

حل عددی معادله‌ی ترابرد الکترون در نانوترانزیستورها در رژیم بالیستیک برای حالت یک بعدی و دو بعدی

اشرف السادات ضیایی^۱، فرامرز کنجوری^۲ و مرتضی اصلانی نژاد^۳

۱- دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشگاه آزاد اسلامی واحد نجف آباد، as_ziaie@yahoo.com

۲- استادیار گروه فیزیک دانشگاه شاهد، تهران، kanjouri@yazduni.ac.ir

۳- استادیار دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران، Morteza@Theory.ipm.ac.ir

چکیده

برای دستیابی به سرعت کار بالاتر و چگالی‌های بیش‌تر در بسته‌بندی، ساختارهای ابزار FET به‌طور روزافزون کوچک شده‌اند. قطعاتی به کوچکی 18 nm نیز می‌توانند مشخصه‌های ترانزیستور قابل قبول را نمایش دهند، اما در چنین ابعادی طبیعت انتقال حامل در قطعه تغییر می‌کند. در چنین ماسفت‌هایی که اندازه قطعه از طول پراکندگی حامل کوچک‌تر است احتمال اینکه حامل‌ها کانال را از الکترودهای سورس به درین بدون مواجهه با رخداد پراکندگی طی کنند بسیار زیاد است. به چنین انتقالی به اصطلاح انتقال بالیستیک گویند. در این مقاله به بررسی ترابرد الکترون در نانوترانزیستورها پرداخته و با استفاده از رهیافت نیمه کلاسیک مبتنی بر معادلات بولتزمان برای رژیم بالیستیک جریان الکتریکی برای یک ساختار دو بعدی و همچنین برای یک سیم کوانتومی محاسبه می‌گردد که این محاسبات مبتنی بر مدل ارائه شده توسط ا- رحمان، جی- گئو و س- داتا می‌باشد.

واژه‌های کلیدی

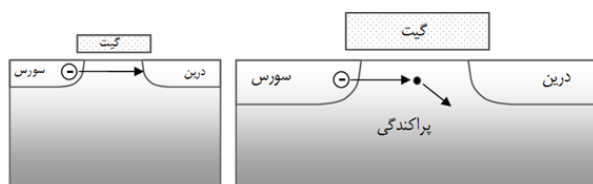
نانوالکترونیک، نانوترانزیستور، نانوترانزیستورهای بالیستیک، نانوماسفت.

۱- مقدمه

تکنولوژی ساخت ترانزیستورها در ابعاد کوچک به سرعت رو به رشد است. عملکرد قطعات نیم رسانا مبتنی بر کنترل جریان الکترون‌ها و حفره‌ها بوده که برای بررسی رفتار این ذرات در قطعات الکترونیکی در اندازه‌ی نانومتر (کم‌تر از 100 نانومتر) لازم است آثار کوانتومی چون آثار اندازه و حبس کوانتومی مورد توجه قرار گیرند. رفتار نانوماسفت‌ها با طول کانال کم‌تر از ده نانومتر، به ویژه در صورتی که از موادی با تحرک پذیری بالا استفاده شود، شبه بالیستیک خواهد بود. با کوچک کردن ماسفت‌ها جریان قابل توجه بیشتری نسبت به جریانی که ماسفت‌ها قبل از این داشته‌اند، گزارش شده و بدین دلیل فهمیدن عملکرد بالیستیک مهم است.

با توجه به تغییرات به‌وجود آمده، مدل‌های مرسوم که مستقر بر نظریه‌ی تعادل انتقال حامل‌ها هستند نمی‌توانند به درستی خصوصیات الکتریکی ابزارهای با هندسه نانومتر را پیش‌گویی کنند.

معمولاً برای بررسی نانوماسفت‌ها از رهیافت‌های نیمه کلاسیک مبتنی بر حل معادله‌ی بولتزمان و یا رهیافت کوانتومی که مبتنی بر توابع گرین غیر تعادلی (NEGF) است، استفاده می‌گردد.



(ب)

(الف)

شکل ۱- الف: طول کانال بزرگ‌تر از مسیر آزاد میانگین است
ب: انتقال بالیستیک در قطعه هنگامی اتفاق می‌افتد که اندازه قطعه کوچک‌تر از مسیر آزاد میانگین حامل است (هیچ رخداد پراکندگی وجود ندارد)

در زمینه‌ی NEGF افراد زیادی از جمله م- لندستروم [۱] و س- داتا [۲] و در حوزه‌ی نیمه کلاسیک افرادی مانند ا- رحمان [۳] تحقیقات بسیاری انجام داده‌اند. نتایج حاکی از این است که در مدل‌های کوانتومی کسر عمده‌ای از بار در سرتاسر سد تونل زده و در نتیجه جریان در حالت خاموش افزایش می‌یابد اما تونل زنی، جریان در حالت روشن را پایین آورده که این به دلیل

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{d}{dt}E_C + F_S \quad (2)$$

به سبب زیاد بودن تعداد حامل‌ها ما با یک سیستم آماری سر و کار داریم و معمولاً در جستجوی مقادیر میانگین کمیت‌ها هستیم. برای یافتن احتمال روی دادن حالتی با تکانه‌ی $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ در مکان \mathbf{r} و در زمان t ، لازم است تابع توزیع $g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ را پیدا کنیم. معادله‌ی حاکم بر تابع توزیع، معادله‌ی ترازید بولتزمن است [۵]:

$$\frac{\partial}{\partial t}g + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}g - e\mathbf{E} \cdot \frac{\partial}{\partial(\hbar\mathbf{k})}g = \left[\frac{\partial}{\partial t}g \right]_{Coll} \quad (3)$$

جملات طرف چپ معادله، جملات رانشی و جمله‌ی طرف راست مربوط به پراکندگی است. در حالت تعادل تابع توزیع g همان تابع توزیع آشنای فرمی است:

$$g = f(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{\epsilon - \mu}{k_B T}\right)} \quad (4) \text{ (در حالت تعادل)}$$

با داشتن تابع توزیع، می‌توانیم کمیت‌های مورد نیاز را پیدا کنیم. مثلاً چگالی الکترون‌ها در یک حجم ΔV از ماده حول نقطه‌ی \mathbf{r} از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\mathbf{k}} g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) \quad (5)$$

و چگالی جریان برابر است با:

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\mathbf{k}} (-e)\mathbf{v}g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t) \quad (6)$$

حل معادله‌ی بولتزمن در فضای فاز شش بعدی ساده نیست اما با فرض‌های ساده کننده‌ای می‌توان آن را حل کرد.

چگالی جریان در راستای محور x را می‌توان به شکل زیر نوشت [۶]:

$$J_{nx} = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} \quad (7)$$

که μ_n تحرک پذیری و D_n ضریب پخش الکترون است. همچنین می‌توان رابطه‌ای مشابه برای چگالی شار انرژی نوشت [۵]:

$$J_W = W \mu_E \mathcal{E} + \frac{d(D_E W)}{dx} \quad (8)$$

که در آن W چگالی انرژی جنبشی کل، D_E ضریب پخش و μ_E تحرک پذیری انرژی است.

۳- رژیم بالیستیک - مبانی فیزیکی

در رژیم بالیستیک پراکندگی وجود ندارد و طرف راست معادله‌ی (۳) صفر است. برای محاسبه‌ی میانگین چگالی حامل‌ها و جریان الکتريکی معمولاً دو روش به کار می‌رود. در روش اول حامل‌ها را به عنوان ذرات نیمه کلاسیک در نظر گرفته و معادله‌ی بولتزمن را برای یافتن تابع توزیع $g(\mathbf{r}, \mathbf{k}, t)$ حل می‌کنیم. در روش

الکترواستاتیک ماس (ثابت ماندن بار در بالای سد) می‌باشد. پس بطور کلی می‌توان گفت که در مقیاس بسیار کوچک مشخصه‌ی V_{DS} برحسب I_{DS} در بسیاری از موارد همانند قطعات کلاسیکی است. بهر حال این دو مدل پدیده‌های قوی و پیچیده‌ای را در داخل قطعه نشان داده و به این نتیجه مطلوب رسیده‌اند که می‌توان توصیفی ساده از جریان بر حسب مشخصات ولتاژ ارائه نمود. با کوچک سازی ابعاد مسافت‌ها ترانزیستورهای مولکولی نیز در حال کشف و ساخته شدن هستند. در این بین ترانزیستورهای نانولوله‌های کربنی بسیار مورد توجه‌اند زیرا ساختار نواری یک بعدی آن‌ها پراکندگی را کاهش داده و در نتیجه قطعه در رژیم بالیستیک کار می‌کند [۴].

این مقاله با معرفی رهیافت نیمه کلاسیک برای حل مسائل ترازیدی در ترانزیستورها، به بررسی رژیم بالیستیک می‌پردازد. در این‌جا علاوه بر بررسی مدل ارائه شده توسط ا-رحمان، جی-گئو و س-داتا که در مرجع ۳ برای سیستم‌های دو بعدی صورت پذیرفته، به سیستم‌های یک بعدی نیز پرداخته شده است. در این مقاله عمده بحث راجع به مسافت بالیستیک می‌باشد، اما در عمل مسافت‌های واقعی به دلیل پراکندگی‌های موجود عمل‌کردشان به حدود ۵۰٪ محدوده بالیستیک کاهش می‌یابد. با این حال درک مسافت بالیستیک (حتی وقتی که پراکندگی موجود است) نقطه شروع خوبی برای فهم مسافت‌های کوچک است.

۲- رهیافت نیمه کلاسیک

در نیمه رساناها معمولاً رفتار الکترون یا حفره را به عنوان ذرات نیمه کلاسیک در نظر می‌گیریم که تحت تأثیر میدان الکتریکی خارجی و پراکندگی درون ماده قرار دارند. در فضای تکانه می‌توان معادله‌ی حاکم بر حرکت ذره را شبیه به معادله‌ی حرکت نیوتون برای ذره‌ی کلاسیک نوشت:

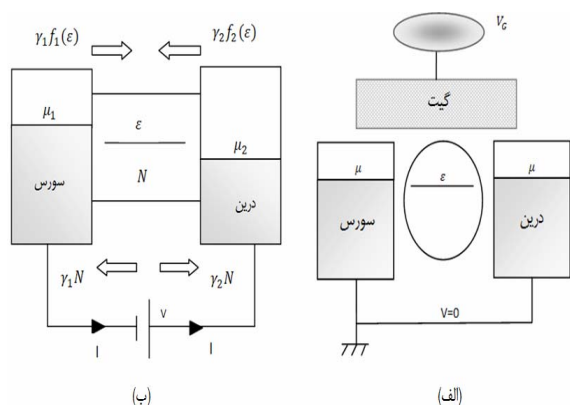
$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{d}{d\mathbf{r}}E_C \quad (1)$$

که در آن E_C انرژی پایین نوار رسانش و $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$ تکانه‌ی ذره است. معادله‌ی (۱) ترازید بالیستیکی حامل‌های بار را در نیمه رسانا توصیف می‌کند. اما حامل‌ها در نیمه‌رسانا تحت پتانسیل‌های احتمالی (یون‌های ناخالصی، نقص‌ها، ارتعاشات شبکه و ...) دچار پراکندگی می‌شوند. فاصله‌ی میانگین بین هر دو برخورد متوالی (پویش آزاد میانگین)، در نیمه‌رساناها با ابعاد معمولی، نسبت به ابعاد جسم بسیار کوچک است. برای توصیف حرکت حامل‌ها تحت اثر این پراکندگی‌ها لازم است عبارت مربوط به پراکندگی را در معادله‌ی (۱) وارد کنیم:

اگر یک ولتاژ گیت مثبت $V_G > 0$ برقرار شود، ترازهای انرژی را در کانال پایین می‌آورد. اما ترازهای انرژی در سورس و درین بدون تغییر می‌مانند و بنابراین پتانسیل شیمیایی μ ثابت باقی می‌ماند. در نتیجه ترازهای انرژی نسبت به μ حرکت می‌کنند به گونه‌ای که μ درون ترازهای خالی قرار گرفته (شکل (۲)) پس بدین ترتیب کانال رسانا شده و ترانزیستور در حالت روشن قرار می‌گیرد. برای این که ترانزیستور در حالت روشن قرار گیرد یک ولتاژ آستانه لازم است.

مقدار این ولتاژ آستانه بستگی به اختلاف انرژی بین پتانسیل شیمیایی تراز تعادل μ و پایین‌ترین تراز حالت‌های خالی، یا به بیان دیگر لبه‌ی نوار رسانش دارد (این توضیحات مبین وضعیت n گونه بوده و حالت p عکس این شرایط است). نکته‌ی اساسی این است که برای شارش جریان، نه حالت‌های خالی بلکه حالت‌های قابل دسترسی نزدیک به $E = \mu$ لازم است و مهم نیست که این حالت‌ها خالی یا پر باشند. حال اگر اتصالات سورس و درین را تحت شرایط $V_D = 0$ به هم وصل کنیم دیاگرام تراز انرژی به صورت شکل ۳- الف در خواهد آمد [۸].

وقتی که سیستم تحت بایاس V_D قرار می‌گیرد دیگر در تعادل نیست اما به هر حال برای یک قطعه‌ی بالیستیک معادله‌ی بولتزمن شبیه معادله‌ی در حال تعادل خواهد بود. در اتصالات پاسخ معادله‌ی بولتزمن، تابع فرمی است. اگر بین سورس و درین ولتاژی اعمال کنید پتانسیل‌های الکتروشیمیایی جدا شده و تبدیل به μ_1 و μ_2 گشته که $eV_D = \mu_1 - \mu_2$ می‌باشد.



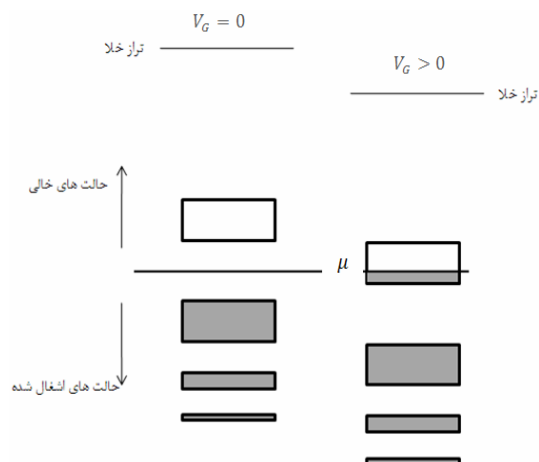
شکل ۳- الف: دیاگرام تراز انرژی در حالت تعادل، ب: یک قطعه‌ی بالیستیک که بین دو الکتروود با پتانسیل‌های شیمیایی مختلف قرار دارد

دوم حامل‌ها را به عنوان ذرات کوانتومی در نظر می‌گیریم و با حل معادله‌ی شرودینگر تابع موج سیستم به دست می‌آید. در روش اول چگالی موضعی حالت‌ها را مانند نیمه رسانای حجیم (bulk) در نظر می‌گیریم با این تفاوت که انرژی ترازها به اندازه‌ی انرژی الکتروستاتیکی جابجا شده است. این رهیافت در صورتی که تغییرات میدان الکتریکی خیلی سریع نباشد، تقریب بسیار خوبی است. با حل معادله‌ی بولتزمن دیده می‌شود که انرژی الکترون از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید [۷]:

$$E = E_C(x) + E(k) \quad (9)$$

که در آن $E_C(x)$ تراز پایین نوار رسانش و $E(k)$ ساختار نواری نوار رسانش است (در حالت تعادل تابع توزیع همان تابع توزیع فرمی (۴) شکل ۳- الف است).

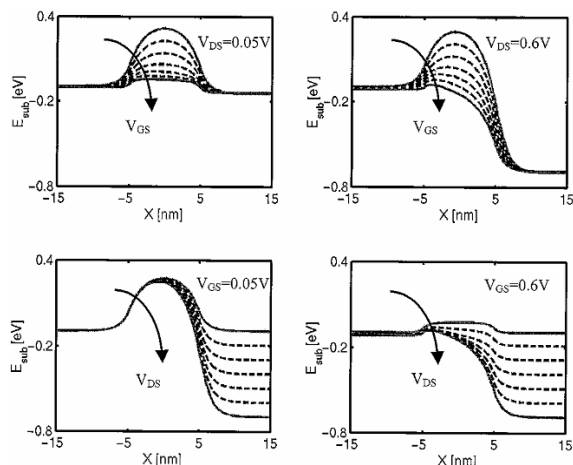
الکترون‌ها درون نیمه‌رسانا مجموعه‌ای از ترازهای انرژی (که تشکیل دهنده نوارهای انرژی هستند) را اشغال می‌کنند (شکل (۲)).



شکل ۲- ترازهای انرژی مجازی که می‌تواند به‌وسیله‌ی

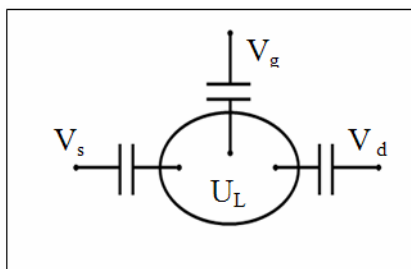
الکترون‌ها در ناحیه‌ی فعال یک قطعه (مانند کانال) اشغال شود. ولتاژ گیت مثبت (V_G) ترازهای انرژی را به سمت پایین حرکت می‌دهد در حالی که پتانسیل الکتروشیمیایی μ ، به‌وسیله اتصالات سورس و درین (که فرض شده در تعادل با هم باشند یعنی $V_D = 0$) ثابت شده است.

ترازهای انرژی که خیلی پایین تر از μ قرار دارند همیشه پر بوده (یعنی $f = 1$ که f تابع توزیع فرمی است) در حالی که ترازهای خیلی بالاتر از μ همیشه خالی هستند ($f = 0$). ترازهایی که به اندازه‌ی چند $k_B T$ از μ فاصله دارند گاهی پر و گاهی خالی‌اند به گونه‌ای که تعداد میانگین الکترون‌ها در این ترازها بین صفر و یک است ($0 \leq f \leq 1$).



شکل ۴- نمودارهای باند انرژی مسافت دوگیتته با طول کانال 10nm تحت شرایط بایاس مختلف

صرفنظر از برخی جزئیات، اساس و ماهیت همه‌ی ترانزیستورهای اثر میدانی همین مقاومت الکتریکی کنترل شده با ولتاژ است. باید توجه داشت که چگالی حالت‌ها درون کانال به پتانسیل درون کانال بستگی دارد و برای استفاده از روابط (۱۱) بایستی پتانسیل واقعی درون کانال را تعیین کنیم. مدلی را که مورد استفاده قرار می‌دهیم مدل ساده‌ای است که در مرجع [۳] معرفی شده است (شکل ۵). این مدل از سه خازن تشکیل شده که اثر هر یک از اتصالات را بر پتانسیل درون کانال نشان می‌دهد.



شکل ۵- مدل ساده‌ی سه خازنی برای ترانزیستور بالیستیک

برای پیدا کردن پتانسیل درون کانال با فرض این که چگالی بار الکتریکی درون کانال ρ باشد، بایستی معادله‌ی پواسون را حل کنیم: $\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r \nabla \Phi) = \rho$ که Φ پتانسیل الکتریکی است. شرایط مرزی عبارتند از:

$$\Phi_d = V_d, \quad \Phi_g = V_g, \quad \Phi_s = V_s = 0$$

ابتدا فرض می‌کنیم که باری درون کانال وجود ندارد بنابراین این باید معادله‌ی لاپلاس را حل کنیم. انرژی پتانسیل درون کانال برابر با حاصل ضرب بار الکتریکی در پتانسیل است:

تابع توزیع حامل‌ها در سورس و درین به صورت $f_i(E) = f_0(E - \mu_i)$, $i = 1, 2$ است. هر یک از اتصالات سورس و درین تمایل دارد که قطعه را در تعادل با خود نگه دارد.

بنابراین سورس الکترون‌ها را به کانال می‌فرستد و درین الکترون‌ها را از کانال به سمت خود می‌کشد. برای سادگی اگر کانال را یک سیستم یک ترازه با انرژی ϵ در نظر بگیریم که $\mu_2 < \epsilon < \mu_1$ آن‌گاه تعداد الکترون‌ها در سورس $f_1(\epsilon)$ و در درین $f_2(\epsilon)$ است. تعداد میانگین الکترون‌ها N در شرایط پایا درون کانال مقداری بین $f_1(\epsilon)$ و $f_2(\epsilon)$ خواهد داشت. به سبب اختلاف بین N و $f_1(\epsilon)$ یک شار جریان در سورس وجود دارد که متناسب با $f_1(\epsilon) - N$ بوده و به طور مشابه یک شار جریان در درین که با $f_2(\epsilon) - N$ متناسب است:

$$I_1 = e\gamma_1(f_1(\epsilon) - N)$$

$$I_2 = e\gamma_2(f_2(\epsilon) - N)$$

γ ها آهنگ انتقال الکترون در تراز ϵ به سورس و درین می‌باشد. جریان خالص در کانال صفر است بنابراین داریم:

$$N = \frac{\gamma_1 f_1 + \gamma_2 f_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (10)$$

$$I = I_1 = -I_2 = e \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} (f_1 - f_2)$$

روابط بالا برای یک سیستم یک ترازه بود. در حالت کلی باید چگالی حالت‌های سیستم $D_\epsilon(E)$ را داشته باشیم و روابط (۱۰) با انتگرال‌گیری بر روی همه‌ی مقادیر انرژی به دست می‌آید:

$$N = \int dE D_\epsilon(E) \frac{\gamma_1 f_1 + \gamma_2 f_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (11)$$

$$I = I_1 = -I_2 = e \int dE D_\epsilon(E) \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} (f_1 - f_2)$$

۴- طرح مسئله

یک «نانوترانزیستور» شامل یک کانال نیم‌رسانا که با یک عایق (معمولاً دی‌اکسید سیلیکون) از یک گیت فلزی جدا شده است در نظر می‌گیریم. فرض می‌شود که سورس و درین رسانای کامل باشند. وقتی که ولتاژ V_d بین سورس و درین اعمال می‌شود، با توجه به جریان برقرار شده بین آن‌ها (بین سورس و درین)، مقاومت کانال تعیین می‌گردد.

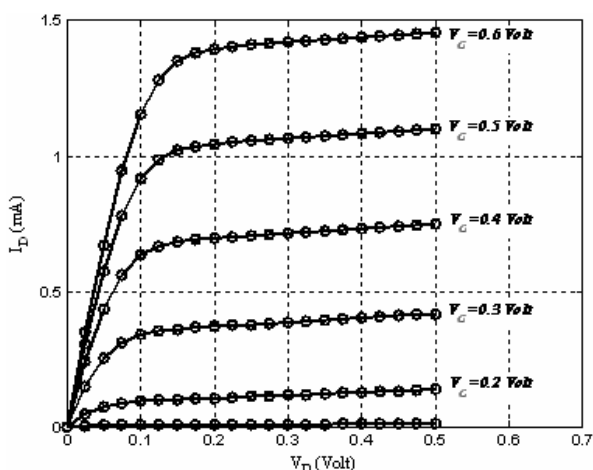
چگالی الکترون‌های درون کانال (و در نتیجه مقاومت کانال) را می‌توان به وسیله‌ی ولتاژ V_g کنترل کرد.

برسید که N حاصل از آن منجر به U جدیدی شده که به اندازه کافی (کسری از $k_B T$) به مقدار اولیه (یعنی U_{old}) نزدیک باشد. به محض این که U همگرا شده پیدا شد جریان می تواند از معادله ۱۶ محاسبه گردد [۸].

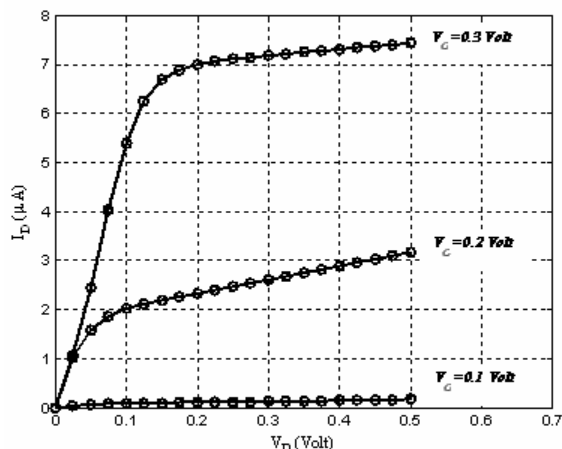
در شکل (۶) جریان بر حسب ولتاژ درین برای ولتاژهای گیت مختلف برای سیستم دو بعدی و در شکل (۷) همین محاسبات برای یک سیستم یک بعدی یعنی کانالی با قطر ۱ نانومتر رسم شده است.

۵- نتیجه گیری

شکل های (۷ و ۶) جریان الکتریکی را بر حسب ولتاژ درین برای ولتاژهای گیت مختلف نشان می دهد.



شکل ۶- نمودار مشخصه ولتاژ-جریان برای سیستم دو بعدی در رژیم بالیستیک



شکل ۷- نمودار مشخصه ولتاژ-جریان برای سیستم یک بعدی در رژیم بالیستیک

$$U_L = -e\Phi_L = \alpha_g(-eV_g) + \alpha_d(-eV_d) \quad (12)$$

که در آن

$$\alpha_g = \frac{C_g}{C_s + C_g + C_d} \quad (13)$$

$$\alpha_d = \frac{C_d}{C_s + C_g + C_d}$$

چگالی بار ρ درون کانال در واقع به سبب افزایش بار $-e\Delta N$ درون کانال است:

$$-e\Delta N = C_s(\Phi - V_s) + C_g(\Phi - V_g) + C_d(\Phi - V_d)$$

و بدین ترتیب پتانسیل کانال به دست می آید:

$$U = U_L + \frac{e^2}{C_s + C_g + C_d} \Delta N \quad (14)$$

برای به دست آوردن مشخصه ولتاژ-جریان باید معادلات (۱۳) و (۱۱) را حل کنیم. این معادلات جفت شده بوده و بایستی به طور خودسازگار حل شوند که در ذیل بطور مختصر به آن اشاره می گردد.

۱-۴- فرآیند تکراری برای حل خودسازگار (Self-consistent)

تاثیر پتانسیل U در یک قطعه کوچک این است که چگالی حالت ها (DOS) در انرژی را بالا برده و در عبارت های ما برای تعداد الکترون ها N و جریان I (معادله ۱۱) می تواند به روش سرراستی محاسبه شود:

$$N = \int_{-\infty}^{+\infty} dE D_\varepsilon(E-U) \frac{\gamma_1 f_1(\varepsilon) + \gamma_2 f_2(\varepsilon)}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (15)$$

$$I = \frac{q}{h} \int_{-\infty}^{+\infty} dE D_\varepsilon(E-U) \frac{\gamma_1 \gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \{f_1(\varepsilon) - f_2(\varepsilon)\} \quad (16)$$

در سمت راست معادله ۱۵ U ظاهر شده که خود تابعی از N در طول رابطه الکترواستاتیک است.

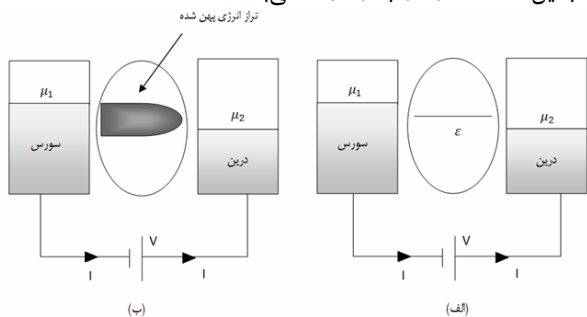
روش حل: ابتدا به طور حدسی مقدار اولیه ای برای U اختیار کنید، سپس N را از معادله ۱۵ بدست آورده و با استفاده از معادله $D_\varepsilon(E) = \frac{\gamma/2\pi}{(E-\varepsilon)^2 + (\gamma/2)^2}$ مقدار $D_\varepsilon(E)$ را محاسبه نمایید.

در مرحله بعد U مقتضی را با استفاده معادلات ۱۲ و ۱۴ بدست آورده و با مقدار حدسی U (اولیه) مقایسه کنید. اگر U جدید به اندازه کافی به حدس اولیه نزدیک نبود، حدستان را با استفاده از الگوریتمی مانند زیر اصلاح کنید:

$$U_{new} = U_{old} + \alpha(U_{calc} - U_{old})$$

که α یک عدد مثبت کمتر از یک است و به گونه ای تنظیم می شود که تا حد ممکن بزرگ بوده بدون این که موجب واگرا شدن عبارت فوق گردد. فرآیند تکرار آنقدر انجام می شود تا به U ای

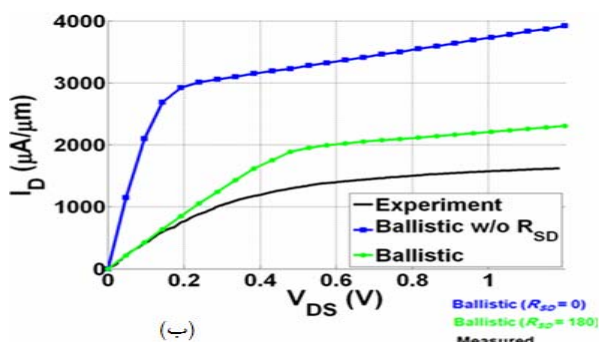
تأثیری نداشته و بلکه آنرا کاهش می‌دهد) که در واقع این توضیحات علت تبدیل معادلات (۱۰) به (۱۱) می‌باشد.



شکل ۹- الف: اعمال ولتاژ کوچک در عرض کانال و تقسیم پتانسیل الکتروشمیایی سورس و درین ($\mu_2 > \mu_1$) و ب: نمایش انتشار تراز بدلیل فرایند کوپل شدن

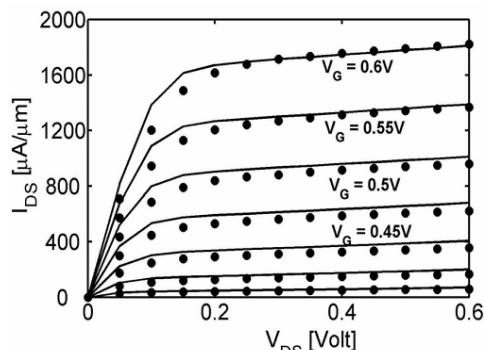
همان‌طور که در مرجع [۳] ذکر شده است برای ولتاژهای گیت بالا این نتایج حاصل از شکل‌های (۷ و ۶) با نتایج تحلیلی تطابق کامل ندارد. علت امر این است که با افزایش ولتاژ گیت ارتفاع سد پتانسیل پایین می‌آید و الکترون‌های اندکی از سد پتانسیل بازتابیده می‌شوند و پتانسیل سورس بایستی کاهش یابد. برای حفظ خنثایی بار، الکترون‌های اضافی به سورس تزریق می‌شوند در واقع چگالی حامل‌ها در بالای سد پتانسیل افزایش می‌یابد و همین امر باعث می‌شود در ولتاژهای گیت بالا محاسبات عددی و تحلیلی تطابق کامل نداشته باشند.

در شکل (۷) مقدار جریان الکتریکی از مرتبه‌ی میکروآمپر است در صورتی که در حالت دو بعدی از مرتبه‌ی میلی آمپر می‌باشد. به عنوان مثال برای ولتاژ گیت 0.3 ولت در حالت دو بعدی جریان اشباع نزدیک به نیم میلی آمپر است اما برای حالت یک بعدی این مقدار حدود 7 میکروآمپر خواهد بود. همان‌گونه که می‌دانید مطلوب است ساختار قطعات آینده به گونه‌ای طراحی شود که احتمال انتقال بالیستیک ماکزیمم گردد.



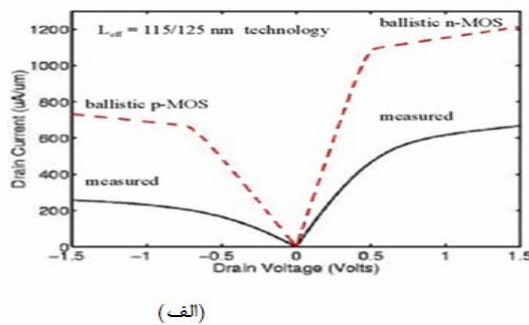
شکل ۱۰- الف: ترانزیستورهای NMOS 50 درصد و PMOS تقریباً 33 درصد از محدوده بالیستیک خود عمل می‌کنند ب: مقایسه نتایج بالیستیک و آزمایشگاهی

شکل (۶) جریان الکتریکی را در ترانزیستور برای حالت دو بعدی نشان می‌دهد نتیجه‌ی به‌دست آمده چنان‌که باید با نتیجه‌ی به‌دست آمده از مرجع [۳] انطباق کامل دارد. اما در مرجع [۳] مشخصه‌های سیستم فقط برای حالت دو بعدی محاسبه شده‌اند.



شکل ۸- نمودار مشخصه‌ی ولتاژ-جریان برای سیستم یک بعدی در رژیم بالیستیک (بر گرفته از مرجع [۳])

در این‌جا ما روش مزبور را برای یک سیم کوانتومی مورد استفاده قرار دادیم و نتیجه حاصل نشان می‌دهد که این روش نیمه کلاسیک را می‌توان برای نانو سیستم‌های یک بعدی به کار برد. این شکل‌ها (۶ و ۷) کاملاً مشابه مشخصات $I-V$ ماسفتی که در آن پراکندگی غالب است، می‌باشد. یعنی با ثابت نگه داشتن ولتاژ گیت ابتدا جریان با ولتاژ درین افزایش یافته ولی نهایتاً به حالت اشباع می‌رسد. دلیل امر این است که عمل کوپل کردن موجب انتشار بخشی از تراز انرژی به خارج از محدوده انرژی بین μ_1 و μ_2 خواهد شد (می‌دانیم که محدوده بین تراز انرژی μ_1 و μ_2 موجب جاری شدن جریان می‌گردد در صورتی که در واقعیت، تراز پهن شده و مقداری به خارج از این محدوده کشیده می‌شود. از محدوده‌ای هرچه ولتاژ درین افزایش یابد پهن شدگی تراز بیشتر شده و به خارج از این محدوده افتاده و این قسمت در جریان‌دهی



مقایسه شبیه‌سازی‌ها با نتایج به‌دست آمده از آزمایشات مبین این موضوع است که ماسفت‌های امروزی به دلیل پراکندگی ناشی از فونون‌های صوتی و نوری، ناخالصی یونیزه شده، نقص‌ها، وجهه مشترک و حامل‌های دیگر، تقریباً ۵۰ درصد حد بالیستیک عمل کرده و در حال حاضر تحقیقات وسیعی بر روی مواد جدید کانال صورت پذیرفته است. یکی از این مواد جدید، نانولوله‌های کربنی هستند که با توجه به ویژگی منحصر بفرد آن‌ها، ترانزیستورهای ساخته شده با این مواد بسیار نزدیک حد بالیستیک عمل می‌کنند.

۶-مراجع

- [1] M. S. Lundstrom, Z. Ren, "Essential Physics of Carrier Transport in Nanoscale MOSFETs", IEEE Transactions Electron Devices 49, pp. 133-141, 2002.
- [2] S. Datta, "Nanoscale Device Modeling : the Green's function method", Superlatt. Microstruct. 28, pp. 253-278, 2000.
- [3] A. Rahman, J. Guo, S. Datta, and M. Lundstrom, "Theory of Ballistic Nanotransistors", IEEE Transactions on Electron Devices, 50, pp. 1853-1864, 2003.
- [4] S. Wind, J. Appenzeller, R. Martel, V. Derycke, and Ph. Avouris, "Vertical Scaling of Carbon Nanotube Field-Effect Transistors Using Top Gate Electrodes", Appl. Phys. Lett, 80, pp. 3817-3819, 2002.
- [5] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, **Solid State Physics**, Sanders, 1976.
- [6] D. Neamen, **An introduction to semiconductor devices**, McGraw-hill, 2006.
- [7] M. P. Anantram, M. S. Lundstrom, and D. E. Nikonov, "Modeling of Nanoscale Devices" arXiv:cond-mat/0610247, Vol. 1, 2006.
- [8] S. Datta, **Quantum Transport: Atom to Transistor**, Cambridge, University Press, 2005.