

اثر اندازه در انتقال حرارت غیرموضعی در کانال‌های ماسفت یک‌بعدی و شبه یک‌بعدی

رویا براتی و زهرا شمالی*

گروه فیزیک ماده چگال، دانشکده علوم پایه، دانشگاه تربیت مدرس، تهران

پست الکترونیکی: shomali@modares.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۰۷/۱۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۱۱/۰۷)

چکیده:

در تحقیق حاضر، از مدل پدیده‌شناختی تأخیر فاز دوگانه غیرموضعی برای بررسی انتقال حرارت در ترانزیستورهای ماسفت نانومقیاس استفاده شده است. همچنین، ویژگی‌های حرارتی مواد مورد مطالعه، یعنی مسیر آزاد میانگین فونونی و همچنین رسانش گرمایی وابسته به اندازه در نظر گرفته شده‌اند. در اینجا، مواد شبه یک‌بعدی تری‌سولفید تیتانیوم و ایندیوم‌سلناید که به تازگی مورد توجه قرار گرفته‌اند برای جایگزینی کانال سیلیکونی در ترانزیستورها پیشنهاد شده‌اند، و همچنین نانولوله کربن مورد بررسی قرار گرفته‌اند. معادلات غیرموضعی انتقال حرارت برای بررسی رفتار حرارتی در سیلیکون نیز مورد استفاده قرار گرفته‌اند و نتایج به دست آمده با نتایج مربوط به مواد دیگر مقایسه شده‌اند. ابتدا خواص حرارتی برای همه مواد مورد مطالعه، ثابت و سپس وابسته به اندازه در نظر گرفته شده‌اند. در حالت خواص ثابت، برای همه کانال‌های بررسی شده به غیر از نانولوله کربن، بیشینه دما تقریباً یکسان است ولی سرعت انتشار اثرات ناحیه گرم و بالتبع افزایش دما در طول ماده برای سیلیکون با رسانندگی حرارتی بالا بیشتر است. این مورد همچنین برای نانولوله کربن نیز دیده می‌شود با این تفاوت که این ماده دمای بیشینه پایین‌تری را تجربه می‌کند. این درحالی است که به ترتیب فقط یک‌چهارم و یک‌دوم طول ماده‌های شبه یک‌بعدی ایندیوم‌سلناید و تری‌سولفید تیتانیوم حرارت را لمس کرده‌اند. بنابراین حالت پایدار برای این دو ماده شبه یک‌بعدی نیز دیرتر اتفاق می‌افتد و به لحاظ پخش حرارتی این دو ماده برتری نسبت به سیلیکون ندارند و برای استفاده از این دو ماده به جای کانال سیلیکونی باید از منتشرکننده‌های حرارتی استفاده کرد. با در نظر گرفتن ویژگی‌های وابسته به اندازه، با وجود این که بیشینه دما به جز در نانولوله کربن تغییر خاصی نمی‌کند، اما در تمام طول کانال، دما و شار حرارتی کاهش می‌یابد این کاهش دما به ترتیب در نانولوله کربن و ماده سیلیکون که مسافت آزاد میانگین فونونی بزرگ‌تری دارند چشمگیرتر است. دلیل آن تأثیر مستقیم افزایش این پارامتر بر میزان تغییرات مسافت آزاد میانگین مؤثر و رسانندگی گرمایی است. نتایج به دست آمده اهمیت در نظر گرفتن همزمان اثرات غیرموضعی و تأخیری همراه با خواص حرارتی وابسته به اندازه را در دستیابی به نتایج دقیق توزیع‌های دمایی و حرارتی در داخل ترانزیستورها نشان می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: انتقال حرارت در مقیاس میکرو/نانو، مدل تأخیر فاز دوگانه، مدیریت حرارتی، TiS_3 ، In_4Se_3 ، سیلیکون، نانولوله کربن

۱. مقدمه

نمی‌گیرد. با این حال، زمانی که بخش قابل توجهی از حامل‌های حرارتی با سایر حامل‌ها در تعادل نباشند، اعتبار این نظریه موضعی کاهش می‌یابد و دیگر نمی‌تواند به درستی عمل کند. یک مثال قابل توجه از نقض یک نظریه موضعی، که به طور گسترده به صورت تجربی [۱-۵] و نظری [۶-۱۰] بررسی شده است، انتقال انرژی بالستیک توسط فونون‌های غیرتعادلی است که در نانوساختارهایی با طول مشخصه کوتاه‌تر از مسیرهای آزاد میانگین فونون مشاهده شده است. مثال دیگری از شکست نظریه موضعی، خنک کردن گذرای ساختار نانو تحت یک

در ساختارهای طولی بزرگ مقیاس، تبادل انرژی حرارتی در جامدات توسط قانون فوریه رسانش گرمایی با رابطه $J = -k(\partial T / \partial x)$ توضیح داده می‌شود. در این معادله، J شار حرارتی، $(\partial T / \partial x)$ گرادیان دمایی و k رسانش گرمایی است. قانون فوریه یک نظریه موضعی است که انتقال حرارت را تنها به ویژگی‌های ماده و گرادیان دمایی در یک نقطه از فضا وابسته می‌داند و تحت تأثیر ویژگی‌ها و رخ‌نماهای دمایی نقاط دیگر ساختار قرار

۲. هندسه مورد مطالعه

یک ترانزیستور ماسفت یک‌بعدی با کانال‌های متفاوت ساخته شده از سیلیکون، نانولوله کربن و مواد شبه یک‌بعدی تری‌سولفید تیتانیوم، TiS_3 و سلناید ایندیوم، In_4Se_3 مورد مطالعه قرار گرفته‌اند. ابعاد مواد مورد مطالعه به اندازه ۱۰۰ نانومتر در نظر گرفته شده است. ابتدا، همانطور که در شکل ۱. الف نشان داده شده است، یک ترانزیستور یک‌بعدی با دمای اولیه ثابت ۳۰۰ کلوین مشابه سامانه مورد بررسی غضنفریان و عباسی، در نظر گرفته شده است [۱۵]. دمای مرز چپ به طور ناگهانی تا ۶۰۰ کلوین افزایش می‌یابد. این کار منجر به آرایش دوباره توزیع دمایی در کانال یک‌بعدی می‌شود. انتقال گرما در لایه نازک با توجه به پاسخ‌های تأخیری و غیرموضعی بودن در فضا به طور همزمان مورد مطالعه قرار می‌گیرد. در زمان انجام محاسبات، دمای اعمال شده در مرز سمت چپ در دمای اتاق ثابت نگه داشته می‌شود. اندازه ترانزیستور، L ، به عنوان طول مشخصه شبیه‌سازی انتخاب می‌شود و مقدار عدد نادسن را مدیریت می‌کند. این عدد به عنوان نسبت مسیر آزاد میانگین فونون به طول مشخصه، $Kn = \lambda/L$ تعریف شده است.

۳. مدل‌سازی ریاضی

در سال ۱۹۹۵ زو [۱۶] یک مدل غیرفوری‌ای برای رسانش گرما پیشنهاد کرد که در آن بردار شار گرما در نقطه‌ای از ماده در زمان $t + \tau_q$ مطابق با حاصل ضرب رسانندگی گرمایی در گرادیان دما در همان نقطه در زمان $t + \tau_q$ است،

$$\vec{q}(t + \tau_q, \vec{r}) = -k \nabla T(t + \tau_q, \vec{r}) \quad (1)$$

در رابطه بالا، τ_q و τ_t به ترتیب نشان‌دهنده تأخیر فاز شار حرارتی و تأخیر فاز گرادیان دما هستند و هر دو ویژگی مثبت و ذاتی مواد هستند. دو مقدار تأخیر فاز شارحرارتی و دمایی مانند رسانش گرمایی و انتشار حرارتی باید به صورت تجربی تعیین شوند.

گرادیان دمایی زیاد (به عنوان مثال، ایجاد شده توسط تپ‌های لیزر) است. در این مورد، شارحرارتی اندازه‌گیری شده [۱۱] و محاسبه شده [۱۲-۱۴] کوچک‌تر از پیش‌بینی‌های انجام شده با استفاده از نظریه محلی است.

مدل تأخیر فاز دوگانه غیرموضعی NDPL^۱ یک رویکرد ریاضی است که برای توصیف پدیده انتقال حرارت در مواد میکرو/نانو استفاده می‌شود. برخلاف مدل‌های قدیمی، مدل NDPL اثرات غیرموضعی را که هنگام انتقال گرما از طریق یک ماده رخ می‌دهد، در نظر می‌گیرد. مدل NDPL از مجموعه‌ای از معادله‌های دیفرانسیل جزئی برای توصیف توزیع دما در ماده استفاده می‌کند. در این مدل، انتقال حرارت هم به صورت موضعی (وابسته به تغییرات دما) و غیرموضعی (تحت تأثیر توزیع دما در یک ناحیه گسترده) لحاظ می‌گردد. اثرات غیرموضعی با استفاده از یک اصطلاح انتگرالی مدل‌سازی می‌شوند که تأثیر مناطق همسایه بر توزیع دما را نشان می‌دهند. مدل NDPL در زمینه‌های مختلفی از جمله انتقال حرارت در نانومواد و موادزیستی و همچنین خنک‌سازی الکترونیکی استفاده شده است. توانایی این مدل در پیش‌بینی دقیق توزیع دما در این سامانه‌ها، آن را به ابزاری ارزشمند برای محققان و مهندسان تبدیل کرده است.

در این مقاله، از مدل تأخیر فاز دوگانه غیرموضعی برای بررسی ترانزیستور ماسفت یک‌بعدی دارای کانال‌های ساخته شده از سیلیکون، نانولوله کربن و مواد شبه یک‌بعدی تری‌سولفید تیتانیوم، TiS_3 و سلناید ایندیوم، In_4Se_3 استفاده شده است. به طور خاص، وضعیت این چهار کانال از منظر بیشینه دمای ایجاد شده و سرعت انتشار حرارت مورد بررسی قرار گرفته است. براساس نتایج به دست آمده، نانولوله بیشینه دمایی به مراتب پایین‌تری را تجربه می‌کند. همچنین تأثیر در نظر گرفتن خواص حرارتی در محاسبه دقیق‌تر توزیع‌های شارحرارتی و دمایی مورد مطالعه قرار گرفته است. شایان ذکر است که میزان تأثیر خواص حرارتی وابسته به اندازه به مقدار مسافت آزاد میانگین فونونی، بستگی مستقیم دارد و همواره موجب کاهش دما و شارحرارتی می‌شود.



شکل ۱. طرحواره‌ای از هندسه مورد مطالعه.

که در آن C همان ظرفیت گرمایی ویژه در واحد حجم، v سرعت میانگین صوت در یک جامد و λ مسافت آزاد میانگین فونونی را نشان می‌دهند.

لازم به ذکر است که وقتی طول یک فیلم نازک (L) به طور قابل توجهی از مسافت آزاد میانگین فونونی بیشتر نباشد، اندازه محدود سامانه بر هدایت حرارتی نیز تأثیر می‌گذارد [۱۸، ۱۹]. در این حالت مسافت آزاد میانگین مؤثر به صورت زیر محاسبه خواهد شد [۲۰]:

$$\frac{1}{\lambda_{eff}} = \frac{1}{\lambda} + \frac{4}{L_z} \quad (۸)$$

با توجه به تعریف هدایت حرارتی می‌توان معادله (۸) را بازنویسی کرد:

$$\frac{1}{\lambda_{eff}} = \frac{C(T)v}{3k} + \frac{4}{L_z} \quad (۹)$$

بنابراین هدایت حرارتی در یک فیلم نازک را می‌توان مطابق معادله زیر محاسبه کرد:

$$\frac{1}{k_{film}} = \frac{1}{k} + \frac{12}{CvL_z} \quad (۱۰)$$

این رابطه نشان می‌دهد که هدایت حرارتی فیلم نازک در مقیاس نانو، یک اثر وابسته به اندازه را نشان می‌دهد، به طوری که رسانش گرمایی همیشه کمتر از مقدار حجمی آن است و همچنین با کاهش طول لایه کاهش می‌یابد.

۴. شرایط مرزی جدید

مدل DPL اثرات پراکندگی فونون مرزی را نادیده می‌گیرد و به همین دلیل نتایج به دست آمده با اعمال شرایط مرزی بدون پرش منجر به نتایج رضایت‌بخش به ویژه در نزدیکی مرزها نمی‌شود. در این بخش، یک شرط مرزی جدید پیشنهاد می‌شود که در آن مرزها مجاز به پرش دما هستند. شرط مرزی جدید برای استفاده همراه با مدل DPL به شرح زیر است:

$$\theta_s - \theta_w = -\alpha Kn \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_w \quad (۱۱)$$

در رابطه بالا، θ_s دمای پرش در دیوار و θ_w دمای مرز است. همچنین α ضریبی است که باید تنظیم شود. مقادیر سه پارامتر مجهول α ، B و γ باید به گونه‌ای تعیین شوند که نتایج مدل NDPL با حل معادله بولتزمن منطبق باشند.

برای مواد میکرو/نانو معادله زیر نوع جدیدی از معادله انرژی را در انتقال حرارت نشان می‌دهد که همان معادله‌های مدل تأخیر فاز دوگانه غیرموضعی هستند

$$q(x + \lambda_q, t + \tau_q) = -k \frac{\partial T}{\partial x}(x, t + \tau_t). \quad (۲)$$

بسط مرتبه اول نسبت به τ_t ، τ_q و λ_q به صورت زیر نمایش داده می‌شود:

$$q(x, t) + \lambda_q \frac{\partial q(x, t)}{\partial x} + \tau_q \frac{\partial q(x, t)}{\partial t} \quad (۳)$$

$$= -k \frac{\partial T}{\partial x}(x, t) - k \tau_t \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t}(x, t).$$

همچنین معادله انرژی مطابق با معادله زیر تعریف می‌شود:

$$\left(\frac{K}{C\tau_q} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \left(\frac{K\tau_t}{C\tau_q} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x^2 \partial t} \quad (۴)$$

$$= \frac{1}{\tau_q} \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\lambda_q}{\tau_q} \right) \frac{\partial^2 T}{\partial x \partial t} + \frac{\partial^2 T}{\partial t^2}.$$

برای به دست آوردن معادله‌های بهنجار شده و بدون بعد، کمیت‌های زیر را در نظر می‌گیریم:

$$t^* = \frac{t}{\tau_q}, \quad \theta = \frac{T - T_0}{T_w - T_0}, \quad (۵)$$

$$\eta = \frac{x}{L}, \quad B = \frac{\tau_t}{\tau_q},$$

$$\gamma = \frac{\lambda_q}{L}, \quad Kn = \frac{\lambda}{L},$$

در روابط بالا، L و λ به ترتیب میانگین مسیر آزاد فونونی و طول مشخصه هستند. حال، معادله انرژی را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t^*} + \gamma \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta \partial t^*} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^{*2}} \quad (۶)$$

$$= \frac{Kn^2}{3} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} + B \frac{Kn^2}{3} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2 \partial t^*}.$$

از طرفی می‌دانیم که رسانش گرمایی در یک جامد به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۷]:

$$k = \frac{1}{3} Cv\lambda \quad (۷)$$

جدول ۱. پارامترهای حرارتی مربوط به نانولوله کربن، سیلیکون،

In_4Se_3 و TiS_3

مسافت آزاد میانگین فونونی (nm)	ظرفیت گرمایی ویژه $(J/m^3K) 10^6$	رسانندگی حرارتی $(W/m.K)$	سرعت (m/s)	ماده
۰/۸۹۲	۱/۵۰۵	۰/۹	۲۰۱۰	In_4Se_3
۱/۸۱	۳/۸۷۷	۸/۲۸	۳۵۳۵	TiS_3
۱۰۰	۱/۵	۱۵۰	۵۹۰۰	Si
۷۵۰	۴/۱	۱۴۰	۱۳۶۰۰	CNT

جالب این که مقادیر این پارامترها وابسته به عدد نادسن هستند و با زمان نیز تغییر می کنند. شایان ذکر است که این پارامترها از نتایج عددی ناشی می شوند و برای کاربردهای مهندسی مناسب هستند، بنابراین مشتقات ریاضی خاصی ندارند. پارامترهای مورد استفاده به شکل زیر هستند [۲۱]:

$$\alpha = \begin{cases} 0/35t^* & t^* \leq 0/1 \\ 0/27t^* & 0/1 \leq t^* \leq 1 \\ 0/55 & t^* > 1 \text{ \& Kn} > 1 \\ 0/65 - 0/1 \times (\text{Kn}) & t^* > 1 \text{ \& Kn} < 1 \end{cases} \quad (12)$$

$$B = \begin{cases} 0/45t^* & t^* \leq 0/1 \\ 0/35t^* & 0/1 \leq t^* \leq 1 \\ . & t^* > 1 \end{cases}$$

و برای تمام زمان ها $\gamma = 0/35 \times \text{Kn}$. همچنین پارامترهای حرارتی مربوط به ماده تری سولفید تیتانیوم و سیلیکون در جدول ۱ ارائه شده اند.

از آنجایی که $t_q > t_t$ است، ایجاد گرادیان دمایی بر بردار شار حرارتی در فرایند انتقال حرارت مقدم است. با این حال، استفاده از این ثابت ها همراه با مدل تأخیر فاز دوگانه به ما کمک می کند تا پدیده انتقال حرارت را در نانو ابراهای کوچک با مقیاس های زمانی متعدد، تنها با دو مقیاس زمانی مدل سازی کنیم.

۵. حل عددی

برای حل معادله انرژی از روش تفاضل محدود کاملاً ضمنی مرتبه دوم استفاده شد که در آن گسسته سازی تمام مشتقات، مرکزی بود. به این ترتیب، از یک برنامه تفاضل محدود

سه سطحی پایدار و همگرا استفاده شده است که توسط دای و همکاران معرفی شد [۲۲]. لازم به ذکر است که در این روش، برای پایداری و همگرایی از میانگین وزنی استفاده شده است. مشاهده شده است که همگرایی روش عددی با کاهش عدد نادسن بهبود می یابد، به طوری که در اعداد نادسن Kn^1 بالا، روش به شدت به اندازه گام مارش بستگی دارد.

۶. نتایج و بحث ها

در این بخش، نتایج شبیه سازی عددی معادلات برای بررسی انتقال حرارت در مواد یک بعدی ارائه شده اند. شایان ذکر است که صحت سنجی روش تأخیر فاز دوگانه غیرموضعی در مقاله [۲۱] انجام شده است. در شکل ۲، توزیع دما و شارحرارتی بدون بعد به دست آمده برای ماده شبه یک بعدی ایندیوم سلناید نشان داده شده است. این ماده شبه یک بعدی مسافت آزاد میانگین فونونی بسیار کوچکی دارد. بنابراین با توجه به معادله (۸)، مقدار مؤثر این مسافت میانگین وقتی وابستگی به اندازه را برای این ماده در نظر می گیریم، تغییر زیادی نمی کند. این نکته در شکل های ۲. الف و ب نشان داده شده است. همان طور که در نمودارها مشخص است با توجه به تغییر کوچک، پاسخ ها نزدیک به هم هستند. البته روند تیزتر شدن رخ نماها به خصوص با افزایش زمان وجود دارد، به طوری که با در نظر گرفتن وابستگی خواص حرارتی به اندازه، در زمان یکسان، نقاط کمتری از ترانزیستور تحت تأثیر ناحیه گرم قرار می گیرند.

در شکل ۳، رفتارحرارتی ماده شبه یک بعدی TiS_3 به دست آمده از حل مدل NDPL نشان داده شده است. شکل های ۳. الف و ب نشان دهنده توزیع رخ نمای دمایی و شارحرارتی در دو حالت زیر است: اولی هنگامی که رسانندگی حرارتی و مسافت آزاد میانگین فونونی به اندازه سامانه بستگی ندارند و دوم حالتی که وابستگی رسانش گرمایی و مسافت آزاد میانگین تابع اندازه فیلم است. همان طور که مشخص است در نظر گرفتن خواص حرارتی واقعی تر که وابستگی به اندازه را نیز در نظر می گیرد، روند توزیع دمایی و شارحرارتی را تغییر می دهد. خواص حرارتی وابسته به اندازه در زمان های بدون بعد کمتر،

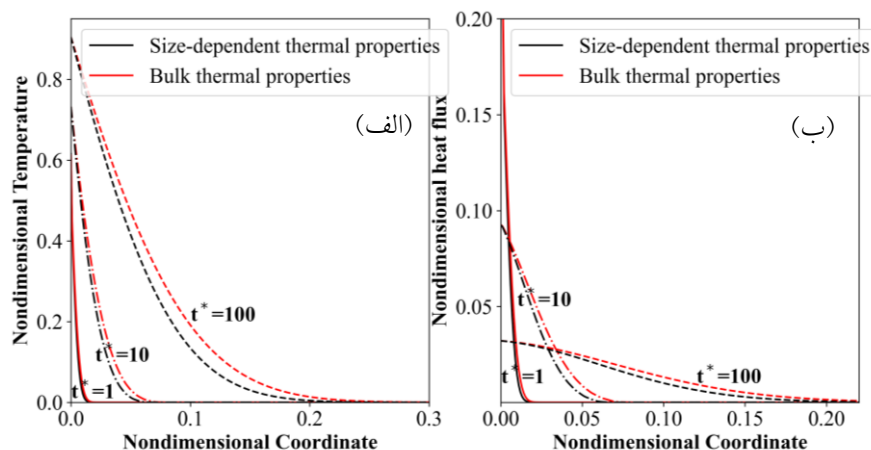
رفتار تیزتری را تجربه می‌کنند، به این صورت که افت دما از مقدار بیشینه آن که در محل تولید حرارت است، در طول تری سولفیدتیتانیوم سریع‌تر اتفاق می‌افتد. این یافته به ما نشان می‌دهد که در زمان یکسان سهم بیشتری از طول کانال ماسفت یک‌بعدی در مقایسه با ایندیوم‌سلناید، تغییرات دما را حس می‌کند و پخش حرارت در مکان‌های بیشتری سبب افزایش دما می‌شود. از این منظر هم می‌توان به مسئله نگاه کرد که اعمال خواص وابسته به اندازه سبب کاهش دما در کل طول کانال ماسفت شده است و این یعنی بدون در نظر گرفتن این مشخصه‌ها، دمای به دست آمده در کل طول ماسفت بیشتر برآورد شده است. این روند وقتی سامانه به حالت تعادل پایدار می‌رسد نیز قابل مشاهده است. به بیان دیگر این رفتار با کاهش دمایی که در آن سامانه به حالت تعادل می‌رسد، خود را نشان می‌دهد. همان‌طور که شکل ۲. الف نشان می‌دهد، همزمان با این که دمای بیشینه در حالت پایا با در نظر گرفتن خواص وابسته به اندازه تقریباً تغییری نمی‌کند، دما در اکثر نقاط کانال یک‌بعدی با در نظر گرفتن این وابستگی خواص کمتر می‌شود. این نشان‌دهنده تأثیر همزمان اثرات غیرموضعی بودن، تأخیر زمانی و خواص وابسته به اندازه است.

در شکل ۲. ب اثرات اعمال پارامترهای حرارتی وابسته به اندازه بر روی شارحرارتی به دست آمده، دیده می‌شود. همان‌طور که در شکل نشان داده شده است، روند به دست آوردن مقدار کمتر برای شارحرارتی با در نظر گرفتن اثرات وابسته به اندازه در اینجا نیز وجود دارد. در زمان‌های بدون بعد کمتر ۱ و ۱۰، رفتار کلی شارحرارتی برای هر دو حل با در نظر گرفتن مشخصه‌های ثابت و وابسته به اندازه یکی است، با این تفاوت که با در نظر گرفتن پارامترهای جدید، متغیر وابسته به اندازه افت مقدار شارحرارتی سریع‌تر انجام می‌گیرد. برای حالت پایدار تعادلی نیز هم همان‌طور که مشخص است شارحرارتی تقریباً به مقدار دوبرابر حالتی که خواص ثابت در نظر گرفته شده‌اند به دست می‌آید. این مسئله لزوم در نظر گرفتن معادلات کامل تأخیری غیرموضعی به همراه استفاده از پارامترهای دقیق‌تر برای به دست آوردن نتایج نزدیک‌تر به واقعیت را نشان می‌دهد. شکل‌های ۴. الف و ب رفتار شارحرارتی و رخ‌نمای دمایی را

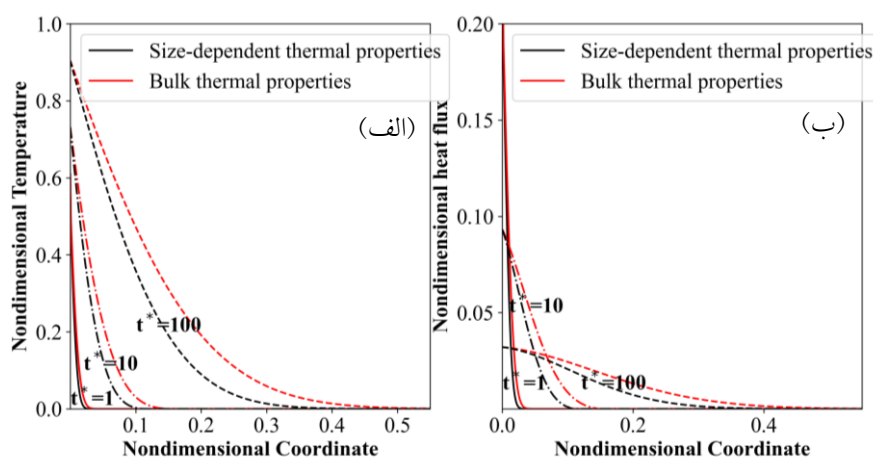
برای ماده سیلیکونی نشان می‌دهد. همان‌طور که این دو شکل نشان می‌دهند تغییر رفتار توزیع‌های دمایی و شار با در نظر گرفتن پارامترهای وابسته به اندازه همانند آن است که برای تری سولفیدتیتانیوم رخ می‌دهد. در نمودارهای مربوط به سیلیکون، تغییرات محسوس‌تری نسبت به TiS_3 و In_4Se_3 مشاهده می‌شود، به‌ویژه در شرایطی که کمیت‌های حرارتی دارای وابستگی به اندازه هستند. این تفاوت بیشتر با توجه به اندازه میانگین مسافت فونونی بزرگ‌تر سیلیکون توجیه می‌شود. بدین صورت که λ سیلیکون تقریباً ۵۰ برابر λ تری سولفیدتیتانیوم و ۱۰۰ برابر ایندیوم‌سلناید است. بنابراین مسافت آزاد میانگین فونونی مؤثر، λ_{eff} برای ماده سیلیکون خیلی دورتر و کوچک‌تر از مقدار λ برای شکل حجمی آن به نسبت TiS_3 و In_4Se_3 می‌شود. بنابراین انتظار داریم تغییرات ایجاد شده در نمودارهای سیلیکون بیشتر باشد. از طرف دیگر با وجودی که دما و شارحرارتی مقدار بیشینه تقریباً یکسانی برای هر سه ماده مورد مطالعه دارند، مقدار دما و شارحرارتی در طول کل ماده‌ها برای ماده تری سولفیدتیتانیوم کمتر است و این نشان‌دهنده مناسب‌تر بودن این ماده شبه یک‌بعدی به منظور استفاده در صنعت الکترونیک و ترانزیستورها است.

در اینجا، جزئی‌تر به بررسی تأثیر کمیت‌های حرارتی وابسته به اندازه بر روی انتقال حرارت در ماده سیلیکون می‌پردازیم. همان‌طور که انتظار می‌رود با افزایش زمان نقاط بیشتری از ماده تحت تأثیر حرارت ایجاد شده در یک سر کانال تشکیل شده از این ماده سیلیکونی قرار می‌گیرند. این به گونه‌ای است که در زمان بدون بعد ۱۰ که معادل ۳۳۰ پیکوثانیه است تقریباً نیمی از ماده یک‌بعدی تحت الشعاع حرارت ایجاد شده قرار گرفته است. این در حالی است که سرعت انتشار حرارت در ماده تری سولفیدتیتانیوم و ایندیوم‌سلناید به مراتب کمتر بوده، به صورتی که در همین بازه زمانی به ترتیب حدود ۰/۱ و ۰/۰۵ طول آنها تحت تأثیر حرارت اولیه قرار گرفته است.

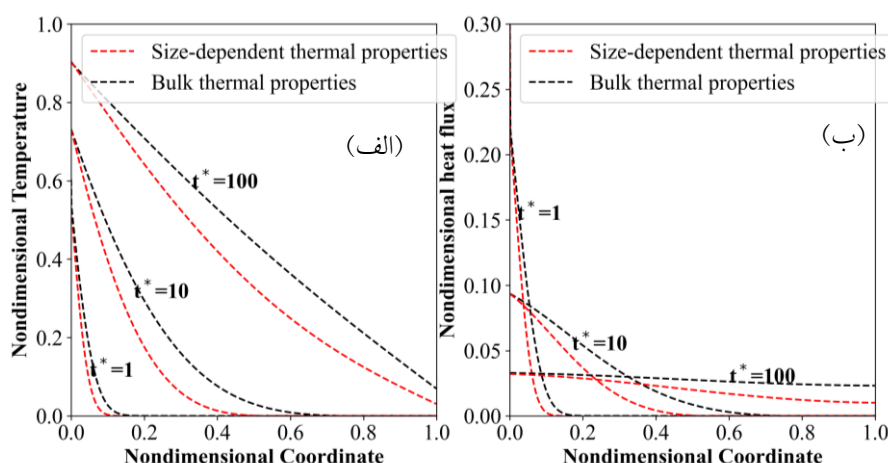
در شکل‌های ۵. الف و ب توزیع‌های دمایی و شارحرارتی برای ماده یک‌بعدی نانولوله کربن با مسافت آزاد میانگین فونونی بزرگ ۷۵۰ نانومتر ارائه شده‌اند. همان‌طور که مشخص است با توجه به اندازه مسافت آزاد میانگین فونونی بسیار بزرگ این ماده،



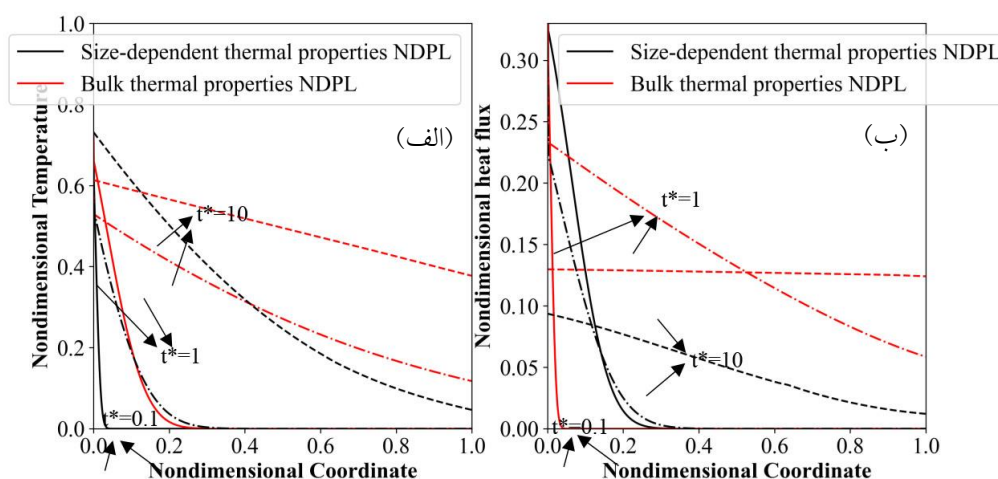
شکل ۲. (الف) نمودار دمایی و (ب) شارحرارتی برحسب مکان ماده In_4Se_3 با درنظر گرفتن خواص وابسته به اندازه، دمای بیشینه‌ای که کانال شبه یک‌بعدی تجربه می‌کند، تغییری نمی‌کند. ولی همان‌طور که مشخص است در طول بازه، هم مقدار دما و هم مقدار شار حرارتی کاهش می‌یابد.



شکل ۳. (الف) نمودار دمایی و (ب) شارحرارتی برحسب مکان ماده TiS_3 با درنظر گرفتن خواص وابسته به اندازه و خواص ثابت حجمی. روند رفتار به مانند رفتار ماده یک‌بعدی In_4Se_3 در شکل ۲ است.



شکل ۴. (الف) نمودار توزیع دمایی و (ب) شارحرارتی برحسب مکان برای ماده سیلیکون یک‌بعدی. با درنظر گرفتن خواص وابسته به اندازه، در هر زمان، مکان‌هایی بیشتر از سیلیکون تحت تأثیر افزایش دما قرار می‌گیرند.



شکل ۵. (الف) نمودار دمایی و (ب) شارحرارتی برحسب مکان ماده برای نانولوله کربنی. دمای بیشینه با در نظر گرفتن خواص وابسته به اندازه به مقدار قابل ملاحظه‌ای افزایش یافته است. همچنین شار حرارتی در طول دامنه شبیه‌سازی کاملاً تغییر کرده است، که این اهمیت در نظر گرفتن خواص نزدیک‌تر به واقعیت برای به دست آوردن نتایج دقیق‌تر را نشان می‌دهد.

علاقه مهندسان، برای استفاده در ترانزیستورها به کار برده شده‌اند. نمودارهای رخ‌نمای دما و شارحرارتی برای دو ماده شبه یک‌بعدی تری‌سولفیدتیتانیوم و ایندیوم‌سلناید و همچنین سیلیکون یک‌بعدی و نانولوله کربن بررسی شده‌اند. نشان داده شد که مقدار تأثیر خواص حرارتی وابسته به اندازه با مقدار مسافت آزاد میانگین فونونی این مواد نسبت مستقیم دارد. یعنی در مواد با λ کوچک تغییرات کم است و با افزایش λ تغییرات افزایش می‌یابد. برای مثال، برای نانولوله کربن با مسافت آزاد میانگین فونونی 750 نانومتر، تغییرات بسیار تیزتر از ماده ایندیوم‌سلناید با کوچک‌ترین مسافت آزاد میانگین فونونی است. به طور کلی تأثیر خواص حرارتی وابسته به اندازه، کم کردن دما و شارحرارتی در کل طول کانال است که مقدار این کاهش را پارامتر λ تعیین می‌کند. همچنین دیده شد که مسافت تشکیل شده از کانال نانولوله کربن به لحاظ حرارتی بهتر از سایر کانال‌های مورد بررسی این پژوهش عمل می‌کند. به طور خلاصه، روش تأخیر فاز دوگانه موضعی به منظور به دست آوردن جواب‌های دقیق‌تر با در نظر گرفتن پارامتر غیرموضعی بودن معرفی شده است. در این مقاله نشان داده شد که علاوه بر تأثیر غیرموضعی بودن انتقال حرارت، در نظر گرفتن خواص حرارتی وابسته به اندازه، که دقیق‌تر هستند، برای به دست آوردن توزیع دمایی و شار حرارتی صحیح‌تر ضروری است. در نهایت، زمانی که توزیع حرارت در داخل مسافت به

تغییرات λ_{eff} آن بسیار محسوس است؛ به طوری که مقدار λ_{eff} به اندازه 30 برابر کوچک‌تر می‌شود. این کاهش شدید سبب تغییر رفتار حرارتی این ماده می‌شود. به طور کلی تیزتر شدن رفتار شارحرارتی و دما به مانند سه ماده قبل در اینجا با شدت بیشتر دیده می‌شود. برای مثال در زمان‌های بدون بعد 0.1 و 1 درحالی که بیشینه دمایی تقریباً ثابت مانده، عمق نفوذ حرارت یک‌دهم شده است و دما و شارحرارتی در نمودارها با خواص وابسته به اندازه به صورت محسوسی کاهش یافته است. در زمان 330 پیکوثانیه حرارت به کل طول نانولوله نفوذ کرده و سامانه به حالت تعادل پایدار رسیده است. این در حالی است که برای نانولوله کربن، دمای بیشینه حداقل به اندازه 60 کلوین کمتر شده است. با توجه به این که قابلیت اعتماد ترانزیستورها براساس بیشترین دمای یک مکان در داخل ترانزیستور تعریف می‌شود، نانولوله کربن گزینه مناسبی به عنوان جایگزین سیلیکون به لحاظ حرارتی است. همان‌طور که شکل ۵ نشان می‌دهد، زمان رسیدن به حالت پایدار نیز برای این ماده کوتاه‌تر است.

۷. نتیجه‌گیری

در این مقاله، معادلات گذرای غیرموضعی تأخیر فاز دوگانه به همراه شرط مرزی پرش دمایی برای بررسی انتقال حرارت، با در نظر گرفتن خواص حرارتی وابسته به اندازه در سه ماده مورد

خوبی پیش‌بینی شود، پیشنهاد برای ترانزیستورهای نسل جدید که علاوه بر عملکرد، مدیریت حرارتی مناسبی نیز دارند، امکان‌پذیرتر است.

مراجع

1. T Klitsner, et al., *Pohl, Phys. Rev. B* **38** (1988) 7576.
2. K Schwab, et al., *Nature* **404** (2000) 974.
3. P G Sverdrup, et al., *Appl. Phys. Lett.* **78** (2001) 3331.
4. H Y Chiu, et al., *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 226101.
5. M E Siemens, et al. *Nat. Mater.* **9** (2010) 26.
6. L G C Rego and G Kirczenow, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 232.
7. G Chen, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 2297.
8. G Chen, *Phys. Rev. B* **57** (1998) 14958.
9. N Mingo and D A Broido, *Phys. Rev. Lett.* **95** (2005) 096105.
10. J Wang and J S Wang, *Appl. Phys. Lett.* **88** (2006) 111909.
11. B C Larson, J Z Tischler, and D M Mills, *J. Mater. Res.* **1** (1986) 144.
12. G D Mahan and F Claro, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 1963.
13. A J Minnich, et al., *Phys. Rev. B* **84** (2011) 235207.
14. D Ding, X Chen, and A J Minnich, *Appl. Phys. Lett.* **104** (2014) 143104.
15. J Ghazanfarian and A Abbassi, *Int. J. Heat Mass Transfer* **52**, 15-16 (2009) 3706.
16. DY Tzou, *ASME J. Heat Transfer* **117** (1995) 8.
17. M Chester, *Phys. Rev.* **131** (1963) 2013.
18. F Reif, "Fundamentals of Statistical and Thermal Physics", McGraw-Hill, London (1985).
19. P Chantrenne and J L Barrat, *Superlattice Microst.* **35** (2004) 173.
20. P K Schelling, S R Phillpot, and P Keblinski, *Phys. Rev. B* **65** (2002) 144306.
21. R Barati and Z Shomali, *Case Stud. Therm. Sci.* **54** (2024) 104015.
22. W Dai, et al., *Int. J. Heat Mass Transfer* **47** (2004) 1817.