



بررسی پراکندگی محدود کننده تحرک در نانوسیم نیم‌رسانا کوانتومی گالیوم آرسناید

قاسم انصاری پور* | عاطفه فامیل زارع

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بوعلی سینا، همدان

چکیده: در این مقاله، می‌خواهیم پراکندگی غالب و محدود کننده تحرک در یک دستگاه نیم‌رسانا یک بعدی مانند نانوسیم گالیوم آرسناید را مطالعه کنیم. ابتدا برهم‌کنش الکترون فونون را در یک دستگاه نیم‌رسانا یک بعدی توصیف و سپس، با استفاده از تابع موج صفحه‌ای بعضی از پراکندگی‌ها در این دستگاه برحسب کمیت‌هایی نظیر چگالی حامل‌های یک بعدی و دما مورد بررسی قرار می‌دهیم. این پراکندگی‌ها شامل پراکندگی فونونی نظیر پراکندگی فونون‌های اکوستیکی از طریق جفت شدگی پتانسیل تغییر شکل، پراکندگی فونون‌های اکوستیکی از طریق جفت‌شدگی پیزوالکتریک و پراکندگی فونون‌های نوری قطبی بوده که ابتدا محاسبه و سپس رسم کرده‌ایم. همچنین، نشان داده‌ایم که پراکندگی محدود کننده تحرک حامل‌ها در گستره‌ی دماهای پایین و بالا به ترتیب، پراکندگی فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل و پراکندگی فونون نوری طولی قطبی است. با افزایش چگالی خطی حامل و شعاع نانوسیم تحرک حامل‌ها به ازای یک دمای معین افزایش می‌یابد. پراکندگی غالب در گستره دمای (۳۰۰K-۴) پتانسیل تغییر شکل بوده و مستقل از چگالی خطی و شعاع نانوسیم است. برای شعاع و چگالی خطی بالای نانوسیم پراکندگی غالب در گستره دمای (۳۰۰-۵۰۰K) پراکندگی فونون نوری قطبی است.

واژگان کلیدی: پراکندگی، تحرک، فونون اکوستیکی، فونون نوری، نانوسیم.

*gansaripour@basu.ac.ir

جمله افزایش سرعت و بازده قطعات الکترونیکی را نیز به دنبال دارد. در این راستا پژوهش‌هایی فراوانی جهت پیشرفت روش‌های ساخت بر پایه نانوفناوری صورت گرفته است [۱-۳]. به این شکل که می‌توان فناوری نانو را بصورت طراحی، تولید و بهره‌برداری از موادی تعریف کرد که حداقل در یک بعد دارای اندازه‌ای در حد نانومتر باشند و برای استفاده از ویژگی و پدیده‌های بدیع در این مقیاس خلق شده باشند. به‌عنوان نمونه نانوساختارهایی که در دو بعد حتماً در گستره نانومتری و بعد دیگر حداقل چندین مرتبه بزرگ‌تر است و یا خارج از گستره نانومتری

۱- مقدمه

امروزه با رشد اکثر صنایع از جمله صنعت میکروالکترونیک ابعاد اجزا، در این سامانه‌ها و بخصوص در مدارهای میکروالکترونیک بطور مداوم درحال کوچک شدن است. این پدیده می‌تواند مزایایی از جمله کاهش مصرف مواد اولیه و انرژی، کاهش قیمت تمام شده قطعات و مینیاتوریزه کردن قطعات را شامل شود. همچنین، گرایش به کاهش ابعاد، منافع دیگری از

یک بعدی نخستین بار توسط پتروف و همکارانش ساخته شد [۷،۸]. یادآور می‌شویم که هدف از ارائه این مقاله مطالعه نظری بعضی از پراکندگی‌های غالب و محدود کننده تحرک در یک نانوسیم نیم‌رسانا یک بعدی مانند گالیوم آرسناید است.

۲- ملاحظات نظری

۲-۱- پراکندگی فونون‌ها

در این مقاله، ابتدا برهم کنش الکترون-فونون را در یک دستگاه نیم‌رسانا یک بعدی توصیف می‌کنیم و سپس، با استفاده از تابع موج صفحه‌ای بعضی از پراکندگی‌ها را در این دستگاه برحسب کمیت‌هایی نظیر چگالی حامل‌های یک بعدی و دما مورد بررسی قرار می‌دهیم. پراکندگی فونون محدود کننده تحرک در یک شبکه یک بعدی نیم‌رسانا در سه مورد بیان شده است:

الف- فونون‌های صوتی از طریق جفت شدگی پتانسیل تغییر شکل

ب- فونون‌های صوتی از طریق جفت شدگی پیزوالکتریک

پ- فونون‌های نوری قطبی

در یک مدل ساده که در آن تابع موج صفحه‌ای در داخل سیم استوانه ثابت و در خارج آن صفر فرض شده است. تحرک در دمای پایین می‌تواند با فرمول‌های تحلیلی برای سه مورد بالا بیان شود [۹].

هنگامی که امکان تعریف یک زمان واهلش حرکتی وجود دارد تحرک μ می‌تواند بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mu = \left(\frac{e}{m^*}\right)\tau \quad (1)$$

در اینجا m^* جرم موثر است.

دراصل ما باید از سه زمان واهلش استفاده کنیم: τ_{LO} ، τ_{PE} ، τ_{DP} که به ترتیب مربوط به سه فرایند: پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک τ_{DP} ، پراکندگی

قرار دارد را نانوساختارهای یک بعدی می‌نامند. چون بعد نانومتری در مقایسه با ابعاد دیگر، طول کمتری دارد، آن بعدی که در گستره نانو قرار دارد را بدون بعد (بدون طول) در نظر می‌گیرند. یکی از پارامترهای مهم در این نانوساختارها نسبت ابعادی (نسبت طول بزرگ تر به طول کوچک‌تر) است. در ارتباط با سنتز عموماً خواسته ما این است که نانوساختارهای یک بعدی با بیشترین نسبت ابعادی تهیه شوند، انواع متفاوتی از نانوسیم‌ها از لحاظ جنس وجود دارند شامل: نانوسیم‌های فلزی (مانند نیکل، پلاتین، طلا یا آلیاژهای متفاوت پایه فلزی)، نیم‌رسانا (مانند GNA، InP، Si و...)، نارساناها (مانند SiO_2 و TiO_2)، بسپاری و نانوسیم‌های مولکولی (مانند DNA آلی یا غیرآلی) [۴].

نانوسیم‌ها در بسیاری از کاربردهای الکترونیکی، اپتوالکترونیکی و ابزارهای نانوالکترومکانیکی به صورت افزودنی در چندسازه‌های پیشرفته برای اتصالات فلزی در تجهیزات کوانتومی نانومقیاس به‌عنوان نشردهنده‌های میدانی به صورت حسگرهای بیومولکولی می‌توانند مهم تلقی شوند.

همچنین با گسترش منبع نور همگرایی نانوسکوپ نوع جدیدی از دستگاه‌های کاوشگر بر پایه‌ی نانوسیم‌ها جهت عکس برداری سلولی به روش تکنیک در محل، ایجاد شده است و به نام آندوسکوپ تک سلول‌ها بر پایه‌ی نانوسیم‌ها نامیده می‌شوند [۵، ۶].

در این مقاله، می‌خواهیم پراکندگی غالب و محدود کننده تحرک در یک دستگاه نیم‌رسانا یک بعدی مانند نانوسیم گالیوم آرسناید را مطالعه کنیم. این پراکندگی‌ها شامل پراکندگی فونونی نظیر پراکندگی فونون‌های اکوستیکی از طریق جفت شدگی پتانسیل تغییر شکل، پراکندگی فونون‌های اکوستیکی از طریق جفت-شدگی پیزوالکتریک و پراکندگی فونون‌های نوری قطبی بوده که ابتدا محاسبه و سپس، رسم کرده‌ایم. روش انجام پژوهش به این صورت است که ابتدا محاسبات در دمای پایین در یک انرژی معین انجام می‌گیرد و سپس، برای محاسبه در یک دمای معین از انرژی میانگین گرفته می‌شود در نهایت نتایج محاسبات در مورد یک نمونه‌ی نانوسیم GaAs ارائه می‌شود. کار نظری و تجربی مربوط به پراکندگی‌های غالب در دستگاه‌های نیم‌رسانا یک بعدی و ساخت آن‌ها به اوایل دهه هشتاد میلادی برمی‌گردد که طرح آن توسط ساکاکاکی و همکارانش پیشنهاد شد و نمونه افزاره

پیزوالکتریکی τ_{PE} ، پراکندگی نوری قطبی τ_{LO} است [۱۰، ۱۱]. در اینجا $n^{(-)}$ نابودی (ایجاد) فونون را در سه بعد تعریف می‌کند.

$$\frac{1}{\tau_j^{\pm}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'} \sum_q |(k'|H_j|k)|^2 \times \delta(E' - (E \pm \hbar\omega))(1 - \cos\theta) \sum_j \tau_j^{-1}, j = DP^1, PE^2, LO^3 \quad (2)$$

زمان واهلش $\tau_j(E)$ برای انرژی الکتریکی E :

$$[\tau_j(E)]^{-1} = [\tau_j^{(-)}(E)]^{-1} + [\tau_j^{(+)}(E)]^{-1} Y(E - \hbar\omega) \quad (3)$$

$$\frac{1}{\tau_j^{\pm}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'} \sum_q L^{-3} C_j^2 F_j(q) \delta_{k', k \pm q} \times \delta(E' - (E \pm \hbar\omega))(1 - \cos\theta) \quad (11)$$

در اینجا $\tau_j^{(-)}(E)$ نابودی فونون و $\tau_j^{(+)}(E)$ فونون را توصیف می‌کند و فقط برای \hbar وجود دارد.

$Y(x)$ تابع گام است. در سه بعد $|k\rangle$ بردار موج صفحه‌ایست که الکترون را در

تقریب جرم موثر تعریف می‌کند:

$$\langle r|k\rangle = (l_x, l_y, l_z)^{-\frac{3}{2}} e^{ik \cdot r} = L^{-\frac{3}{2}} e^{ik \cdot r} \quad (4)$$

در اینجا:

$L^3 = (l_x, l_y, l_z)$, $r = (x, y, z)$, $k = (k_x, k_y, k_z)$ حجم نمونه است. اگر k' بردار موج الکترونی پراکنده باشد، عنصر ماتریسی $\langle k'|H_j|k\rangle$ برهم‌کنش الکترون-فونون مربوط به سه فرایند فوق برابر است با [۱۲، ۱۳]:

$$\langle k'|H_j|k\rangle = C_j' \langle k'|e^{iq \cdot r}|k\rangle = C_j' \delta_{k', k \pm q} \quad (5)$$

در اینجا که علامت بالا (پایین) مربوط به نابودی (ایجاد) یک فونون است. C_j' پارامتری است که به نوع پراکندگی بستگی دارد که با فرمول‌های زیر داده شده است [۱۴-۱۷].

$$C_j'^2 = L^{-3} C_j^2 F_j(q) \quad (6)$$

$$C_{DP}^2 = E_{ac}^2 \frac{k_B T}{2C_L} \quad (7)$$

$$F_{DP}(q) = 1, F_{PE}(q) = \frac{1}{q^2}, F_{LO}(q) = \frac{n^+}{q^2} \quad (8)$$

در اینجا E_{ac} , k_B , C_L , ρ , k_0 , k_∞ ثابت‌هایی هستند که در جدول (۱) آنها را تعریف می‌کنیم.

$$n = \left[\exp \frac{\hbar\omega_0}{k_B T} - 1 \right]^{-1} \quad (9)$$

$$E_{nk_z} = E_n + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*} \quad (14)$$

و تابع موج $|n, k_z\rangle$ بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\langle r|nk_z\rangle = L_z^{-\frac{1}{2}} e^{ik_z z} l_n(\rho) \quad (15)$$

در اینجا $l_n(\rho)$ تابع موج صفحه‌ای است.

در ادامه، فقط با پراکندگی درون باند برخورد می‌کنیم: بطوری که تنها مورد $n=0$ و $E_0=0$ را در نظر می‌گیریم. ما صرفاً $|0, k_z\rangle = |k_z\rangle$ را در نظر گرفتیم بطوری که عناصر ماتریس مورد نظر اکنون $\langle k_z'|H_j|k_z\rangle$ هستند.

سپس، زمان واهلش یک بعدی را بصورت زیر بازنویسی می‌کنیم [۱۹]:

$$\frac{1}{\tau_j^{\pm}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'} \sum_q |(k_z'|H_j|k_z)|^2 \times \delta(E' - (E \pm \hbar\omega))(1 - \cos\theta) n^+ = (n+1)Y(E - \hbar\omega_0) \quad (16)$$

(۱۶)

¹ Deformation Potential

² Piezoelectric

³ Longitudinal Optical

این معادله‌ای است که ما در بخش بعدی از آن استفاده خواهیم کرد که نتیجه صحیح را در دمای پایین ارائه می‌دهد و در آن $k_B T \leq E_F$ اگر $E = E_F$ باشد. (E_F) انرژی فرمی^۴ و (B) در یک دمای معین بطور متوسط به انرژی بیشتری نیاز دارد.

۲-۲- محاسبه پراکندگی در انرژی ثابت

۲-۲-۱- پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک

بطور معمول فرض می‌کنیم که پراکندگی الاستیک است [۱۷]، یعنی \hbar یا E' است و $\tau_{DP}^{(-)}$ و $\tau_{DP}^{(+)}$ باهم برابر هستند. حال با استفاده از معادلات (۶)-(۸)، زمان واهلش برای پراکندگی پتانسیل تغییر شکل آکوستیک را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$\frac{1}{\tau_{DP}^{\mp}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'_z} \sum_{q_z} (2C_{DP})^2 \delta_{k'_z, k_z \pm q_z} \delta(E' - E) \times (1 - \cos\theta) \sum_Q \left(\frac{J_1(QR)}{QR} \right)^2 \quad (24)$$

$$\sum_Q \left(\frac{J_1(QR)}{QR} \right)^2 = \frac{1}{(2\pi)^2 R^2} = \frac{1}{4\pi R^2} \quad (25)$$

با فرض $1 - \cos\theta = 1 - \frac{k'_z}{k_z}$ و $E_{nk_z} = E_n + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}$ داریم:

$$\frac{1}{\tau_{DP}(E)} = 2 \frac{2\pi}{\hbar} (2C_{DP})^2 \frac{1}{(2\pi)^3 R^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk'_z \delta\left(\frac{\hbar^2 k_z'^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}\right) \left(1 - \frac{k'_z}{k_z}\right) C_j \delta_{k'_z, k_z \pm q_z} (\pi R^2)^{-1} \int_{\rho \leq R} d^2 \rho e^{iQ \cdot \rho} \quad (26)$$

$$k_F = \left(\frac{\pi}{2}\right)N$$

۲-۲-۲- پراکندگی پیزوالکتریک

تنها تغییر با توجه به بخش ۲-۲-۱ تغییر C_{DP}^2 به $\frac{1}{q^2} C_{PE}^2$ است.

$$\langle k'_z | H_j | k_z \rangle = C'_j \langle k'_z | e^{\pm i q \cdot r} | k_z \rangle = C'_j \delta_{k'_z, k_z \pm q_z} \times \int d^2 \rho |l_0(\rho)| \quad (17)$$

بنابراین، با استفاده از معادله (۱۲) داریم:

$$\frac{1}{\tau_j^{\mp}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'_z} \sum_q L^{-3} C_j^2 F_j(q) \delta_{k'_z, k_z \pm q_z} \times \int d^2 \rho |l_0(\rho)| \quad (18)$$

به طوری که $\tau_j^{\mp}(E)$ قطعا مستقل از حجم نمونه است [۱۸].

در معادله (۱۱)، به دلیل مجموع بر روی بردار موج الکترون سه بعدی L^{-3} حذف می‌شود. درحالی‌که، در معادله (۱۷) نیم‌رسانا یک بعدی، به دلیل مجموع بر روی بردار موج فونون متصل به سیم $(l_x, l_y)^{-1}$ حذف شده است و به دلیل مجموع بر روی بردار موج الکترون $\sum_Q \left(\frac{J_1(QR)}{QR} \right)^2$ در $L^3=1$ می‌شود. از این بعد $L^3=1$ در نوشتن l_x, l_y, l_z نیست [۲۰، ۱۴].

$$l_0(\rho) \equiv (\pi R^2)^{-\frac{1}{2}} Y(R - \rho) \quad (20)$$

رابطه (۲۰) بدان معنی است که تابع صفحه‌ای در داخل سیم استوانه‌ای از شعاع R ثابت و در خارج صفر است. با این تقریب معادله (۱۶) بصورت:

$$(\pi R^2)^{-1} \int_{\rho \leq R} d^2 \rho e^{iQ \cdot \rho} = 2 \frac{J_1(QR)}{QR} \quad (21)$$

باز نویسی خواهد شد.

$(\pi R^2)^{-1} \int_{\rho \leq R} d^2 \rho e^{iQ \cdot \rho} = 2 \frac{J_1(QR)}{QR}$ (۲۲)
تابع بسل نوع اول n است که با توجه به معادله (۱۵) بصورت زیر نوشته می‌شود:

$$\frac{1}{\tau_j^{\mp}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k'_z} \sum_{q_z} \delta_{k'_z, k_z \pm q_z} \delta(E' - (E \pm \hbar\omega)) \times \sum_Q C_j^2 F_j(q) \left(2 \frac{J_1(QR)}{QR}\right)^2 (1 - \cos\theta) \quad (23)$$

⁴Fermi energy

پیزوالکتریک و فونون نوری قطبی را با چشم پوشی از استتار حامل‌ها محاسبه کرده‌ایم. جدول زیر معرف ثابت‌هایی است که در حل معادلات و رسم نمودارها از آنها بهره برده‌ایم که مقدار عددی آن‌ها نیز ذکر شده است.

جدول (۱): ثابت‌های مورد نیاز برای استخراج نمودارها [۱۴]

علائم اختصاری	تعریف	مقدار
m^*	جرم موثر GaAs	$0.067 m_0$
E_{ac}	ثابت پتانسیل تغییر شکل	12 eV
k_B	ثابت بولتزمن	$1.38 \times 10^{-23} \text{ J/mol.K}$
C_i	ثابت کششی طولی	1.18×10^{11}
P	ثابت پیزوالکتریک	1.2 e9 V/m
K_0	ثابت دی الکتریک انرژی	12.91
$\hbar\omega_0$	فونون نوری	0.38 eV

نمودارهای تغییرات تحرک برای پراکندگی فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل و پراکندگی فونون اکوستیکی پیزوالکتریک را در دمای پایین برحسب چگالی خطی حامل N درگستره $(10^7 - 3 \times 10^8 \text{ m}^{-1})$ با R های متفاوت $(20 - 100 \text{ \AA})$ برای گالیم آرسنید محاسبه و رسم کرده‌ایم که در شکل (۱) نشان داده شده است.

$$\frac{1}{\tau_j^{\mp}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_z} \sum_{q_z} (2C_{PE})^2 \delta_{k_z', k_z \pm q_z} \delta(E' - E) \times (1 - \dots) \quad (27)$$

$$\sum_Q \left(\frac{I_1(QR)}{qQR} \right)^2 = \frac{1}{2\pi} \frac{1 - 2I_1(|q_z|R)K_1(|q_z|R)}{2(|q_z|R)^2} \quad (28)$$

در اینجا $I_1(x)$ و $K_1(x)$ به ترتیب تابع بسل مرتبه اول و دوم است.

$$\frac{1}{\tau_{PE}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} (2C_{PE})^2 \frac{\pi}{(2\pi)^3} \times \int_{-\infty}^{+\infty} dk_z \delta\left(\frac{\hbar^2 k_z'^2}{2m^*} - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m^*}\right) \dots \quad (29)$$

۲-۲-۳ پراکندگی نوری قطبی

در تقریب زمان واهلش این مورد با استفاده از مرجع [۲۱] داریم:

$$\frac{1}{\tau_{LO}^{\mp}(E)} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{k_z'} \sum_{q_z} (2C_{LO})^2 \delta_{k_z', k_z \pm q_z} \times \delta(E' - (E \pm \hbar\omega_0)) (1 - \cos\theta) \times \sum_Q n^{\mp} \left(\frac{I_1(QR)}{qQR} \right)^2 \quad (30)$$

$$q_0^2 = \frac{2m^*}{\hbar^2} \hbar\omega_0 \quad (31)$$

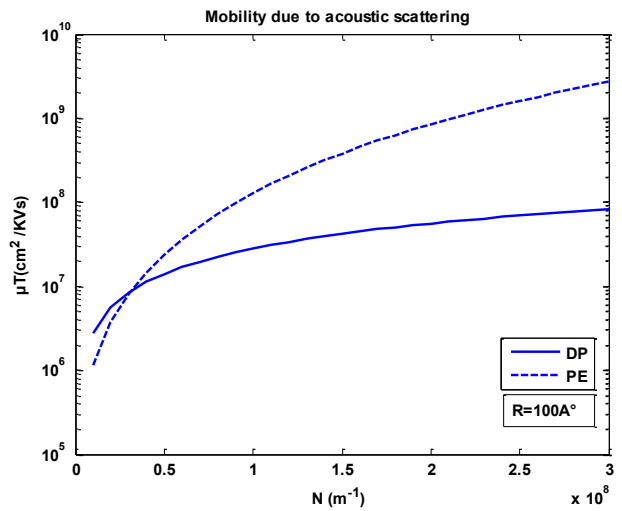
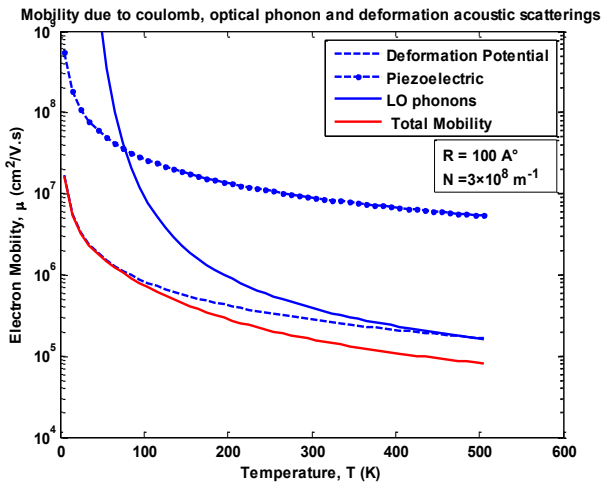
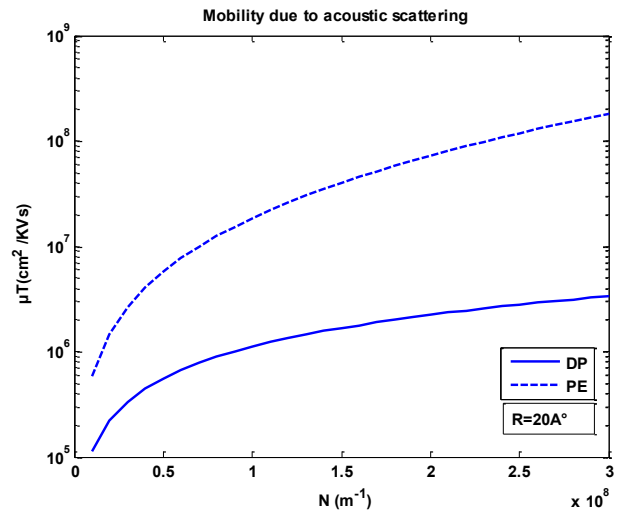
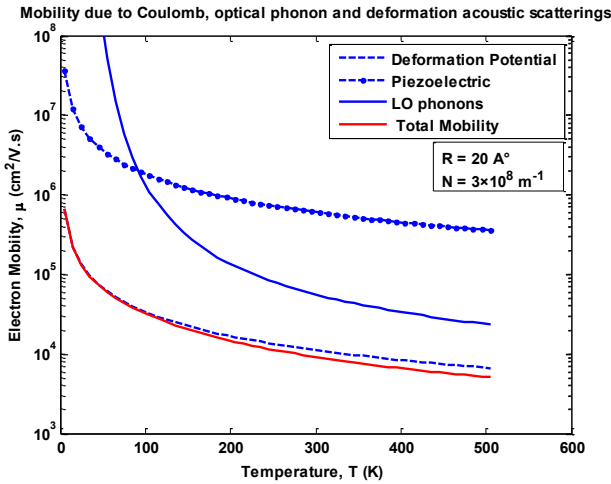
$$q_{\pm} = k_z + (k_z^2 \pm q_0^2)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

معادلات (۲۶)، (۲۹) و (۳۰) مسئله را با انرژی ثابت E حل می‌کند و در نتیجه در دمای پایین $E = E_F \geq k_B T$ است.

۳- نتایج و بحث

۳-۱- محاسبات و رسم شکل‌ها

با حل عددی معادلات (۲۶)، (۲۹) و (۳۰) توسط نرم افزار متلب نمودارهای تغییرات تحرک برحسب چگالی خطی حامل و نیز برحسب دما برای شعاع‌های متفاوت یک نانوسیم گالیم آرسنید با لحاظ پراکندگی فونون اکوستیکی تغییر شکل و



شکل (۲): نمودار تغییرات تحرک الکترون‌ها بر حسب دما برای پراکندگی‌های متفاوت در یک نانوسیم گالیوم آرسنید به شعاع‌های ۲۰ و ۱۰۰ نانگستروم

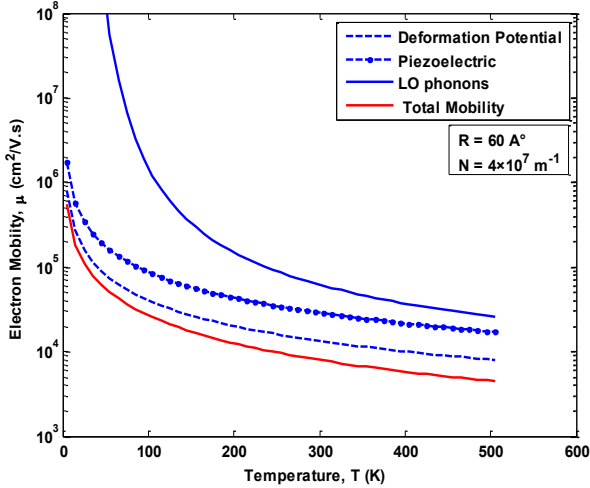
شکل (۱): نمودار تغییرات μT بر حسب چگالی خطی حامل در یک سیم کوانتومی به شعاع‌های ۲۰ و ۱۰۰ نانگستروم

با مقایسه پراکندگی DP یا PE یا LO یا TOT در هر دو نمودار شاهد این هستیم که با افزایش شعاع نانوسیم در هر دمای T تحرک نیز روند افزایشی دارد. همچنین، پراکندگی غالب، یعنی تنها پراکندگی که بیشترین اثر را در دمای (۵-۵۰K) روی تحرک فونون‌ها دارد، پراکندگی فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل است.

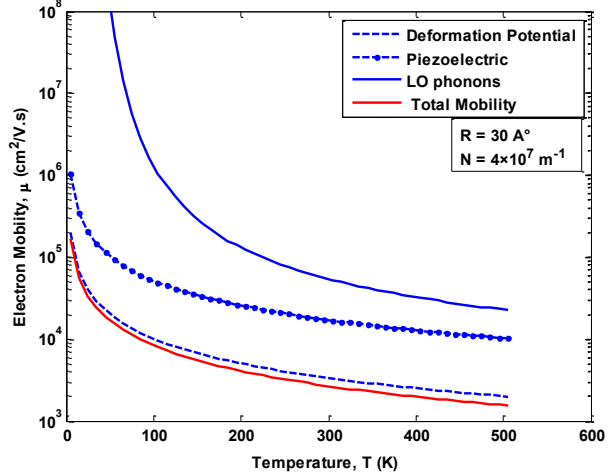
با مقایسه این دو نمودار می‌بینیم که در هر دو منحنی (DP و PE) با افزایش شعاع نانوسیم و ثابت نگه داشتن چگالی خطی حامل، تحرک نیز افزایش می‌یابد.

نمودارهای تغییرات تحرک برای پراکندگی فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل و پیزوالکتریک و پراکندگی فونون نوری قطبی و مجموع هر سه پراکندگی را بر حسب دما از گستره (۴-۵۰K) برای R های متفاوت (۲۰-۱۰۰ A°) و چگالی خطی ($N = 3 \times 10^8 \text{ m}^{-1}$) در شکل (۲) محاسبه و رسم کرده‌ایم.

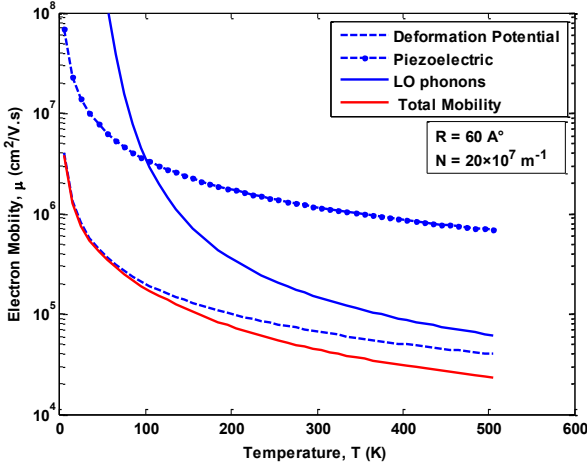
Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



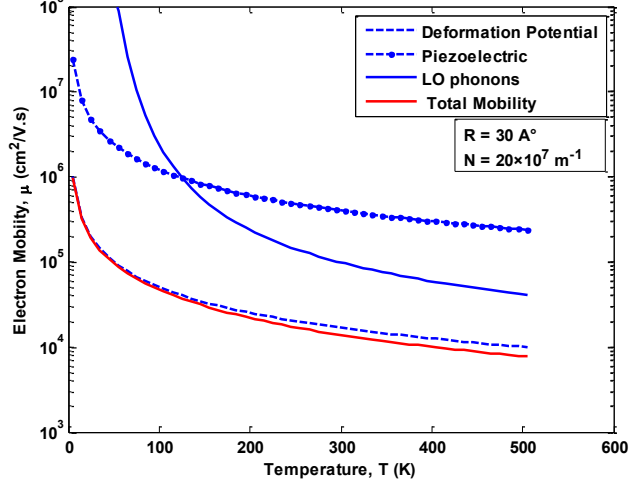
Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



شکل (۴): نمودار تغییرات تحرک الکترون‌ها بر حسب دما برای پراکندگی‌های متفاوت در یک نانوسیم گالیوم آرسناید به شعاع ۶۰ نانگستروم

شکل (۳): نمودار تغییرات تحرک الکترون‌ها بر حسب دما برای پراکندگی‌های متفاوت در یک نانوسیم گالیوم آرسناید به شعاع ۳۰ نانگستروم

در نمودار شکل (۴) تغییرات تحرک را برای سه نوع پراکندگی و مجموع این پراکندگی‌ها بر حسب دما با ثابت $R = 60 \text{ A}^\circ$ و چگالی خطی متغیر از $4 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ تا $20 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ محاسبه و رسم کرده‌ایم. مشاهده می‌شود که، با ثابت نگه داشتن شعاع نانوسیم و افزایش چگالی خطی تحرک حامل‌ها در هر دمای T نیز افزایش یافته است. نتیجه‌گیری دیگر این است که در بازه دمایی مشخص (۴-۵۰۰K) پراکندگی DP پراکندگی غالب به شمار می‌رود، یعنی اثر گذارترین عامل محدود کننده تحرک در این بازه پراکندگی پتانسیل تغییر شکل است و پراکندگی پیزوالکتریک کمترین اثر را بر تحرک دارد.

نمودار تغییرات تحرک برای پراکندگی‌های متفاوت را بر حسب دما و R ثابت ($R = 30 \text{ A}^\circ$) و چگالی‌های ($4 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$) در شکل (۳) محاسبه و رسم کرده‌ایم. با توجه به توضیحات و نمایش نمودارها مشاهده می‌شود که با افزایش چگالی خطی تحرک حامل‌ها به ازای هر دمای معین T نیز افزایش می‌یابد.

متغیر و N های ثابت با در نظر گرفتن پراکندگی‌های محدود کننده تحرک حامل‌ها برای نمونه نانوسیم گالیم آرسناید مورد بررسی قرار گرفته است.

قابل ذکر است که محاسبات انجام شده در این پژوهش، در گستره دمایی (۴-۵۰۰ K) و شعاع نانوسیم در گستره (۱۲۰ A°-۲۰) و چگالی خطی (۳×۱۰^۸ - ۴×۱۰^۷ m⁻¹) است و نتیجه‌ای که ارائه شده است بر این مبنا است.

بر اساس نمودارهای بدست آمده، افزایش تحرک حامل‌ها را به چند عامل از جمله دما و چگالی خطی حامل و شعاع نانوسیم وابسته است. مشاهده شده است که با توجه به پراکندگی‌ها در یک مقدار چگالی خطی ثابت، با افزایش شعاع، تحرک نیز در هر دمای T افزایش می‌یابد و پراکندگی غالب فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل DP و پس از آن در دماهای بالاتر از ۱۰۰K پراکندگی فونون نوری قطبی LO غالب است (شکل ۲).

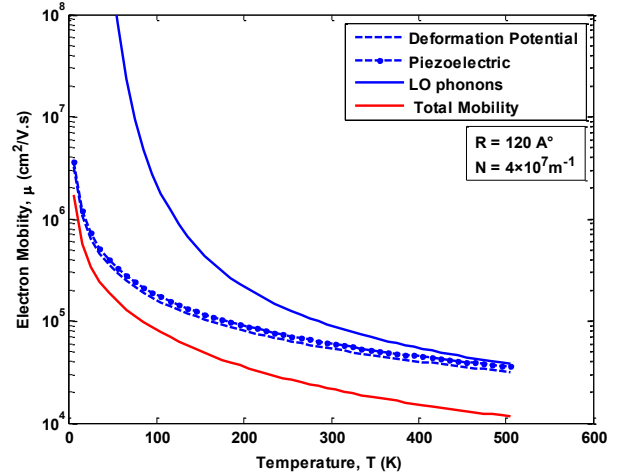
همچنین، مشاهده شده است که با توجه به پراکندگی‌ها در یک شعاع ثابت، با افزایش چگالی خطی، تحرک حامل‌ها به ازای هر T افزایش یافته و پراکندگی غالب کماکان پراکندگی فونون اکوستیکی پتانسیل تغییر شکل DP است و پراکندگی غالب پس از آن پراکندگی فونون نوری قطبی LO است. در دمای بالاتر از ۱۰۰K در مقدار چگالی خطی $۲۰ \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ و با کاهش چگالی خطی تا $۴ \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ از دماهای بالاتری پراکندگی غالب است (شکل‌های (۳) و (۴)).

همانطور که مشاهده شده است در کل، تحرک حامل‌ها در گستره دمایی (۴-۵۰۰ K) سیر نزولی دارد زیرا با افزایش دما تعداد فونون‌ها زیاد می‌شود با افزایش تعداد فونون‌ها تعداد برخوردها و پراکندگی فونون‌ها نیز افزایش می‌یابد. در نتیجه زمان واهلش و در نهایت تحرک نیز کاهش می‌یابد.

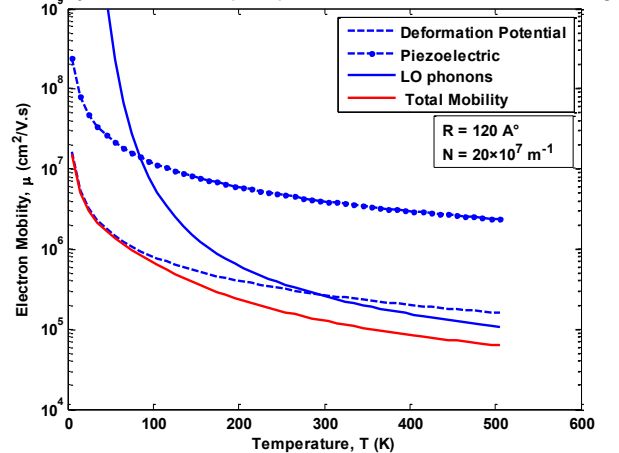
مراجع

- [1] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S. V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, Nature, 438, 197, 2005.
- [2] B. Catherine, P. Houdy, M. Lahmani, " Nanomaterials and nano chemistry," Springer Science & Business Media, 2008.

Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



Mobility due to Coulomb, optical phonon and deformation acoustic scatterings



شکل (۵): نمودار تغییرات تحرک الکترون‌ها بر حسب دما برای پراکندگی‌های متفاوت در یک نانوسیم گالیم آرسنید به شعاع ۱۲۰ آنگستروم

شکل (۵) تغییرات تحرک را برای پراکندگی اکوستیکی و نوری و مجموع این پراکندگی‌ها را بر حسب دما با R ثابت (۱۲۰ A°) و چگالی خطی متغیر از $۴ \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ تا $۲۰ \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ محاسبه و رسم کرده‌ایم. باز هم با مقایسه نمودارها به این نتیجه می‌رسیم که با R ثابت و افزایش N نیز، μ به ازای هر دمای T افزایش می‌یابد.

۴- نتیجه گیری

در این پژوهش، نمودارهای μT بر حسب N و μ بر حسب T را یکبار برای R های ثابت و N های متغیر و بار دیگر برای R های

- [11] W.Y. Lai, S.D. Sarma, " Ground-state variational wave function for the quasi-one-dimensional semiconductor quantum wire," *Physical review B*, 33, 8874, 1986.
- [12] J.A. Brum, G. Bastard, L.L. Chang, L. Esaki, in *Proceedings of 18th International Conference on the Physics of Semiconductors*, Stockholm, 1987.
- [13] J.W. Brown, H.P. Spector, " Exciton binding energy in a quantum-well wire," *Physical review B*, 35, 3009, 1987.
- [14] G. Fishman, " Mobility in a quasi-one-dimensional semiconductor," *Physical review B*, 34, 2394, 1986.
- [15] G. Ansaripour, " Mobility of holes in a Si/SiGe metal oxide semiconductor field effect transistor," *Thin solid films*, 518, 6105-6108, 2010.
- [16] G. Ansaripour, " The effect of hot phonons on the hole drift velocity in a p-type Si/SiGe modulation doped heterostructure", *Thin solid films*, 517, 21, 5559-5603, 2009.
- [17] B. Vinter, "Low-temperature phonon-limited electron mobility in modulation-doped heterostructures," *Physical review B*, 33, 5904, 1986.
- [18] S.E. Laux, F. Stern, " Electron states in narrow gate-induced channels in Si," *Applied physics Letters*, 49, 91, 1986.
- [3] N. Lupu, "Nanowires science and technology," First Publishing, India, Intech, 131–150, 2010.
- [4] C.N.R. Rao, A. Govindaraj, "Nanotubes and nanowires," First Publishing, United Kingdom, The Royal Society of Chemistry, RSC Publication, 77-162, 2005.
- [5] Y. Peidong, Y. Ruoxue, and F. Melissa, American Chemical Society, *Nano letters*, 1529-1536, 2010.
- [6] G. Ansaripour, B. Shayeghy, "The effect of dielectric environment on the carrier transport in semiconducting nanowires," *International journal for light and electron optics*, 127, 9673, 2016.
- [7] T. Ando, *Japanese physical society*, 75, 074716, 2006.
- [8] H.H. Sønsteby, J.E. Bratvold, V.A.-L. K. Killi, D. Choudhury, J.W. Elam, H. Fjellvåg, O. Nilsen, " Tert-butoxides as precursors for atomic layer deposition of alkali metal containing thin films," *Journal vacuum science technology A*, 38, 060804, 2020.
- [9] T. Ando, A. B. Fowler, F. Stern, " Electronic properties of two-dimensional systems," *Review modern physics*, 54, 437, 1982.
- [10] G. Ansaripour, G. Braithwaite, M. Myronov, O.A. Mironov, E.H.C. Parker, T.E. Whall, " Energy loss rates of two-dimensional hole gases in inverted Si/SiGe heterostructures", *Applied physics letters*, 76, 1140-1142, 2000.

[19] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies, Physical review Letters, 56, 1198, 1986.

[20] A. Konar, D. Jena, " Tailoring the carrier mobility of semiconductor nanowires by remote dielectrics," Journal of applied physics, 102, 123705, 2007.

[21] G. Fishman, " Phonon-limited mobility in a quasi-one- dimensional semiconductor," Physical review B, 36, 7448-7456, 1987.



Investigation Of Scattering -Limited Mobility In Gallium Arsenide Semiconductor Quantum Nanowire

Ghassem Ansaripour*, Atefeh Famil Zare

Department of Physics, Faculty of Science, Bu-Ali Sina University, Hamedan, 65174, I. R. Iran

Abstract: In this work, we aim to investigate the dominant scattering and mobility limiting in a one-dimensional semiconductor device, such as gallium arsenide nanowire. First, the interaction of phonon-electron in a one-dimensional semiconductor device is described and then, using the sheet wave function, some of the carrier scatterings of this system is investigated in terms of quantities such as the density of one-dimensional carriers and temperature. These scatterings include phonon scattering, such as the scattering of acoustic phonons, through the deformation potential coupling, the scattering of acoustic phonons by piezoelectric coupling and the scattering of polar optical phonons, which we first computed and then plotted. We have shown that the mobility limited scattering of carriers in the range of low and high temperatures are acoustic phonon deformation potential scattering and polar longitudinal optical phonon scattering respectively. By increase of linear carrier concentration and nanowire radius the mobility of carriers is enhanced in a given temperature. The dominant scattering in the temperature range (4-300K) is deformation potential and is independent of the carrier concentration and nanowire radius. For high carrier density and nanowire radius the dominant scattering in the temperature range (300-500K) is polar optical phonon scattering.

Keywords: Scattering, Mobility, Acoustic phonon, Optical phonon, Nanowire.