



تحلیل ارتعاشات آزاد سه بعدی نانورق مستطیلی بر اساس تئوری الاستیسیته غیرمحلی

احسان عبدالله زاده شهربابکی¹، اکبر علی بیگلوی^{2*}

1- دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

2- دانشیار، مهندسی مکانیک، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

* تهران، صندوق پستی 143-14115، abeigloo@modares.ac.ir

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: 29 تیر 1394

پذیرش: 21 شهریور 1394

ارائه در سایت: 11 مهر 1394

کلید واژگان:

سه بعدی

ارتعاشات

الاستیسیته غیرمحلی

نانورق

چکیده

در روش‌های متداول ریتز و گلرکین بر اساس تئوری الاستیسیته محلی، معمولاً از چند جمله ای به عنوان توابع تقریب استفاده می‌شود. اما این روش‌ها برای استفاده در تحلیل غیرمحلی سه بعدی مناسب نیستند. در مطالعه حاضر برای غلبه بر این مشکل نوعی راهبرد باقی‌مانده وزنی، با توابع مثلثاتی به عنوان توابع تقریب مناسب تأثیر تکیه‌گاه‌های مختلف در رفتار فرکانسی نانو ورق بررسی شده است. اعتبار سنجی فرمول‌بندی حاضر از طریق مقایسه نتایج عددی حاصل با نتایج ارائه شده در مقالات انجام پذیرفته است. طبق نتایج عددی حاصل، رفتار فرکانسی نانو ورق قویاً متأثر از پارامتر غیر محلی بوده و این اثر در مودهای ارتعاشی بالا به دلیل کوچک بودن طول موج مود از اهمیت بالایی برخوردار است. نتایج این تحقیق نشان می‌دهد که تفاوت فاحشی بین رفتار جواب مدل سه بعدی نانورق و مدل دو بعدی آن وجود دارد و همچنین اختلاف پاسخ تحلیل دو و سه بعدی در این حد در الاستیسیته کلاسیک بارز نیست. همچنین تأثیرات نسبت طول به ضخامت، نسبت ابعادی، پارامتر غیرمحلی، و شرایط مرزی مختلف بر فرکانس طبیعی پایه نانورق مورد مطالعه قرار گرفته است. این حل مرجع می‌تواند برای تخمین دقت تئوریهای دو بعدی مرسوم مورد استفاده قرار گیرد.

Three-dimensional free vibration analysis of rectangular nanoplates based on nonlocal theory of elasticity

Ehsan Abdollahzadeh Shahrababaki, Akbar Alibeigloo*

Department of Mechanical Engineering, Tarbiat Modares University, Tehran, Iran.

* P.O.B. 14115-143 Tehran, Iran, abeigloo@modares.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper

Received 20 July 2015

Accepted 12 September 2015

Available Online 03 October 2015

Keywords:

Three-dimensional

Vibration

Nonlocal Elasticity

Nanoplate

ABSTRACT

Conventional Ritz and Galerkin methods based on local theory of elasticity employ polynomials as their approximating functions, however these methods are not convenient to use in three-dimensional nonlocal analysis. In the present study, to conquer this difficulty, a type of weighted residual approach with a set of trigonometric approximating functions was developed. By using appropriate trigonometric approximating functions it is possible to consider the effect of various edges boundary conditions on frequency behavior of nanoplate. Validation of present formulation is carried out by comparing numerical result with the published results. It is concluded that the effect of nonlocal parameter on natural frequencies is significant, especially in higher modes due to the lower wavelength of the mode. The research shows that in nonlocal elasticity there are distinct discrepancies between behaviors of two and three-dimensional results. In addition, the difference between the two- and three-dimensional results in local elasticity is not as noticeable as in nonlocal elasticity. Furthermore, the effects of length to thickness ratio, aspect ratio, nonlocal parameter and different boundary conditions on fundamental natural frequency of nanoplates were studied. This benchmark solution can be used to assess the accuracy of conventional two-dimensional theories.

1- مقدمه

بکار برده شوند. در تحلیل سازه‌های نانو به دلیل پرهزینه بودن روش‌های تجربی و زمان‌بر بودن روش شبیه‌سازی دینامیک مولکولی، تحلیل‌گران به بررسی تحلیلی در شرایط مرزی و هندسه‌های ساده روی آورده‌اند. این تحلیل‌ها معمولاً به حالت‌های یک و یا دو بعدی محدود می‌شود. باید توجه داشت که تحلیل دو و سه بعدی الاستیسیته غیرمحلی، بطور قابل ملاحظه‌ای نتایج متفاوتی دارد که این مسأله در این حد در الاستیسیته کلاسیک دیده نمی‌شود.

ریشه‌های پیدایش الاستیسیته غیرمحلی را می‌توان در سال 1967 جستجو کرد. این نوع الاستیسیته برای توصیف معادلات حاکم بر جسم الاستیک، هنگامی که در ابعاد نزدیک به شبکه مولکولی هستند بکار می‌رود و این اندازه ابعاد مرز تمایز تئوری‌های دینامیک شبکه و الاستیسیته معمولی است. روش‌های متداول حل در الاستیسیته معمولی از قبیل المان محدود، و روش انرژی، در مورد الاستیسیته غیرمحلی نیاز به اصلاحات دارد تا در مقیاس نانو

Please cite this article using:

E. Abdollahzadeh Shahrababaki, A. Alibeigloo, Three-dimensional free vibration analysis of rectangular nanoplates based on nonlocal theory of elasticity, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 11, pp. 54-62, 2015 (In Persian)

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

وینکلر-پسترناک و تحت بارهای همزمان مکانیکی-حرارتی-رطوبتی را به انجام رساندند.

طبق بررسی‌های انجام شده مشخص شد که تحلیل ارتعاشات آزاد سه بعدی نانوورق مستطیلی با تکیه‌گاه‌های متفاوت تاکنون ارائه نشده است و این تحلیل در مقاله حاضر ارائه می‌شود. هدف این مقاله پیدا کردن فرکانس‌های طبیعی نانوورق با استفاده از نوعی روش باقی‌مانده وزنی برای گسترش تحلیل‌های الاستیسیته غیرمحلی به سه بعد است. حل این مسأله تاکنون فقط برای تکیه‌گاه ساده انجام شده است که یکی از منابع صحت سنجی مقاله می‌باشد. در این تحقیق، ورق سه بعدی در نظر گرفته می‌شود و الاستیسیته خطی برای نوشتن کرنش‌ها بر حسب جابجایی‌ها بکار برده می‌شود. غیرمحلی بودن الاستیسیته فرض دیگری است که رابطه رفتاری را تعیین می‌کند. در بخش نتایج، تأثیر پارامتر غیرمحلی، شرایط مرزی مختلف، و نسبت‌های ابعادی نانوورق بر فرکانس‌های طبیعی آن بررسی می‌شود. نتایج این پژوهش دید روشنی از تأثیر عدد موج بر فرکانس‌های طبیعی یک جامد با رفتار الاستیسیته غیرمحلی بدست می‌دهد.

2- تئوری

2-1- الاستیسیته سه بعدی غیرمحلی

بر اساس تئوری الاستیسیته غیرمحلی، تنش غیرمحلی، σ ، در هر نقطه در یک جامد تابع کرنش‌ها در تمام نقاط دیگر آن است و در این تئوری فقط معادله رفتاری با الاستیسیته کلاسیک متداول متفاوت است. در الاستیسیته غیرمحلی جزء اضافی و متفاوت معادله رفتاری به شکل (1) است [23].

$$\sigma_{ij} = \int_{\nu} K(|\bar{x} - x|, \tau) t_{ij}(\bar{x}) d\bar{x} \quad (1)$$

که در آن σ_{ij} مؤلفه‌های تنسور تنش غیرمحلی هستند. همچنین تابع هسته به شکل $K(|\bar{x} - x|, \tau)$ نماینده مدول غیرمحلی است. $|\bar{x} - x|$ فاصله در نرم اقلیدوسی است و τ یک ثابت ماده تعریف شده که به طول‌های مشخصه داخلی و خارجی (به ترتیب مانند فواصل شبکه کریستالی و طول موج) بستگی دارد [23]. بعلاوه $t_{ij}(\bar{x})$ مؤلفه‌های تنسور تنش ماکروسکوپی در نقطه‌ای با مختصات x برای ماده ایزوتروپیک بصورت رابطه (2) نوشته می‌شود [24]:

$$\begin{pmatrix} t_{xx} \\ t_{yy} \\ t_{zz} \\ t_{yz} \\ t_{xz} \\ t_{xy} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2\mu \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy} \end{pmatrix} = [C] \varepsilon \quad (2)$$

که در آن λ و μ به ترتیب ثوابت لامه و مدول برشی هستند و $[C]$ ماتریس سفتی الاستیسیته است. همچنین ε_{ij} مؤلفه‌های تنسور کرنش هستند. مشابه الاستیسیته غیرمحلی رابطه کرنش-جابجایی، در مختصات کارتزین به شکل رابطه (3) است [24].

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v}{\partial y}, \varepsilon_{zz} = \frac{\partial w}{\partial z}, \varepsilon_{yz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right), \quad (3)$$

ارینگن در سال 1983 [1] یک فرم دیفرانسیلی برای معادله رفتاری جامد الاستیک بر اساس الاستیسیته غیرمحلی ارائه نمود. پولیزوتو [2] اثبات کرد که قانون حداقل انرژی پتانسیل، در مورد مسائل استاتیکی در الاستیسیته غیرمحلی نیز قابل اعمال است. آقابابایی و ردی [3] ارتعاشات آزاد ورق با فرمول‌بندی درجات بالا با شرایط مرزی تکیه‌گاه ساده بر اساس تئوری الاستیسیته غیرمحلی را بررسی کردند. پرادهان و فدیکار [4] یک تحلیل پارامتری برای رفتار ارتعاشی نانوورق کلاسیک و تغییر فرم برشی با شرایط مرزی تکیه‌گاه ساده انجام دادند. مورمو و پرادهان [5] روش جداسازی متغیرها را برای یافتن یک حل تحلیلی برای ارتعاشات درون صفحه ورق کرشهوف با دو تکیه‌گاه ساده و دو تکیه‌گاه دلخواه بکار بردند. پرادهان و مورمو [6] روش مربعات تفاضلی (DQ) دو بعدی را برای تحلیل کماتش ورق کرشهوف مستطیلی با تکیه‌گاه‌های ساده استفاده کردند. شن و همکاران [7] با تکنیک آشفتگی دو گامی ارتعاشات آزاد غیر خطی نانوورق کلاسیک با تکیه‌گاه ساده در محیط گرمایی را مطالعه کردند. بر اساس فرمول بندی حساب تغییرات، فدیکار و پرادهان [8] از طریق المان محدود، کماتش و خمش و ارتعاشات آزاد نانوتیر اویلر برنولی و نانوورق کرشهوف را بررسی نمودند. لازم به ذکر است که این مقاله نقطه عطفی در بکارگیری المان محدود در الاستیسیته غیر محلی بود. جمعه‌زاده و سعیدی [9] با غیر کوپل نمودن معادلات الاستیسیته غیرمحلی سه بعدی، حل تحلیلی ارتعاشات آزاد سه بعدی نانوورق با تکیه‌گاه‌های ساده را ارائه کردند. پرادهان و کومار [10] ارتعاشات آزاد نانوورق کرشهوف ارتوتروپیک با شرایط مرزی مختلف (تکیه‌گاه ساده و گیردار) را با استفاده از روش عددی DQ دو بعدی مورد مطالعه قرار دادند. انصاری و همکاران [11] با استفاده از فرمول‌بندی رینسلر-میندلین به همراه روش DQ دو بعدی، به تحلیل ارتعاشات ورق گرافن چند لایه با شرایط مرزی مختلف (تکیه‌گاه ساده و گیردار) پرداختند. نارندر [12] مدل دو متغیره نانوورق با شرایط مرزی تکیه‌گاه ساده را در تحلیل کماتش مورد استفاده قرار داد. شوارتز و همکاران [13] بر اساس تئوری الاستیسیته غیرمحلی و استفاده از روش المان مرزی رفتار خمشی سه بعدی نانوورق را بررسی کردند. علی بیگلو [14] حل ارتعاشات آزاد سه بعدی ورق چند لایه گرافن، قرار گرفته در محیط الاستیک، را ارائه نمود. علی بیگلو و پاشا زانوسی [15] تئوری الاستیسیته غیرمحلی را برای مطالعه رفتار خمشی نانوورق سه بعدی با تکیه‌گاه ساده بکار گرفتند. آنها در راستای مختصات ضخامت، تکنیک فضای حالت را استفاده کردند. فرج پور و همکاران [16] روش DQ را در بحث کماتش نانوورق کرشهوف ارتوتروپیک با تکیه‌گاه‌های ساده و گیردار اعمال کردند. آنها نانوورق را تحت تأثیر بار درون صفحه بصورت خطی متغیر فرض نمودند. قربانپور ارانی و همکاران [17] کنترل هوشمند کماتش ورق تک لایه گرافن با تکیه‌گاه ساده بر اساس مدل رینسلر-میندلین را بررسی نمودند. انصاری و همکاران [18] پتانسیل‌های بین اتمی را برای محاسبه ثوابت ماده یک ورق گرافن بکار گرفتند، و کماتش و ارتعاشات ورق کرشهوف با تکیه‌گاه ساده را با این ثوابت مطالعه کردند. بر اساس تئوری دو متغیره اصلاح شده، ملک زاده و شجاعی [19] با استفاده از روش DQ، ارتعاشات نانوورق با (با تکیه‌گاه ساده و گیردار) را بررسی کردند. خمش غیرخطی نانوورق دو لایه با تکیه‌گاه ساده تحت بار عمودی در محیط گرمایی توسط زو و همکاران [20] ارائه شد. تحلیل کماتش و حساسیت سنجی نانوورق ارتوتروپیک با شرایط مرزی تکیه‌گاه ساده توسط رادبه و ادلی [21] انجام شد. بر اساس تئوری تغییر شکل برشی مرتبه اول، الزهرانی و همکاران [22] تحلیل استاتیکی ورق تک لایه گرافن با تکیه‌گاه‌های ساده بر روی بستر

همراه ترم‌های جبری) در راستای ضخامت بی سابقه نیست و این نوع مدل ورق، تئوری ورق سینوسی خوانده می‌شود [25,26].

2-3- فرمول‌بندی مسأله و حل آن

نانوورق مستطیلی بطول a ، عرض b ، و ضخامت h در دستگاه مختصات کارتزین مطابق شکل 1 فرض می‌شود. در روش باقی‌مانده وزنی در پژوهش حاضر، ابتدا طرفین سه معادله (6) در حالت نیروهای جسمی صفر به ترتیب در U و V و W ضرب می‌شود سپس معادلات حاصل با هم جمع می‌شود. نهایتاً یک معادله بدست می‌آید و از دو طرف آن در روی کل حجم ورق انتگرال گیری انجام می‌شود.

$$\frac{1}{2} \iiint_V t_{ij,j} u_i dV = \frac{1}{2} \iiint_V u_i (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{u}_i) dV \quad (9)$$

در قدم بعدی با اعمال انتگرال جز به جز به سمت چپ معادله انتگرالی حاصل، به روش کتاب الاستیسیته [24] که برای رسیدن از فرم نیوتنی به فرم انرژی استفاده شده است، انرژی پتانسیل کرنشی کل ورق بر اساس تنش محلی بعلاوه ترم شرایط مرزی بصورت رابطه (10) به دست می‌آید.

$$-\frac{1}{2} \iiint_V t_{ij} \varepsilon_{ij} dV + \frac{1}{2} \iint_B u_i t_{ij} s_j ds = \frac{1}{2} \iiint_V u_i (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{u}_i) dV \quad (10)$$

که در آن $T_j = t_{ij} s_j$ مؤلفه‌های نیروی کشش محلی بر سطح مرز و s_j کسینوس‌های هادی بردار عمود بر سطح مرز هستند. ترم شرط مرزی در معادله (10) در حالتی که تمام ترم‌های توابع تقریب بکار رفته، مثلثاتی باشد برای حالت‌های کشش صفر (آزاد تئوری سه بعدی) یا جابجایی صفر (گیردار تئوری سه بعدی) از بین می‌رود (حالت نیروی معین شامل بحث فعلی نیست).

برای اثبات این مطلب ابتدا ذکر این نکته ضروریست که می‌توان ثابت کرد در حالتی که تمام ترم‌های توابع تقریب بکار رفته، مثلثاتی باشد، هر فرکانسی که $\sigma_{ij} s_j$ را صفر کند $t_{ij} s_j$ را نیز صفر می‌کند و بالعکس.

اثبات صفر بودن ترم شرط مرزی این است که اگر جابجایی صفر باشد مشخصاً ترم صفر می‌شود و در حالتی که تمام ترم‌های توابع تقریب بکار رفته، مثلثاتی باشد، اگر کشش غیر محلی صفر باشد ($T_j = \sigma_{ij} s_j = 0$) کشش محلی نیز صفر می‌شود ($t_{ij} s_j = 0$) و به طبع آن ترم شرط مرزی صفر می‌شود. پس مادامی که قصد پیدا کردن بردارهای ویژه نباشد و فقط فرکانس طبیعی مد نظر باشد در آخرین مرحله حل، معادله (10) بدون ترم مرزی که صفر شده است، با در نظر داشتن کمیت‌های فیزیکی (11) بی بعد می‌شود.

$$X = \frac{2x}{a}, Y = \frac{2y}{b}, Z = \frac{2z}{h}, U = \frac{u}{h}, V = \frac{v}{h}, W = \frac{w}{h}, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{ij}^* = \frac{ab}{h^2} \varepsilon_{ij}, \beta^* = \frac{\beta}{h^2} = e_0^2 \left(\frac{\bar{a}}{h} \right)^2$$

بی بعد شده سمت راست معادله (10) را می‌توان به صورت رابطه (12) نوشت.

$$\frac{1}{2} \iiint_V u_i (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{u}_i) dV = \frac{\rho h^3 ab}{16} \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \left(U \left(1 - \beta^* \left(\left(\frac{2h}{a} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \left(\frac{2h}{b} \right)^2 \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + 2^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \right) \ddot{U} + \right.$$

$$\varepsilon_{xz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right), \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

بطوری که U و V و W به ترتیب مؤلفه‌های جابجایی در راستاهای X و Y و Z هستند. معادله حرکت برای تئوری‌های الاستیسیته غیرمحل و کلاسیک یکسان و به قرار (4) است.

$$\begin{aligned} \sigma_{xx,x} + \sigma_{xy,y} + \sigma_{xz,z} &= \rho \ddot{u} - F_x, \\ \sigma_{yx,x} + \sigma_{yy,y} + \sigma_{yz,z} &= \rho \ddot{v} - F_y, \\ \sigma_{zx,x} + \sigma_{zy,y} + \sigma_{zz,z} &= \rho \ddot{w} - F_z \end{aligned} \quad (4)$$

که در آن F_x و F_y و F_z به ترتیب مؤلفه‌های نیرو در راستاهای X و Y و Z هستند و ρ چگالی ماده است. همچنین نقطه بالای هر پارامتر به معنای مشتق نسبت به زمان است. ارینگن [1] نشان داد که رابطه (1)، معادل معادله دیفرانسیلی بصورت (5) می‌باشد.

$$(1 - \beta \nabla^2) \sigma_{ij} = \Gamma(\sigma_{ij}) = t_{ij} \quad i, j = x, y, z \quad (5)$$

که $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ عملگر لاپلاس است و $\beta = (\bar{a} e_0)^2$ پارامتر غیرمحل نام دارد. در آن \bar{a} طول مشخصه از ماده، مثلاً فواصل شبکه کریستالی، است [23]. نماد Γ را می‌توان عملگر غیرمحل نامید. با اعمال عملگر غیرمحل بر دو طرف روابط (4) و استفاده از رابطه (5) می‌توان روابط (6) را نوشت:

$$t_{xx,x} + t_{xy,y} + t_{xz,z} = (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{u} - F_x) \quad (6-الف)$$

$$t_{yx,x} + t_{yy,y} + t_{yz,z} = (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{v} - F_y) \quad (6-ب)$$

$$t_{zx,x} + t_{zy,y} + t_{zz,z} = (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{w} - F_z) \quad (6-ج)$$

در غیاب نیروهای جسمی جایگذاری روابط (2) و (3) در رابطه (6)، معادلات برداری حاکم بر حرکت بر حسب جابجایی‌ها در الاستیسیته سه‌بعدی غیرمحل برای ماده همسانگرد را به صورت (7) نتیجه می‌دهد.

$$\mu \nabla^2 \vec{u} + (\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) = (1 - \beta \nabla^2) (\rho \ddot{\vec{u}}) \quad (7)$$

که در آن $\vec{u} = [u \ v \ w]^T$ بردار میدان جابجایی است و بردار گرادیان بصورت $\vec{\nabla} = \left[\frac{\partial}{\partial x} \ \frac{\partial}{\partial y} \ \frac{\partial}{\partial z} \right]^T$ است.

2-2- توابع تقریب مثلثاتی

نظر به اینکه که عملگر غیرمحل در توابع مثلثاتی و نمایی مانند یک ضریب عمل می‌کند یعنی:

$$\Gamma(\sin(p_x x) \sin(p_y y) \sin(p_z z)) = (1 + \beta(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)) \sin(p_x x) \sin(p_y y) \sin(p_z z) \quad (8-الف)$$

پس معکوس عملگر غیرمحل بر چنین توابعی بصورت زیر عمل خواهد کرد

$$\Gamma^{-1}(\sin(p_x x) \sin(p_y y) \sin(p_z z)) = (1 + \beta(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2))^{-1} \sin(p_x x) \sin(p_y y) \sin(p_z z) \quad (8-ب)$$

به طوری که دیده می‌شود، اگر میدان جابجایی با توابع مثلثاتی تقریب زده شود، می‌توان نتیجه گرفت که عملگر غیرمحل در روابط (5-7) ساده‌تر می‌شود و بصورت یک سری ضرایب جبری در می‌آید. این ضرایب همان‌طور که در رابطه (8) ملاحظه می‌شود به طول موج ترم‌های میدان جابجایی ربط دارد. لازم به یادآوری است که استفاده از توابع تقریب مثلثاتی (اگرچه به

و $P_i(X_j)$ ترم‌های توابع تقریب هستند. با توجه به شرایط مرزی، سه مجموعه توابع، بصورت زیر بکار گرفته می‌شوند. لازم به تذکر است اولین انتخاب از هر فرمول برای حالت متقارن و دومین انتخاب برای حالت نامتقارن مود است.

الف. برای راستای ضخامت با توجه به اینکه در دو سطح بالا و پایین ورق شرط مرزی کشش صفر حاکم است لذا برای هر سه U و V و W می‌توان از رابطه (16) استفاده نمود.

$$P_k(Z) = \begin{cases} \cos\left(\frac{k\pi Z}{2}\right) & k=0,1,2,\dots \\ \sin\left((k+1)\frac{\pi Z}{2}\right) & \end{cases} \quad (16)$$

ب. در شرایط مرزی دوسرگیردار در هر راستایی که باشد، برای هر سه U و V و W از رابطه (17) استفاده می‌شود.

$$P_i(X_j) = \begin{cases} \cos\left(\left(i+\frac{1}{2}\right)\pi X_j\right) & i=0,1,2,\dots \\ \sin\left((i+1)\pi X_j\right) & \end{cases} \quad (17)$$

ج. در شرط مرزی تکیه‌گاه ساده سه بعدی، برای مثال اگر در راستای X باشد، برای V و W می‌توان رابطه (18-الف) را نوشت.

$$P_i^L(X) = \begin{cases} \cos\left(\left(i+\frac{1}{2}\right)\pi X\right) & i=0,1,2,\dots \\ \sin\left((i+1)\pi X\right) & \end{cases} \quad (18-الف)$$

و به همین ترتیب برای U از رابطه (18-ب) استفاده می‌شود.

$$P_i^A(X) = \begin{cases} \sin\left(\left(i+\frac{1}{2}\right)\pi X\right) & i=0,1,2,\dots \\ \cos\left((i+1)\pi X\right) & \end{cases} \quad (18-ب)$$

جایگذاری معادلات (15) تا (18) در معادلات (11) و (12) و حداقل‌یابی برای باقی‌مانده‌ها به مساله مقدار ویژه به رابطه (19) منجر می‌شود.

$$[K]\{A^*\} - \omega^2[\chi][M]\{A^*\} = 0 \quad (19)$$

که در آن $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ فرکانس طبیعی بی بعد نانوورق

است، در حالی که $\{A^*\}$ برداری از ضرایب مجهول A_{ijk}^u و A_{lmq}^v و A_{rst}^w است. $[M]$ و $[K]$ ، ماتریس‌های سفتی و جرم نانوورق هستند. بر اساس انرژی پتانسیل کرنشی محلی و جنبشی ورق، مؤلفه‌های این دو به شکل روابط (20) بدست می‌آیند.

$$K_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial A_i \partial A_j} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 C_{ijkm}^* \varepsilon_{km}^* \varepsilon_{ij}^* dXdYdZ \quad (20-الف)$$

$$M_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial A_i \partial A_j} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 (U^2 + V^2 + W^2) dXdYdZ \quad (20-ب)$$

چون تمام توابع تقریب، مثلثاتی هستند، لذا اعمال عملگر غیر محلی بر هر ترم، تنها به یک ضریب منجر می‌شود. $[\chi]$ ماتریس قطری از این ضرایب است که مؤلفه‌های قطر اصلی آن بصورت رابطه (21) معرفی می‌شود.

$$\chi_{ii} = 1 + \pi^2 \beta^* \left((n_i)^2 \left(\frac{h}{a}\right)^2 + (m_i)^2 \left(\frac{h}{b}\right)^2 + (k_i)^2 \right) \quad (21)$$

به طوری که $n_i/(2a)$ و $m_i/(2b)$ و $k_i/(2h)$ اعداد موج ترم i تابع تقریب، در سه راستای مختصات اصلی هستند. حل غیر صفر برای معادله (19) منجر به معادله جبری (22) می‌شود.

$$[K] - \omega^2[\chi][M] = 0 \quad (22)$$

$$V \left(1 - \beta^* \left(\left(\frac{2h}{a}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \left(\frac{2h}{b}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + 2^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \right) \dot{V} + W \left(1 - \beta^* \left(\left(\frac{2h}{a}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \left(\frac{2h}{b}\right)^2 \frac{\partial^2}{\partial Y^2} + 2^2 \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \right) \right) \dot{W} dV \quad (12)$$

پارامتر غیرمحل بی بعد، $\beta^* = e_0^2 (\bar{a}/h)^2$ ، در رابطه بالا شامل نسبت طول مشخصه ماده به طول مشخصه (در اینجا ضخامت) نانوورق است. سمت چپ معادله (10) هم که انرژی کرنشی، بر اساس تنش محلی نانوورق است، برای ماده ارتوتروپیک در مختصات مادی بصورت بی بعد (13) می‌باشد.

$$\frac{1}{2} \iiint_V t_{ij} \varepsilon_{ij} dV = \frac{h^5 E}{16(ab)} \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 C_{11}^* (\varepsilon_{xx}^*)^2 + C_{22}^* (\varepsilon_{yy}^*)^2 + C_{33}^* (\varepsilon_{zz}^*)^2 dV + \frac{h^5 E}{16(ab)} \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 4 \left(C_{44}^* (\varepsilon_{yz}^*)^2 + C_{55}^* (\varepsilon_{xz}^*)^2 + C_{66}^* (\varepsilon_{xy}^*)^2 \right) dV + \frac{h^5 E}{16(ab)} \times \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 2 \left[C_{12}^* (\varepsilon_{xx}^* \varepsilon_{yy}^*) + C_{13}^* (\varepsilon_{xx}^* \varepsilon_{zz}^*) + C_{23}^* (\varepsilon_{yy}^* \varepsilon_{zz}^*) \right] dV \quad (13)$$

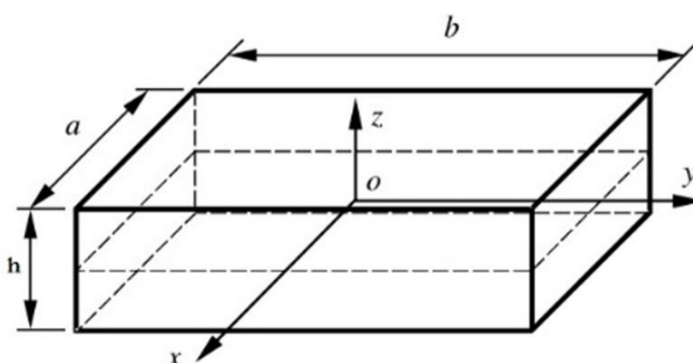
که در آن روابط (14) برقرارند.

$$\varepsilon_{yy}^* = \frac{2a}{h} \frac{\partial V}{\partial Y}, \varepsilon_{zz}^* = \frac{2ab}{h^2} \frac{\partial W}{\partial Z}, \varepsilon_{xx}^* = \frac{2b}{h} \frac{\partial U}{\partial X} \\ \varepsilon_{yz}^* = \frac{a}{h} \left(\frac{\partial W}{\partial Y} + \frac{b}{h} \frac{\partial V}{\partial Z} \right), \varepsilon_{xz}^* = \frac{b}{h} \left(\frac{a}{h} \frac{\partial U}{\partial Z} + \frac{\partial W}{\partial X} \right), \\ \varepsilon_{xy}^* = \left(\frac{a}{h} \frac{\partial U}{\partial Y} + \frac{b}{h} \frac{\partial V}{\partial X} \right) \quad (14)$$

و $C_{ij}^* = C_{ij}/E$ ماتریس سفتی الاستیسیته بی بعد است. میدان جابجایی با مجموعه توابع تقریب مثلثاتی (15) جایگزین می‌شود

$$U = \sum_{k=0}^{n_x} \sum_{j=0}^{n_y} \sum_{i=0}^{n_z} A_{ijk}^u P_i(X) P_j(Y) P_k(Z) \exp(i\omega t), \\ V = \sum_{q=0}^{n_z} \sum_{m=0}^{n_y} \sum_{l=0}^{n_x} A_{lmq}^v P_l(X) P_m(Y) P_q(Z) \exp(i\omega t), \\ W = \sum_{t=0}^{n_z} \sum_{s=0}^{n_y} \sum_{r=0}^{n_x} A_{rst}^w P_r(X) P_s(Y) P_t(Z) \exp(i\omega t) \quad (15)$$

که در آن A_{rst}^w و A_{lmq}^v و A_{ijk}^u ضرایبی هستند که با حداقل‌یابی تعیین می‌شوند و ω فرکانس طبیعی نانوورق است. همچنین n_x و n_y و n_z تعداد ترم‌های مجموعه توابع تقریب، به ترتیب در راستاهای X ، Y و Z



شکل 1 هندسه و مختصات استفاده شده در تحلیل نانوورق

3- نتایج عددی و بحث

3-1- همگرایی

برای نشان دادن همگرایی پاسخها نتایج عددی 10 فرکانس طبیعی بی بعد اول در جدول 1 داده شده است. این نتایج برای مدهای متقارن متقارن نا متقارن (م م ن) به ترتیب در راستاهای X و Y و Z است. همانطور که دیده می شود همگرایی کند بوده که از خصوصیات استفاده از توابع مثلثاتی به عنوان توابع تقریب است. گرچه بکارگیری این توابع تقریب یک نکته مثبت دارد و آن اینکه انتگرال گیری از ترم های آنها در روش های مختلف می تواند بصورت دستی انجام شود.

3-2- صحت گذاری فرمول بندی

برای صحت سنجی روش حاضر، نتایج عددی برای 10 فرکانس طبیعی بی بعد اول یک ورق مربعی بصورت $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ با دو نسبت طول به ضخامت مختلف در جدول 2 داده شده است. تکیه گاه ورق چهار طرف گیردار فرض شده و ورق در ابعاد کوچک نیست. از مقایسه نتایج بدست آمده با نتایج مرجع [27] همخوانی خوبی بین پاسخها دیده می شود. در جدول 3 نتایج تحلیلی فرکانس پایه نانورق با چهار تکیه گاه ساده آمده است. از مقایسه نتایج حاضر با نتایج مرجع [9] تطابق بسیار خوبی مشاهده می شود.

در انتها چون برای نانورق در تحلیل سه بعدی مرجعی جز برای تکیه گاه ساده موجود نیست صحت سنجی برای تکیه گاههای دیگر با قیاس نتایج عددی منبع [28] برای مدل دوبعدی ورق با نتایج سه بعدی مطالعه حاضر در جدول 4 انجام می شود. تفاوتها بین دو سری جواب به دلیل دو بعدی بودن تئوری ورق در منبع [28] است که با افزایش پارامتر غیرمحلی بی بعد تفاوت افزایش می یابد.

3-3- مطالعات پارامتری

در این قسمت تأثیرات عواملی مانند پارامتر بی بعد غیرمحلی، نسبت های ابعادی و طول به ضخامت، بر فرکانس طبیعی پایه بی بعد نانورق در نمودارها مورد بررسی قرار می گیرد.

نمودار 2 فرکانس پایه بی بعد نانورق مربعی با شرط مرزی چهار طرف گیردار بر حسب نسبت طول به ضخامت متفاوت را نشان می دهد. طبق شکل با افزایش نسبت طول به ضخامت این فرکانس به سمت عدد مشخصی که

جدول 1 همگرایی ده فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ ورق با شرط مرزی چهار طرف گیردار (دسته مود م م ن) با پارامترهای $\beta^* = 0$ و $\nu = 0/3$ و $a=b=10h$

مود	8×14×14	8×22×22	8×26×26	8×28×28
1	9/9984	9/9498	9/9395	9/9359
2	31/565	31/430	31/403	31/394
3	31/871	31/731	31/703	31/693
4	48/230	48/055	48/021	48/008
5	62/842	62/589	62/542	62/526
6	63/007	62/749	62/701	62/684
7	75/296	75/052	75/006	74/990
8	75/805	75/540	75/490	75/472
9	98/063	97/762	97/706	97/686
10	98/289	97/872	97/801	97/779

جدول 2 مقایسه بین ده فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ ورق

مربعی با شرط مرزی چهار طرف گیردار برای تمام دسته مدهای برون صفحه با

پارامترهای $\beta^* = 0$ و $\nu = 0/3$

a/h	م م م		" م ن ن " و " ن م ن "		ن ن ن	
	ω	[27] ω	ω	[27] ω	ω	[27] ω
1	9/9395	9/9086	18/984	18/932	26/631	26/564
2	31/403	31/324	38/002	37/915	51/655	51/553
3	31/703	31/619	46/349	46/245	52/131	52/021
4	48/021	47/918	60/686	60/572	72/106	71/981
5	62/542	62/412	67/474	67/343	48/019	83/877
6	62/701	62/567	79/883	79/735	84/333	84/182
7	75/006	74/876	85/506	85/368	100/16	100/01
8	75/490	75/350	91/117	90/968	100/57	100/41
9	97/706	97/550	101/68	101/51	119/63	119/44
10	97/803	97/628	111/56	111/40	119/84	119/65
1	8/1500	8/1360	14/265	14/245	19/182	19/160
2	21/888	21/864	25/993	25/967	33/758	33/731
3	22/191	22/164	30/618	30/589	34/027	33/997
4	31/825	31/796	38/883	38/853	45/130	45/098
5	39/579	39/546	42/422	42/389	51/206	51/170
6	39/746	39/710	48/803	48/769	51/244	51/209
7	46/662	46/628	52/226	52/192	53/573	53/572
8	46/795	46/759	52/714	52/702	56/450	56/433
9	57/062	57/042	55/028	54/990	59/934	59/894
10	58/101	58/067	57/753	57/750	59/981	59/942

جدول 3 مقایسه بین فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ نانورق

مربعی با شرط مرزی چهار طرف تکیه گاه ساده برای دسته مود م م ن $\nu = 0/3$

h/a	β^*	a/b = 1		a/b = 2	
		ω	[9] ω	ω	[9] ω
0/1	0	5/7769	5/7769	7/3096	7/3098
0/2	0	5/3036	5/3036	6/9025	6/9026
0/1	1	5/1256	5/1260	6/7536	6/7536
0/2	0/25	4/7512	4/7513	6/4079	6/408
0/1	2	4/6545	4/6550	6/3079	6/308
0/2	0/5	4/3433	4/3433	6/0069	6/007
0/1	3	4/2933	4/2938	5/9402	5/9404
0/2	0/75	4/0257	4/0258	5/6731	5/6732
0/1	4	4/0049	4/0056	5/6301	5/6302
0/2	1	3/7693	3/7694	5/3896	5/3898

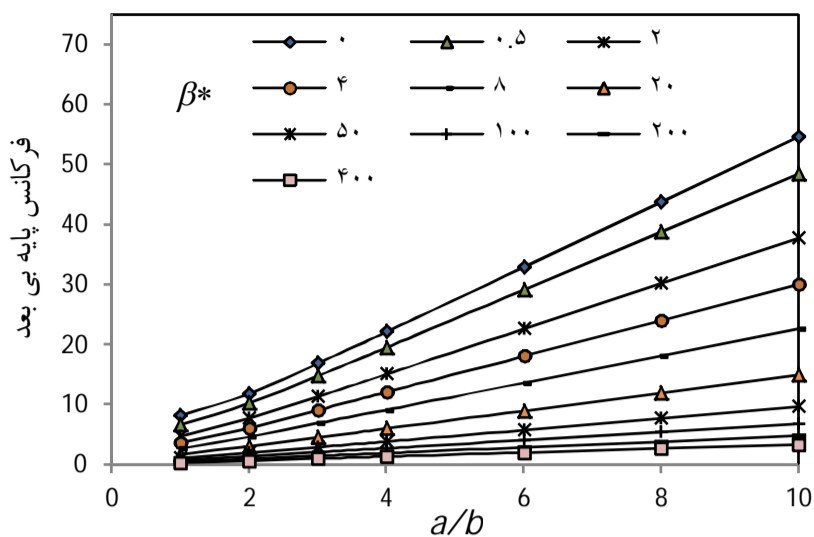
جدول 4 مقایسه بین فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ نانورق با

شرط مرزی دوطرف مقابل گیردار و دو طرف مقابل تکیه گاه ساده برای دسته مدهای

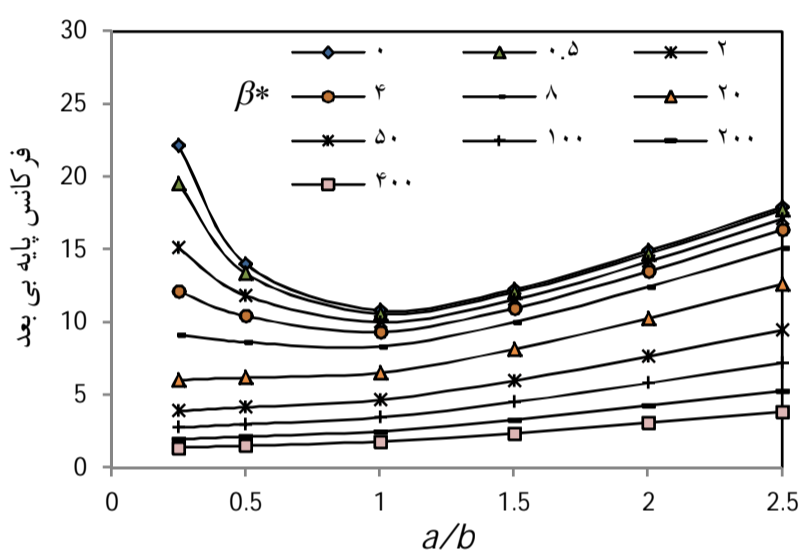
بیرون از صفحه مختلف با پارامترهای

$a=b=10h$ و $\nu = 0/3$

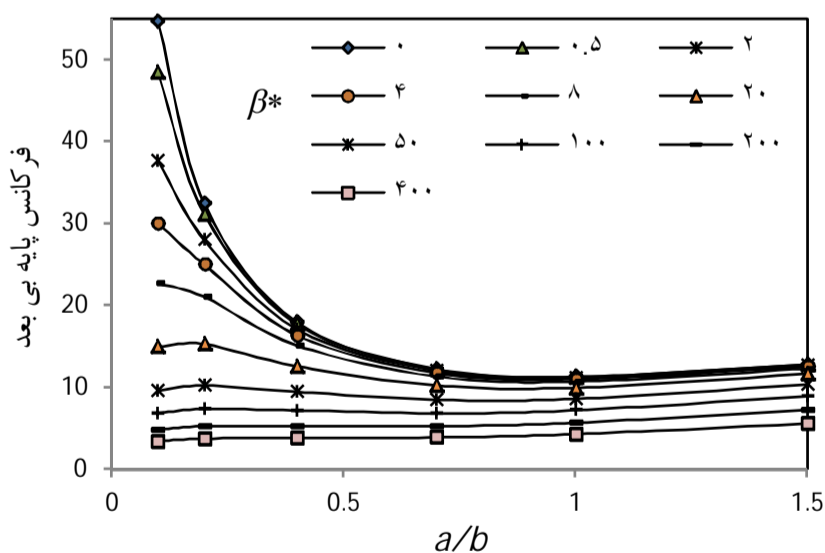
β^*	م م م		م ن ن		م م ن		[28] ω
	ω	[28] ω	ω	[28] ω	ω	[28] ω	
0	26/891	49/399	79/575	26/736	49/260	79/195	79/195
4	18/315	26/032	35/589	19/568	28/236	37/776	37/776
16	11/319	14/631	19/310	12/622	16/256	20/725	20/725
36	7/9423	10/001	13/091	8/9809	11/177	14/080	14/080
64	6/0720	7/5696	9/8773	6/9061	8/4777	10/635	10/635



شکل 3 تأثیرات نسبت ابعادی بر اولین فرکانس طبیعی بی بعد نانورق با چهار تکیه‌گاه گیردار برای پارامترهای غیرمحلی بی بعد مختلف $\nu = 0/3$ و $b = 5h$



شکل 4 تأثیرات نسبت ابعادی بر اولین فرکانس طبیعی بی بعد نانورق با چهار تکیه‌گاه گیردار برای پارامترهای غیرمحلی بی بعد مختلف $\nu = 0/3$ و $b = 20h$



شکل 5 تأثیرات نسبت ابعادی بر اولین فرکانس طبیعی بی بعد نانورق با چهار تکیه‌گاه گیردار برای پارامترهای غیرمحلی بی بعد مختلف $\nu = 0/3$ و $b = 50h$

لازم به ذکر است در منابع [4] و [10] مقدار فاکتور کاهش فرکانس طبیعی در نمودارها بر حسب کوچک بودن ابعاد ورق می‌تواند تا $0/5$ باشد که کاملاً با بازه کاهش فرکانس در اثر تغییر پارامتر غیر محلی نشان داده شده در جداول و نمودارهای مطالعه کنونی همخوانی دارد.

تابع ضریب غیر محلی می‌باشد، میل می‌کند که فرکانس نانورق بر اساس تئوری کرشهوف است. همان‌طور که در این پژوهش اثر پارامتر غیر محلی بصورت ماتریس ضرایب غیر محلی، $[\chi]$ ، از فرکانس می‌کاهد آقابابایی و ردی [3] نیز اثر پارامتر غیر محلی را در ورق دوبعدی غیرمحلی با شرایط مرزی تکیه‌گاه ساده بصورت فاکتوری کاهنده یافتند. ضمیمه الف فرکانس نانورق بر اساس تئوری کرشهوف را برای تکیه‌گاه ساده ارائه می‌کند. در واقع تحقیق کنونی تعمیم این روند به سه بعد و تمام شرایط مرزی است. همچنین در شکل 2 دیده می‌شود که برای پارامترهای غیرمحلی بزرگتر وابستگی فرکانس طبیعی به نسبت طول به ضخامت خطی می‌شود و نزدیک شدن پاسخ به عدد نهایی آن به تعویق می‌افتد.

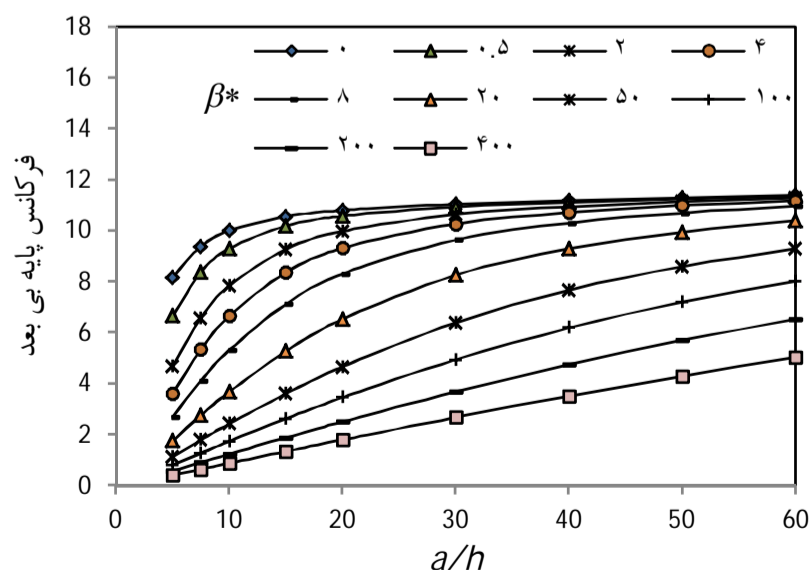
تأثیر نسبت ابعادی بر فرکانس پایه بی بعد برای نانورق های مستطیلی ضخیم، نسبتاً ضخیم و نازک در شکل‌های 3 تا 5 دیده می‌شود.

طبق شکل 3 با افزایش نسبت طول به عرض ورق ضخیم فرکانس پایه بصورت خطی روند افزایشی دارد. بعلاوه می‌توان نتیجه گرفت که با افزایش پارامتر غیرمحلی، اثر افزایش نسبت طول به ضخامت در فرکانس پایه کاهش می‌یابد. همچنین دیده می‌شود که اثر پارامتر غیرمحلی در ورق مربعی حداقل بوده و با باریک شدن ورق این اثر افزایش می‌یابد.

بر اساس شکل‌های 4 و 5 در ورق نسبتاً ضخیم و نازک با افزایش نسبت طول به عرض ورق فرکانس پایه در پارامترهای غیرمحلی پائین ابتدا با شیب تند کاهش یافته و سپس افزایش تدریجی دارد ولی در پارامترهای غیر محلی بالا همواره فرکانس پایه روند افزایشی تدریجی دارد.

فرمول به شکل بسته ضمیمه ب که برای حالت ساده موج در یک محیط بی نهایت در آمده از دید روند تغییرات کاملاً مشابه شکل‌های 4 و 5 دارد از رویت آن می‌توان تا حدی به عوامل تغییر دهنده و نقش آنها در این دو شکل پی برد.

تأثیر شرایط مرزی بر پنج فرکانس طبیعی اول نانو ورق‌ها در دسته مودهای مختلف در جداول 5 تا 7 آمده است. طبق جداول و همان‌طور که انتظار می‌رود بدون توجه به پارامتر غیرمحلی، فرکانس طبیعی با افزایش قید افزایش می‌یابد. یعنی فرکانس نانورق با چهار مرز گیردار بیشترین، و برای نانورق با چهار تکیه‌گاه ساده کمترین می‌باشد. همچنین دیده می‌شود که فرکانسهای تمام دسته مودها با افزایش پارامتر غیرمحلی کاهش می‌یابد. طبق جداول 5 تا 7 تأثیر پارامتر غیرمحلی در مودهای بالاتر بیشتر است. به طوری که در مودهای بالا فرکانس‌ها تقریباً تابع پارامتر غیرمحلی بوده و مستقل از عدد موج (شماره مود) می‌باشد.



شکل 2 تأثیر نسبت طول به ضخامت بر اولین فرکانس طبیعی بی بعد نانورق مربعی با چهار تکیه‌گاه گیردار برای پارامترهای غیرمحلی بی بعد مختلف $\nu = 0/3$

- اثر پارامتر غیرمحملی در مودهای ارتعاشی بالا بیشتر است.
- تأثیر پارامترهای غیرمحملی بزرگ بر تأثیر شرط مرزی در فرکانس ورق غالب تر است.
- تأثیر پارامتر غیرمحملی در نانورق مربعی کمترین مقدار بوده و با افزایش نسبت طول به عرض ورق این اثر افزایش می‌یابد.
- با افزایش نسبت طول به عرض ورق ضخیم، برخلاف ورق های نازک، فرکانس پایه بصورت خطی افزایش می‌یابد.

جدول 6 پنج فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ نانورق مربعی با شروط مرزی مختلف برای تمام دسته مودهای مختلف با پارامترهای $\nu = 0/3$ و $\beta = 1$

$a=b=10h$				شروط	نوع
				مرزی	مود
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
18/667	14/604	14/604	8/6905	1	
28/805	23/811	23/811	20/976	2	برون
29/267	27/264	27/264	21/344	3	صفحه
34/905	31/718	31/718	27/580	4	
37/949	33/873	33/873	32/525	5	چهار طرف
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	گیردار
36/161	33/484	33/484	45/423	1	
43/207	44/105	44/105	51/664	2	درون
49/003	49/478	49/478	51/770	3	صفحه
50/092	52/427	52/427	54/151	4	
52/054	54/088	54/088	54/455	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
17/018	14/006	11/634	7/1711	1	
26/725	21/583	22/970	17/827	2	برون
28/614	27/188	24/146	20/925	3	صفحه
33/966	30/973	30/202	26/244	4	دوطرف
36/360	31/760	33/674	29/964	5	ساده
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	دوطرف
37/229	30/509	43/538	32/841	1	گیردار
48/568	42/351	51/055	43/415	2	درون
49/279	44/217	51/306	47/660	3	صفحه
53/053	49/481	54/163	52/171	4	
54/132	50/958	54/820	53/530	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
15/075	10/778	10/778	5/1256	1	
26/186	20/549	20/549	17/464	2	برون
26/186	23/984	23/984	17/464	3	صفحه
32/923	29/330	29/330	24/749	4	
36/217	31/480	31/480	29/894	5	چهار طرف
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	ساده
41/194	35/649	35/649	25/180	1	
50/525	46/491	46/491	41/039	2	درون
50/525	49/090	49/090	43/708	3	صفحه
54/048	52/315	52/315	43/708	4	
55/396	53/388	53/388	49/607	5	

جدول 5 پنج فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ نانورق مربعی با شروط مرزی مختلف برای تمام دسته مودها با پارامترهای $\nu = 0/3$ و $\beta = 0$

$a=b=10h$				شروط	نوع
				مرزی	مود
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
26/631	18/984	18/984	9/9395	1	
51/655	38/002	38/002	31/403	2	برون
52/131	46/349	46/349	31/703	3	صفحه
72/106	60/686	60/686	48/021	4	
84/019	67/474	67/474	62/542	5	چهار طرف
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	گیردار
44/415	37/412	37/412	61/646	1	
54/535	61/817	61/817	70/419	2	درون
79/666	74/801	74/801	76/429	3	صفحه
81/775	90/004	90/004	91/613	4	
91/637	99/185	99/185	105/05	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
24/080	18/116	14/948	8/1378	1	
47/627	34/227	36/442	26/448	2	برون
50/914	46/082	41/068	31/088	3	صفحه
69/816	58/947	57/509	45/431	4	دوطرف
80/299	63/243	66/849	57/663	5	ساده
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	دوطرف
46/270	34/408	59/000	36/656	1	گیردار
71/850	52/046	72/173	59/020	2	درون
81/055	62/895	89/459	73/713	3	صفحه
88/768	79/844	90/753	74/983	4	
101/26	87/185	107/38	97/974	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
21/214	13/805	13/805	5/7769	1	
46/581	32/491	32/491	25/869	2	برون
46/581	40/749	40/749	25/869	3	صفحه
67/527	55/724	55/724	42/725	4	
79/885	62/596	62/596	57/476	5	چهار طرف
م ن م	م م م	م م م	م م م	1	ساده
55/107	43/566	43/566	27/553	1	
87/132	70/248	70/248	46/502	2	درون
87/132	73/349	73/349	61/611	3	صفحه
92/545	80/331	80/331	61/611	4	
110/21	97/416	97/416	82/660	5	

4- جمع بندی

در این مقاله تحلیل ارتعاشات آزاد سه بعدی نانو ورق مستطیلی، بر اساس نوعی روش باقی مانده وزنی ارائه شده است. در این روش بر خلاف شیوه‌های متداول از توابع تقریب مثلثاتی استفاده شد. حل سه بعدی حاضر می‌تواند برای تخمین دقت حل‌های دو بعدی فرکانس‌های طبیعی نانورق بکار گرفته شود. از نتایج عددی این تحقیق می‌توان به موارد زیر اشاره کرد.

- افزایش پارامتر غیرمحملی باعث کاهش اتصال صلب بین اتم‌ها شده که نتیجتاً منجر به کاهش فرکانس طبیعی می‌شود.
- اثر پارامتر غیرمحملی در اندازه ابعادی کوچک اهمیت دارد.

جدول 7 پنج فرکانس طبیعی بی بعد اول $\omega = \omega(ab/h)\sqrt{\rho/E}$ نانورق مربعی با شروط مرزی مختلف برای تمام دسته مودها با پارمترهای $\beta = 10$ و $\nu = 0/3$

a=b=10h					شروط مرزی
					نوع مود
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
7/8920	6/7219	6/7219	4/8794	1	
10/817	9/4014	9/4014	8/5828	2	برون
11/069	10/531	10/531	8/9228	3	صفحه
12/580	11/667	11/667	10/473	4	
13/492	12/365	12/365	11/995	5	چهار طرف
ن ن م	م م ن	م م ن	م م م	1	گیردار
17/962	18/547	18/547	18/598	1	
18/601	18/600	18/600	18/659	2	درون
18/663	18/661	18/661	18/660	3	صفحه
18/663	18/662	18/662	18/717	4	
18/720	18/718	18/718	18/717	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
7/2636	6/4975	5/4586	4/1214	1	
10/067	8/5606	9/1172	7/3603	2	برون
10/811	10/518	9/2659	8/6859	3	صفحه
12/263	11/424	11/129	9/9983	4	دوطرف
12/916	11/555	12/308	11/006	5	ساده
ن ن م	م م ن	م م ن	م م م	1	دوطرف گیردار
18/108	17/335	18/108	18/440	1	
19/064	18/733	19/064	18/977	2	درون
19/066	19/000	19/066	19/197	3	صفحه
19/267	19/168	19/267	19/291	4	
19/350	19/244	19/350	19/295	5	
ن ن ن	م ن ن	ن م ن	م م م	1	
6/4737	5/0805	5/0805	3/0029	1	
9/8723	8/1670	8/1670	7/2199	2	برون
9/8723	9/2089	9/2089	7/2199	3	صفحه
11/889	10/815	10/815	9/4397	4	
12/870	11/458	11/458	10/984	5	چهار طرف
ن ن م	م م ن	م م ن	م م م	1	ساده
18/476	17/883	17/883	15/977	1	
19/133	18/889	18/889	18/687	2	درون
19/133	19/052	19/052	18/687	3	صفحه
19/308	19/225	19/225	19/081	4	
19/367	19/277	19/277	19/240	5	

$$\frac{a^2 b^2 \rho}{h^2 E} \left(1 - 4\beta \left(\frac{h^2}{a^2} \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{h^2}{b^2} \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) \right) \ddot{W} \quad (2-الف)$$

مود ارتعاشی چنین ورقی میدان خیزی بصورت زیر دارد:

$$W = \sin(n\pi X) \sin(m\pi Y) \sin(\omega t)$$

پس فرکانس طبیعی ورق به صورت (الف-3) می شود.

$$\omega = \omega \frac{ab}{h} \sqrt{\frac{\rho}{E}} = \frac{\pi \left(n^2 \left(\frac{b}{a} \right)^2 + m^2 \left(\frac{a}{b} \right)^2 \right)}{\sqrt{12(1-\nu^2) \left(\frac{1}{\pi^2} + \beta \left(n^2 \left(\frac{h}{a} \right)^2 + m^2 \left(\frac{h}{b} \right)^2 \right) \right)}} \quad (3-الف)$$

ضمیمه ب- فرکانس یک موج سه بعدی در جامد بی نهایت غیرمحلی

میدان جابجایی یک موج سه بعدی می تواند بگونه (ب-1) باشد.

$$U = c_1 \cos(n\pi X) \sin(m\pi Y) \sin(k\pi Z) \sin(\omega t),$$

$$V = c_2 \sin(n\pi X) \cos(m\pi Y) \sin(k\pi Z) \sin(\omega t),$$

$$W = c_3 \sin(n\pi X) \sin(m\pi Y) \cos(k\pi Z) \sin(\omega t) \quad (1-ب)$$

با جایگذاری رابطه بالا در معادله (7) و حل فرکانس طبیعی، روابط (ب-2) و (ب-3) به دست می آیند.

• موج غیر چرخشی سه بعدی

$$\omega_{nmk} = \omega_{nmk} \left(\frac{ab}{h} \right) \sqrt{\frac{\rho}{E}} = \frac{\sqrt{\frac{1-\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)} \left(n^2 \left(\frac{b}{h} \right)^2 + m^2 \left(\frac{a}{h} \right)^2 + k^2 \left(\frac{ab}{hh} \right)^2 \right)}}{\sqrt{\frac{1}{\pi^2} + \beta \left(n^2 \left(\frac{h}{a} \right)^2 + m^2 \left(\frac{h}{b} \right)^2 + k^2 \right)}} \quad (2-ب)$$

• موج هم حجم سه بعدی

$$\omega_{nmk} = \omega_{nmk} \left(\frac{ab}{h} \right) \sqrt{\frac{\rho}{E}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{2(1+\nu)} \left(n^2 \left(\frac{b}{h} \right)^2 + m^2 \left(\frac{a}{h} \right)^2 + k^2 \left(\frac{ab}{hh} \right)^2 \right)}}{\sqrt{\frac{1}{\pi^2} + \beta \left(n^2 \left(\frac{h}{a} \right)^2 + m^2 \left(\frac{h}{b} \right)^2 + k^2 \right)}} \quad (3-ب)$$

5- مراجع

- [1] A. Cemal Eringen, On differential equations of nonlocal elasticity and solutions of screw dislocation and surface waves, *Journal of applied physics*, Vol. 54, No 9, pp. 4703-4710, 1983.
- [2] C. Polizzotto, Nonlocal Elasticity and related Variational Principles, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 38, No. 42, pp. 7359-7380, 2001.
- [3] R. Aghababaei, J.N. Reddy, Nonlocal third-order shear deformation plate theory with application to bending and vibration of plates, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 326, No. 1, pp. 277-289, 2009.
- [4] S.C. Pradhan, J.N. Phadikar, Nonlocal elasticity theory for vibration of nanoplates, *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 325, No. 1, pp. 206-223, 2009.
- [5] T. Murmu, S.C. Pradhan, Small-scale effect on the free in-plane vibration of nanoplates by nonlocal continuum model, *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, Vol. 41, No. 8, pp. 1628-1633, 2009.

ضمیمه الف- فرکانس طبیعی نانورق با تکیه گاههای ساده بر اساس الاستیسیته غیرمحلی و تئوری کرشهوف

می توان ثابت کرد که معادله حاکم در چنین ورقی بصورت (الف-1) است.

$$\nabla^2 \nabla^2 W = \frac{12\rho(1-\nu^2)}{Eh^3} (1 - \beta \nabla^2) \ddot{W} \quad (1-الف)$$

با بی بعد کردن معادله بالا، (الف-2) به دست می آید.

$$4 \frac{1}{12(1-\nu^2)} \left(\frac{b^2}{h^2} \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{a^2}{h^2} \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right)^2 W =$$

- [17] A. Ghorbanpour Arani, R. Kolahchi, H. Vossough, Buckling analysis and smart control of SLGS using elastically coupled PVDF nanoplate based on the nonlocal Mindlin plate theory, *Physica B: Condensed Matter*, Vol. 407, No. 22, pp. 4458-4465, 2012.
- [18] R. Ansari, A. Shahabodini, H. Rouhi, Prediction of the biaxial buckling and vibration behavior of grapheme via a nonlocal atomistic-based plate theory, *Composite Structures*, Vol. 95, pp. 88-94, 2013.
- [19] P. Malekzadeh, M. Shojaei, Free vibration of nanoplates based on a nonlocal two-variable refined plate theory, *Composite Structures*, Vol. 95, pp. 443-452, 2013.
- [20] Y-M. Xu, H-S. Shen, C-L. Zhang, Nonlocal plate model for nonlinear bending of bilayer graphene sheets subjected to transverse loads in thermal environments. *Composite Structures*, Vol. 98, pp. 294-302, 2013.
- [21] I.S. Radebe, S. Adali, Buckling and sensitivity analysis of nonlocal orthotropic nanoplates with uncertain material properties. *Composites Part B: Engineering*, Vol. 56, pp. 840-846, 2014.
- [22] E. Alzahrani, A.M. Zenkour, M. Sobhy, Small scale effect on hygro-thermo-mechanical bending of nanoplates embedded in an elastic medium, *Composite Structures*, Vol. 105, pp. 163-172, 2013.
- [23] J.N. Reddy, Nonlocal theories for bending, buckling and vibration of beams, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 45, No. 2, pp. 288-307, 2007.
- [24] M.H. Sadd, *Elasticity: Theory, Applications, and Numerics*, 2nd Edition, pp. 69-122, Elsevier Academic Press, 2009.
- [25] M. Touratier, An efficient standard plate theory, *International journal of engineering science*, Vol. 29, No. 8, pp. 901-916, 1991.
- [26] A.M. Zenkour, Analytical solution for bending of cross-ply laminated plates under thermo-mechanical loading, *Composite Structures*, Vol. 65, No. 3, pp. 367-379, 2004.
- [27] D. Zhou, Y.K. Cheung, F.T.K. Au, S.H. Lo, Three-dimensional vibration analysis of thick rectangular plates using Chebyshev polynomial and Ritz method, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 39, No. 26, 6339-6353, 2002.
- [28] S. Hosseini-Hashemi, M. Zare, R. Nazemnezhad, An exact analytical approach for free vibration of Mindlin rectangular nano-plates via nonlocal elasticity, *Composite Structures*, Vol. 100, pp. 290-299, 2013.
- [6] S.C. Pradhan, T. Murmu, Small scale effect on the buckling of single-layered graphene sheets under biaxial compression via nonlocal continuum mechanics, *Computational materials science*, Vol. 47, No. 1, pp. 268-274, 2009.
- [7] L. Shen, H-S. Shen, C-L. Zhang, Nonlocal plate model for nonlinear vibration of single layer graphene sheets in thermal environments, *Computational Materials Science*, Vol. 48, No. 3, pp. 680-685, 2010.
- [8] J.N. Phadikar, S.C. Pradhan, Variational formulation and finite element analysis for nonlocal elastic nanobeams and nanoplates, *Computational Materials Science*, Vol. 49, No. 3, pp. 492-499, 2010.
- [9] E. Jomehzadeh, A.R. Saidi, Decoupling the nonlocal elasticity equations for three dimensional vibration analysis of nano-plates, *Composite Structures*, Vol. 93, No. 2, pp. 1015-1020, 2011.
- [10] S.C. Pradhan, A. Kumar, Vibration analysis of orthotropic graphene sheets using nonlocal elasticity theory and differential quadrature method. *Composite Structures*, Vol. 93, No. 2, pp. 774-779, 2011.
- [11] R. Ansari, B. Arash, H. Rouhi, Vibration characteristics of embedded multi-layered graphene sheets with different boundary conditions via nonlocal elasticity, *Composite Structures*, Vol. 93, No. 9, pp. 2419-2429, 2011.
- [12] S. Narendar, Buckling analysis of micro-/nano-scale plates based on two-variable refined plate theory incorporating nonlocal scale effects, *Composite Structures*, Vol. 93, No. 12, pp. 3093-3103, 2011.
- [13] M. Schwartz, N.T. Niane, R. Kouitat Njiwa, A simple solution method to 3D integral nonlocal elasticity: Isotropic-BEM coupled with strong form local radial point interpolation, *Engineering Analysis with Boundary Elements*, Vol. 36, No. 4, pp. 606-612, 2012.
- [14] A. Alibeigloo, Three-dimensional free vibration analysis of multi-layered graphene sheets embedded in elastic matrix, *Journal of Vibration and Control*, Vol. 19, No. 16, pp. 2357-2371, 2013.
- [15] A. Alibeigloo, A.A. Pasha Zanoosi, Static analysis of rectangular nanoplate using three-dimensional theory of elasticity, *Applied Mathematical Modelling*, Vol. 37, No. 10, pp. 7016-7026, 2013.
- [16] A. Farajpour, A.R. Shahidi, M. Mohammadi, M. Mahzoon, Buckling of orthotropic micro/nanoscale plates under linearly varying in-plane load via nonlocal continuum mechanics. *Composite Structures*, Vol. 94, No. 5, pp. 1605-1615, 2012.

Archive of SID