



تحرك الکترونی محدود با استفاده از ناخالصی در یک سیم کوانتومی نیم‌رسانا

قاسم انصاری پور* | سارا یوسفی

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

چکیده: پیشرفت‌های چشمگیر اخیر در فناوری نیم‌رساناها، به عنوان مثال، توسعه برآرایی پرتومولکولی، امکان تولید ساختارهای چاه کوانتومی را که در آن‌ها الکترون‌ها محدود به حرکت در یک یا دو بعد شده‌اند، فراهم ساخته است. حرکت الکترون‌ها در چنین ساختارهای نیم‌رسانا محدود شده، منجر به آثار کوانتشی اندازه شده است. در این پژوهش، تحرك محدود با پراکندگی ناخالصی یونیده یا توزیع یکنواخت ناخالصی دور برای یک دستگاه نیم‌رسانا یک بعدی مانند نانوسیم گالیم آرسناید و ایندیم آرسناید نوع n مورد بررسی قرار داده که ابتدا محاسبه و سپس رسم کرده ایم. اثر پارامترهای فیزیکی مربوطه متفاوت از قبیل دما، شعاع و چگالی ناخالصی بر تحرك پذیری بررسی شده است. نتایج عددی نشان می‌دهد که تحرك محدود به دلیل پراکندگی ناخالصی پس زمینه با افزایش دما، یکنواخت و به آرامی افزایش می‌یابد، در حالی که تحرك محدود به دلیل پراکندگی ناخالصی‌های دور به سرعت با دما افزایش می‌یابد و برای نانو سیم InAs به شعاع λ_{nm} برابر $10^4 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ است. همچنین نشان داده شده است که تحرك برای هر دو ناخالصی با افزایش شعاع سیم کاهش می‌یابد و با افزایش چگالی تحرك افزایش می‌یابد. نتایج به دست آمده در این پژوهش با داده‌های تجربی و نظری اخیر مطابقت دارد.

واژگان کلیدی: سیم کوانتومی، تحرك، ناخالصی یونیده، ناخالصی دور، اندیم آرسناید.

gansaripour@basu.ac.ir

تداخل کوانتومی، شبیه‌سازی‌های کوانتومی حالت جامد، پیوندگاه-های جوزفسون چند پایانه ای و گذارهای ابررسانا-عایق می‌باشند [۸-۱۱]. دست یابی به شبکه‌های نانوسیمی بسیار بزرگ مقیاس^۴ (VLS) از طریق دو روش گفته شده بنا به محدودیت-های اساسی فیزیک چالش برانگیز است. در خصوص شبکه‌های ارتباطی بسیار بزرگ مقیاس، طول نانوسیم‌ها حد نهایی تعداد نانوسیم‌ها متصل به یکدیگر را تعیین می‌کند [۱۵-۱۲]. یک رهیافت طبیعی جهت رفع این محدودیت‌ها رشد شبکه‌های ارتباطی نانوسیمی از طریق نقاب زنی روی بستر، که به عنوان

۱- مقدمه

پیشرفت‌های قابل توجهی در زمینهٔ افزاره‌های کوانتوم هیبریدی با استفاده از نانوسیم‌های کوانتومی رشد یافته با استفاده از روش بخار-مایع-جامد^۱ یا تعریف شده با گیت سازی گازهای الکترونی دوبعدی (2DEGs)^۲ حاصل شده است [۱-۷]. با وجود این، نانوسیم‌ها دارای کاربردهایی شامل مطالعه نوار مد-ماجورانا^۳،

Very Large Scale^۴

VLS^۱
Two Dimensional Electron Gases^۲
Majorana-mode^۳

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۵/۰۱

بهار ۱۴۰۱ | شماره ۱ | سال نهم

۱۸

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۶/۲۳

پراکندگی ناخالصی دور را افزون بر GaAs نوع n برای InAs نیز انجام داده و با یک دیگر مقایسه کرده‌ایم. نرم افزار مورد استفاده برای محاسبه و رسم نمودارها کد متلب بوده است.

۲- بخش تجربی

برای بررسی الکترون‌های محدود در یک سیم چاه کوانتومی، هامیلتونی موثر برای نوارهای غیرسه‌موی نیم‌رسانا را می‌توان به صورت زیر نوشت [۳۲]

$$H_{eff} = H + \left(1 + \frac{H}{E_g}\right) = \frac{p^2}{2m^*} + U(\rho, z) + V(\rho) \quad (1)$$

جایی که m^* جرم موثر الکترون‌ها در مواد نیم‌رسانا است. E_g انرژی گاف نواری بین نوار رسانش و نوار ظرفیت است. $U(\rho, z)$ پتانسیل کولنی یک ماده ناخالصی یونی با بار Ze واقع در ρ_0 است و $V(\rho)$ سد پتانسیل است که الکترون‌ها را به درون سیم چاه کوانتومی محدود کرده است. پتانسیل $U(\rho, z)$ را می‌توان به صورت زیر بیان کرد [۳۲].

$$U(\rho, z) = -\frac{Ze^2}{k[z^2 + (\rho - \rho_0)^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (2)$$

جایی که k ثابت دی‌الکتریک ماده است. در معادله (۱) فرض شده است که $V(\rho)$ یک چاه مربع نامتناهی است که برای $|\rho| < d$ از بین می‌رود و برای $|\rho| > d$ بی‌نهایت است و d شعاع سیم کوانتومی است. مختصات ρ را می‌توان برای اندازه‌گیری فاصله عمود بر محور سیم استفاده نمود و ρ_0 نشان دهنده موقعیت ناخالصی در امتداد جهت عمود بر محور سیم است.

در حالی که هامیلتونی واقعی سیستم انرژی واقعی دارد برای سیستمی که با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$H\psi_{nvk} = E_{nvk}\psi_{nvk} \quad (3)$$

E_{nvk} مقدار ویژه واقعی برای سیستم با ویژه تابع ψ_{nvk} است. بدون پتانسیل ناخالصی، توابع ψ_{nvk} ویژه برای الکترون‌ها به صورت زیر داده می‌شود:

$$\psi_{nvk} = \frac{\exp(ikz) \exp(i\nu\theta) J_\nu(k_{nv}r)}{(\pi d^2 L_z)^{\frac{1}{2}} J_\nu(k_{nv}d)} \quad (4)$$

رشد گزینشی سطح $(SAG)^5$ معروف است، است، امکان تولید ساختارهای چاه کوانتومی را که در آن‌ها الکترون‌ها محدود به حرکت در یک یا دو بعد [۲۲-۱۹] شده‌اند، فراهم ساخته است.

از گزینه‌های مواد احتمالی برای ساخت شبکه‌های ارتباطی نانوسیمی، InAs به لحاظ پایین بودن جرم موثر، تحرک بالا، جفت شدگی اسپین-مدار قوی ~ 40 بار بزرگتر از GaAs و فاکتور g -لانده بالا بسیار برجسته است [۲۳]. نیز گاز الکترونی دو بعدی در چاه‌های کوانتومی این ماده، سکوی مهیجی برای آزمایش‌های فیزیک مزوسکوپی است [۲۴ و ۲۵]. آثار پراکندگی ناخالصی کولنی بر روی خواص تراپردی الکترونی نانوسیمی‌های سیلیکونی محاط با استفاده از یک گیت که در آن پتانسیل کولنی با استفاده از اکسید گیت و الکترون‌های نوار هدایت استتار شده مطالعه شد [۲۶]. اندازه‌گیری‌های تحرک الکترونی بر روی ترانزیستورهای اثر میدان نانوسیم با چگالی کاستی پایین انجام شد که نشان از وابستگی دمایی مشخصی داشت [۲۷]. همچنین در مطالعات نسبتاً تفصیلی انجام شده نشان داده شد که تراپرد الکترون در نانوسیم‌های InAs با استفاده از آثار حالت سطحی محدود و موجب کاهش تحرک الکترونی برای قطرهای کمتر و افت مشخصات زیرآستانه ترانزیستورهای ساخته شده از InAs بلندروی^۶ می‌شود [۲۸]. پراکندگی ناخالصی با روش محاسباتی DFT نیز مطالعه شده است [۲۸-۳۰]. در بیشتر محاسبات DFT گزارش شده، ناخالصی‌ها، خنثی در نظر گرفته شده‌اند. در حقیقت لحاظ ناخالصی‌های باردار در روش DFT به دلیل سرشت بلند برد پتانسیل ناخالصی کولنی و نیز ناکارآمدی ذاتی در ارائه توابع همبسته^۷-تبادلی، دشوار است [۳۱].

ما نیز پیشتر پژوهشی بر بعضی از مکانیسم‌های مهم پراکندگی مانند پراکندگی فونون نوری، پراکندگی پتانسیل تغییر شکل فونون اکوستیک و پراکندگی ناخالصی کولنی در نانوسیم‌های کوانتومی انجام داده‌ایم [۱۹]. در پژوهش حاضر با استفاده از روش مرجع [۳۲] محاسبات عددی تحرک الکترونی محدود با استفاده از پراکندگی ناخالصی یونیده، پراکندگی ناخالصی زمینه و

$N_1(\rho_0)$ چگالی ناخالصی یونی است و θ زاویه بین بردارهای موج ورودی و پراکنده الکترون‌ها در امتداد محور سیم است. در اینجا الکترون‌ها در پایین ترین حالت کوانتومی خود هستند تا آن جایی که حرکت عرضی آن‌ها به محور سیم در نظر گرفته شده است. و پراکندگی الاستیک است که معمولاً برای پراکندگی ناخالصی یونیده توجیه می‌شود در ساختار با بعد پایین صادق است. به دلیل ماهیت یک بعدی گاز الکترون در یک سیم نازک در حد کوانتومی، زاویه پراکندگی به دو مقدار 0 و π محدود شده است. بنابراین، مقدار در معادله (۸)، به مقدار ۲ خواهد بود.

۲-۲- زمان واهلش پس زمینه

برای پراکندگی از ناخالصی‌های پس زمینه، فرض می‌کنیم که چگالی ناخالصی‌های یونیده، N_1 ، درون سیم به صورت یکنواخت و در خارج از سیم صفر باشد،

$$if |\rho_0| < d, = 0, \quad if |\rho_0| > d$$

$$N_1(|\rho_0|) = N_1, \quad (9)$$

بنابراین زمان واهلش ناخالصی پس زمینه به صورت زیر است:

$$\tau_b^{-1} = \frac{\pi m^* N_1}{2\hbar} \left(\frac{2Ze^2}{\varepsilon} \right)^2 \times \{1 + (2kd)^2 [K_0^2(2kd) - K_1^2(2kd)]\} \quad (10)$$

که اندیس b بیانگر ناخالصی‌های پس زمینه است. در حد اندازه کوانتومی جایی که طول موج دوبروی حامل‌ها بزرگتر از شعاع سیم است، $kd \ll 1$ ، داریم:

$$\tau_b^{-1} = \frac{2\pi m^* N_1 d^2}{\hbar} \left(\frac{2Ze^2}{\varepsilon} \right) [\ln(kd)]^2 \quad (11)$$

۲-۲- زمان واهلش ناخالصی دور

هنگامی که حامل‌ها تنها با ناخالصی‌های دور پراکنده شوند، چگالی ناخالصی درون سیم صفر خواهد بود. برای اینکه در این حالت نیز به واسطه‌ی پراکندگی از ناخالصی‌های دور، محدودیت تحرک وجود داشته باشد، سیم نیم‌رسانا باید درون یک ساختار

$$n = 1, 2, 3, \dots$$

در حالی که مقادیر ویژه الکترون‌ها به صورت زیر داده شده است:

$$E_{nwk} \left(1 + \frac{E_{nwk}}{E_g} \right) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (\kappa^2 + \kappa_{nw}^2) \quad (5)$$

k مقدار بردار موج برای الکترون‌ها در امتداد محور Z است، که در امتداد محورشیم استوانه‌ای انتخاب شده است L_z طول سیم است. $J_\nu(x)$ تابع بسل از نوع اول با مرتبه ν است و κ_{nw} به صفرامین تابع بسل از مرتبه ν مربوط می‌شود. یعنی:

$$k_{nw} = \frac{x_{nw}}{d} \rightarrow J_{nw}(x_{nw}) = 0 \quad (6)$$

هنگامی که طول موج دوبروی الکترون‌ها قابل مقایسه با ابعاد عرضی سیم باشد، حرکت عرضی حامل‌ها منحصر به پایین ترین حالت کوانتومی خود خواهد شد که این حالت برای سیم استوانه‌ای با اعداد کوانتومی $\nu = 0$ و $n = 1$ بیان می‌شود. لازم به یادآوری است این محدودیت تنها مربوط به حرکت حامل‌ها در عرض سیم است و تاثیری بر حرکت آن‌ها در امتداد طول سیم ندارد.

۲-۱- زمان واهلش ناخالصی یونیده

فرض شده است که الکترون‌ها در نیم‌رساناها با استفاده از پتانسیل کولنی از یک ناخالصی یونیده با بار Ze واقع در فاصله دور از محور سیم، پراکنده شده‌اند. عناصر ماتریس پتانسیل پراکندگی با استفاده از توابع ویژه معادله (۴) به صورت زیر مشخص شده است [۳۲]

$$\langle 10k' | U(\rho, z) | 10k \rangle = \left(-\frac{Ze^2}{\varepsilon} \right) \int \frac{d\rho \psi_{10k}^* \psi_{10k}}{(\rho^2 + \rho_0^2 - 2|\rho||\rho_0|\cos\phi + z^2)^{1/2}} \quad (7)$$

جایی که ϕ زاویه بین ρ و ρ_0 است. زمان واهلش با استفاده از رابطه زیر است:

$$\tau^{-1} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_k \int d\rho_0 N_1(\rho_0) |\langle 10k' | U(\rho, z) | 10k \rangle|^2 \times (1 - \cos\theta) \delta(E_{10k'} - E_{10k}) \quad (8)$$

$$\delta(x - x_0) = \lim_{x_0 \rightarrow 0} \frac{1}{\sqrt{\pi}x_0} e^{-\frac{x^2}{x_0^2}} \quad (18)$$

می‌توانیم بنویسیم:

$$\lim_{\sqrt{k_B T} \rightarrow 0} \frac{1}{\sqrt{\pi}k_B T} e^{-\frac{E}{k_B T}} = \delta(\sqrt{E} - \sqrt{k_B T}) \quad (19)$$

در نتیجه تابع توزیع رابطه (۱۶) را به صورت زیر نوشت:

$$f(E_k) = \frac{1}{\sqrt{E}} \delta(\sqrt{E} - \sqrt{k_B T}) \quad (20)$$

اکنون برای حالتی که تحرک به دلیل پراکندگی از ناخالصی‌های پس‌زمینه محدود می‌شود:

$$\mu_b = \sqrt{\frac{2}{\pi^3} \frac{e \hbar^2}{m^* N d^2}} \sqrt{\frac{k_B T}{m^*}} \left(\frac{\varepsilon}{2Ze^2}\right)^2 \frac{1}{[\ln k_T d]^2} \quad (21)$$

و اگر محدودیت تحرک حاصل از پراکندگی یک توزیع ناخالصی یکنواخت دور را بخواهیم:

$$\mu_r \simeq \sqrt{\frac{2^9}{\pi^3} \frac{e}{N}} \sqrt{\frac{(k_B T)^3}{m^*}} \left(\frac{\varepsilon}{2Ze^2}\right)^2 \quad (22)$$

۳- نتایج و بحث

با حل عددی معادلات مدل ارائه شده از بخش دوم و استفاده از ثابت‌های مندرج در جداول ۱ و ۲، نمودار تحرک ناشی از پراکندگی قابل محاسبه است. در ادامه نتایج را برای تحرک ناشی از پراکندگی‌های پس‌زمینه و برای تحرک با استفاده از پراکندگی ناخالصی‌های دور محاسبه و رسم شده است. در ادامه نمودارهای تغییرات تحرک بر حسب شعاع و دما برای یک نانوسیم گالیوم آرسنیک و ایندیم آرسناید با لحاظ پراکندگی از ناخالصی پس‌زمینه و ناخالصی‌های دور را محاسبه و رسم کرده‌ایم.

عایق قرار گیرد. فرض بر این است که ناخالصی‌های یونیده به طور یکنواخت در خارج از سیم توزیع می‌شوند [۳۲]

$$N_i(|\rho_0|) = 0, \text{ if } |\rho_0| < d = N_0, \text{ if } |\rho_0| > d \quad (12)$$

زمان واهلش به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\tau_r^{-1} = \frac{2\pi m^* N_0 d^2}{\hbar} \left(\frac{2Ze^2}{\varepsilon}\right)^2 [K_1^2(2kd) - K_0^2(2kd)] \quad (13)$$

این می‌تواند به اندازه حد کوانتومی در جایی که $ka \ll 1$ کاهش یابد:

$$\tau_r^{-1} = \frac{2\pi m^* N_0}{2\hbar} \left(\frac{2Ze^2}{\varepsilon}\right)^2 \quad (14)$$

که منظور از اندیس r ، پراکندگی ناخالصی‌های دور می‌باشد. که مستقل از ابعاد عرضی سیم است.

۲-۳- تحرک

در حالت کلی می‌توان این رابطه را برای الکترون‌های محدود شده در یک ساختار نیم رسانای یک بعدی به صورت زیر بازنویسی کرد [۳۲]

$$\mu = \frac{e \sum_k \left(\frac{\hbar k}{m^*}\right)^2 \tau_{(k)} \frac{\delta f(E_k)}{\delta E_k}}{\sum_k f(E_k)} \quad (15)$$

که $f(E_k)$ تابع توزیع حامل‌ها در سیم است. در حالتی که حامل‌ها غیرتبهگن باشد، $f(E_k)$ با یک توزیع ماکسولی داده می‌شود، بنابراین، خواهیم داشت:

$$f(E_k) = \frac{1}{\sqrt{\pi E k_B T}} e^{-\frac{E}{k_B T}} \quad (16)$$

می‌دانیم در دمای اتاق $k_B T$ از مرتبه $10^{-3} eV$ است، در نتیجه می‌توان اظهار داشت در این حالت:

$$k_B T \rightarrow 0 \quad (17)$$

اکنون با استفاده از تعریف حدی تابع دلتا به صورت زیر:

جدول ۱: ثابت‌های استفاده شده در نمودارهای گالیوم آرسناید [۱۹ و ۳۳]

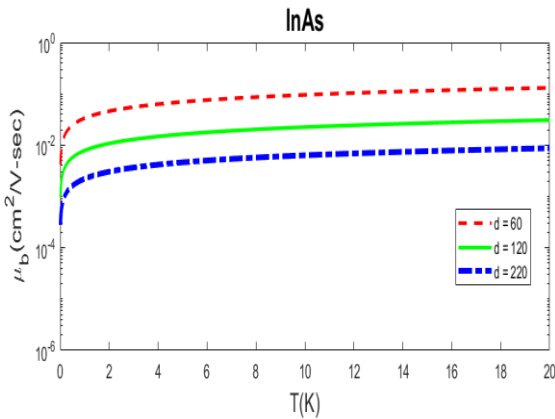
علائم اختصاری	تعریف	مقدار
m^*	جرم موثر GaAs	0.067 m_0
m_0	جرم الکترون	9.109×10^{-31} kg
N_0	چگالی ناخالصی	1.73×10^{14} cm ⁻³
μ_0	ثابت دی الکترونیک	12.91

جدول ۲: ثابت‌های استفاده شده در نمودارهای ایندیوم آرسناید [۱۹ و ۳۳]

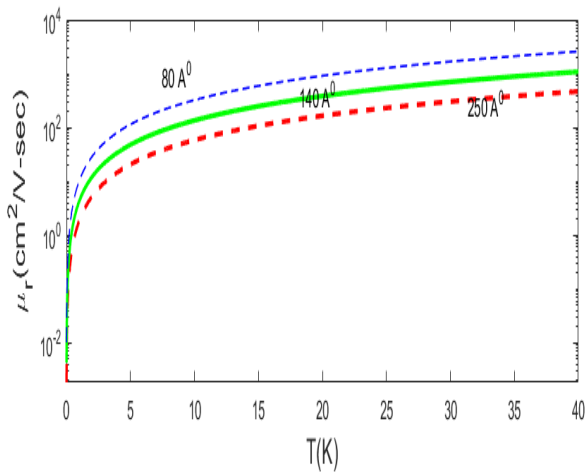
علائم اختصاری	تعریف	مقدار
m^*	جرم موثر	0.0۲۳ m_0
m_0	جرم الکترون	9.109×10^{-31} kg
N_0	چگالی ناخالصی	۵.۶۸×10^{1۵} cm ⁻³
μ_0	ثابت دی الکترونیک	1۵.1۵

می‌یابد. همانطور که در شکل‌ها نشان داده شده است، میزان تحرک ناشی از ناخالصی‌های دور بزرگتر از میزان تحرک ناشی از ناخالصی‌های پس زمینه است که مستقل از شعاع سیم است.

در شکل ۲، تحرک با استفاده از پراکندگی از ناخالصی پس زمینه بر حسب دما رسم شده است که نشان می‌دهد، با افزایش دما، تحرک μ_E به صورت یکنواخت و آهسته افزایش می‌یابد.

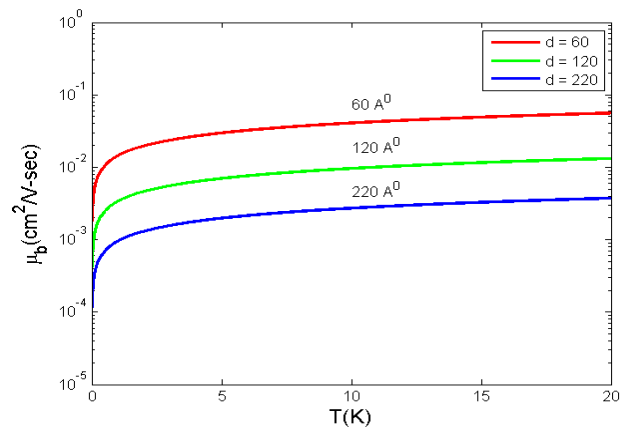


شکل ۲: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی از ناخالصی پس زمینه برای نانوسیم ایندیوم آرسناید.



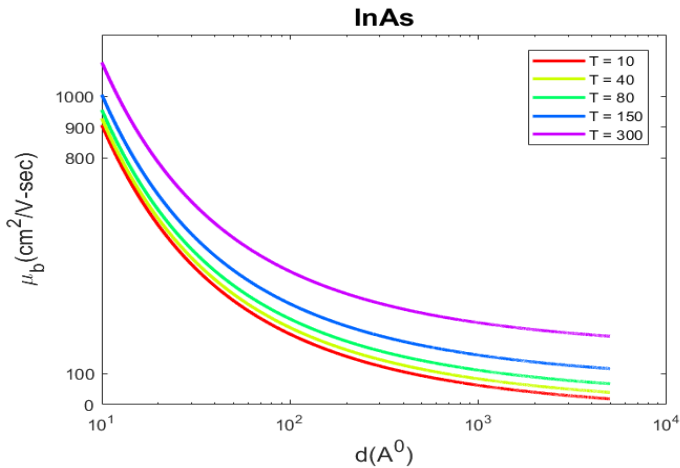
شکل ۳: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناشی از ناخالصی‌های دور بر حسب دما برای نانوسیم گالیوم آرسناید.

در نمودار شکل ۳، تحرک با استفاده از پراکندگی ناشی از ناخالصی‌های دور در سیم نازک گالیوم آرسنید نوع n بررسی و به صورت تابعی از دما در نظر گرفته شده است. می‌توان گفت تحرک با افزایش دما به صورت یکنواخت اما به سرعت افزایش می‌یابد.

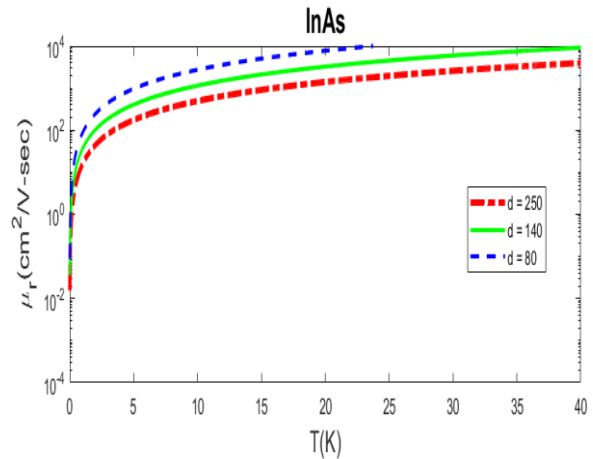


شکل ۱: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی از ناخالصی پس زمینه بر حسب دما برای نانوسیم گالیوم آرسناید.

در شکل (۱)، نمودارهای تحرک محدود ناخالصی μ_E برای پراکندگی از ناخالصی‌های پس زمینه در یک سیم باریک GaAs به صورت تابعی از دما، T ، با ناخالصی $10^{14} / ۷۳$ نمایش داده شده است. همانطور که از شکل پیداست، با افزایش دما، تحرک μ_E به صورت یکنواخت و آهسته افزایش



شکل ۶: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناخالصی پس زمینه بر حسب شعاع برای نانوسیم ایندیوم آرسناید.

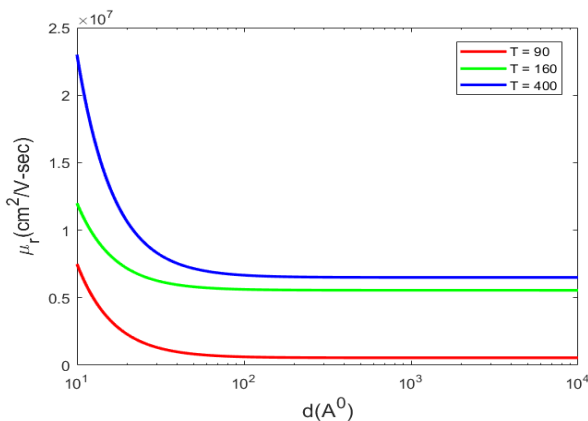


شکل ۴: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناخالصی دور بر حسب دما برای نانوسیم ایندیوم آرسناید

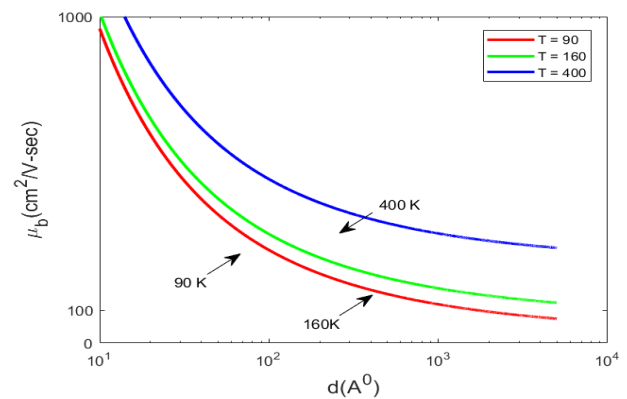
در شکل‌های ۵ و ۶، تحرک محدود ناخالصی μ_b برای پراکندگی از ناخالصی‌های پس زمینه به صورت تابعی از شعاع سیم، d ، رسم شده است. از روی نمودار می‌توان دریافت که با افزایش شعاع سیم، تحرک به صورت نسبتاً سریع دچار افت می‌شود. در مورد شیب منحنی‌ها نیز می‌توان گفت با افزایش دما، شیب منحنی‌ها کاهش می‌یابد.

شکل ۷، تحرک محدود ناخالصی μ_r را برای پراکندگی از ناخالصی‌های یکنواخت دور به صورت تابعی از شعاع سیم، d ، نشان می‌دهد. ملاحظه می‌شود در این حالت نیز همانند تحرک μ_b ، با افزایش دما شیب منحنی μ_r کاهش می‌یابد.

در نمودار شکل‌های ۴، تحرک با استفاده از پراکندگی ناشی از ناخالصی‌های دور در سیم نازک ایندیوم آرسنید نوع n بررسی و به صورت تابعی از دما در نظر گرفته شده است. می‌توان گفت تحرک با افزایش دما به صورت یکنواخت اما به سرعت افزایش می‌یابد. همانطور که در شکل‌ها نشان داده شده است، میزان تحرک ناشی از ناخالصی‌های دور بزرگتر از میزان تحرک ناشی از ناخالصی‌های پس زمینه است که مستقل از شعاع سیم است.



شکل ۷: رسم نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناخالصی دور بر حسب شعاع برای نانوسیم گالیوم آرسناید.

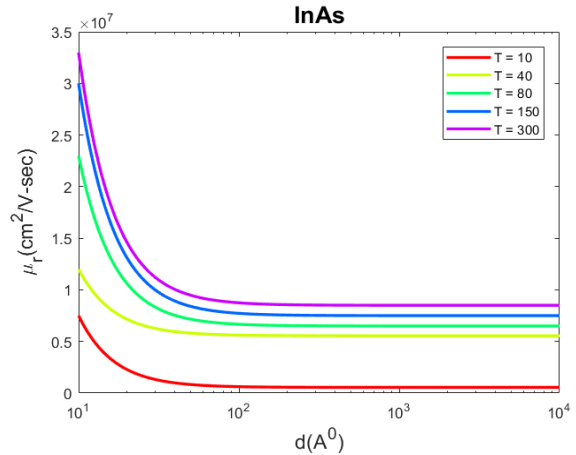


شکل ۵: نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناشی از ناخالصی پس زمینه بر حسب شعاع برای نانوسیم گالیوم آرسناید.

ناخالصی وابسته به ابعاد عرضی سیم نیم‌رسانای باریک خواهد بود. تحرک محدود ناخالصی حاصل از پراکندگی از ناخالصی‌های یکنواخت پس زمینه، با افزایش دما به صورت آهسته و یکنواخت افزایش می‌یابد در حالی که تحرک محدود ناخالصی در پراکندگی از ناخالصی‌های دور طی افزایش دما سریع افزایش می‌یابد. همچنین، نتایج به دست آمده برای تحرک را به صورت تابعی از شعاع سیم مورد مطالعه قرار دادیم و نشان دادیم گرچه در هر دو حالت توزیع ناخالصی پس زمینه و توزیع ناخالصی دور، با افزایش شعاع سیم سبب کاهش تحرک می‌شود اما در پراکندگی از ناخالصی‌های دور، کاهش تحرک به صورت آهسته تری رخ می‌دهد و این امر در دماهای بالاتر تشدید می‌گردد. تحرک را برای دو نانوسیم متفاوت، گالیوم آرسناید و ایندیم آرسناید مورد مطالعه قرار دادیم و نشان دادیم با افزایش چگالی تحرک ناشی از ناخالصی پس زمینه و ناخالصی دور افزایش می‌یابد. همانطور که مشاهده کردیم، تحرک ناشی از هر دو ناخالصی در ایندیم آرسناید بیشتر از گالیوم آرسناید است که بدلیل افزایش چگالی ناخالصی در ایندیم آرسناید است.

منابع

- [1] V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov, S. R. Lissard, E. P. A. M. Bakkers and L. P. Kouwenhoven, "Signatures of Majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices" *Science*, 336, 1003, 2012.
- [2] P. Krogstrup, N. L. B. Ziino, W. Chang, S. M. Albrecht, M. H. Madsen, E. Johnson, J. Nygård, C. M. Marcus, and T. S. Jespersen, "Epitaxy of semiconductor–superconductor nanowires", *Nature Material*, 14, 400, 2015.
- [3] J. C. E. Saldaña, A. Vekris, G. Steffensen, R. Žitko, P. Krogstrup, J. Paaske, K. G. Rasmussen, and J. Nygård, "Supercurrent in a double quantum dot", *Physical review letter*, 121, 257701, 2018.



شکل ۸: رسم نمودار تحرک با استفاده از پراکندگی ناخالصی دور بر حسب شعاع برای نانوسیم ایندیم آرسناید.

شکل ۸، نیز تحرک محدود ناخالصی μ_r را برای پراکندگی از ناخالصی‌های یکنواخت دور به صورت تابعی از شعاع سیم، d ، نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود در این حالت نیز همانند تحرک μ_r ، با افزایش دما شیب منحنی μ_r کاهش می‌یابد. در شکل ۸ مشاهده می‌کنیم، در دماهای بالا با افزایش شعاع سیم، تحرک μ_r ابتدا به سرعت کاهش می‌یابد و سپس سرعت این افت کمتر می‌شود و به صورت آهسته کاهش می‌یابد، منشا این رفتار آن است که بر همکنش بین الکترون‌ها و ناخالصی‌های دور در دماهای بالا تاثیر گذاری کمتری خواهد داشت.

۴- نتیجه گیری

با ارائه ی نتایج عددی نشان دادیم که تحرک محدود ناخالصی با استفاده از پراکندگی از ناخالصی‌های پس زمینه و یا ناخالصی‌های دور به شعاع سیم و به دمای آن بستگی دارد. همچنین می‌توان اظهار داشت که پراکندگی از ناخالصی‌های دور سبب تحرک محدود ناخالصی بسیار بزرگتری نسبت به پراکندگی از ناخالصی‌های پس زمینه می‌شود. در نتیجه ناخالصی‌های پس زمینه در مقایسه با ناخالصی‌های دور نقش کم رنگ‌تری در تحرک محدود ناخالصی در سیم نیم‌رسانای باریک ایفا می‌کنند. در نهایت دیدیم هنگامی که الکترون‌ها با ناخالصی‌های پس زمینه و یا ناخالصی‌های دور پراکنده می‌شوند، تحرک محدود

- [11] C. G. L. Böttcher, F. Nichele, M. Kjaergaard, H. J. Suominen, J. Shabani, C. J. Palmstrøm, and C. M. Marcus, "Superconducting, insulating and anomalous metallic regimes in a gated two-dimensional semiconductor–superconductor array", *Nature physics*, 14, 1138, 2018.
- [12] S. R. Plissard, I. van Weperen, D. Car, M. A. Verheijen, G. W. G. Immink, J. Kammerhuber, L. J. Cornelissen, D. B. Szombati, A. Geresdi, S. M. Frolov, et al., "Formation and electronic properties of InSb nanocrosses", *Nature Nanotechnology*, 8, 859, 2013.
- [13] S. Gazibegovic, D. Car, H. Zhang, S. C. Balk, J. A. Logan, M. W. A. de Moor, M. C. Cassidy, R. Schmits, D. Xu, G. Wang, et al., "Epitaxy of advanced nanowire quantum devices", *Nature* 548, 434, 2017.
- [14] F. Krizek, T. Kanne, D. Razmadze, E. Johnson, J. Nygård, C. M. Marcus, and P. Krogstrup, "Growth of InAs wurtzite nanocrosses from hexagonal and cubic basis", *Nano Letter* 17, 6090, 2017.
- [15] S. A. Khan, C. Lampadaris, A. Cui, L. Stampfer, Y. Liu, S. J. Pauka, M. E. Cachaza, E. M. Fiordaliso, J.-H. Kang, S. Korneychuk, et al., "Highly transparent gatable superconducting shadow junctions *ACS Nano* 14, 14605, 2020.
- [16] F. Krizek, Z. Kašpar, A. Vetushka, D. Kriegner, E. M. Fiordaliso, J. Michalicka, O. Man, J. Zubáč, M. Brajer, V. A. Hills, K. W. Edmonds, P. Wadley, R. P. Campion, K. Olejník, T. [4] S. Vaitiekenas, G. W. Winkler, B. van Heck, T. Karzig, M.-T. Deng, K. Flensberg, L. I. Glazman, C. Nayak, P. Krogstrup, R. M. Lutchyn, et al., "Flux-induced topological superconductivity in full-shell nanowires", *Science* 367, 3392, 2020.
- [5] S. Vaitiekenas, Y. Liu, P. Krogstrup, and C. M. Marcus, "Zero-bias peaks at zero magnetic field in ferromagnetic hybrid nanowires", *Nature physics*, 17, 43, 2021.
- [6] J. Shabani, M. Kjaergaard, H. J. Suominen, Y. Kim, F. Nichele, K. Pakrouski, T. Stankevici, R. M. Lutchyn, P. Krogstrup, R. Feidenhans'l, et al., "Two-dimensional epitaxial superconductor-semiconductor heterostructures: A platform for topological superconducting networks", *Physical review B* 93, 155402, 2016.
- [7] A. M. Whiticar, A. Fornieri, E. C. T. O'Farrell, A. C. C. Drachmann, T. Wang, C. Thomas, S. Gronin, R. Kallaher, G. C. Gardner, M. J. Manfra, et al., *Nature Communication*, 11, 1, 2020.
- [8] J. Alicea, Y. Oreg, G. Refael, F. von Oppen, and M. P. A. Fisher, "Non-Abelian statistics and topological quantum information processing in 1D wire networks", *Nature physics*, 7, 412, 2011.
- [9] P. Barthelemy and L. M. K. Vandersypen, *Annual physics*, 525, 808, 2013.
- [10] A. Fornieri, A. M. Whiticar, F. Setiawan, E. Portolés, A. C. C. Drachmann, A. Keselman, S. Gronin, C. Thomas, T. Wang, R. Kallaher, et al., "Evidence of topological superconductivity in planar Josephson junctions *Nature*", 569, 89, 2019.

- [23] S. Adachi, *Electronic and Photonic Materials* Springer, Boston, MA, Boston, MA, USA, 2006, 735–752,
- [24] R. Lutchyn, E. Bakkers, L. Kouwenhoven, P. Krogstrup, C. Marcus, and Y. Oreg, *Nature review materials* 3, 52, 2018.
- [25] C. Thomas, A. T. Hatke, A. Tuaz, R. Kallaher, T. Wu, T. Wang, R. E. Diaz, G. C. Gardner, M. A. Capano, and M. J. Manfra, "High mobility InAs 2DEGs on GaSb substrates: A platform for mesoscopic quantum transport", *Physical review materials* 2, 104602, 2018.
- [26] M. P. Persson, H. Mera, Y.-M. Niquet, C. Deleru, M. Diarra, "Charged impurity scattering and mobility gated silicon nanowires", *Physical review B*, 82, 114318, 2010.
- [27] N. Gupta, Y. Song, G.W. Holloway, U. Sinha, C. M. Haapamak, R.R. LaPierre and J. Baugh, "Temperature-dependent electron mobility in InAs nanowires", *Nanotechnology*, 24, 225202, 2013.
- [28] S. A. Daeh, "Electron transport in indium arsenide nanowires", *Semiconductor science technology* 25, 024004, 2010.
- [29] M. V. Fernández-Serra, Ch. Adessi, and X. Blase, *Physical review letters* 96, 166805, 2006.
- [30] T. Markussen, R. Rurali, A.-P. Jauho, and M. Brandbyge, *Physical review letters* 99, 076803 2007.
- Jungwirth, and V. Novák, "Molecular beam epitaxy of CuMnAs *Physical Review Materials* 4, 014409, 2020.
- [17] P. Aseev, G. Wang, L. Binci, A. Singh, S. Martí Sánchez, M. Botifoll, L. J. Stek, A. Bordin, J. D. Watson, F. Boekhout, et al., "Ballistic InSb nanowires and networks via metal-sown selective area growth", *Nano Letter* 19, 9102, 2019.
- [18] M. Friedl, K. Cerveny, C. Huang, D. Dede, M. Samani, M. O. Hill, N. Morgan, W. Kim, L. Güniat, J. Segura Ruiz, et al., *Nano Lett.* 20, 3577 (2020), ISSN 1530-6984. Remote Doping of Scalable Nanowire Branches
- [19] G. Ansari pour, B. Shayeghy, "The effect of environment carrier transport on the carrier in semiconducting nanowires", *International journal for light and electron optics*, 127, 9673-9678, 2016.
- [20] G. S. Kliros, "Analytical modeling of uniaxial strain effects on the performance of double-gate graphene nanoribbon field-effect transistors", *Nanoscale research letters*, 9, 65, 2014.
- [21] G. Ansari pour, 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
- [22] G. Ansari pour, "Mobility of holes in a Si/SiGe metal oxide semiconductor field effect transistor", *Thin solid films*, 518, 19, 6105-6108, 2010.

[31] Y. M. Niquet, L. Genovese, C. Delerue and T. Deutsch, Physical review B 81, 161301, 2010.

[32] C.C. Wu and C.J. Lin, "Impurity-limited mobility of semiconductor thin wires in n-type gallium arsenide", Journal of applied physics, 83, 1390, 1998.

[33] S.M. Sze, Semiconductor devices, physics and technology, John Wiley & Sons, Inc.



IMPURITY-LIMITED ELECTRON MOBILITY IN A SEMICONDUCTOR QUATUM WIRE

Ghassem Ansaripour*, Sara Yousefi

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

Abstract: Recent astonishing progresses in crystal growth technology, i.e. molecular beam epitaxy, have provided the possibility of fabricating quantum well structures in which electrons confined to move in one or two dimensions. The motion of electrons in such semiconducting structures is confined and leads to size quantization effects. In this research, we investigated the limited mobility by ionized impurity scattering or from the uniform distribution of remote impurity for a one-dimensional semiconductor device such as n-type gallium arsenide and Indium Arsenide nanowire, which first calculated and then plotted. The effect of various relevant physical parameters such as temperature and radius and impurity density on mobility has been investigated. Numerical results show that limited mobility increases uniformly and slowly with increasing temperature due to background impurity scattering, while limited mobility increases rapidly with temperature due to scattering of remote impurities and for InAs nanowire with radius 8 nm is 10^4 cm²/Vs. It has also been shown that for both impurities the mobility decreases with increasing wire radius and with increasing density, mobility increases. The results obtained from this investigation are in agreement to recent experimental and theoretical data.

Keywords: Quantum wire, Mobility, Ionized impurity, Remote impurity, Indium arsenide