

شبیه سازی عددی ترانزیستور اثر میدانی نانوسیم GaAs به روش مونت کارلو

محمد پرتوی نژاد^۱، کامیار ثقفی^۲

^۱ گروه الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شاهد، partovinejad@shahed.ac.ir

^۲ گروه الکترونیک، دانشکده فنی و مهندسی، دانشگاه شاهد، saghafi@shahed.ac.ir

چکیده - در این مقاله روابط بسته ای برای پراکندگی فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و فونونهای نوری قطبی در ساختار یک بعدی نانوسیم $GaAs/AlGaAs$ ارائه کرده ایم. روابط بسته ما را از محاسبات زمان بر حل عددی انتگرالهای پیچیده در روابط پراکندگی نانوسیمها بی نیاز می کند. با استفاده از روابط پراکندگی فونونهای صوتی و فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و درون دره ای و فونونهای نوری قطبی به شبیه سازی و بررسی مشخصه های ترانزیستور نانوسیمی به روش مونت کارلو پرداخته ایم. در این شبیه سازی، دو دره Γ و L و هر کدام با ۹ تراز انرژی در نظر گرفته ایم. توابع موج و ترازهای انرژی نانوسیم را از ترکیب چاه پتانسیل مثلثی و چاه پتانسیل مربعی بینهایت بدست آورده ایم. اثر تغییرات دما، ولتاژها و طول کانال را بر روی مشخصه های ترانزیستور نانوسیم نیز مورد بررسی قرار داده ایم. کلید واژه- نانوسیم، ترانزیستور اثر میدانی، مونت کارلو، پراکندگی حاملها، فونونهای صوتی، فونونهای نوری غیر قطبی، فونونهای نوری قطبی.

روش مونت کارلو از جمله روشهای نیمه کلاسیکی حل دقیق معادلات انتقال بولتزمن است که در آن حرکت حاملها در فضای حقیقی کلاسیکی در نظر گرفته می شود و اثرات کوانتومی در فرآیندهای پراکندگی لحاظ می گردد. در شبیه سازی ترانزیستور نانوسیمها به روش مونت کارلو باید روابط فرآیندهای پراکندگی با در نظر گرفتن حرکت یک بعدی حاملها اصلاح شوند [۶]. در مقاله پراکندگی فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و فونونهای نوری قطبی در نانوسیم $GaAs/AlGaAs$ مورد توجه قرار گرفته و یک فرم بسته برای فرآیندهای پراکندگی نانوسیم ارائه شده است. بدین ترتیب درعین دستیابی به روابط ساده تر و پرهیز از محاسبه عددی انتگرالهای پیچیده به دقت قابل قبولی نیز در روابط پراکندگی در نانوسیمها رسیده ایم. با استفاده از روابط پراکندگی فونونهای صوتی و فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و درون دره ای و فونونهای نوری قطبی به شبیه سازی و بررسی مشخصه های ترانزیستور اثر میدانی نانوسیم $GaAs$ به روش مونت کارلو پرداخته ایم.

در بخش ۲ ساختار و مدل ترانزیستور نانوسیم و معادلات حاکم بر آن ارائه می شود. در بخش ۳ روابط پراکندگی های فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و فونونهای نوری قطبی بدست آمده و در بخش ۴ نتایج حاصله مورد بررسی قرار می - گیرند و با نتیجه گیری در بخش ۵ مقاله را به پایان می بریم.

۱- مقدمه

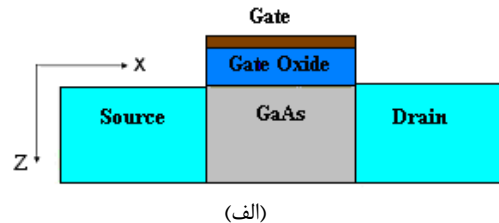
در سالهای اخیر تحقیقات زیادی در زمینه انتقال الکترون در ساختار یک بعدی ترانزیستور نانوسیمها انجام شده است [۱]. ساختارهای جدید یک بعدی ترانزیستورهای اثر میدانی نانوسیمی به علت توانایی در کاهش اثرات کانال کوتاه و همچنین کنترل بهتر و بیشتر بر روی چگالی الکترونهای کانال به عنوان جایگزینی مناسب برای ترانزیستورهای ماسفت مسطح در نظر گرفته می شوند [۲]. مواد گروه III-V از قبیل $GaAs$ دارای مزایایی مانند قابلیت تحرک بیشتر الکترونها نسبت به Si می - باشند که می توانند منجر به ساخت ترانزیستورهایی با سرعت بسیار زیاد و توان مصرفی پایین شوند [۲]. امروزه واضح است که طراحی و ساخت مناسب و پربازدهای از اینچنین ساختارهایی بدون شبیه سازی عددی مشخصه های الکتریکی آنها یک مساله بسیار مشکل می باشد [۳].

حل معادلات کوپل شده پواسون و شرودینگر در طول ساختار ترانزیستور نانوسیم و حل معادلات انتقال یک بعدی به روش تابع گرین غیرتعدالی (NEGF) و یا روش حل معادلات انتقال بولتزمن (BTE) در ساختار چند زیر نواری، از جمله رایج ترین روشهای شبیه سازی ترانزیستور نانوسیمها هستند [۴، ۵]. از بهترین و پربازده ترین روشها، روش مونت کارلو می باشد [۲].

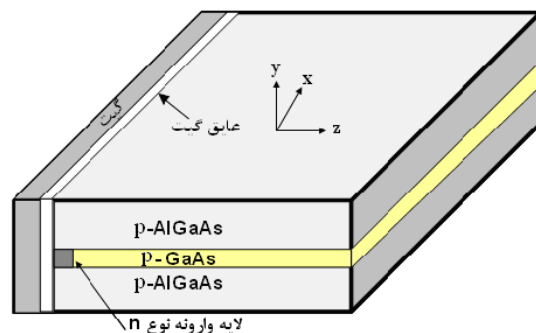
۲- ساختار و مدل ترانزیستور نانوسیم

در نانوسیمها حرکت الکترون از دو جهت محدود می‌شود و حرکت، تنها در راستای نانوسیم خواهد بود. مدل نانوسیم در نظر گرفته شده در این مقاله در شکل (۱ ب) نشان داده شده است. ساختار چند لایه P-AlGaAs/P-GaAs/P-AlGaAs چاه پتانسیل در جهت y ایجاد می‌کند. این چاه، مربعی در نظر گرفته شده- است. با اعمال ولتاژ به گیت و ایجاد لایه وارونه، محدودیت حرکت حامل در جهت z نیز حاصل می‌شود. چاه پتانسیل متناظر مثلی فرض شده است. الکترونها تنها در راستای نانوسیم (جهت x) می‌توانند حرکت کنند.

ترانزیستور نانوسیم شبیه سازی شده در شکل (۱ الف) به طول ۵۵ نانومتر در نظر گرفته شده است. طول درین و سورس برابر ۱۵ نانومتر و طول کانال ۲۵ نانومتر است. غلظت ناخالصی نوع n در ناحیه سورس و درین برابر 10^{14} m^{-3} و کانال دارای ناخالصی نوع p با غلظت کم 10^{14} m^{-3} در نظر گرفته شده است. در شبیه سازی انجام شده برای ترانزیستور اثرمیدانی نانوسیم پیشنهادی در شکل (۱)، کانال ۱ بعدی انتقال حاملها شبیه سازی شده است به گونه ای که با افزایش ولتاژ گیت، بر تعداد الکترونهای لایه وارونه افزوده شده و رسانایی کانال افزایش می- یابد.



(الف)



(ب)

شکل ۱: مدل ترانزیستور نانوسیم پیشنهادی، (الف) در جهت xz ، (ب) کانال انتقال در سه بعد [۷]

۳- روابط پراکندگی

در این مقاله از مدل ارائه شده در [۷]، متناظر توابع موج و ترازهای انرژی نانوسیم، برای به دست آوردن پراکندگی فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای و فونونهای نوری قطبی استفاده خواهیم کرد. ۳ تراز انرژی برای هر چاه فرض شده است و از ترکیب آنها با استفاده از (۱)، ۹ تراز مجاز برای نانوسیم بصورت زیر حاصل می‌شود.

$$\Psi_v = \Psi_{i,j}(y,z) = \Psi_i(y) \times \Psi_j(z)$$

$$E_v = E_{i,j}(k_x) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + E_i + E_j$$

$$i, j = 1, 2, 3 \quad v = 1, 2, \dots, 9$$

$$\begin{cases} \Psi_1(z) = k_1 z \exp\left(-\frac{c_1 z}{2}\right) \\ \Psi_2(z) = k_2 (z + a_2 z^2) \exp\left(-\frac{c_2 z}{2}\right) \\ \Psi_3(z) = k_3 (z + a_3 z^2 + b_3 z^3) \exp\left(-\frac{c_3 z}{2}\right) \\ \Psi_i(y) = \left(\frac{2}{L_y}\right)^{1/2} \text{Sin}\left(\frac{i\pi y}{L_y}\right) \quad i = 1, 2, 3 \end{cases} \quad (1)$$

که در آن k_j, c_j, b_j, a_j ضرایب وردشی و L_y عرض چاه مربعی هستند.

۳-۱- پراکندگی فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای

پراکندگی فونونهای نوری غیرقطبی بین دره ای از تراز v به v' در نانوسیم را بصورت زیر بیان می‌کنیم [۸]:

$$W_{v \rightarrow v'}(k) = \frac{\pi D_{ij}^2}{\rho \omega_{ij}} \phi(v, v') \left[n(\omega_{ij}) + \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2} \right] \times N_{1D}(E_k \pm \hbar \omega_{ij}) \quad (2)$$

$$v, v' = 1, 2, 3, \dots, 9$$

که در آن $n(\omega_{ij})$ توزیع Bose-Einstein، ω_{ij} فرکانس نوری، ρ چگالی جرمی و D_{ij} ثابت پتانسیل اختلال است. $N_{1D}(E_k)$ چگالی حالات یک بعدی است که از رابطه زیر با در نظر گرفتن اثرات غیرسهمی بودن نوار انرژی تعریف می‌شود [۷]:

$$N_{1D}(E) = \frac{\sqrt{m^*}}{\pi \hbar \sqrt{2}} \sum_v \frac{(1 + 2\alpha_n E)}{\sqrt{E(1 + \alpha_n E) - (E_i + E_j)}} \quad (3)$$

که در آن α_n ضریب غیرسهمی بودن است. ϕ در (۲)، که به آن انتگرال همپوشانی نیز می‌گویند، در حالت کلی بصورت زیر تعریف می‌شود [۹، ۱۰]:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{emission} \rightarrow q_{\pm}^e(E_{k_x}) = k_x \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\hbar\omega_o}{E_{k_x}}}\right) \\ \text{absorbition} \rightarrow q_{\pm}^a(E_{k_x}) = k_x \left(-1 \pm \sqrt{1 + \frac{\hbar\omega_o}{E_{k_x}}}\right) \end{array} \right. \quad (9)$$

در (۶) و (۷)، از روابط (۱۰) و (۱۱) به دست می‌آید:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_1(q_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} |F(q_y)|^2 I_{2D}(q_x, q_y) dq_y \\ I_{2D}(q_x, q_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{|F(q_z)|^2}{q_x^2 + q_y^2 + q_z^2} dq_z \end{array} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F(q_y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_v(y) \psi_{v'}^*(y) e^{iq_y y} dy \\ F(q_z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi_v(z) \psi_{v'}^*(z) e^{iq_z z} dz \end{array} \right. \quad (11)$$

در (۱۱)، ψ_v تابع موج مبدا و $\psi_{v'}$ تابع موج مقصد است. با جایگذاری توابع موج در رابطه (۱۱) و ساده سازی داریم:

$$F(q_z) = \frac{1}{(\alpha - iq_z)^3} \sum_{j=0}^4 \frac{\beta_j}{(\alpha - iq_z)^j} \quad (12)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta_0 = 2k_m k_n \\ \beta_1 = 6k_m k_n (a_m + a_n) \\ \beta_2 = 24k_m k_n (b_m + b_n + a_m a_n) \\ \beta_3 = 120k_m k_n (a_n b_m + a_m b_n) \\ \beta_4 = 720k_m k_n b_m b_n \\ \alpha = \frac{c_m + c_n}{2} \end{array} \right.$$

$$F(q_y) = \frac{iL_y q_y}{(p+s)^2 \pi^2 - L_y^2 q_y^2} + \frac{iL_y q_y}{-(p-s)^2 \pi^2 - L_y^2 q_y^2} + e^{iL_y q_y} \left(\frac{(p-s)\pi \sin[(p-s)\pi] + iL_y q_y \cos[(p-s)\pi]}{(p-s)^2 \pi^2 - L_y^2 q_y^2} - \frac{(p+s)\pi \sin[(p+s)\pi] + iL_y q_y \cos[(p+s)\pi]}{(p+s)^2 \pi^2 - L_y^2 q_y^2} \right) \quad (13)$$

در رابطه (۱۲)، $m=1,2,3$ شماره تراز مبدا در چاه مثلثی و $n=1,2,3$ نیز شماره ترازهای مقصد در چاه مثلثی می باشد و در رابطه (۱۳)، $p=1,2,3$ شماره تراز مبدا در چاه مربعی و $s=1,2,3$ نیز شماره ترازهای مقصد در چاه مربعی می باشد. با جایگذاری نتایج (۱۲) و (۱۳) در (۱۰) و ساده سازی، رابطه بسته ای برای I_2 به دست آورده ایم. با استفاده از روابط پراکندگی ارائه شده در [۷] و روابط به دست آمده در این مقاله، به شبیه سازی ترانزیستور اثر میدانی نانوسیم پیشنهادی در شکل (۱) به روش مونت کارلو پرداخته که نتایج آنرا در بخش ۴ ارائه می‌کنیم.

$$\phi(v, v') = \iint |\Psi_v(y, z)|^2 |\Psi_{v'}(y, z)|^2 dy dz \quad (4)$$

$$v, v' = 1, 2, 3, \dots, 9$$

با جایگذاری توابع موج در (۴) و ساده سازی رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\phi(v, v') = \phi[(i, j), (i', j')] = \phi(i, i') \times \phi(j, j') \quad (5)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} i, j, i', j' = 1, 2, 3 \\ v, v' = 1, 2, 3, \dots, 9 \end{array} \right.$$

i و j شماره ترازهای مبدا چاه پتانسیل مربعی و مثلثی، متناظر با v است و i' و j' ترازهای مقصد چاه پتانسیل مربعی و مثلثی متناظر با v' می‌باشند. همانطور که در (۵) نشان داده شده است، پاسخ نهایی $\phi(v, v')$ از دو بخش تشکیل می شود. یک بخش تنها وابسته به ترازهای چاه مربعی $\phi(i, i')$ و بخش دیگر وابسته به ترازهای چاه مثلثی $\phi(j, j')$ است که هر یک به صورت عددی باید محاسبه شوند. برای پرهیز از پیچیدگی‌های محاسبه عددی انتگرالها، روابط بسته‌ای را برای آنها در مقاله پیشین ارائه کرده ایم [۷].

۳-۲- پراکندگی فونونهای نوری قطبی

عبارات زیر برای پراکندگی فونونهای نوری قطبی استفاده شده است [۱۱، ۱۲]:

$$W_{v \rightarrow v'}^e(E_{k_x}) = \frac{\alpha \omega_o (n_o + 1)}{2\pi} \frac{I_1(q_+^e(E_{k_x})) + I_1(q_-^e(E_{k_x}))}{\sqrt{((E_{k_x} - E_{v'})/\hbar\omega_o) - 1}} \times \theta((E_{k_x} - E_{v'})/\hbar\omega_o - 1) \quad v, v' = 1, 2, 3, \dots, 9 \quad (6)$$

و برای حالت جذب:

$$W_{v \rightarrow v'}^a(E_{k_x}) = \frac{\alpha \omega_o (n_o)}{2\pi} \frac{I_1(q_+^a(E_{k_x}))}{\sqrt{((E_{k_x} - E_{v'})/\hbar\omega_o) + 1}} \times \theta((E_{k_x} - E_{v'})/\hbar\omega_o + 1) \quad v, v' = 1, 2, 3, \dots, 9 \quad (7)$$

که در روابط فوق θ تابع پله است. α, E_{k_x} نیز بصورت

(۸) تعریف می‌شوند:

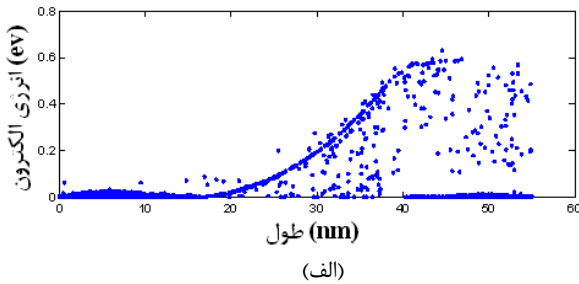
$$\alpha = \frac{e^2}{2\varepsilon_p \sqrt{\hbar/2m^* \omega_o}} / \hbar\omega_o \quad E_{k_x} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \quad (8)$$

بردار موج فونونها نیز برای حالت جذب و گسیل از رابطه

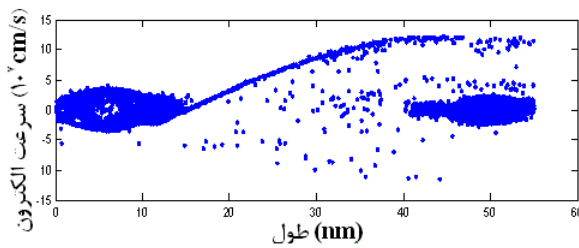
(۹) بدست می‌آید:

۴- بررسی نتایج

جهت مقایسه و بیان صحت و دقت روش به کار گرفته شده، پراکندگی فونونهای نوری قطبی برای شرایط اشاره شده در [۱۱] ترسیم شده و در شکل (۳) با نتیجه ارائه شده در مرجع مذکور مقایسه شده است که تطابق خوبی نشان می دهد. همانطور که در شکل (۴) مشاهده می کنید در ناحیه کانال با نزدیک شدن به درین انرژی و سرعت الکترونها به دلیل افزایش میدان اعمالی به آنها افزایش می یابد. در فاصله بین ۳۰ تا ۴۰ نانومتر پدیده پراکندگی معکوس مشاهده می شود.



(الف)

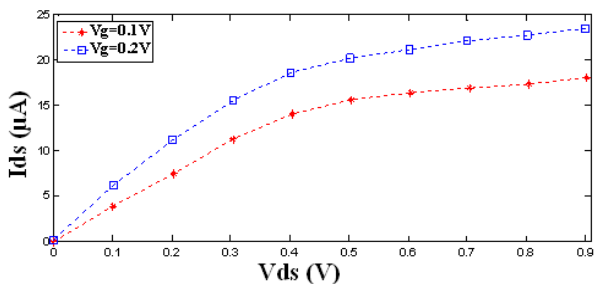


(ب)

شکل ۴: (الف) توزیع انرژی الکترونها و (ب) توزیع سرعت الکترونها در ترانزیستور نانوسیم به طول ۵۵ نانومتر و عرض چاه مربعی $L_y=13.5\text{nm}$ و $V_g=0.1\text{V}$ و $V_d=0.5\text{V}$ در دمای 300K.

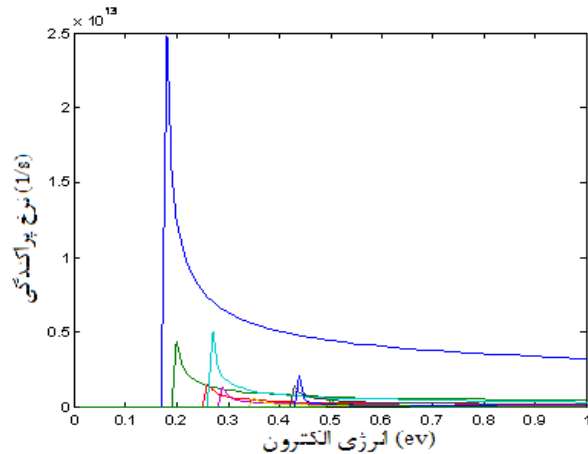
۴-۱- مشخصه جریان

همانطور که در شکل (۵) مشاهده می شود با افزایش ولتاژ گیت به خاطر افزوده شدن تعداد الکترونهای لایه وارونه، تعداد حاملهای بیشتری در کانال موجود می باشند که باعث افزایش جریان می شود. جریان پس از اشباع شدن به دلیل اثرات کانال کوتاه ترانزیستور دارای اندکی شیب افزایشی می باشد.



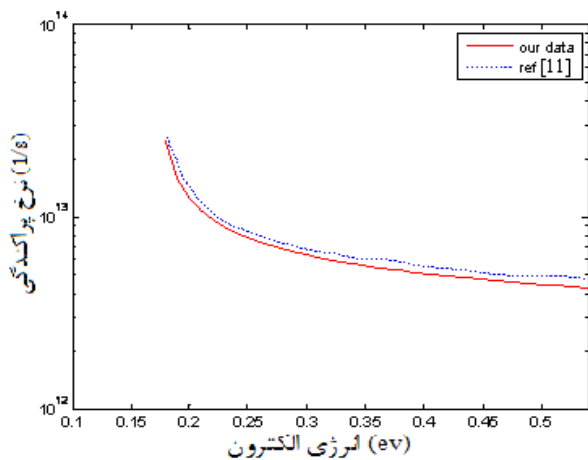
شکل ۵: جریان درین-سورس (I_d) بر حسب ولتاژ درین-سورس (V_{ds}) در ترانزیستور نانوسیم با طول 55nm و $V_g=0.1, 0.2\text{V}$ در دمای 300K.

در شکل ۲ نرخ پراکندگی فونونهای نوری قطبی گسیل برای الکترونها بین تراز پایه و ۹ سطح انرژی از جمله تراز پایه، برای نانوسیم با عرض $L_y=135\text{\AA}$ و $F_z=120\text{kV/cm}$ در دمای 300k رسم شده است.



شکل ۲: پراکندگی فونونهای نوری قطبی برای الکترون نسبت به تراز پایه نانوسیم بر حسب انرژی الکترون برای نانوسیم با عرض $L_y=135\text{\AA}$ و $F_z=120\text{kV/cm}$ در دمای 300K.

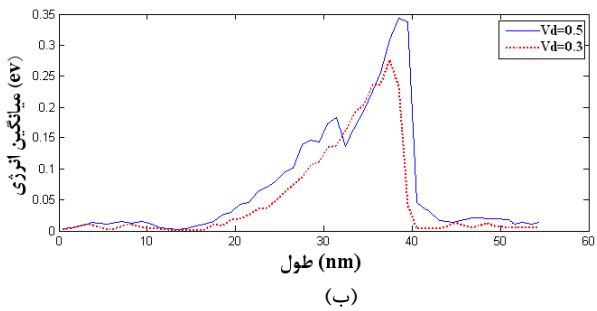
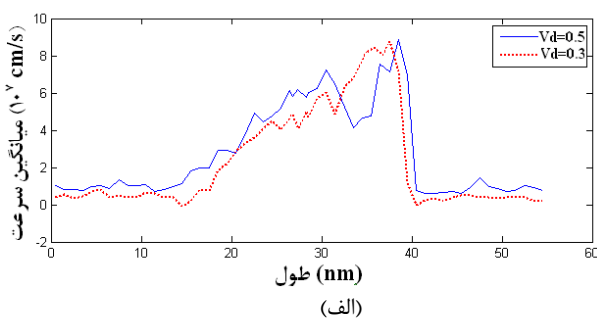
نرخ پراکندگی فونونهای نوری قطبی درون ترازهای مبدا بیشتر است. در نانوسیمها به دلیل شرایط محدودیت حرکت حاملها از ۲ بعد و شرایط خاص چگالی حالات یک بعدی نسبت به چاههای کوانتومی و بدنه ماده، در نزدیکی انرژی قعر ترازها، نرخ پراکندگیهای بزرگتری را شاهد هستیم. زمان محاسبه نرخ پراکندگیها با استفاده از روابط تقریبی برای انتگرالهای پیچیده موجود در آن از بیش از چندین ساعت به کمتر از چند دقیقه روی یک رایانه معمولی کاهش پیدا کرد.



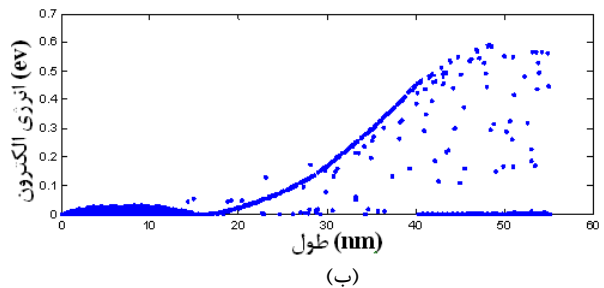
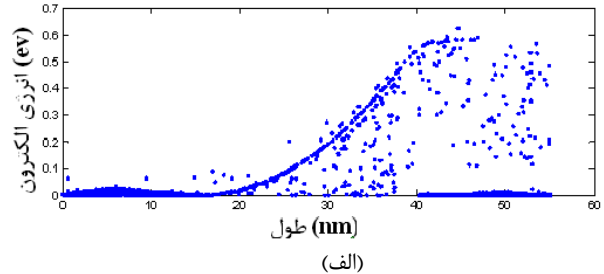
شکل ۳: مقایسه نرخ پراکندگیهای فونونهای نوری قطبی برای الکترون در تراز پایه نانوسیم بر حسب انرژی الکترون در دمای 300K برای نانوسیم با عرض $L_y=135\text{\AA}$ و $F_z=120\text{kV/cm}$ (خط چین): شبیه سازی در [11] (شکل ممتد): شبیه سازی ما.

۲-۴- تغییرات دما

همانطور که در شکل (۶) در توزیع انرژی حاملها مشاهده می‌کنید با کاهش دما، نرخ و اثر پراکندگی‌ها کاسته شده و در دمای 77k حاملها در کانال کمتر دچار پراکندگی و به هم ریختگی می‌شوند.



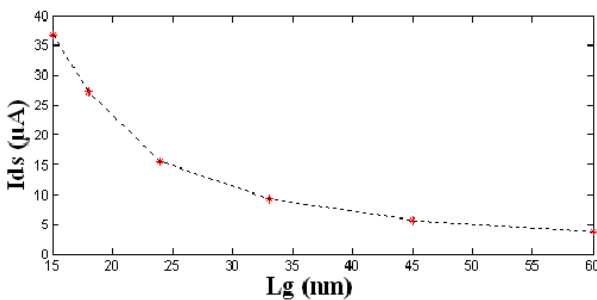
شکل ۷: (الف) میانگین سرعت الکترونها و (ب) میانگین انرژی الکترونها در ترانزیستور نانوسیم به طول ۵۵ نانومتر و به عرض چاه مربعی $Ly=13.5nm$ و $Vg=0.1V$ به ازاء دو مقدار ولتاژ درین 0.5 V , $Vd=0.3$ در دمای 300k.



شکل ۶: توزیع انرژی الکترونها در ترانزیستور نانوسیم به طول ۵۵ نانومتر و عرض چاه مربعی $Ly=13.5nm$ و $Vd=0.5V$ و $Vg=0.1V$ در دمای 300k (الف) و 77k (ب).

۴-۴- تغییرات طول کانال (Lg)

در شکل (۸) با افزایش طول گیت، جریان درین روند کاهشی دارد. علت این امر را می‌توان در افزایش نقش پراکندگی-ها بر روی جریان ترانزیستور نانوسیمها در هنگام افزایش طول کانال دانست به صورتیکه در حالت بالیستیک (بدون در نظر گرفتن پراکندگی‌ها) جریان تقریباً مستقل از تغییرات طول گیت ترانزیستور می‌باشد [۵].

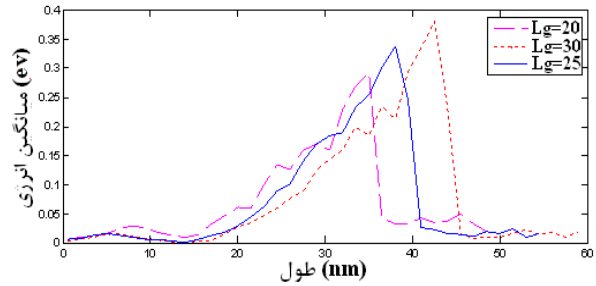


شکل ۸: تغییرات جریان درین ترانزیستور نانوسیم به عرض چاه مربعی $Ly=13.5nm$ و $Vd=0.5V$ و $Vg=0.1V$ به ازاء مقادیر مختلف طول کانال (Lg) در دمای 300k.

۳-۴- تغییرات ولتاژ درین

در شکل‌های (۷ الف و ب) مشاهده می‌کنید میانگین سرعت و انرژی حاملها با افزایش ولتاژ درین، افزایش می‌یابد. زیرا با افزایش ولتاژ درین، میدان اعمالی به حاملها افزایش یافته و الکترونها دارای انرژی و سرعت بیشتری می‌شوند. در این حالت در ولتاژهای درین بالا (میدانهای زیادتر)، نرخ پراکندگی‌های بین دره‌ای نیز افزایش می‌یابد به گونه‌ای که الکترونها بیشتری در کانال در نزدیکی درین (فاصله بین ۳۰ تا ۴۰ نانومتر) تحت تاثیر پراکندگی معکوس قرار گرفته و این امر سبب می‌شود که در ولتاژ درین بالاتر، میانگین سرعت و انرژی حاملها در این فاصله کاهش یابد.

غیرقطبی بین دره‌ای و فونونهای نوری قطبی نانوسیم رسیدیم. بدین ترتیب امکان دسترسی به روابط ساده‌تر و همچنین افزایش سرعت محاسبات را فراهم کردیم. سپس با ارائه یک مدل ترانزیستور نانوسیم با در نظر گرفتن دو دره L و Γ که در هر دره ۹ تراز انرژی لحاظ شده است به شبیه‌سازی ترانزیستور نانوسیم اثرمیدانی به روش مونت کارلو پرداخته و به بیان نتایج و بررسی آنها پرداختیم. اثر تغییرات دما، ولتاژها و ابعاد ترانزیستور بر روی مشخصه‌های جریان، سرعت، انرژی و میانگین آنها را مورد بررسی قرار دادیم.

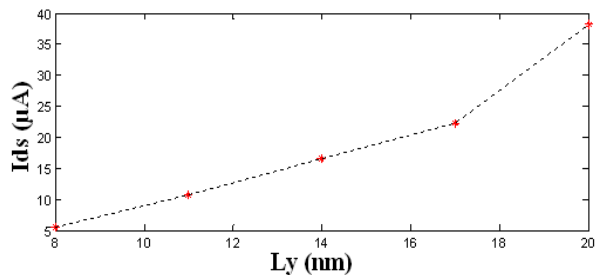


شکل ۹: میانگین انرژی الکترونها در ترانزیستور نانوسیم به عرض چاه مربعی $L_y=13.5\text{nm}$ و $V_d=0.5\text{V}$ و $V_g=0.1\text{V}$ به ازاء طول کانالهای مختلف در دمای 300k.

همانطور که در شکل (۹) مشاهده می‌شود با افزایش طول کانال ترانزیستور نانوسیم، میانگین انرژی الکترونها در کانال با شیب کمتری افزایش می‌یابد اما در نزدیکی درین، پیک میانگین انرژی، افزایش می‌یابد. علت این پدیده را می‌توان این گونه عنوان کرد که با افزایش طول کانال، میدان اعمالی به حاملها کاهش می‌یابد در نتیجه حاملها در کانال دارای انرژی کمتری هستند. از طرف دیگر در نزدیکی درین به علت کاهش تعداد الکترونها Back Scatter شده از دره L به Γ میانگین انرژی الکترونها افزایش بیشتری می‌یابد و پیک بزرگتری را شاهد هستیم.

۴-۵- تغییرات عرض چاه مربعی (L_y)

در شکل (۱۰) مشاهده می‌کنید با افزایش عرض چاه مربعی، جریان درین روند افزایشی دارد. با افزایش L_y ، انتگرال همپوشانی کاهش می‌یابد و شاهد کاهش نرخ پراکندگی‌ها خواهیم بود در نتیجه جریان افزایش می‌یابد.



شکل ۱۰: تغییرات جریان درین ترانزیستور نانوسیم به طول ۵۵ نانومتر و $V_d=0.5\text{V}$ و $V_g=0.1\text{V}$ به ازاء مقادیر مختلف عرض چاه مربعی (L_y) در دمای 300k.

۵- نتیجه گیری

در این مقاله با تقریب چاه پتانسیل مثلثی بینهایت و چاه پتانسیل مربعی بینهایت و با در نظر گرفتن اثرات غیر سهمی بودن نوار انرژی به روابط بسته برای پراکندگی فونونهای نوری

مراجع

- [1] R. Mickevicius and V. Mitin, "Acoustic-phonon scattering in a rectangular quantum wire," *Physical Review B*, Vol. 48, No. 23, 1993.
- [2] M. J. Gilbert and Sanjay K. Banerjee, "Ballistic to Diffusive Crossover in III-V Nanowire Transistors," *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 54, No. 4, April 2007.
- [3] A. V. Borzdov, D. V. Pozdnyakov, V. O. Galenchik, V. M. Borzdov, and F. F. Komarov, "Self-consistent calculations of phonon scattering rates in the GaAs transistor structure with one-dimensional electron gas," *phys. stat. sol.*, No. 15, 2005.
- [4] Jing wang, Eric Polizzi and Mark Lundstrom, "A three-dimensional quantum simulation of silicon nanowire transistors with the effective-mass approximation," *J. Appl. Phys.*, Vol. 96, PP. 2192, August 2004.
- [5] Seonghoon Jin, Ting-Wei Tang and M.V. Fischetti, "Simulation of Silicon Nanowire Transistors Using Boltzmann Transport Equation Under Relaxation Time Approximation," *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 55, PP. 727-736, March 2008.
- [6] S. Briggs and J. P. Leburton, "Size effects in multisubband quantum wire structures," *Physical Review B*, Vol. 38, No. 12, 1988.
- [7] محمد پرتوی‌نژاد، کامیار ثقفی "پراکندگی فونونهای صوتی و نوری غیرقطبی در نانوسیمها با ساختار چند زیرنوری" هفدهمین کنفرانس مهندسی برق ایران، دانشگاه علم و صنعت، بهار ۱۳۸۸.
- [8] K. Tomizawa, *Numerical Simulation of Submicron Semiconductor Devices*, Artech House, INC, 1993.
- [9] B. Ramayya, Vasileska and M. Goodnick, "Electron Mobility in Silicon Nanowires," *IEEE Transactions on Nanotechnology*, Vol. 6, No. 1, 2007.
- [10] R. Kotlyar, B. Obradovic, P. Matagne, M. Stettler and M. D. Giles, "Assessment of room temperature phonon-limited mobility in gated silicon nanowires," *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 84, No. 25, PP. 5270-5272, 2004.
- [11] J. P. Leburton, "Optic-phonon-limited transport and anomalous carrier cooling in quantum wire structures," *Physical Review B*, Vol. 45, No. 19, 1992.
- [12] J. P. Leburton, "Size effects on polar optical phonon scattering 1D and 2D electron gas in synthetic semiconductors," *J. Appl. Phys.*, Vol. 56, PP. 2850, 1984.