



اثر کوپلینگ دمایی-انتشاری بر روی ضریب میرایی بر اساس تئوری کوپل تنش اصلاح شده در میکرو رزوناتورها

علی خوانچه گردان¹، احد امیری²، قادر رضازاده^{3*}

1- دانشجوی دکتری، مهندسی مکانیک، دانشگاه ارومیه، ارومیه

2- دانشجوی کارشناسی ارشد، مهندسی مکانیک، دانشگاه ارومیه، ارومیه

3- استاد، مهندسی مکانیک دانشگاه ارومیه، ارومیه

* ارومیه، صندوق پستی 5718783625، g.rezazadeh@urmia.ac.ir

اطلاعات مقاله

مقاله پژوهشی کامل

دریافت: 05 اردیبهشت 1394

پذیرش: 09 تیر 1394

ارائه در سایت: 24 مرداد 1394

کلید واژگان:

سیستم های میکرو-الکترو-مکانیکی

نفوذ جرم

انتقال حرارت غیرفوری

انتقال جرم غیر فیک

تئوری کوپل تنش اصلاح شده

چکیده

در این مقاله اثر نفوذ جرم بر روی ضریب میرایی در میکرو تیرهای تشدید کننده بر اساس تئوری کوپل تنش و فرضیات تیر اویلر-برنولی تحقیق شده است. تئوری کوپل تنش یک تئوری الاستیسیته غیر کلاسیک است که می تواند اثرات اندازه را در ریز ساختارها بررسی کند. معادله حاکم بر خیز تیر با استفاده از اصل همپلتون بدست آمد و نیز معادله حاکم بر میرایی دمایی نفوذی ارتجاعی توسط معادله انتقال حرارت غیر فوری دو بعدی و معادله نفوذ جرم غیر فیک تحقیق شده است. ارتعاشات آزاد میکرو تیرهای تشدید کننده با استفاده از مدل کاهش مرتبه گالرکین برای مد اول ارتعاشی تحلیل شده است. یک میکرو تیر دو سر گیردار با فرض شرایط مرزی هم دمایی در هر دو انتها مطالعه شده است. علاوه بر این اثر نفوذ جرم بر روی ضریب میرایی برای مقادیر مختلف ضخامت میکرو تیر، دمای محیط و پارامتر طول مشخصه مطالعه شد. نتایج بدست آمده مشخص کردند که در ناحیه قابل قبول بر اساس تئوری تیر اویلر برنولی و قبل از ضخامت بحرانی نتایج مربوط به مدل میرایی نفوذ جرم و مدل میرایی دمایی ارتجاعی اختلافی ندارند و همچنین نتایج نشان دادند که با افزایش پارامتر طول مشخصه ضریب میرایی کاهش می یابد.

Thermo-diffusive Coupling Effect on the Damping Ratio Based on Modified Couple Stress Theory in Micro-beam Resonators

Ali Khanchehgardan, Ahad Amiri, Ghader Rezazadeh*

Department of Mechanical Engineering, Urmia University, Urmia, Iran.

* P.O.B. 5718783625 Urmia, Iran, g.rezazadeh@urmia.ac.ir

ARTICLE INFORMATION

Original Research Paper
Received 25 April 2015
Accepted 30 June 2015
Available Online 15 August 2015

Keywords:

MEMS
Mass diffusion
Non-Fourier heat conduction
Non-Fickian mass diffusion
Modified Couple Stress Theory

ABSTRACT

In this work effect of mass diffusion on the damping ratio in micro-beam resonators is investigated based on modified couple stress theory and the Euler-Bernoulli beam assumptions. The couple stress theory is a non-classical elasticity theory which is able to capture size effects in small-scale structures. The governing equation of a micro-beam deflection is obtained using Hamilton's principle and also the governing equations of thermo-diffusive elastic damping are established using two dimensional non-Fourier heat conduction and non-Fickian mass diffusion models. Free vibration of the micro-beam resonators is analyzed using Galerkin reduced order model formulation for the first mode of vibration. A clamped-clamped micro-beam with isothermal boundary conditions at both ends is studied. The obtained results are compared with the results of a model in which the mass diffusion effect is ignored. Furthermore, the mass diffusion effects on the damping ratio are studied for the various micro-beam thicknesses, ambient temperature and length scales parameters. The results show that in the valid region, based on Euler-Bernoulli beam theory and before the critical thickness there is no difference between the results of mass diffusion and thermo-elastic damping and also the results indicate that by increasing the length scale parameter damping ratio decreases.

1- مقدمه

سیستم های میکرو الکترو مکانیکی تلفیقی از اجزاء مکانیکی و الکترونیکی است. امروزه توسعه و ساخت تجهیزات همراه با مصرف انرژی محدود اجتناب ناپذیر است و این مهم نیازمند آنالیز و بررسی تمام عوامل دخیل در مصرف انرژی این تجهیزات است. به منظور بدست آوردن کارایی بالا در

سیستم های میکرو الکترومکانیکی¹ و نانو الکترومکانیکی² در توسعه میکرو ساختارهای پیشرفته بطور گسترده مورد استفاده قرار می گیرند. در واقع

1- MEMS
2- NEMS

Please cite this article using:

A. Khanchehgardan, A. Amiri, Gh. Rezazadeh, Thermo-diffusive Coupling Effect on the Damping Ratio Based on Modified Couple Stress Theory in Micro-beam Resonators, *Modares Mechanical Engineering*, Vol. 15, No. 9, pp. 116-124, 2015 (In Persian)

برای ارجاع به این مقاله از عبارت ذیل استفاده نمایید:

رزوناتورها¹، کاهش اتلاف انرژی و یا به عبارت دیگر افزایش فاکتور کیفیت مهم است. فاکتور کیفیت رزوناتور معیاری از مقدار اتلاف انرژی است. اتلاف انرژی ناشی از میرایی ارتجاعی دمایی² مهمترین عامل اتلاف انرژی است [1-4].

ابتدا زینر [5] به اهمیت میرایی دمایی ارتجاعی در رزوناتورها پی برد و روابط تحلیلی برای این نوع میرایی ارائه نمود. در سال 2006 سان و فانگ [6] میرایی دمایی ارتجاعی را در میکرو رزوناتورها با ترکیب روش تبدیل فوریه سینوسی و تبدیلات لاپلاس بررسی کردند. وحدت و رضازاده [7] اثر تنش‌های پسماند و محوری را بر روی میرایی دمایی ارتجاعی در میکرو رزوناتورها بررسی کردند. سپس رضازاده و همکاران [8] یک رابطه تحلیلی برای فاکتور کیفیت میرایی دمایی ارتجاعی بر اساس تئوری کوپل تنش اصلاح شده³ ارائه نمودند.

نفوذ جرم⁴ به صورت حرکت تصادفی توده‌ای از جرم از ناحیه‌ای با تراکم بالا به ناحیه با تراکم پایین تعریف می‌شود. نوکی [9] تئوری ارتجاعی انتشاری را با در نظر گرفتن مدل دمایی ارتجاعی توسعه داد. شریف و همکاران [10] تئوری دمایی ارتجاعی انتشاری تعمیم‌یافته را با در نظر گرفتن یک زمان آرمیدگی⁵ توسعه دادند.

نتایج آزمایشگاهی نشان داده‌اند که رفتار مکانیکی ریزساختارها به اندازه‌ی آن‌ها وابسته است و تئوری کلاسیک الاستیسیته نمی‌تواند رفتار مکانیکی این ریزساختارها را به طور دقیق پیش‌بینی کند. برای این منظور، تئوری‌های غیرکلاسیک که پارامترهای مقیاس طول ماده‌ی سازنده‌ی ریزساختار را در نظر می‌گیرند گسترش یافتند. در سال 1909 میلادی برادران کوسرات تئوری الاستیسیته‌ی غیرکلاسیک خود را ارائه کردند که بر اساس آن تئوری الاستیسیته‌ی میکروقطبی شکل گرفت [11،12]. در این تئوری، گشتاور بر واحد سطح یا تنش کوپل نیز علاوه بر نیرو بر واحد سطح یا تنش که در الاستیسیته‌ی کلاسیک لحاظ می‌گردد در نظر گرفته می‌شود. وابستگی به اندازه‌ی میکروتیرها با تئوری تنش کوپل کلاسیک مدل شد که شامل چهار ثابت مربوط به ماده‌ی سازنده‌ی ریزساختار است (دو ثابت کلاسیک و دو ثابت افزون⁶). محاسبه‌ی ثابت‌های افزون بر ثابت‌های لامه⁷ در تئورهای الاستیسیته‌ی غیرکلاسیک حتی در ساده‌ترین حالت آن که دارای دو ثابت افزون است کار پیچیده‌ای است. از این روی، تئورهای الاستیسیته‌ی غیرکلاسیک که دارای تنها یک ثابت افزون می‌باشند گسترش یافتند [13،14].

یانگ و همکارانش [15] با اصلاح تئوری تنش کوپل کلاسیک با وارد کردن یک رابطه‌ی تعادل اضافی حاکم بر رفتار کوپل‌ها، در سال 2002 میلادی تئوری تنش کوپل پیراسته را ارائه نمودند. این رابطه‌ی تعادل اضافه، تانسور تنش کوپل را به یک تانسور لزوماً متقارن⁸ تبدیل می‌کند در این تئوری یانگ با معرفی بردار گشتاور آنرا به عنوان معادله سوم تعادل فرض کرد با این فرض تانسور کوپل تنش متقارن شده و تئوری کوپل تنش که در حالت کلی سه مقدار طول مشخصه دارد به شکل ساده‌تری تبدیل می‌شود که تنها با یک مقدار طول مشخصه توصیف می‌شود.

هدف تحقیق حاضر بررسی اثر نفوذ جرم در میکرو رزوناتورها بر اساس

2- مدل مورد بررسی و فرضیات حاکم

در شکل 1 مدل تیر مورد بررسی مشاهده می‌شود. مدل مورد مطالعه برای بررسی اثر نفوذ جرم در میکروتیرها یک تیر دوسرگیردار الاستیک به طول L با سطح مقطع مستطیلی به ابعاد b (عرض) و h (ضخامت) است.

در مدل مورد بررسی محورهای مختصات بدین شکل است که در آن محور x ها در جهت طول تیر ($0 \leq x \leq L$)، محور y ها در جهت عرض تیر ($b/2 \leq y \leq b/2$) و محور z ها در جهت ضخامت تیر ($-h/2 \leq z \leq h/2$) است. فرض می‌شود که نسبت طول به ضخامت تیر به اندازه کافی بزرگ بوده به طوری که می‌توان در معادلات از اثر تغییر مکان‌های ناشی از تنش‌های برشی صرف‌نظر کرد. همچنین دمای اولیه تیر برابر با دمای محیط T_0 فرض شده است. در این پژوهش برای بررسی ارتعاشات میکرو تیرها از فرضیات تیر اوایلر-برنولی استفاده کرده‌ایم. بنابراین در ارتعاشات عرضی تیر فرض می‌شود که تمامی سطوح عمود بر محور تیر به شکل اولیه صفحه‌ای و عمود بر محور تیر باقی بماند که در نهایت جابجایی‌ها را می‌توان به شکل زیر در نظر گرفت.

$$u = -z \frac{\partial w}{\partial x} \quad (1)$$

بر اساس تئوری الاستیسیته کلاسیک معادله پیوستگی برای یک جامد الاستیک همگن ایزوتروپیک با در نظر گرفتن نفوذ جرم و انتقال حرارت به شکل زیر است [10]:

$$\sigma_{ij} = 2\mu e_{ij} + \delta_{ij}(\lambda e_{kk} - \beta_1 T - \beta_2 C) \\ \beta_1 = \frac{E}{(1-2\nu)} \alpha_t, \beta_2 = \frac{E}{(1-2\nu)} \alpha_c \quad (2)$$

در روابط بالا μ و λ ثوابت لامه می‌باشند، α_t ضریب انبساط حرارتی خطی است، α_c ضریب انبساط دیفیوژن خطی است، σ_{ij} مؤلفه‌های تنسور تنش و e_{ij} مؤلفه‌های تنسور کرنش است و ν ضریب پواسون و δ_{ij} دلتای کرونیکر است. همچنین e_{kk} نشان‌دهنده مجموع مؤلفه‌های قطر اصلی ماتریس کرنش است. u جابجایی تیر در راستای x است $T_1, T = T_1 - T_0$ دمای مطلق میکروتیر و T_0 دمای میکروتیر در شرایط عادی است و فرض می‌شود که با دمای محیط برابر باشد و C مربوط به تراکم جرم است. کرنش‌های حرارتی در جامدات الاستیک به علت انبساط گرمایی و کرنش‌های دیفیوژن به علت انبساط حاصل از نفوذ جرم بوجود می‌آیند. بنابراین مجموع کرنش‌ها می‌تواند به شکل مجموع کرنش‌های مکانیکی، حرارتی و دیفیوزیویتی بیان شود:

$$e_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{ij} - \frac{\nu}{E} \sigma_{kk} \delta_{ij} + \alpha_t T \delta_{ij} + \alpha_c C \delta_{ij} \quad (3)$$

بر اساس کارهای قبلی که توسط خوانچه‌گردان [1-4] و رضازاده و همکاران [8] انجام شده است زمانی که ضخامت و پهنای تیری به اندازه کافی نسبت به طول تیر کوچک باشند بر اساس حالت تنش صفحه‌ای می‌توان نتیجه



شکل 1 مدل مورد مطالعه

- 1- Resonator
- 2- Thermo-elastic damping (TED)
- 3- Modified couple stress theory
- 4- Mass diffusion
- 5- Relaxation time
- 6- Additional constant
- 7- Lamé constants
- 8- Symmetric

می شوند:

$$m_{ij} = 2l^2 \mu \chi_{ij}$$

$$\chi_{ij} = \frac{1}{2}(\theta_{i,j} + \theta_{j,i}) \quad (12)$$

μ مدول برشی و l پارامتر طول مشخصه مربوط به تئوری کوپل تنش اصلاح شده می باشند. رابطه بین بردار چرخش θ_i و تنسور ω به شکل زیر است:

$$\theta_i = -\frac{1}{2}(\epsilon_{ijk} \omega_{jk}) \quad (13)$$

ϵ_{ijk} تنسور جای گشت است. رابطه بین تنسور ω و تنسور جابجایی به شکل رابطه (14) است و بدین ترتیب تنسور چرخش بر حسب جابجایی ها به صورت رابطه (15) بدست می آید:

$$\omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{i,j} - u_{j,i}) \quad (14)$$

$$\theta_i = \frac{1}{2}(\epsilon_{ijk} u_{k,j}) \quad (15)$$

بسط قسمت انحرافی تنسور کوپل تنش به نتایج زیر منجر می شود:

$$\chi_{ij} = \frac{1}{4}(\epsilon_{imn} u_{n,mj} + \epsilon_{jmn} u_{n,mi})$$

$$m_{ij} = \frac{\mu l^2}{2}(\epsilon_{imn} u_{n,mj} + \epsilon_{jmn} u_{n,mi}) \quad (16)$$

$$\chi_{xy} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}; \chi_{xx} = \chi_{yy} = \chi_{zz} = \chi_{yz} = \chi_{xz} = 0;$$

$$m_{xy} = -\mu l^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2};$$

$$m_{xx} = m_{yy} = m_{zz} = m_{yz} = m_{xz} = 0; \quad (17)$$

حال با در نظر گرفتن اثر نفوذ جرم انرژی کرنشی به شکل زیر است:

$$u_{CLA} = \int \sigma_{xx} de = \frac{1}{2} \tilde{E} e_{xx}^2 - \beta_t T e_{xx} - \beta_c C e_{xx}$$

$$u_{MCST} = \frac{1}{2} m_{ij} \chi_{ij} \quad (18)$$

$$U_T = \iiint u_{CLA} + u_{MCST} \quad (19)$$

انرژی جنبشی:

$$K = \frac{1}{2} \int_0^L \rho A \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)^2 dx \quad (20)$$

معرفی لاگرانژین و استفاده از حساب تغییرات برای استخراج معادله حرکت:

$$\mathcal{L} = K - U = \int_0^L F dx; \quad (21)$$

$$F = \frac{1}{2} \rho A \dot{w}^2 - \frac{1}{2} (\tilde{E} I + \mu A l^2) w''^2 - (M_T + M_C) w'' \quad (22)$$

شرایط زیر بر اساس حساب تغییرات بایستی ارضا شود:

$$\delta \int_{t_1}^{t_2} \mathcal{L} dt = \int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \delta F (w'', \dot{w}, M_T, M_C) dx dt = 0$$

$$\delta F = \frac{\partial F}{\partial \dot{w}} \delta \dot{w} + \frac{\partial F}{\partial w''} \delta w'' \quad (23)$$

$$\int_{t_1}^{t_2} \int_0^L \left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial F}{\partial w''} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{w}} \right) \right] \delta w dx dt$$

$$- \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial w''} \right) \delta w \Big|_0^L dt + \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial F}{\partial w''} \delta w' \Big|_0^L dt$$

$$+ \int_0^L \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{w}} \right) \delta \dot{w} \Big|_{t_1}^{t_2} dx = 0 \quad (24)$$

معادله نهایی ارتعاشات تیر:

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial F}{\partial w''} \right) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial F}{\partial \dot{w}} \right) = (\tilde{E} I + \mu A l^2) \frac{\partial^4 w}{\partial x^4}$$

$$+ \frac{\partial^2 M_T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M_C}{\partial x^2} + \rho A \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = 0 \quad (25)$$

گرفت که مؤلفه های تنسور تنش در راستای Z و Y صفر هستند ($\sigma_{zz} = \sigma_{yy} = 0$). بنابراین مؤلفه های تنسور کرنش را می توان به شکل زیر محاسبه نمود:

$$e_{xx} = -z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{\sigma_{xx}}{E} + \alpha_t T + \alpha_c C$$

$$e_{yy} = \nu z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + (1 + \nu) \alpha_t T + (1 + \nu) \alpha_c C$$

$$e_{zz} = \nu z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + (1 + \nu) \alpha_t T + (1 + \nu) \alpha_c C$$

$$e_{xy} = e_{xz} = e_{yz} = 0 \quad (4)$$

$$e_{kk} = (2\nu - 1) z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2(1 + \nu) \alpha_t T + 2(1 + \nu) \alpha_c C \quad (5)$$

$$\sigma_{xx} = -E z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - E \alpha_t T - E \alpha_c C \quad (6)$$

اما زمانی که ضخامت تیر به اندازه کافی در مقایسه با طول آن کوچک باشد ولی پهنای آن قابل ملاحظه باشد بر اساس شرایط کرنش صفحه ای می توان نتیجه گرفت که مؤلفه های تنسور تنش در جهت Z و مؤلفه های تنسور کرنش در جهت Y صفر می شود ($\sigma_{zz} = e_{yy} = 0$). بنابراین مؤلفه های غیر صفر تنسور تنش و کرنش به شکل توابعی از جابجایی ها برای تیر اویلر برنولی را می توان به شکل زیر بیان نمود:

$$e_{xx} = -z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} = \frac{\sigma_{xx}}{E} - \nu \frac{\sigma_{yy}}{E} + \alpha_t T + \alpha_c C$$

$$e_{zz} = \frac{\nu}{(1 - \nu)} \left(z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_t T + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_c C \quad (7)$$

$$e_{kk} = \frac{2\nu - 1}{1 - \nu} \left(z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_t T + \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \alpha_c C \quad (8)$$

$$\sigma_{xx} = -\frac{E}{(1 - \nu^2)} \left(z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right) - \frac{E \alpha_t}{(1 - \nu)} T - \frac{E \alpha_c}{(1 - \nu)} C$$

$$\sigma_{yy} = \nu \sigma_{xx} - E \alpha_t T - E \alpha_c C \quad (9)$$

بنابراین برای تیرهای نازک و تیرهای پهن می توان این گونه نوشت:

$$\sigma_{xx} = -\tilde{E} z \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \beta_t T - \beta_c C \quad (10)$$

در اینجا β_c و β_t به ترتیب ضریب دمایی و ضریب دیفیوژن در معادله متشکله هستند که به ترتیب برابر با $E \alpha_c$ و $E \alpha_t$ برای حالت تنش صفحه ای (تیرهای نازک) و برابر با $E \alpha_c / (1 - \nu)$ و $E \alpha_t / (1 - \nu)$ برای حالت کرنش صفحه ای (تیرهای پهن) هستند. توجه شود که برای تیرهای پهن که در آنها $b \geq 5h$ است ضریب تأثیر \tilde{E} را با ضریب صفحه ¹ می توان تخمین زد ($E / (1 - \nu^2)$) در غیر این صورت برای تیرهای نازک \tilde{E} همان مودول یانگ ² است.

3- معادله حاکم بر ارتعاش میکرو رزوناتور

انرژی کرنشی کل با در نظر گرفتن تئوری کوپل تنش برای خمش تیرها از رابطه زیر محاسبه می شود:

$$U_T = \frac{1}{2} \iiint (\sigma_{ij} e_{ij} + m_{ij} \chi_{ij}) dV \quad (11)$$

که در رابطه اخیر V حجم تیر، m_{ij} و χ_{ij} به ترتیب قسمت انحرافی تنسور کوپل تنش و قسمت متقارن تنسور پیچش می باشند که با روابط زیر مشخص

1- plate modulus
2- Young's modulus

معادلات ديگر بدست آمده از حساب تغييرات براي شرايط اوليه و شرايط مرزي:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + \tau_{0c} \frac{\partial^2 C}{\partial t^2} + (Da + \gamma DE \alpha_t \alpha_c) \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \\ + (-D\ell + \gamma DE \alpha_c^2) \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \\ + (-D\ell + \gamma DE \alpha_c^2) \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \\ + (Da + \gamma DE \alpha_t \alpha_c) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - (D\beta_c) z \frac{\partial^4 w}{\partial x^4} = 0 \end{aligned} \quad (31)$$

با در نظر گرفتن مقدارهاي بي بعد زير معادلات به شكل بي بعد در مي آيد:

$$\begin{aligned} \hat{w} = \frac{w}{h}, \quad \hat{x} = \frac{x}{L}, \quad \hat{z} = \frac{z}{h}, \quad \hat{T} = \frac{T}{T_0}, \quad \hat{C} = \alpha_c C, \\ \hat{t} = \frac{t}{t^*}, \quad t^* = L \sqrt{\frac{\rho}{\tilde{E}}}, \end{aligned} \quad (32)$$

شكل بي بعد معادلات:

$$S_1 \frac{\partial^4 \hat{w}}{\partial \hat{x}^4} + \frac{\partial^2 \hat{M}_T}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 \hat{M}_c}{\partial \hat{x}^2} + \frac{\partial^2 \hat{w}}{\partial \hat{t}^2} = 0 \quad (33)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{x}^2} + S_2 \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{z}^2} - S_3 \frac{\partial \hat{T}}{\partial \hat{t}} + S_4 \hat{z} \frac{\partial^3 \hat{w}}{\partial \hat{x}^2 \partial \hat{t}} - S_5 \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{t}^2} \\ + S_6 \hat{z} \frac{\partial^4 \hat{w}}{\partial \hat{x}^2 \partial \hat{t}^2} - S_7 \frac{\partial \hat{C}}{\partial \hat{t}} - S_8 \frac{\partial^2 \hat{C}}{\partial \hat{t}^2} = 0 \end{aligned} \quad (34)$$

$$\begin{aligned} S_9 \frac{\partial \hat{C}}{\partial \hat{t}} + S_{10} \frac{\partial^2 \hat{C}}{\partial \hat{t}^2} + S_{11} \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{z}^2} + S_{12} \frac{\partial^2 \hat{C}}{\partial \hat{z}^2} + S_{13} \frac{\partial^2 \hat{C}}{\partial \hat{x}^2} \\ + S_{14} \frac{\partial^2 \hat{T}}{\partial \hat{x}^2} - S_{15} \hat{z} \frac{\partial^4 \hat{w}}{\partial \hat{x}^4} = 0 \end{aligned} \quad (35)$$

كه ضرايب معادلات به شكل زير است:

$$S_1 = \frac{h^2}{12L^2} + \frac{\mu L^2}{EL^2}; \quad S_2 = \frac{L^2}{h^2};$$

$$S_3 = (\rho C_v + \gamma E \alpha_t^2 T_0) \frac{L}{k} \sqrt{\frac{\tilde{E}}{\rho}}; \quad S_4 = \frac{h^2 \beta}{kL} \sqrt{\frac{\tilde{E}}{\rho}};$$

$$S_5 = (\rho C_v \tau_{0t} + \gamma E \alpha_t^2 T_0 \tau_{0t}) \frac{\tilde{E}}{\rho}; \quad S_6 = \frac{\tau_{0t} \beta \tilde{E} h^2}{\rho k L^2};$$

$$S_7 = (a + \gamma E \alpha_t \alpha_c) \frac{L}{\alpha_c k} \sqrt{\frac{\tilde{E}}{\rho}};$$

$$S_8 = (a \tau_{0t} + \gamma E \alpha_t \alpha_c \tau_{0t}) \frac{\tilde{E}}{\alpha_c k \rho};$$

$$S_9 = \frac{1}{\alpha_c L} \sqrt{\frac{\tilde{E}}{\rho}}; \quad S_{10} = \frac{\tau_{0c} \tilde{E}}{\alpha_c \rho L^2};$$

$$S_{11} = (Da + \gamma DE \alpha_t \alpha_c) \frac{T_0}{h^2};$$

$$S_{12} = (-D\ell + \gamma DE \alpha_c^2) \frac{1}{\alpha_c h^2};$$

$$S_{13} = (-D\ell + \gamma DE \alpha_c^2) \frac{1}{\alpha_c L^2};$$

$$S_{14} = (Da + \gamma DE \alpha_c \alpha_t) \frac{T_0}{L^2}; \quad S_{15} = D\beta_c \frac{h^2}{L^4}; \quad (36)$$

براي حل معادلات بالا از روش گلرکين استفاده مي کنيم. روش گلرکين، يك روش گسسته سازي براي مسائل مقدار مرزي است كه مي تواند به معادلات ديفرانسيل خطي اعمال شود. در اين روش، يك تركيب خطي از توابع پايه با توابع شكل مناسب به رفتار فيزيكي مسئله تحت بررسي نسبت داده مي شود. پس از حل دستگاه معادلات جبري، ضرايب مربوط به هر يك از توابع شكل

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial F}{\partial w} \right) \delta w \Big|_{t_1}^{t_2} = \dot{w}(x, t_2) \delta w(x, t_2) \\ - \dot{w}(x, t_1) \delta w(x, t_1) = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial w''} \delta w' \Big|_0^L = (EI w'' + M_T + M_C) \delta w' \Big|_0^L = 0 \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial F}{\partial w''} \right) \delta w \Big|_0^L = \left(EI \frac{\partial^3 w}{\partial x^3} + \frac{\partial M_T}{\partial x} + \frac{\partial M_C}{\partial x} \right) \delta w \Big|_0^L \\ = 0 \end{aligned} \quad (27)$$

4- معادله ترموالاستيسيته با در نظر گرفتن نفوذ جرم

معادله ترمو الاستيسيته بر اساس معادله انتقال حرارت غيرفوريه توسط لورد و شولمان [16] پيشنهاد شد كه خود معادله انتقال حرارت غير فوريه نيز براي اولين بار توسط ماكسول [17] با در نظر گرفتن سرعت محدود براي انتقال حرارت معرفي شد كه در قالب مكانيك محيطهاي پيوسته به شكل زير در مي آيد:

$$\begin{aligned} \rho C_v (\dot{T} + \tau_{0t} \ddot{T}) + \beta_1 T_0 (\dot{e} + \tau_{0t} \ddot{e}) + a T_0 (\dot{C} + \tau_{0t} \ddot{C}) \\ = K T_{,ii} \end{aligned} \quad (28)$$

در اين روابط τ_{0t} زمان آرميديگي مربوط به معادله ترموالاستيك است، اين ثابت يك تفسير فيزيكي ساده دارد و آن اينكه مدت زماني است كه طول مي كشد تا يك المان كه تحت گراديان حرارتي ناگهاني قرار گرفته است به حالت پايا برسد. C_v گرمای ویژه در حجم ثابت و a يك ضريب اندازه از ترموديفيوزيويتي و K ضريب انتقال حرارت است.

با جاگذاري کرنشها در رابطه (28) و با صرف نظر کردن از انتقال حرارت در راستای y معادله نهايي کوپل شده ترموالاستيك دوبعدی بانفوذ جرم استخراج می شود:

$$\begin{aligned} (\rho C_v + \gamma E \alpha_t^2 T_0) \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho C_v \tau_{0t} + \gamma E \alpha_t^2 T_0 \tau_{0t}) \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \\ + (a T_0 + \gamma E \alpha_t \alpha_c T_0) \frac{\partial C}{\partial t} \\ + (a T_0 \tau_{0t} + \gamma E \alpha_t \alpha_c T_0 \tau_{0t}) \frac{\partial^2 C}{\partial t^2} - (\beta_t T_0) z \frac{\partial^3 w}{\partial x^2 \partial t} \\ - (\beta_t T_0 \tau_{0t}) z \frac{\partial^4 w}{\partial x^2 \partial t^2} = k \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \end{aligned} \quad (29)$$

در رابطه (29) γ براي حالت تنش صفحه ای برابر $2(1+\nu)/(1-2\nu)$ و براي حالت کرنش صفحه ای برابر $(1+\nu)/((1-2\nu)(1-\nu))$ است.

5- معادله نفوذ جرم با در نظر گرفتن انتقال حرارت

در پی کارهای شريف و همکاران [10] مشابه رابطه انتقال حرارت معادله مشابهی را برای شار جرم می توان در نظر گرفت:

$$D\beta_2 e_{,ii} + Da T_{,ii} + (\dot{C} + \tau_{0c} \ddot{C}) - D\ell C_{,ii} = 0 \quad (30)$$

D ثابت معادله فيک است، ℓ ضريب اثر ديفيوزيويتي است. τ_{0c} زمان آرميديگي معادله نفوذ جرم است و تعريفی مشابه زمان آرميديگي معادله انتقال حرارت غير فوريه دارد و انتقال جرم با سرعت محدود را نشان می دهد. با جاگذاري کرنشها در رابطه و با صرف نظر کردن از انتقال جرم در راستای y بالا به رابطه اصلی نفوذ جرم دوبعدی با يك زمان آرميديگي می توان رسید:

$$\begin{aligned}
 & S_9 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \dot{\zeta}_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) \\
 & + S_{10} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \ddot{\zeta}_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) \\
 & + S_{11} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \phi_j^{\circ\circ}(\hat{z}) \\
 & + S_{12} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d^{\circ\circ}(\hat{z}) \\
 & + S_{13} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed}(\hat{t}) \lambda_e''(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) \\
 & + S_{14} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i''(\hat{x}) \phi_j(\hat{z}) \\
 & - S_{15} \hat{z} \sum_{k=1}^p \varpi_k(\hat{t}) \psi_k^{(IV)}(\hat{x}) = \epsilon_3
 \end{aligned} \quad (44)$$

که در اینجا $\phi_j^{\circ\circ}(\hat{z}) = \partial^2 \phi_j / \partial \hat{z}^2$; $\Lambda_d^{\circ\circ}(\hat{z}) = \partial^2 \Lambda_d / \partial \hat{z}^2$

بر اساس روش گلرکین روابط زیر بایستی ارضا شوند:

$$\int_0^1 \varphi_f(\hat{x}) \epsilon_1 d\hat{x} = 0 \quad ; \quad f = 1, \dots, p \quad (45)$$

$$\begin{aligned}
 & \int_0^1 \int_{-1/2}^{1/2} \varphi_q(\hat{x}) \phi_g(\hat{z}) (\hat{z}) \epsilon_2 d\hat{z} d\hat{x} = 0 \\
 & q = 1, \dots, n \quad ; \quad g = 1, \dots, m
 \end{aligned} \quad (46)$$

$$\begin{aligned}
 & \int_0^1 \int_{-1/2}^{1/2} \lambda_r(\hat{x}) \Lambda_s(\hat{z}) \epsilon_3 d\hat{z} d\hat{x} = 0 \\
 & r = 1, \dots, l \quad ; \quad s = 1, \dots, h
 \end{aligned} \quad (47)$$

با اعمال روابط (45-47) به معادلات اصلی به روابط زیر می توان رسید:

$$\begin{aligned}
 & S_1 \sum_{k=1}^p \varpi_k K_{fk}^{(1)} + \frac{T_0 \beta_t}{\tilde{E}} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij} K_{fi}^{(2)} K_j^{(3)} \\
 & + \frac{\beta_c}{\alpha_c \tilde{E}} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed} K_{ef}^{(4)} K_d^{(5)} + \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k K_{fk}^{(6)} = 0
 \end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij} G_{qi}^{(2)} G_{gj}^{(4)} + S_2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij} G_{qi}^{(1)} G_{gj}^{(5)} \\
 & - S_3 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \dot{u}_{ij} G_{qi}^{(1)} G_{gj}^{(4)} + S_4 \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k G_{qk}^{(3)} G_g^{(6)} \\
 & - S_5 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \ddot{u}_{ij} G_{qi}^{(1)} G_{gj}^{(4)} + S_6 \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k G_{qk}^{(3)} G_g^{(6)} \\
 & - S_7 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \dot{\zeta}_{ed} G_{eq}^{(7)} G_{gd}^{(8)} - S_8 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \ddot{\zeta}_{ed} G_{eq}^{(7)} G_{gd}^{(8)} \\
 & = 0
 \end{aligned} \quad (49)$$

به دست می آید. در نتیجه، می توان تقریبی از رفتار فیزیکی مسئله را پیش بینی کرد.

$$\hat{w}(\hat{x}, \hat{t}) = \sum_{k=1}^p \varpi_k(\hat{t}) \psi_k(\hat{x}) \quad (37)$$

$$\hat{T}(\hat{x}, \hat{z}, \hat{t}) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \phi_j(\hat{z}) \quad (38)$$

$$\hat{C}(\hat{x}, \hat{z}, \hat{t}) = \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) \quad (39)$$

با جایگذاری معادلات بالا در روابط مربوط به ممان های حرارتی و دیفیوزیویتی این روابط به شکل بی بعد زیر در خواهند آمد:

$$\begin{aligned}
 \hat{M}_T &= \frac{M_T}{\tilde{E} b h^2} = \frac{T_0 \beta_t}{\tilde{E}} \int_{-1/2}^{1/2} \hat{T} \hat{z} d\hat{z} \\
 &= \frac{T_0 \beta_t}{\tilde{E}} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \phi_j(\hat{z}) d\hat{z}
 \end{aligned} \quad (40)$$

$$\begin{aligned}
 \hat{M}_c &= \frac{M_c}{\tilde{E} b h^2} = \frac{\beta_c}{\alpha_c \tilde{E}} \int_{-1/2}^{1/2} \hat{C} \hat{z} d\hat{z} \\
 &= \frac{\beta_c}{\alpha_c \tilde{E}} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \Lambda_d(\hat{z}) d\hat{z}
 \end{aligned} \quad (41)$$

با جایگذاری روابط (37-41) معادلات بی بعد به شکل زیر تبدیل می شوند و به دلیل اینکه مقادیر بالا حل تقریبی می باشند معادلات را برابر با باقیمانده غیر صفر قرار می دهیم.

$$\begin{aligned}
 & S_1 \sum_{k=1}^p \varpi_k(\hat{t}) \psi_k^{(IV)}(\hat{x}) \\
 & + \frac{T_0 \beta_t}{\tilde{E}} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i''(\hat{x}) \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \phi_j(\hat{z}) d\hat{z} \\
 & + \frac{\beta_c}{\alpha_c \tilde{E}} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed}(\hat{t}) \lambda_e''(\hat{x}) \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \Lambda_d(\hat{z}) d\hat{z} \\
 & + \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k(\hat{t}) \psi_k(\hat{x}) = \epsilon_1
 \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned}
 & \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i''(\hat{x}) \phi_j(\hat{z}) \\
 & + S_2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \phi_j^{\circ\circ}(\hat{z}) \\
 & - S_3 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \dot{u}_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \phi_j(\hat{z}) \\
 & + S_4 \hat{z} \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k(\hat{t}) \psi_k''(\hat{x}) \\
 & - S_5 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \ddot{u}_{ij}(\hat{t}) \varphi_i(\hat{x}) \phi_j(\hat{z}) \\
 & + S_6 \hat{z} \sum_{k=1}^p \ddot{\varpi}_k(\hat{t}) \psi_k''(\hat{x}) \\
 & - S_7 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \dot{\zeta}_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) \\
 & - S_8 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \ddot{\zeta}_{ed}(\hat{t}) \lambda_e(\hat{x}) \Lambda_d(\hat{z}) = \epsilon_2
 \end{aligned} \quad (43)$$

$$\begin{aligned}
Q_{sj}^{(8)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \Lambda_s(\hat{z}) \phi_j(\hat{z}) d\hat{z} \\
Q_{rk}^{(9)} &= \int_0^1 \lambda_r(\hat{x}) \psi_k(\hat{x}) d\hat{x} \\
Q_s^{(10)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \Lambda_s(\hat{z}) d\hat{z}
\end{aligned} \quad (53)$$

با در نظر گرفتن توابع شکل مناسب که شرایط مرزی مسئله را ارضا می‌کنند و با حل معادلات (48-50) به طور همزمان و با توجه به اینکه $\bar{\omega}_k = \bar{\omega}_k e^{i\Omega_k \tau}$; $u_{ij} = \bar{u}_{ij} e^{i\Omega_{ij} \tau}$; $\zeta_{ed} = \bar{\zeta}_{ed} e^{i\Omega_{ed} \tau}$ ؛ مختلط به دست می‌آیند. توجه شود که \hat{T} ، \hat{C} و \hat{W} با یک فرکانس ارتعاش می‌کنند بنابراین $\Omega_k = \Omega_{ij} = \Omega_{ed} = \Omega$. با توجه به فرکانس‌های مختلط ضریب میرایی به شکل زیر محاسبه می‌شود [6]:

$$\zeta = \left| \frac{\Im(\Omega)}{\sqrt{\Re^2(\Omega) + \Im^2(\Omega)}} \right| \quad (54)$$

که در این رابطه $\Re(\Omega)$ قسمت حقیقی فرکانس مختلط و $\Im(\Omega)$ قسمت موهومی آن است.

6- نتایج عددی

مقادیر مربوط به هندسه مدل و خصوصیات ماده مورد استفاده در جدول 1 آورده شده است.

نتایج عددی بدست آمده در بخش قبلی به شکل گرافیکی در این قسمت برای بررسی اثر نفوذ جرم بر روی ضریب میرایی میکرو تیرها ترسیم شده است. همان طور که در شکل 2 نشان داده شده است با افزایش ضخامت ابتدا ضریب میرایی نیز افزایش می‌یابد تا اینکه ضریب میرایی به بیشترین مقدار خود می‌رسد که ضخامت مربوط به این میرایی را ضخامت بحرانی میرایی ترمودیفیوژیو الاستیک¹ می‌گویند. که پس از آن ضریب میرایی کاهش می‌یابد. با در نظر گرفتن اثر نفوذ جرم اندازه ضخامت بحرانی تغییری نمی‌کند. بایستی توجه شود که ضخامت بحرانی زمانی روی می‌دهد که زمان مشخصه گرمایی (زمانی که لازم است تا گرادیان‌های دمایی از بین برود و به اصطلاح آرام شود) با عکس فرکانس طبیعی تیر برابر می‌شود [6]. همان طور که از شکل 2 و شکل 3 مشاهده می‌شود می‌توان نتیجه گرفت که اثر نفوذ

جدول 1 خصوصیات ماده مورد استفاده

نماد	پارامتر	مقدار کمیت
L	طول	10 (μm)
b	پهنا	1 (μm)
h	ضخامت	1 (μm)
E	مدول یانگ	71 (GPa)
ν	ضریب پواسون	0/3429
k	هدایت گرمایی	205 ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
D	ضریب معادله فیک	$0/85 \times 10^{-10}$ (kg s m^{-3})
ρ	چگالی	2700 (kg m^{-3})
C_v	گرمای ویژه در حجم ثابت	900 ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
α_t	ضریب انبساط گرمایی	$2/4 \times 10^{-5}$ (K^{-1})
α_c	ضریب انبساط انتشار جرم	6×10^{-5} ($\text{kg}^{-1} \text{m}^3$)
T_0	دمای محیط	300 (K)
a	ضریب ثابت	5×10^{-7} ($\text{m}^2 \text{s}^{-2} \text{K}^{-1}$)
b	ضریب ثابت	5×10^{-9} ($\text{kg}^{-1} \text{m}^5 \text{s}^{-2}$)

1- Thermo-diffusive-elastic damping (TDLED)

$$\begin{aligned}
&S_9 \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \dot{\zeta}_{ed} Q_{re}^{(1)} Q_{sd}^{(2)} + S_{10} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \ddot{\zeta}_{ed} Q_{re}^{(1)} Q_{sd}^{(2)} \\
&+ S_{11} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij} Q_{ri}^{(3)} Q_{js}^{(4)} + S_{12} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed} Q_{re}^{(1)} Q_{sd}^{(5)} \\
&+ S_{13} \sum_{e=1}^l \sum_{d=1}^h \zeta_{ed} Q_{re}^{(6)} Q_{sd}^{(2)} + S_{14} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m u_{ij} Q_{ri}^{(7)} Q_{js}^{(8)} \\
&- S_{15} \sum_{k=1}^p \varpi_k Q_{ik}^{(9)} Q_j^{(10)} = 0
\end{aligned} \quad (50)$$

برای معادله اول:

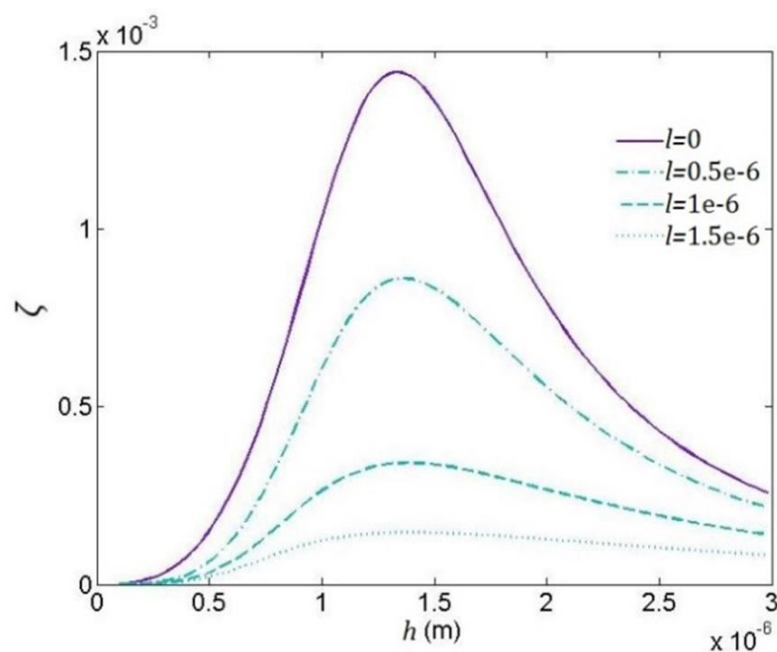
$$\begin{aligned}
K_{fk}^{(1)} &= \int_0^1 \psi_f(\hat{x}) \psi_k^{(IV)}(\hat{x}) d\hat{x}; \\
K_{fi}^{(2)} &= \int_0^1 \psi_f(\hat{x}) \varphi_i''(\hat{x}) d\hat{x} \\
K_j^{(3)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \phi_j(\hat{z}) d\hat{z}; \quad K_{ef}^{(4)} = \int_0^1 \psi_f(\hat{x}) \lambda_e''(\hat{x}) d\hat{x} \\
K_d^{(5)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \Lambda_d(\hat{z}) d\hat{z} \\
K_{fk}^{(6)} &= \int_0^1 \psi_f(\hat{x}) \psi_k(\hat{x}) d\hat{x}
\end{aligned} \quad (51)$$

و همین طور برای معادله دوم:

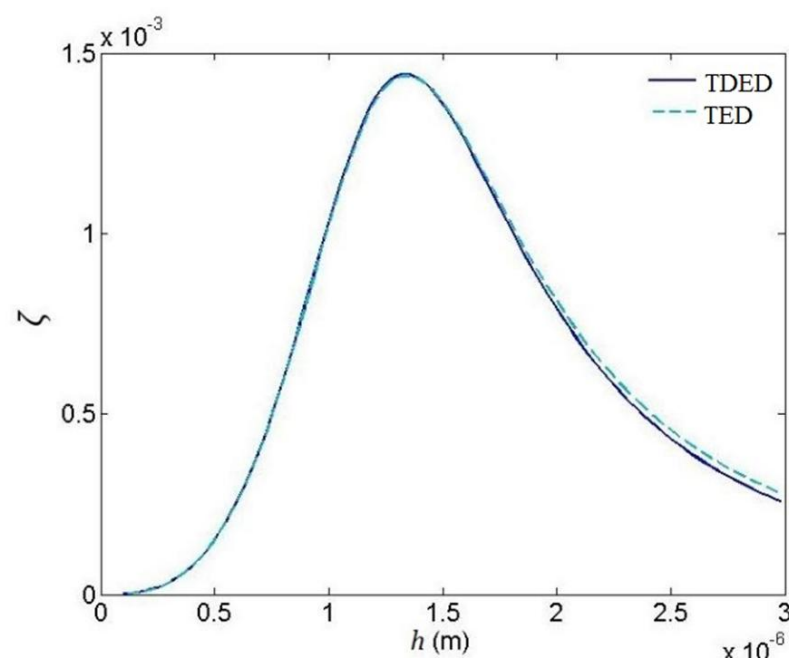
$$\begin{aligned}
G_{qi}^{(1)} &= \int_0^1 \varphi_q(\hat{x}) \varphi_i(\hat{x}) d\hat{x} \\
G_{qi}^{(2)} &= \int_0^1 \varphi_q(\hat{x}) \varphi_i''(\hat{x}) d\hat{x} \\
G_{qk}^{(3)} &= \int_0^1 \varphi_q(\hat{x}) \psi_k''(\hat{x}) d\hat{x} \\
G_{gj}^{(4)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \phi_g(\hat{z}) \phi_j(\hat{z}) d\hat{z} \\
G_{gj}^{(5)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \phi_g(\hat{z}) \phi_j^{\circ\circ}(\hat{z}) d\hat{z} \\
G_g^{(6)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \hat{z} \phi_g(\hat{z}) d\hat{z} \\
G_{eq}^{(7)} &= \int_0^1 \lambda_e(\hat{x}) \varphi_q(\hat{x}) d\hat{x} \\
G_{gd}^{(8)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \phi_g(\hat{z}) \Lambda_d(\hat{z}) d\hat{z}
\end{aligned} \quad (52)$$

و برای معادله آخر:

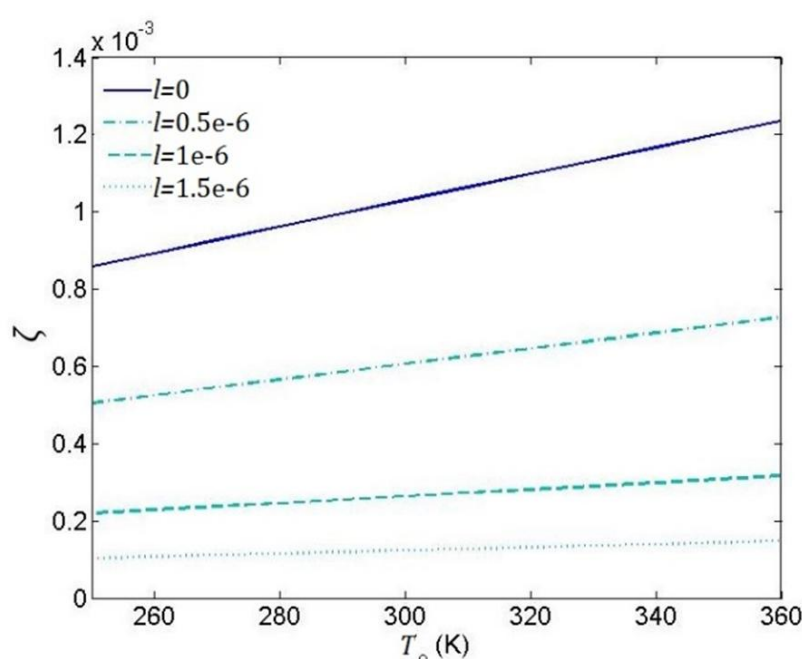
$$\begin{aligned}
Q_{re}^{(1)} &= \int_0^1 \lambda_r(\hat{x}) \lambda_e(\hat{x}) d\hat{x} \\
Q_{sd}^{(2)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \Lambda_s(\hat{z}) \Lambda_d(\hat{z}) d\hat{z} \\
Q_{ri}^{(3)} &= \int_0^1 \lambda_r(\hat{x}) \varphi_i(\hat{x}) d\hat{x} \\
Q_{sj}^{(4)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \Lambda_s(\hat{z}) \phi_j^{\circ\circ}(\hat{z}) d\hat{z} \\
Q_{sd}^{(5)} &= \int_{-1/2}^{1/2} \Lambda_s(\hat{z}) \Lambda_d^{\circ\circ}(\hat{z}) d\hat{z} \\
Q_{re}^{(6)} &= \int_0^1 \lambda_r(\hat{x}) \lambda_e''(\hat{x}) d\hat{x} \\
Q_{ri}^{(7)} &= \int_0^1 \lambda_r(\hat{x}) \varphi_i''(\hat{x}) d\hat{x}
\end{aligned}$$



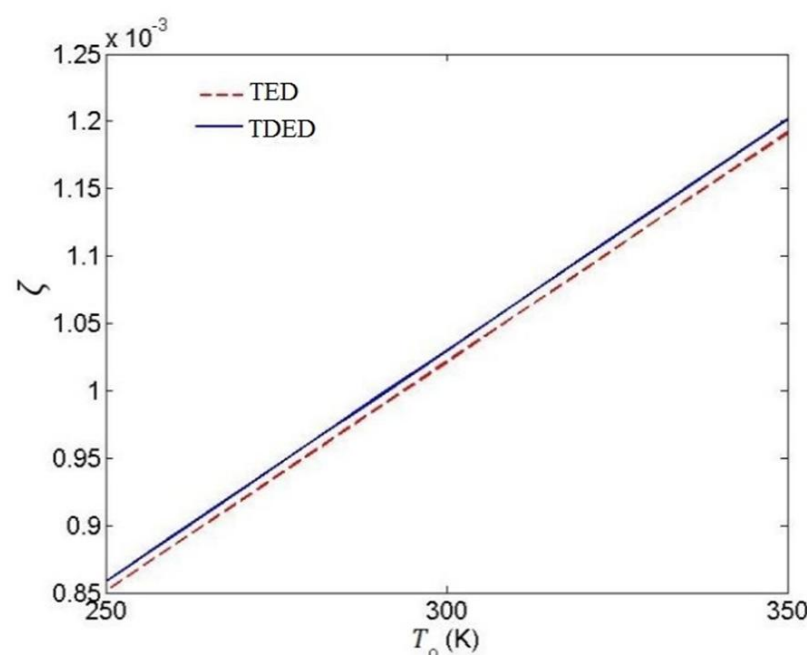
شکل 4 ضریب میرایی بر حسب ضخامت



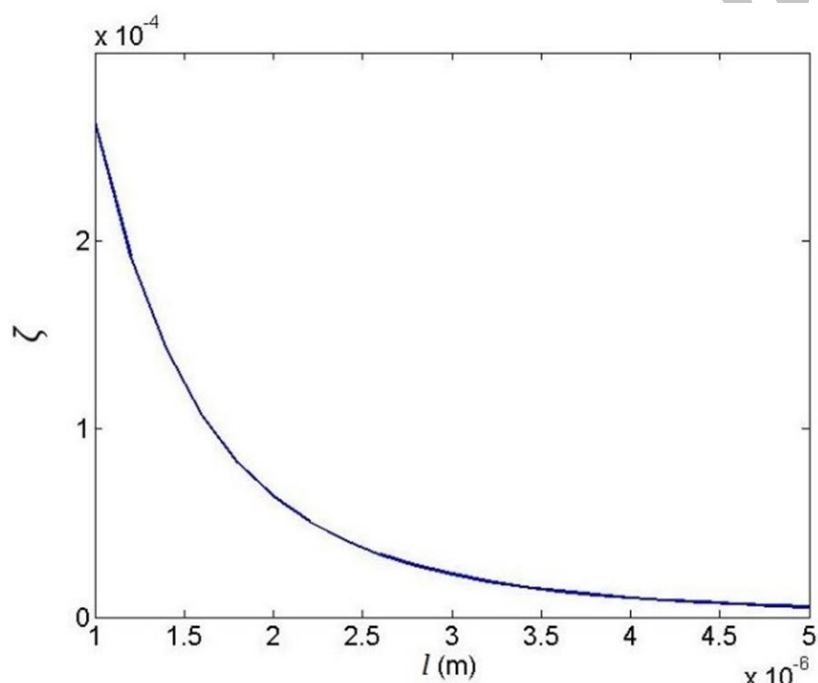
شکل 2 ضریب میرایی بر حسب ضخامت



شکل 5 ضریب میرایی بر حسب دمای محیط



شکل 3 ضریب میرایی بر حسب دمای محیط



شکل 6 ضریب میرایی بر حسب پارامتر طول مشخصه

از $h = 0.2 \text{ (}\mu\text{m)}$ مقدار طول مشخصه برابر $l = 23 \text{ (}\mu\text{m)}$ و از ضخامت $h = 0.2 \text{ (}\mu\text{m)}$ تا ضخامت $h = 0.485 \text{ (}\mu\text{m)}$ مقدار طول مشخصه برابر $l = 8 \text{ (}\mu\text{m)}$ و برای ضخامت‌های بیشتر از $h = 0.485 \text{ (}\mu\text{m)}$ مقدار طول مشخصه صفر است و نتایج بدست آمده بعد از این ضخامت با نتایج تئوری کلاسیک تفاوتی نمی‌کند.

جرم بسیار کوچک بود و در اکثر موارد به خصوص قبل از ضخامت بحرانی می‌توان از آن صرف‌نظر کرد ولی در اندازه‌گیری‌های دقیق و در کاربردهایی که نیاز به دقت بالایی است بعد از ضخامت بحرانی بایستی اثر نفوذ جرم در نظر گرفته شود.

شکل 4 مقایسه نتایج محاسبه‌شده برای مدل کوپل تنش اصلاح شده به ازای مقادیر مختلف طول مشخصه $l = 0, l = 0.5, l = 1, l = 4$ (با $h = 1.5 \text{ (}\mu\text{m)}$) بر حسب ضخامت میکروتیر است و همین طور شکل 5 نیز نتایج گرافیکی مقایسه ضریب میرایی بر حسب دمای محیط برای مقادیر مختلف طول مشخصه است. ضریب میرایی محاسبه‌شده برای تئوری کوپل تنش از ضریب میرایی تئوری کلاسیک کوچک‌تر است و همچنین ضخامت بحرانی برای هر دو تئوری یکسان است. نتیجه مهم دیگر که از شکل‌ها بدست می‌آید این واقعیت است که با افزایش طول مشخصه میزان ضریب میرایی به شدت کاهش می‌یابد. و زمانی که طول مشخصه برابر با صفر باشد نتایج مربوط به تئوری کلاسیک بدست می‌آید. کاهش ضریب میرایی با افزایش پارامتر طول مشخصه در شکل 6 بطور واضح نشان داده شده است.

شکل 7 ضریب میرایی را بر حسب ضخامت میکرو تیر نشان می‌دهد. این شکل نتایج تئوری کوپل تنش اصلاح شده را برای مدل مورد مطالعه در این تحقیق و بر اساس طول مشخصه گزارش شده توسط هک و سایف [18] برای آلومینیوم با خلوص 99/99 درصد نشان می‌دهد. بر طبق نتایج آزمایشات هک و سایف [18] از ضخامت $h = 0.1 \text{ (}\mu\text{m)}$ تا ضخامت

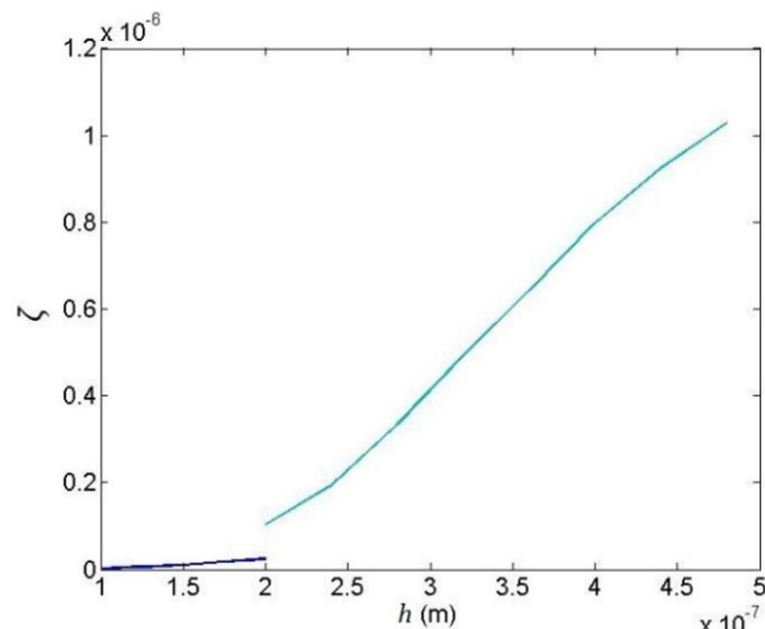
گشتاور خمشی کلاسیک	M
گشتاور دمایی	M_T
گشتاور دیفیوزیوییتی	M_C
قسمت انحرافی تانسور تنش	m_{ij}
دما (K)	T
دمای مطلق (K)	T_1
دمای محیط (K)	T_0
انرژی کرنشی (تئوری کلاسیک)	U_{CLA}
انرژی کرنشی (تئوری کوپل تنش اصلاح شده)	U_{MCST}
جابجایی تیر در راستای x (m)	u
بردار جابجایی	u_i
حجم تیر (m^3)	V
جابجایی در راستای z (m)	w
مختصات فضایی	x, y, z

علائم یونانی

ضریب انبساط حرارتی (K^{-1})	α_T
ضریب انبساط دیفیوژن ($m^3 kg^{-1}$)	α_C
مدول دمایی	β_T
مدول دیفیوژن	β_C
ضرایب ثابت	β_1, β_2
پارامتر ثابت	γ
دلتای کرونیگر	δ_{ij}
تانسور جای گشت	ϵ_{ijk}
ضریب میرایی	ζ
بردار پرخش	θ
ضریب پواسون	ν
تانسور تنش	σ_{ij}
تانسور تنش کل	σ_{Tij}
چگالی (kgm^{-3})	ρ
ضرایب لامه	μ, λ
زمان آرمیدگی دمایی (s)	τ_{0t}
زمان آرمیدگی دیفیوژن (s)	τ_{0c}
قسمت متقارن تانسور پیچش	χ_{ij}
فرکانس	Ω

9-مراجع

- [1] A. Khanchehgardan, G. Rezazadeh, R. Shabani, Effect of mass diffusion on the damping ratio in a functionally graded micro-beam, *Composite Structures*, Vol. 106 pp. 15–29, 2013.
- [2] A. Khanchehgardan, G. Rezazadeh, R. Shabani, Effect of mass diffusion on the damping ratio in micro-beam resonators, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 51 pp. 3147–3155, 2014.
- [3] A. Khanchehgardan, A. Shah-Mohammadi-Azar, G. Rezazadeh, R. Shabani, Thermo-elastic damping in nano-beam resonators based on nonlocal theory, *International Journal of Engineering*, Vol. 26, No. 12, pp. 1505–1514, 2013.
- [4] A. Shah-Mohammadi-Azar, A. Khanchehgardan, G. Rezazadeh, R. Shabani, Mechanical Response of a Piezoelectrically Sandwiched Nano-beam Based on the Nonlocal Theory, *International Journal of Engineering*, Vol. 26, No. 12, pp. 1515–1524, 2013.
- [5] C. Zener, Internal friction in solids. I. Theory of internal friction in reeds, *Physical Review*, Vol. 52, pp. 230–235, 1937.
- [6] Y. Sun, D. Fang, A.K. Soh, Thermo-elastic damping in micro-beam resonators, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 43, pp. 3213–3229, 2006.
- [7] A.S. Vahdat, G. Rezazadeh, Effects of axial and residual stresses on



شکل 7 ضریب میرایی بر حسب ضخامت

7-نتیجه گیری

در تحقیق حاضر اثر نفوذ جرم در میکرو رزوناتورها بر اساس تئوری کوپل تنش اصلاح شده بررسی شد. در این مقاله برای مطالعه معادلات از روش کاهش مرتبه گلرکین استفاده شد. معادلات انتقال حرارت از رابطه انتقال حرارت غیر فوریه و اصل بقا انرژی استخراج شده و به طریق مشابه معادله حاکم بر نفوذ جرم از رابطه انتقال جرم غیر فیک و اصل بقا جرم استخراج شد. مهم ترین نتایج حاصل از این تحقیق به شرح زیر خلاصه می شود: میزان میرایی بر اثر نفوذ جرم کوچک تر از میرایی تروموالاستیک است و قبل از ضخامت بحرانی در محاسبات انجام شده برای طراحی رزوناتورها می توان از اثر نفوذ جرم چشم پوشی کرد اما برای کاربردهای دقیق بعد از ضخامت بحرانی بایستی اثر نفوذ جرم لحاظ شود. دمای محیط در میزان میرایی تأثیر قابل ملاحظه ای دارد و با افزایش دمای محیط میزان میرایی نیز افزایش می یابد از این رو در طراحی رزوناتورها دمای محیط بایستی لحاظ شود. ضریب میرایی محاسبه شده برای تئوری کوپل تنش از ضریب میرایی تئوری کلاسیک کوچک تر است و همچنین ضخامت بحرانی برای هر دو تئوری یکسان است. نتیجه مهم دیگر این واقعیت است که با افزایش طول مشخصه میزان ضریب میرایی به شدت کاهش می یابد.

8- فهرست علائم

مساحت سطح مقطع (m^2)	A
یک ضریب اندازه از ترمودیفیوزیوییتی	a
پهنای میکروتیر (m)	b
ضریب اثر دیفیوزیوییتی	b
تراکم موضعی تیر (kgm^{-3})	C
گرمای ویژه در حجم ثابت	C_v
ثابت معادله نفوذ جرم ($m^2 s^{-1}$)	D
تانسور کرنش	e_{ij}
اثر تانسور کرنش	e
مدول یانگ (Pa)	E
گشتاور اینرسی	I
انرژی جنبشی	K
ضریب هدایت حرارتی ($WK^{-1}m^{-1}$)	k
طول تیر (m)	L
پارامتر طول مشخصه (m)	l

- [13] R.D. Mindlin, H.F. Tiersten, Effects of couple-stresses in linear elasticity. *Archive for Rational Mechanics and Analysis*, Vol. 11, No. 1, pp. 415–448, 1962.
- [14] G.C. Tsiatas, A new Kirchhoff plate model based on a modified couple stress theory, *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 46, pp. 2757–2764, 2009.
- [15] F. Yang, A.C.M. Chong, D.C.C. Lam, P. Tong, Couple stress based strain gradient theory for elasticity. *International Journal of Solids and Structures*, Vol. 39 No. 10, pp. 2731–2743, 2002.
- [16] H. Lord, Y. Shulman, A generalized dynamical theory of thermo-elasticity, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids*, Vol. 15, pp. 299–309, 1967.
- [17] J.C. Maxwell, On the dynamic theory of gases, *Philosophical Transactions of the Royal Society*, Vol. 157 pp. 49–88, 1967.
- [18] M.A. Haque, M.T.A. Saif, Strain gradient effect in nanoscale thin films, *acta materialia*, Vol. 51, pp. 3053–3061, 2003.
- thermo-elastic damping in capacitive micro-beam resonators, *Journal of The Franklin Institute*, Vol. 348, pp. 622–639, 2011.
- [8] G. Rezazadeh, A. Saeedi Vahdat, S. Tayefeh-rezaei, C. Cetinkaya, Thermo-elastic damping in a micro-beam resonator using modified couple stress theory, *Acta Mechanica*, Vol. 223, pp. 1137-1152, 2012.
- [9] W. Nowacki, Dynamical problems of thermodiffusion in solids I, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. Technol*, Vol. 22, pp. 55–64, 1974.
- [10] H. Sherief, F. Hamza, H. Saleh, The theory of generalized thermo-elastic diffusion, *International Journal of Engineering Science*, Vol. 42, pp. 591–608, 2004.
- [11] W.T. Koiter, Couple-stresses in the theory of elasticity: I and II *Proc, Koninklijke Nederlandse Akademie Van Wetenschappen – Proceedings Series B – Physical Sciences*, Vol. 67, pp. 17–44, 1964.
- [12] M. Asghari, Geometrically nonlinear micro-plate formulation based on the modified couple stress theory. *International Journal of Engineering Science*, Vol. 51, pp. 292–309, 2012.

Archive of SID