادلهٔ (۲۰)، قانون دوم نیوتون است. از قوانین کار مجازی می‌توان برای ساختن ماتریس‌های جرم، سختی و نیرو برای سیستم‌های مکانیکی گسسته استفاده نمود. قانون کار مجازی که در معادلهٔ (۲۱) آورده شده است، به این صورت است که کار انجام شده توسط نیروی عمومی، برابر کار انجام شده روی سازه توسط توزیع بارهای خارجی روی شکل خیز مربوطه است.

$$[M]\cdot[\ddot{x}] + [K]\cdot[x] = [F_g] \qquad (۲۰)$$

$$F_{g_i} dx_i = \int_s p\, u_i\, dS \qquad (۲۱)$$

استفاده از توابع شکل مودال، ابزاری برای کاهش تعداد درجات آزادی است. یک شکل خیز، ترکیبی خطی از تعدادی توابع اساسی حقیقی است. توابع اساسی حقیقی فیزیکی، اغلب شکل خیز مربوط به مودهای ویژه با پایین‌ترین فرکانس‌های ویژه هستند. با فرض اینکه یک تغییر شکل برای پره می‌تواند به عنوان یک ترکیب خطی از سه مود ویژهٔ اول ارتعاشی باشد، رابطهٔ (۲۲) برقرار می‌شود.

$$u_{\substack{z\\y}}(x) = x_1 \times u^{1f}_{\substack{z\\y}}(x) + x_2 \times u^{1e}_{\substack{z\\y}}(x) + x_3 \times u^{2f}_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۲۲)$$

از آن جا که مودها ثابت هستند، شتاب‌ها و سرعت‌ها در طول پره مطابق معادلات (۲۳) و (۲٤) هستند.

$$\dot{u}_{\substack{z\\y}}(x) = \dot{x}_1 \times u^{1f}_{\substack{z\\y}}(x) + \dot{x}_2 \times u^{1e}_{\substack{z\\y}}(x) + \dot{x}_3 \times u^{2f}_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۲۳)$$

$$\ddot{u}_{\substack{z\\y}}(x) = \ddot{x}_1 \times u^{1f}_{\substack{z\\y}}(x) + \ddot{x}_2 \times u^{1e}_{\substack{z\\y}}(x) + \ddot{x}_3 \times u^{2f}_{\substack{z\\y}}(x) \qquad (۲۴)$$

طبق معادلهٔ (۲۱)، نیروی عمومی برای هر مود، کار انجام شده روی این مود، توسط بارهای خارجی، بدون مشارکت مودهای دیگر است. لذا عناصر موجود در ماتریس نیروی عمومی طبق معادلهٔ (۲۵) تعیین می‌شوند.

$$\begin{bmatrix} F_{g_1} \\ F_{g_2} \\ F_{g_3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int p_z(x) u^{1f}_z(x) dx + \int p_y(x) u^{1f}_y(x) dx \\ \int p_z(x) u^{1e}_z(x) dx + \int p_y(x) u^{1e}_y(x) dx \\ \int p_z(x) u^{2f}_z(x) dx + \int p_y(x) u^{2f}_y(x) dx \end{bmatrix} \qquad (۲۵)$$

اولین ستون ماتریس جرم، با فرض واحد بودن شتاب اولین درجهٔ آزادی و صفر بودن سایرین و همچنین با تعویض نیروهای خارجی با نیروهای اینرسی طبق معادلهٔ (۲٦) حاصل می‌شود و سایر ستون‌ها نیز بطور مشابه حاصل می‌شوند. عناصر صفر موجود در ماتریس جرم، بدلیل قید تعامد بین مودهای ویژه هستند.

(۲۶)

$$\begin{bmatrix} m_{11} \\ m_{21} \\ m_{31} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int u^{1f}_z(x) m(x) u^{1f}_z(x) dx + \int u^{1f}_y(x) m(x) u^{1f}_y(x) dx \\ \int u^{1f}_z(x) m(x) u^{1e}_z(x) dx + \int u^{1f}_y(x) m(x) u^{1e}_y(x) dx \\ \int u^{1f}_z(x) m(x) u^{2f}_z(x) dx + \int u^{1f}_y(x) m(x) u^{2f}_y(x) dx \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} GM_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

اولین ستون ماتریس سختی با استفاده از نیروی عمومی لازم برای بدست آوردن جابجایی استاتیکی واحد اولین مختصات عمومی حاصل می‌شود. بارهایی که این خیزها را بوجود می‌آورند با توجه معادلهٔ (۱۳)، بصورت معادلهٔ (۲۷) هستند.

$$(p_y, p_z) = (m\,\omega_1^2 u^{1f}_y,\ m\,\omega_1^2 u^{1f}_z) \qquad (۲۷)$$

با جایگذاری این نیروها در معادلهٔ (۲۵)، عناصر موجود در اولین ستون ماتریس سختی به صورت معادلهٔ (۲۸) و عناصر موجود در ستون‌های دوم و سوم، به طور مشابه حاصل می‌شوند.

(۲۸)

$$\begin{bmatrix} k_{11} \\ k_{21} \\ k_{31} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \int \omega_1^2 u^{1f}_z(x) m(x) u^{1f}_z(x) dx + \int \omega_1^2 u^{1f}_y(x) m(x) u^{1f}_y(x) dx \\ \int \omega_1^2 u^{1f}_z(x) m(x) u^{1e}_z(x) dx + \int \omega_1^2 u^{1f}_y(x) m(x) u^{1e}_y(x) dx \\ \int \omega_1^2 u^{1f}_z(x) m(x) u^{2f}_z(x) dx + \int \omega_1^2 u^{1f}_y(x) m(x) u^{2f}_y(x) dx \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \omega_1^2 GM_1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

ترم‌های میرایی سازه‌ای نیز می‌توانند به صورت رابطهٔ (۲۹) مدل شوند که δ_i کاهش لگاریتمی مربوط به مود i ام است.

$$C = \begin{bmatrix} \omega_1 GM_1 \frac{\delta_1}{\pi} & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 GM_2 \frac{\delta_2}{\pi} & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3 GM_3 \frac{\delta_3}{\pi} \end{bmatrix} \qquad (۲۹)$$

در نهایت، معادلهٔ مربوط به ارتعاش اجباری برای یک پرهٔ توربین بادی تحت تحریک نیروی باد، به صورت رابطهٔ (۳۰) است.

(۳۰)

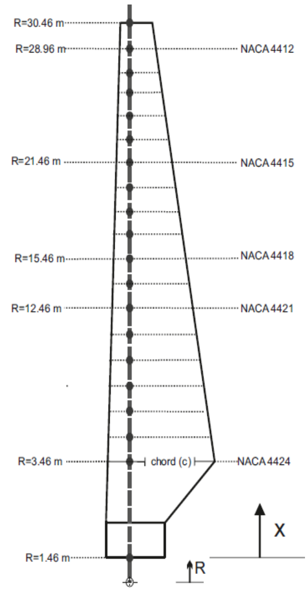
$$\begin{bmatrix} GM_1 & 0 & 0 \\ 0 & GM_2 & 0 \\ 0 & 0 & GM_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \\ \ddot{x}_3 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \omega_1 GM_1 \frac{\delta_1}{\pi} & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 GM_2 \frac{\delta_2}{\pi} & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3 GM_3 \frac{\delta_3}{\pi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{x}_1 \\ \dot{x}_2 \\ \dot{x}_3 \end{bmatrix} +$$

$$\begin{bmatrix} \omega_1 GM_1 & 0 & 0 \\ 0 & \omega_2 GM_2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega_3 GM_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Fg_1 \\ Fg_2 \\ Fg_3 \end{bmatrix}$$

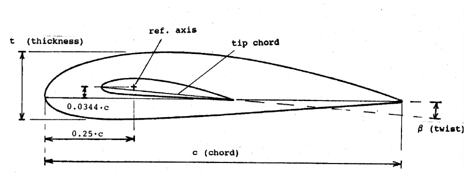
۳. شبیه‌سازی رایانه‌ای و صحه‌گذاری نتایج

۳.۱. شبیه‌سازی هندسهٔ پرهٔ توربین بادی و نتایج

اولین گام در ساخت یک مدل رایانه‌ای در محیط برنامه‌نویسی، تعریف هندسهٔ سیستم مورد بررسی است. پرهٔ شبیه‌سازی شده در این پژوهش، یک پرهٔ ۲۹ متری، مربوط به توربین باد ۲ مگاواتی ساخت کشور دانمارک است که مشخصات هندسی آن که در شکل‌های (۵) و (٦) نمایش داده شده **است**، طبق جدول (۱) آورده شده است. در شکل (۷) مدل شبیه‌سازی شدهٔ این پره نمایش داده شده است.



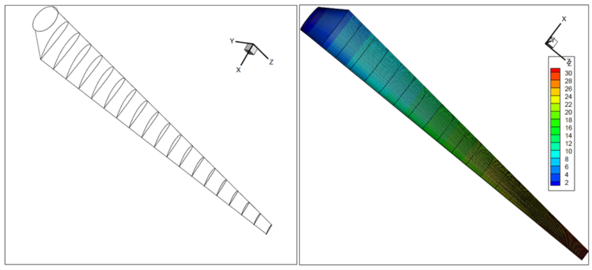
شکل ۵: طرحواره‌ای از پرهٔ ۲۹ متری توربین بادی ۲ مگاواتی Tjaereborg [۱۲]



شکل ٦: طرحواره‌ای از مقطع پرهٔ ۲۹ متری توربین بادی ۲ مگاواتی Tjaereborg **[۱۲]**

جدول ۱ : مشخصات هندسی پرهٔ ۲۹ متری توربین بادی ۲ مگاواتی Tjaereborg **[۱۲]**

ردیف	R [m]	x [m]	c [m]	t [m]	t/c [m]	$\beta[\circ]$
۰	۱/۴۶	۰	۲/۳۱	–	–	۰
۱	۳/۴۶	۲	۳/۶۰	۱/۵۶۷	۴۳/۵۴	۹
۲	۶/۴۶	۵	۳/۳	۱/۰۰۹	۳۰/۵۸	۸
۳	۹/۴۶	۸	۳	۰/۷۲۳	۲۴/۱۰	۷
۴	۱۲/۴۶	۱۱	۲/۷	۰/۵۷۱	۲۱/۱۳	۶
۵	۱۵/۴۶	۱۴	۲/۴	۰/۴۴۹	۱۸/۷	۵
۶	۱۸/۴۶	۱۷	۲/۱۰	۰/۳۵۳	۱۶/۸۱	۴
۷	۲۱/۴۶	۲۰	۱/۸	۰/۲۷۸	۱۵/۴۶	۳
۸	۲۴/۴۶	۲۳	۱/۵	۰/۲۱۶	۱۴/۳۸	۲
۹	۲۷/۴۶	۲۶	۱/۲	۰/۱۶	۱۳/۳۰	۱
۱۰	۳۰/۴۶	۲۹	۰/۹	۰/۱۱	۱۲/۲۲	۰



شکل ۷: مدل رایانه‌ای شبیه‌سازی شدهٔ **پرهٔ توربین بادی ۲ مگاواتی** Tjaereborg

۳.۲. شبیه‌سازی فرکانس‌های طبیعی و شکل مودهای پرهٔ توربین بادی و نتایج

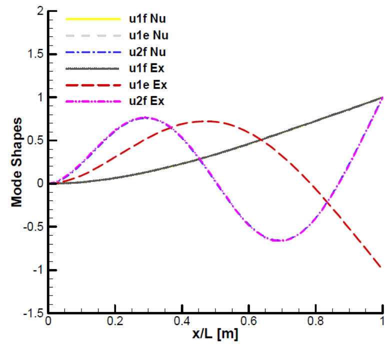
در مرجع [۲] معین‌فرد و همکارانش، برای بررسی ناپایداری پره‌های توربین بادی در اثر تحریک باد، از مدل‌سازی حوزهٔ زمان تیرهای یکسرگیردار با خواص هندسی و فیزیکی متغیر در طول تیر استفاده کرده و با استفاده از اصل همیلتون و با فرض تئوری اویلر – برنولی، معادله دیفرانسیل با مشتق جزئی حرکت تیر با مقطع متغیر را استخراج نموده‌اند و از یک روش عددی تفاضل محدود برای تعیین فرکانس‌های طبیعی و شکل مودهای تیر با مقطع متغیر استفاده کرده و با استفاده از روش گلرکین و بر پایهٔ شکل مودهای استخراج شده، معادله دیفرانسیل با مشتقات جزئی حرکت تیر را تبدیل به معادله دیفرانسیل معمولی کرده و آن را حل نموده‌اند. در این پژوهش، بجای حل معادله دیفرانسیل کامل تیر، با استفاده از گسسته‌سازی پره، از یک الگوریتم عددی جدید برای تعیین فرکانس‌های پرهٔ توربین بادی استفاده شده است. این الگوریتم، در کد محاسباتی شبیه‌سازی شده است. نتایج حاصل از کد محاسباتی، ابتدا با نتایج حاصل از حل دقیق معادلهٔ ارتعاشات آزاد تیر یکنواخت یکسرگیردار مقایسه شده است و پس از حصول اطمینان از عملکرد صحیح این کد، نتایج حاصل، با نتایج حاصل از مقالهٔ معین‌فرد و همکارانش مقایسه شده است. در جدول (۲) فرکانس‌های طبیعی متناظر با سه شکل مود اول تیر در دو حالت حل دقیق و حل عددی برای تیر یکنواخت یکسرگیردار با مشخصات واحد، $EI(x)=1$ و $m(x)=1$ با یکدیگر مقایسه شده‌اند.

مشهود است که درصد خطای نهایی بین مقادیر دقیق و عددی بسیار کم است و نتایج حل دقیق و حل عددی همخوانی بالایی با یکدیگر دارند. لذا روش حل ارائه شده برای فرکانس‌های طبیعی کاملا قابل اعتماد خواهد بود و در ادامه از این الگوریتم برای پیدا کردن فرکانس‌های طبیعی پره استفاده خواهد شد. همان‌طور که در جدول (۲) مشاهده می‌شود، فرکانس‌های طبیعی حاصل از کد محاسباتی در دو ستون با جرم متمرکزهای متفاوت ارائه شده است. کاملا مشهود است که هر چه قدر تعداد جرم‌های متمرکز برای نشان دادن سیستم به صورت صحیح افزایش یابد، دقت در فرکانس‌ها نیز افزایش می‌یابد.

در شکل (۸) سه شکل مود اول بدست آمده حاصل از کد محاسباتی رسم شده است و با شکل مودهای حاصل از حل دقیق معادله ارتعاشات آزاد تیر یکنواخت یکسرگیردار مقایسه شده است. این شکل قابلیت اطمینان این الگوریتم در محاسبهٔ شکل مودهای تیر را نشان می‌دهد.

جدول ۲: فرکانس‌های طبیعی تیر یکسرگیردار گسسته حاصل از حل دقیق و حل عددی با ۱۹ جرم متمرکز و ۵۱ جرم متمرکز

شمارهٔ مود	حل دقیق	حل عددی با ۱۹جرم متمرکز	درصد خطا	حل عددی با ۵۱ جرم متمرکز	درصد خطا
۱	۳/۵۱٦	۳/۵۱۵۱۹	۰/۰۲۳	۳/۵۱۵۹۱	۰/۰۰۲۵
۲	۲۲/۰۳٤٦	۲۲/۱۱۲۸	۰/۳۵۵	۲۲/۰٤٤۲	۰/۰٤۳۵٦۷۸
۳	٦۱/٦۹٦۳	٦۲/٤۷٤۲	۱/۲٦	٦۱/۷۹۱۵	۰/۱۵

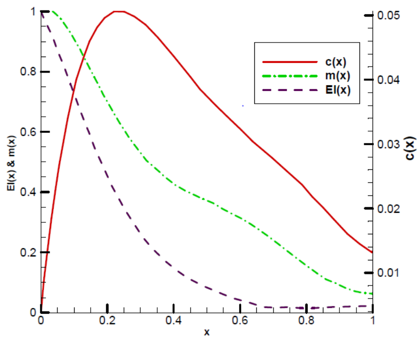


شکل ۸: شکل مودهای تیر یکنواخت، مقایسهٔ حل عددی با ۵۱ جرم متمرکز و حل دقیق

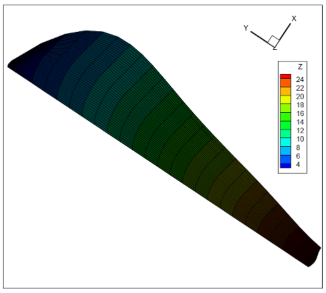
در مقایسهٔ دیگری که بین فرکانس‌های طبیعی صورت گرفته است، پره‌ای با فرض بر این که دارای سطح مقطع به شکل ایرفویل NREL S 809 (این ایرفویل به طور عمده در طراحی پره‌های توربین باد مورد استفاده قرار می‌گیرد) باشد، شبیه‌سازی شده است که پارامترهای نرمال آن در جدول (۳) معرفی شده‌اند. تغییرات EI(x) و m(x) بر حسب طول تیر نیز در شکل (۹) نمایش داده شده است. در این شکل همچنین تغییرات وتر ایرفویل یعنی c(x) در طول تیر بر روی محور عمودی در سمت راست شکل قابل مشاهده است. مدل رایانه‌ای شبیه‌سازی شدهٔ پرهٔ توربین بادی با مشخصاتی که طی جدول و شکل آورده شده است، در شکل (۱۰) نشان داده شده است. فرکانس‌های طبیعی پرهٔ مذکور با ۲۵ جرم گسسته، با فرکانس‌های طبیعی موجود در مرجع [۲] مقایسه شده است و نتایج در جدول ارائه شده است. همان‌طور که در جدول مشاهده می‌شود، فرکانس‌های حاصل از حل عددی در این رساله با مرجع [۲] اختلاف دارند که عمدهٔ خطا ناشی از عدم دسترسی به داده‌های واقعی استفاده شده در مرجع [۲] است که دقت در تخمین داده‌های ورودی را کاهش داده است. علاوه بر این، در این پژوهش از مدل جرم متمرکز استفاده شده است و یک جرم پیوسته با بی‌نهایت درجهٔ آزادی تنها با ۲۵ جرم متمرکز مدل‌سازی شده است و این در حالی است که در مرجع [۲] معادلهٔ تیر به صورت کامل حل شده است.

جدول ۳: خواص هندسی و فیزیکی پرهٔ NREL S 809 M1b [۲]

پارامتر	$M(0)[Kgm^{-1}]$	$EI(0)[NM^2]$	$L\ [m]$
مقدار	٦٤/٦۰	۱۹۳۲۰۰۰۰	۲٤



شکل ۹: تغییرات EI(x)، m(x) و c(x) در پرهٔ تحت بررسی [۲]



شکل ۱۰: مدل رایانه‌ای شبیه‌سازی شدهٔ پرهٔ توربین بادی با سطح مقطع ایرفویل NREL S 809

جدول٤: مقایسهٔ فرکانس‌های طبیعی مدل شبیه‌سازی شده با ۲۵ جرم متمرکز با فرکانس‌های طبیعی مرجع [۲]

شمارهٔ مود	مدل گسسته با ۲۵ جرم متمرکز	روش عددی [۲]	درصد خطا
۱	۳/۳۸	۳/۱۳۵٦	۱۰
۲	۱٤/۰۲۸۲	۱۵/۸۰۱٦	۱۱/۲۲
۳	۳۳/۰۱۲۳	۳٦/٤٦۵۲	۹/٤۵

۳.۳. شبیه‌سازی معادلات حرکت پره و پاسخ دینامیکی آن و نتایج

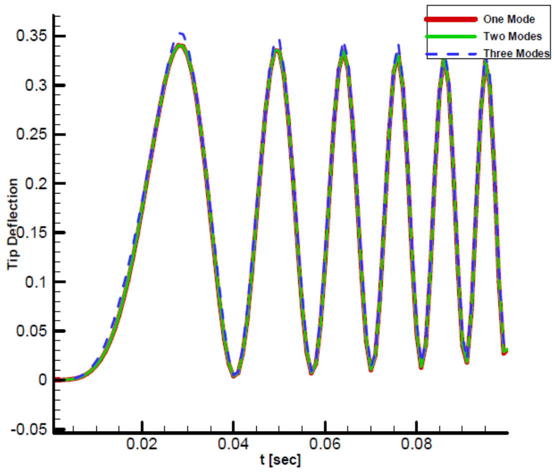
برای بررسی پایداری یا ناپایداری پرهٔ توربین بادی تحت تاثیر نیروهای آیرودینامیک باد، در این پژوهش پرهٔ ۲۹ متری توربین باد ۲ مگاواتی Tjaereborg که در قسمت قبل شبیه‌سازی آن ارائه شد، در نظر گرفته شده است که پارامترهای سازه‌ای مهم آن نیز در جدول (۵) درج شده است.

جدول۵: پارامترهای سازه‌ای مهم پرهٔ Tjaereborg [۹]

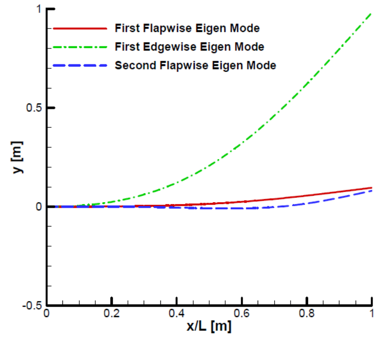
ردیف	$R[m]$	EI_1 $[MN.m^2]$	EI_2 $[MN.m^2]$	M $[Kgm^{-1}]$	$v[\circ]$
۰	۱/۴۶	۱۲۰۰۰	۱۲۰۰۰	۱۷۰۰	۰
۱	۳/۴۶	۱۶۳۰	۱۷۲۵	۳۳۰	۵/۹
۲	۴/۹۶	۱۰۸۰	۱۹۴۰	۳۸۹	۰/۹۴
۳	۶/۴۶	۶۲۳	۱۴۹۰	۳۴۷	۱/۳
۴	۹/۴۶	۲۵۵	۹۰۵	۲۸۳	۱/۰۹
۵	۱۲/۴۶	۱۲۹	۵۵۷	۲۳۵	۰/۸۶
۶	۱۵/۴۶	۶۴/۸	۳۴۹	۱۹۶	۰/۸۶
۷	۱۸/۴۶	۳۲/۴	۲۲۱	۱۶۶	۰/۹۱
۸	۲۱/۴۶	۱۵/۲	۱۳۱	۱۷۲	۰/۸۳
۹	۲۴/۴۶	۶/۰۴	۶۵/۷	۹۰/۳	۰/۶۳
۱۰	۲۷/۴۶	۱/۸۲	۲۸/۱	۳۲/۶	۰/۱۶
۱۱	۳۰/۴۶	۰/۳۲	۹/۵	۲۴/۲	-۰/۵۲

این پره به صورت یک تیر یکسرگیردار با ۱۲ جرم متمرکز مدل‌سازی شده است و پاسخ دینامیکی نوک این پره در دو جهت y که منطبق بر خط وتر نوک و z، عمود بر آن، مورد بررسی قرار گرفته است. پس از یافتن سه مود ویژهٔ اول ارتعاشی، می‌توان تغییر شکل برای یک پره را به صورت ترکیبی خطی از سه مود اول فرض نمود. از آن جایی که این پره به صورت یک مدل گسسته با ۱۲ جرم متمرکز مدل‌سازی شده است بنابراین دارای ۱۲ شکل مود است، اما در نظر گرفتن سه مود ویژهٔ اول نیز دقت قابل قبولی را ارائه می‌دهد. برای اثبات این امر، شکل (۱۱) پاسخ دینامیکی نوک تیر را تحت اثر باد با سرعت ۱۰ متر برثانیه را نشان می‌دهد. نتایج به ازای در نظر گرفتن یک، دو و سه شکل مود موثر در پاسخ دینامیکی تیر با یکدیگر مقایسه شده است. این شکل به طور واضح نشان می‌دهد که حتی در نظر گرفتن یک شکل مود هم در تخمین پاسخ دینامیکی تیر، نتیجهٔ قابل قبولی خواهد داشت. لذا افزایش تعداد شکل مودهای موثر در پاسخ دینامیکی تیر تنها منجر به افزایش زمان و هزینهٔ محاسبات خواهد شد و تاثیر قابل توجهی بر پاسخ دینامیکی تخمینی نخواهد داشت. لذا از این جا به بعد تخمین پاسخ دینامیکی تیر با احتساب سه شکل مود انجام خواهد شد.

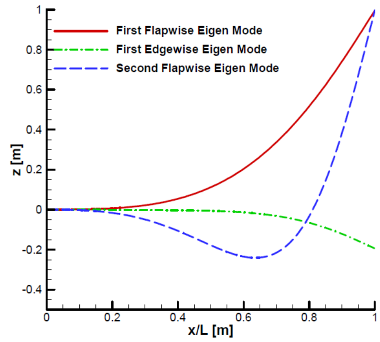
سه شکل مود اول پرهٔ مورد بررسی، در هر دو جهت y و z در شکل‌های (۱۲) و (۱۳) رسم شده است. همچنین سه فرکانس طبیعی این تیر در جدول لیست گردیده است. در ادامه، این شکل مودها به منظور پیدا کردن پاسخ دینامیکی تیر تحت تحریک باد بکار گرفته شده‌اند. به منظور کاهش حداکثری زمان و هزینهٔ محاسبات، هر کدام از شکل مودها با یک چند جمله‌ای درجه ۱۰ تقریب زده شده‌اند.



شکل ۱۱: تاثیر افزایش تعداد شکل مودها در تخمین پاسخ دینامیکی



شکل ۱۲: شکل مودهای پرهٔ توربین بادی Tjaereborg با ۱۲ در جهت y



شکل ۱۳: شکل مودهای پرهٔ توربین بادی Tjaereborg با ۱۲ جرم متمرکز در جهت z

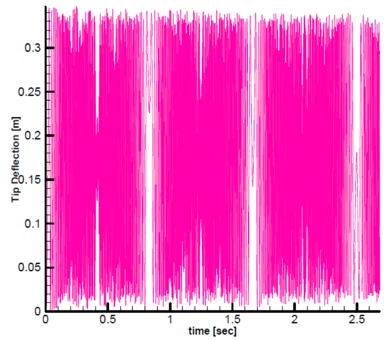
جدول ٦: فرکانس‌های طبیعی پرهٔ توربین بادی Tjaereborg

فرکانس طبیعی $[rad.s^{-1}]$	شمارهٔ مود
۷/۵۵	۱
۱۴/۷۶	۲
۲۲/۴۳	۳

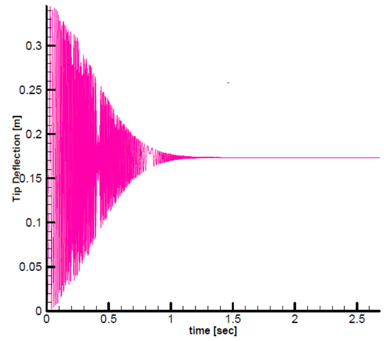
استفاده از قوانین کار مجازی روشی برای ساختن ماتریس جرم، ماتریس سختی و ماتریس میرایی، برای یک سیستم مکانیکی گسسته است. با استفاده از روش کار مجازی و بر پایهٔ شکل مودها و فرکانس‌های طبیعی استخراج شده در مرحلهٔ قبل، عناصر موجود در ماتریس‌های جرم و سختی و میرایی حاصل می‌شوند. سپس سه معادلهٔ کوپله نشده (مستقل) بر حسب مختصات اصلی طبق رابطهٔ (۳۱) حاصل می‌شود که ثابت‌های این معادلات با توجه به شرایط مرزی موجود در هر لحظه تعیین می‌گردند. این معادلات به صورت تحلیلی حل می‌شوند. در هر مرحله با انتخاب یک گام زمانی، مختصات اصلی، x_1، x_2 و x_3 بدست آمده و با جایگذاری این مختصات در رابطهٔ (۲۲)، تغییرشکل‌های پره در هر دو جهت y وz حاصل می‌شوند. تغییر شکل‌های ایجاد شده منجر به تغییرات نیروهای آیرودینامیک می‌شود. مجددا با این نیروهای آیرودینامیک جدید معادلات حرکت جدید استخراج شده و پاسخ‌های جدیدی بدست می‌آید. این روند تا زمان یک دور کامل پره ادامه پیدا می‌کند و با توجه به پاسخ پره در این مدت زمان، پایداری یا ناپایداری

آن تعیین می‌گردد. در ادامه، با نسبت میرایی‌های متفاوت، پاسخ دینامیکی بدست آمدهٔ نوک پرهٔ توربین بادی مورد تحلیل قرار گرفته است. شکل‌های (۱٤) تا (۱٦) پاسخ دینامیکی نوک تیر را در سرعت باد ۱۰ متر بر ثانیه به ازای نسبت میرایی‌های متفاوت نشان می‌دهد.

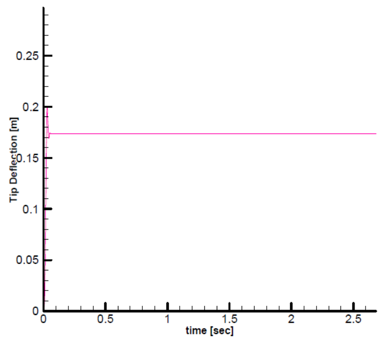
$$\ddot{x}_i + 2\xi_i \omega_i \dot{x}_i + \omega_i^2 x_i = \frac{Fg_i}{GM_i} \qquad (۳۱)$$



شکل ۱٤: پاسخ دینامیکی نوک پرهٔ توربین بادی Tjaereborg با نسبت میرایی $\xi = 0$ در سرعت باد ۱۰ ms^{-1} با سرعت دورانی ۲۲/۳٦ rpm



شکل ۱٥: پاسخ دینامیکی نوک پرهٔ توربین بادی Tjaereborg با نسبت میرایی $\xi = 0.001$ در سرعت باد ۱۰ ms^{-1} با سرعت دورانی ۲۲/۳٦ rpm



شکل ۱٦: پاسخ دینامیکی نوک پرهٔ توربین بادی Tjaereborg با نسبت میرایی $\xi = 0.1$ در سرعت باد ۱۰ ms^{-1} با سرعت دورانی ۲۲/۳٦ rpm

نتیجه مشخص می‌کند که در حالتی که سیستم بدون میرایی باشد ($\xi = 0$) در طول یک دور کامل پره، دامنهٔ نوسانات ثابت است و پره با دامنهٔ ثابت به نوسانات خود ادامه می‌دهد اما در ارتعاشات میرا دامنهٔ ارتعاش با هر نوسان در حال کاهش است. تاثیر مهم میرایی در مدت زمان مستهلک شدن ارتعاشات است. همان‌طور که از نمودارهای موجود در شکل‌های (۱٤) تا (۱٦) مشهود است، نرخ استهلاک آن‌ها با افزایش نسبت میرایی، افزایش چشم‌گیری داشته است. بنابراین می‌توان با در نظر گرفتن یک میرایی مناسب از نوسانات پره جلوگیری کرد.

کاملا مشخص است با افزایش نسبت میرایی، ارتعاشات سازه در مدت زمان کمتری مستهلک شده و بنابراین با سرعت بیشتری در وضعیت پایدار قرار می‌گیرد. بنابراین هنگامی که سازهٔ پرهٔ توربین بادی دارای میرایی بیشتری است، کمتر در معرض نوسانات حاصل از نیروهای بادی قرار می‌گیرد. میرایی بحرانی در یک سازه، کوچک‌ترین مقدار میرایی است که از نوسانات سازه جلوگیری می‌کند. این نسبت مرزی بین دو حالت وقوع و عدم وقوع ارتعاش است. حال، هرچه میرایی یک سازه از این مقدار کوچک‌تر باشد، نوسانات بیشتری خواهد داشت. میرایی بحرانی به صورت رابطهٔ (۳۲) تعیین می‌شود که در این رابطه GM_i بیانگر عنصر iام از ماتریس جرم عمومی سیستم و ω_i بیانگر فرکانس طبیعی iام سیستم است که این مقادیر برای پرهٔ توربین باد ۲ مگاواتی Tjaereborg در طی محاسبات بدست آمده‌اند. سیستم میراکننده در پره طوری باید طراحی شود که میرایی سیستم به این مقادیر نزدیک باشد.

$$C_{cri} = 2 \times GM_i \times \omega_i \qquad (۳۲)$$

پدیدهٔ آیروالاستیک در توربین‌های بادی علاوه بر آن که منجر به کاهش طول عمر در پره می‌شود، توان خروجی را نیز کاهش می‌دهد. هر چه میرایی سیستم از میرایی بحرانی آن کم‌تر باشد، درصد کاهش توان خروجی نیز بیشتر می‌شود. برای اثبات این امر نتایج حاصل از کد آیروالاستیک در جدول (۷) آورده شده است.

جدول ۷: تاثیر افزایش نسبت میرایی در درصد کاهش توان تولیدی پرهٔ توربین بادی Tjaereborg در سرعت باد ۱۰ ms^{-1}

نسبت میرایی	درصد کاهش توان
۰	۰/۰۰۱۱
۰/۰۰۱	۰/۰۰۰۵۵
۱	۰

برای بررسی تاثیر سرعت بر روی پاسخ دینامیکی، پاسخ دینامیکی نوک تیر در سرعت‌های باد ۱۵ و۲۰ متر بر ثانیه، به ازای نسبت میرایی‌های متفاوت بدست آورده شده است و نتایج حاصل در جدول (۸) آورده شده است. نتایج مشخص می‌کند که با افزایش سرعت، زمان استهلاک نوسات، بیشینه جابجایی نوک پره، جابجایی ماندگار نوک پره و همین‌طور درصد کاهش توان تولیدی پره نیز افزایش می‌یابد. بنابراین بروز پدیدهٔ آیروالاستیک

در سرعت‌های بالای باد اثرات زیان‌باری از جمله شکست و خرابی توربین و همین‌طور کاهش توان تولیدی طراحی خواهد داشت.

جدول ۸: تاثیر افزایش سرعت در بیشینه جابجایی و جابجایی ماندگار نوک پرۀ توربین و همچنین تاثیر آن در زمان استهلاک نوسانات و درصد کاهش توان تولیدی پرۀ توربین Tjaereborg با نسبت میرایی ۰/۰۰۱

سرعت باد $[ms^{-1}]$	بیشینه جابجایی نوک پره $[m]$	جابجایی ماندگار نوک پره $[m]$	مدت زمان مستهلک شدن ارتعاشات سازه [sec]	درصد کاهش توان تولیدی
۱۰	۰/۳٤۲۷	۰/۱۷۳۵	۱/۸٦۸	۰/۰۰۰٥٥
۱٥	۱/۰۲۰٤	۰/٥۱۲۹	۲/۰۸۹	۰/۰۱۷
۲۰	۱/۷۲۳	۰/۸٦٤۹	۲/۱	۰/۰٦۲

۴. نتیجه‌گیری

معین فرد و همکارانش، برای بررسی ناپایداری پره‌های توربین بادی در اثر تحریک باد، از مدل‌سازی حوزۀ زمان تیرهای یکسرگیردار با خواص هندسی و فیزیکی متغیر در طول تیر استفاده کرده و با استفاده از اصل همیلتون و با فرض تئوری اویلر – برنولی، معادله دیفرانسیل با مشتق جزئی حرکت تیر با مقطع متغیر را استخراج نموده‌اند و از یک روش عددی تفاضل محدود برای تعیین فرکانس‌های طبیعی و شکل مودهای تیر با مقطع متغیر استفاده کرده و با استفاده از روش گلرکین و بر پایۀ شکل مودهای استخراج شده، معادله دیفرانسیل با مشتقات جزئی حرکت تیر را تبدیل به معادله دیفرانسیل معمولی کرده و آن را حل نموده‌اند، اما در این پژوهش بجای در نظر گرفتن پره به صورت یک تیر پیوسته و حل کامل معادلات حاکم بر آن، از مدل گسسته استفاده شد و با استفاده از روش کار مجازی و بر پایۀ شکل مودها و فرکانس‌های طبیعی استخراج شده، پاسخ دینامیکی پره حاصل شد. پاسخ دینامیکی این پره، با در نظر گرفتن نوسانات در هر دو جهت y که منطبق بر خط وتر نوک و z، عمود بر آن، مورد بررسی قرار گرفت.

پاسخ دینامیکی نوک پره در سرعت‌های باد ۱۰ و۱۵ و۲۰ متر بر ثانیه و به ازای نسبت میرایی‌های متفاوت با هم مقایسه شد. نتیجه مشخص می‌کند که در حالتی که سیستم بدون میرایی باشد، $(\xi = 0)$، در طول یک دور کامل پره، دامنۀ نوسانات ثابت است و پره با دامنۀ ثابت به نوسانات خود ادامه می‌دهد اما در ارتعاشات میرا دامنۀ ارتعاش با هر نوسان در حال کاهش است. تاثیر مهم میرایی در مدت زمان مستهلک شدن ارتعاشات است. نتایج نشان داد با افزایش نسبت میرایی، ارتعاشات سازه در مدت زمان کمتری مستهلک شده و بنابراین با سرعت بیشتری در وضعیت پایدار قرار می‌گیرد. بنابراین هنگامی که سازۀ پرۀ توربین بادی دارای میرایی بیشتری است کمتر در معرض نوسانات حاصل از نیروهای بادی قرار می‌گیرد. میرایی بحرانی در یک سازه، کوچک‌ترین مقدار میرایی است که از نوسانات سازه جلوگیری می‌کند. این نسبت مرزی بین دو حالت وقوع و عدم وقوع ارتعاش است. حال، هرچه میرایی یک سازه از این مقدار کوچک‌تر باشد، نوسانات بیشتری خواهد داشت. سیستم میراکننده در پره طوری باید طراحی شود که میرایی سیستم به این مقادیر نزدیک باشد. پدیدۀ آیروالاستیک در توربین‌های بادی علاوه بر آن که منجر به کاهش طول عمر در پره می‌شود، توان خروجی را نیز کاهش می‌دهد. هر چه میرایی سیستم از میرایی بحرانی آن کم‌تر باشد، درصد کاهش توان خروجی نیز بیشتر می‌شود. همچنین نتایج مشخص می‌کند که با افزایش سرعت، زمان استهلاک نوسات، بیشینه جابجایی نوک پره، جابجایی ماندگار نوک پره و همین‌طور درصد کاهش توان تولیدی پره نیز افزایش می‌یابد. بنابراین بروز پدیدۀ آیروالاستیک در سرعت‌های بالای باد اثرات زیان‌باری از جمله شکست و خرابی توربین و همین‌طور کاهش توان تولیدی طراحی خواهد داشت. در تمامی این بررسی‌ها پرۀ توربین باد بررسی شده پایدار بود چرا که دامنۀ نوسات در نهایت همگرا می‌شد البته جز در مواردی که سیستم نامیرا بود.

منابع

[1] E. H. Dowell and K. C. Hall, “Modeling of fluid-structure intraction,” Annual Review of Fluid Mechanics, vol.33, pp. 445-490, 2001.

[2] H. Moeenfard, B. Moetakef Imani, M. Davoudi and A. Rahimzadeh, “Dynamic instability in tapered beams under wind excitation,” Modares Mechanical Engineering, vol.15, No.3, pp. 153-161, 2015 (InPersian).

[3] P. K. Chaviaropoulos, “Flap/Lead-Lag aeroelastic stability of wind turbine blade sections,” Wind energy, 2, pp. 99-112, 1999.

[4] A. Ahlstrom, “Influence of wind turbine flexibility on loads and power production,” Journal of Wind Energy, 9(3), pp. 237-249, 2006.

[5] M. Goland, “The flutter of a uniform cantilever wing,” Journal of Applied Mechanicsvol.12(4), pp. A-197-A204, 1945.

[6] K. Eskandary, M. Dardel, M. H. Pashaei and A. K. Moosavi, “Nonlinear aeroelastic analysis of high-aspect-ratio wings in low subsonic flow, Acta Astronautica,” vol. 70, pp. 6-22, 2012.

[7] D. Tang, J. K. Henry and E. H. Dowell, “Limit Cycle Oscillations of Delta Wing Models in Low Subsonic Flow, ’’ AIAA Journal, vol. 37, pp. 1355-1362, 1999/11/01 1999.

[8] D. M. Tang and E. H. Dowell “Effects of geometric structural nonlinearity on flutter and limit cycle oscillation of high-aspect-ratio wings, ’’ Journal of Fluids and Structures, vol. 19, pp. 291-306, 2004.

[9] O. L. Hansen “Aerodynamics of Wind Turbines, ” 2nd edition, Earthscan in the UK and USA, 2008.

[10] J. M. Gere and S. P. Timoshenko “ Mechanics of Materials, ” van Nostrand Reinhold Company, New York, 1972.

[۱۱] یاسین آزمند، تحلیل آیرودینامیکی توربین های بادی، پایان نامۀ کارشناسی، دلنشکده مهندسی مکانیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، ۱۳۹۰.

[12] S. ϕye “TJEAERBORG Wind Turbine Geometric and Operational Data, ” Depart of Fluid Mechanics, Technical University of Denmark (DTU), 1988.