

بررسی پارامترهای ترابرد الکترون در گالیوم آرسناید در دماها و غلظت های ناخالصی مختلف به روش مونت کارلو

وحدت رفیعی*^۱، ایرج رضانی^۲، طه صلواتی فرد^۳، فرین پاینده^۴

^۱عضو علمی، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، صندوق پستی ۱۹۳۹۵-۳۶۹۷ تهران، ایران

^۳گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی، واحد تفرش، ایران

(تاریخ دریافت: ۱۳۹۳/۰۶/۰۱، تاریخ تصویب: ۱۳۹۴/۰۲/۱۰)

چکیده

در این مقاله مشخصه‌های ترابرد الکترون‌ها در گالیوم آرسناید را در دماهای مختلف (۷۷-۵۰۰ درجه کلوین) و در میدان الکتریکی مشخص به روش مونت کارلو مورد بررسی قرار می‌دهیم و در این محاسبات نشان خواهیم داد یک میدان آستانه‌ای وجود دارد که در آن افزایش میدان باعث کاهش سرعت سوق می‌شود. اثر پراکندگی ناخالصی‌ها نیز بروی سرعت سوق در دمای ۷۷ درجه کلوین برای غلظت‌های ناخالصی 10^{15} ، 10^{16} و 10^{17} cm^{-3} در دمای ۳۰۰ درجه کلوین برای غلظت‌های 10^{15} ، 10^{16} و 10^{17} cm^{-3} مورد بررسی و مطالعه قرار می‌گیرد. در آخر تغییرات سرعت سوق را در دره‌های $<000>$ ، $<100>$ و سهم آن‌ها محاسبه خواهد شد.

واژگان کلیدی: الکترون، معادله ترابرد بولتزمن، مونت کارلو، میدان‌های قوی، نرخ‌های پراکندگی

Investigation of Electrons Transport Parameters in GaAs in Different Temperature and Different Impurity Concentrations by Monte Carlo Method

V. Rafee*¹, I.Ramezani², .Salavati fard³, F.Payande⁴

¹Department of Physics, Payame Noor University, Po Box 19395-3697, Tehran, Iran

²Physics Department, faculty of science, Azad University, Tafresh branch, Tafresh, Iran

Abstract

In this work electrons transport characteristics of GaAs have been calculated at different temperature (77-500⁰K) and in an electric field by Monte carol method. In this been calculation show that the threshold field in which increased in field cause drift velocity to be reduced. The influence of impurity scattering on the velocity field characteristic has been considered at 77⁰K for impurity concentrations of 10^{15} and 10^{17} cm^{-3} and at 300⁰K for concentrations for 10^{13} , 10^{15} , and 10^{17} cm^{-3} . We will show change of drift velocity in valleys $<000>$ ، $<100>$ ، and the portion of each valleys in change drift velocity.

Keywords: Electron; Boltzmann transport equation (BTE); Monte Carlo (MC); high- field; scattering rates

*Email: v.rafee@gmail.com

همیشه حاکم بر پراکندگی $e-e$ در میدان‌های الکتریکی ضعیف می‌باشد [۳] و در میدان‌های الکتریکی قویتر نیز اهمیت برخوردهای $e-e$ بدلیل طبیعت کولمبی این نوع پراکندگی‌ها کاهش می‌یابد. بطوریکه در بعضی تقریب‌ها قابل صرف نظر کردن می‌باشد.

۲-۱- مدل

در محاسبات این مقاله، مواردی همچون مدل ساختار نواری، مکانیسم‌های پراکندگی و پارامترهای مواد دقیقاً مانند پژوهش‌های قبلی است [۴ و ۵] و لذا خیلی به ذکر این موارد در این مقاله نمی‌پردازیم و در صورت نیاز تنها از نتایج استفاده می‌کنیم. اما تنها اطلاعاتی که در اینجا باید اضافه نمود، نرخ گذار بین حالت‌های بردار موج k' و k در دره $<000>$ گالیوم آرسناید و پراکندگی ناخالصی‌ها است. در فرآیند مونت کارلو، با استفاده از تولید اعداد تصادفی برای نشان دادن زمان پویس آزاد الکترون در میدان الکتریکی قبل از پراکندگی و اندازه‌گیری حالت‌های بعد از پراکندگی الگوریتم برنامه تنظیم می‌شود. در اینجا روش تعیین حالت‌های قبل از پراکندگی و بعد از پراکندگی مانند کارهای قبلی است [۴ و ۶]. در اینجا از اثر استتار برهمکنش‌های مد قطبی صرف نظر می‌کنیم. برای اعتبار این تقریب نیز ضروری است که $\frac{q}{\beta} \gg 1$ باشد [۷]. بطوریکه بردار موج فونون q و فاصله استتار معکوس و وابسته به غلظت الکترون n می‌باشد بنابراین می‌توان نوشت:

$$\beta^{-1} = \frac{4\pi n e^2}{\epsilon K_B T} \quad (1)$$

انرژی فونون اپتیکی در گالیوم آرسناید را $0.035eV$ و بزرگی q را در حدود $3 \times 10^6 (cm)^{-1}$ در نظر بگیرید. از طرف دیگر در پایین‌ترین دما یعنی $77^{\circ}K$ و بالاترین غلظت الکترون یعنی $10^{17} (cm)^{-3}$ ، β تنها در حدود $1/5 \times 10^6 (cm)^{-1}$ می‌باشد، و نیز در غلظت‌های الکترونی بالاتر اثر استتار، نرخ پراکندگی قطبی را به صورت معنی‌داری کاهش می‌دهد، اما در اینجا خیلی در محاسبات مؤثر نخواهد بود. چرا که پراکندگی ناخالصی‌ها برای میدان‌هایی در حدود چند $\frac{KV}{cm}$ خیلی کوچک می‌باشد. در شدت میدان‌های قویتر q از مقدار میانگین ذکر شده در بالا تا حد زیادی بیشتر است و بعلاوه پراکندگی درون دره‌ای مهمتر می‌شود. باید توجه کرد که اثر استتار روی پراکندگی ناخالصی‌های یونیزه شده اثر بیشتری دارد. که این نتیجه این واقعیت است که این اثر زاویه کوچکی را در پراکندگی باعث می‌شود و چون این تغییر در انرژی الکترون قابل صرف نظر کردن است، لذا q تقریباً

خواص ترابرد گالیوم آرسناید در سال‌های اخیر موضوع تحقیقات گسترده‌ای بوده است و این تحقیقات باعث سرعت گرفتن تولید و توسعه قطعات نیمه هادی متکی بر تحرک‌پذیری دیفرانسیلی منفی، شده است. به هر حال اکثر مطالعات قبلی بروی خواص ترابرد گالیوم آرسناید در میدان‌های قوی و دماهایی غیر از دمای اتاق و بر پایه حل عددی معادله ترابرد بولتزمن بوده است [۱]. مطالعه خواص ترابرد گالیوم آرسناید برای میدان‌های قوی برای بالا بردن راندمان ترابرد الکترونی نوسانگرهای میکروویوی وابسته به دما استفاده می‌شود که در آن‌ها وابستگی دمایی سرعت سوق به میدان الکتریکی باعث می‌شود افزایش دما، افزایش در بازده ترابرد را نتیجه دهد. اما با توجه به پیچیدگی حل معادله ترابرد بولتزمن برای شرایط غیر تعادلی از روش عددی با تکیه بر شبیه‌سازی مونت کارلو برای محاسبه خواص ترابرد استفاده خواهیم کرد. در اینجا اثرات ساختار نواری و تمام مکانیسم‌های پراکندگی مرتبط تا حد امکان و بدون در نظر گرفتن تقریب‌های خاصی در محاسبات لحاظ می‌شوند و لذا یک برآورد دقیق از تابع توزیع الکترون و در نتیجه خواص ترابرد بدست خواهیم آورد. این محاسبات برای دماهای شبکه در بازه $77^{\circ}K$ الی $500^{\circ}K$ و با در نظر گرفتن اثر پراکندگی ناخالصی‌های یونیزه با چگالی غلظت 10^{13} تا $10^{17} (cm)^{-3}$ انجام خواهد گرفت. وقتی دما پایین یا غلظت الکترون‌ها افزایش می‌یابد سهم برخوردهای $e-e$ قابل توجه می‌شود، آنگاه توزیع انرژی میان این حامل‌ها نسبت بیشتری را به خود اختصاص می‌دهد که این نسبت در واقع نسبت بیشتری از انرژی است که بین الکترون‌ها و فونون‌ها مبادله می‌شود، و بنابراین می‌توان فهمید که تقارن کروی بخشی از تابع توزیع ماکسول است [۲]. بعلاوه که اگر تکانه مبادله شده بین الکترون‌ها که اغلب در مقایسه با تکانه مبادله شده بین الکترون‌ها-فونون‌ها و بین الکترون-ناخالصی‌ها بیشتر است، نسبت بیشتری داشته باشد این توزیع شکل ماکسولی تعمیم یافته را بدست می‌آورد [۲]. از آنجایی که چگالی الکترونی مورد نیاز برای ارضای شرایط فوق در گالیوم آرسناید روی این بازه دمایی ($77^{\circ}K - 500^{\circ}K$) بسیار بزرگتر از مقادیر مورد نظر بوده است. بنابراین در این موارد افزایش در چگالی الکترونی بر افزایش در پراکندگی حاصل از ناخالصی‌ها دلالت دارد و لذا احتمال رسیدن به یک تابع توزیع به شکل ماکسولی تعمیم یافته دور از انتظار نخواهد بود. در حقیقت رس‌نشان داد که پراکندگی ناخالصی‌های یونیزه شده

می‌توان از غیرسهموی بودن نوار و به تبع از انحراف $G(\vec{k}, \vec{k}')$ صرف نظر نمود. با این حال در این جا ما این اثرات را در محاسبه بر حسب غلظت در مدل خود قرار می‌دهیم. بنابراین شکل نوار رسانش را در $\langle 000 \rangle$ بصورت ذیل تعریف می‌نماییم:

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = E(1 + \alpha E) \quad (5)$$

بطوریکه $\alpha = 0.576(V)^{-1}$ و

$$G(\vec{k}, \vec{k}') = (a_k^2 + c_k^2 \cos \theta)^2 \quad (6)$$

چنانچه:

$$a_k = \left[\frac{(1 + \alpha E)}{(1 + 2\alpha E)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad c_k = \left[\frac{\alpha E}{(1 + 2\alpha E)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

و θ زاویه بین بردارهای \vec{k} و \vec{k}' است.

با استفاده از معادلات (۵) تا (۷) می‌توان به طور مستقیم نرخ کل $\lambda(k)$ را بوسیله جمع $S(\vec{k}, \vec{k}')$ روی همه حالات \vec{k}' بصورت ذیل بدست می‌آید:

$$\lambda(k) = [\sqrt{2\pi} m^* / \varepsilon^* m^{*1/2}] E^{1/2} [(1 + 2\alpha E) / (1 + \alpha E)]^{3/2} \times \left\{ \frac{[1 + 2c_k^2 (\beta / 2k)^2]^2}{2(\beta / 2k)^2 [1 + (\beta / 2k)^2]} + c_k^2 \left[1 + 2c_k^2 \left(\frac{\beta}{2k} \right)^2 \right] \times \ln \left(\frac{(\beta / 2k)^2}{1 + (\beta / 2k)^2} \right) + c_k^2 \right\} \quad (8)$$

در اغلب حالت‌های مورد بحث در مقاله حاضر β کمتر از $4 \times 10^5 (cm)^{-1}$ در نظر گرفته می‌شود. به عبارت دیگر برای مقادیر k در حدود $10^6 (cm)^{-1}$ یا $0.105 eV$ تابع توزیع دارای تقارن کروی است [۳] و می‌توان از پراکندگی ناخالصی‌ها صرف نظر نمود، و تنها وقتی پراکندگی ناخالصی‌ها را در نظر می‌گیریم که $\beta / k < 0.4$ یعنی $0.4 < (\beta / 2k)^2$ بعلاوه c_k معمولاً کمتر از واحد است و تنها مقدار 0.4 را در انرژی‌های حد بالاتر از $0.5 eV$ دارد. در نتیجه در معادله (۸) تنها ترم اول قابل توجه است و و با صرف نظر کردن از جمله‌های شامل $(\beta / k)^2$ معادله (۸) به صورت ذیل خواهد بود:

$$\lambda(k) = [\sqrt{2\pi} m^* m^{*1/2} / \varepsilon^* \beta^2 \hbar^2] \frac{(1 + 2\alpha E)}{[E(1 + \alpha E)]^{1/2}} \quad (9)$$

این جمله برای نرخ پراکندگی با تعریف $G(\vec{k}, \vec{k}') = 1$ می‌باشد، یعنی صرف نظر کردن از ترکیب توابع موج نوار ظرفیت؛ اعتبار این تقریب نتیجه کشسانی و بخصوص کوچک بودن زاویه پراکندگی ناشی از ناخالصی‌های یونیزه شده است. بنابراین \vec{k} معمولاً خیلی نزدیک به \vec{k}' و در نتیجه θ خیلی به صفر نزدیک می‌شود. با توجه به اینکه $\beta^2 \sim n$ ، نرخ پراکندگی حاصل از معادله (۲) وابسته به غلظت الکترونی خواهد

همیشه نزدیک به صفر است. پارامترهای مواد مورد استفاده نیز در جدول (۱) آورده شده است و این مشخصات در دمای اتاق اندازه‌گیری شده است [۶۸]

جدول شماره (۱): پارامترهای مربوط به گالیوم آرسناید در دمای اتاق

پارامترهای	پارامتر	دره $\langle 000 \rangle$	دره $\langle 100 \rangle$
قطبی اپتیکی	ثابت دی الکتریک ایستایی ثابت دی الکتریک اپتیکی انرژی فونون اپتیکی	۱۲.۵۳ ۱۰.۸۲ ۰.۳۵۵۳(eV)	
اکوستیکی	تغییر پتانسیل سرعت صوت	۷(eV) ۵/۲۲ × ۱۰ ^۵ cm.sec ^{-۱}	
درون دره‌ای $\langle 100 \rangle - \langle 100 \rangle$	ثابت جفت شدگی انرژی فونون	۱ × ۱۰ ^{-۵} eV.cm ^{-۱} ۰.۰۲۹۹(eV)	
درون دره‌ای $\langle 000 \rangle - \langle 100 \rangle$	ثابت جفت شدگی انرژی فونون	۱ × ۱۰ ^{-۵} eV.cm ^{-۱} ۰.۰۲۹۹(eV)	
	جرم مؤثر	۰/۰۶۷	۰/۳۵

۲-۲- نرخ پراکندگی ناخالصی یونیزه شده

پتانسیل استتار کولنی در \vec{r} ناشی از یک تک ناخالصی باردار در \vec{R} از رابطه ذیل بدست می‌آید.

$$W(\vec{r} - \vec{R}) = -\frac{e^2}{\varepsilon(\vec{r} - \vec{R})} \exp[-\beta|\vec{r} - \vec{R}|] \quad (2)$$

بطوریکه ε ثابت دی الکتریک و β فاصله استتار معکوس بوسیله معادله (۱) تعریف می‌شود و تابع موج بلاخ را $V^{-1} u_{\mu k}(\vec{r}) \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ اندیس اسپین و V حجم بلور می‌باشد و نرخ گذار \vec{k} به \vec{k}' ناشی از پتانسیل رابطه (۲) را بطور مستقیم می‌توان از رابطه ذیل محاسبه کنیم:

$$S(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}'} \left| \langle \vec{k}' | W(\vec{r} - \vec{R}) | \vec{k} \rangle \right|^2 \delta[E(\vec{k}') - E(\vec{k})] = \frac{2\pi e^2 n}{\varepsilon^2 \hbar V} \left[\frac{1}{|\vec{k} - \vec{k}'|^2 + \beta^2} \right] G(\vec{k}, \vec{k}') \delta[E(\vec{k}') - E(\vec{k})] \quad (3)$$

بطوریکه چگالی ناخالصی با غلظت الکترونی برابر فرض، و خواهیم داشت:

$$G(\vec{k}, \vec{k}') = \frac{1}{V} \sum_{\vec{r}} \int dr u_{\mu k'}^*(r) u_{\mu k}(r) \quad (4)$$

که مانند کارهای قبل تعریف شده است [۵۴ و ۵۵]. در اینجا نیز در دره $\langle 000 \rangle$ گالیوم آرسناید $G(\vec{k}, \vec{k}')$ واحدی از انرژی‌های کم است و اما تا حدی در انرژی‌های بالاتر، کوچکتر هم می‌شود که باعث کاهش نرخ گذار می‌شود. این کاهش از ترکیب توابع موج نوار ظرفیت در حالت‌های نوار رسانش است. این ترکیب اغلب غیر سهموی بودن نوار رسانش را نیز نتیجه می‌دهد به هر حال پراکندگی ناخالصی‌ها در انرژی‌های الکترونی بالا خیلی مهم نیست. بنابراین

کوچک، پراکندگی ناخالصی‌ها مهم نخواهد بود، و همچنین فرض شده است که همه ناخالصی‌ها کاملاً یونیزه شده و ماده غیر خنثی است. اگر تمام ناخالصی‌های یونیزه نباشند، n باید با چگالی یون‌ها بخشنده N_D در معادله (۹) جایگزین شود و برای مواد خنثی چگالی یون‌های پذیرنده N_A باید استفاده شود. بنابراین در رابطه n با

$$\left[1 - \frac{n + N_A}{N_D}\right]$$

جایگزین می‌شود [۹].

۳- محاسبات و نتایج

ابتدا در شکل (۱) محاسبه سرعت سوق الکترون‌ها برای مواد ذاتی بصورت تابعی از شدت میدان الکتریکی برای دماهای متفاوت نشان داده شده است. البته در دماهای پایین نیز یک کاهش ناگهانی در تحرک‌پذیری در شدت میدان در حدود چند صد ولت در هر سانتی‌متر ملاحظه شده است. این کاهش ناگهانی بدلیل تابش فونون قطبی که مشخصه‌ای برای مشخص کردن تحرک‌پذیری در دماهای پایین است رخ می‌دهد (اثر گان). وقتی گسیل فونون مهم می‌شود، وابستگی شیب تحرک‌پذیری به دمای شبکه کاهش می‌یابد. و نیز وابستگی میدان آستانه‌ای به دما نشان داده شده است بطوریکه مقدار آن از $31(kV/cm)$ در $77^\circ K$ به $317(kV/cm)$ در $500^\circ K$ می‌باشد. البته باید توجه کرد که میدان آستانه‌ای F_T بوسیله شرایط ذیل مشخص می‌شود.

$$[(d/dF)(n, v_1)]_{F=F_T} = 0 \quad (13)$$

بطوریکه که n_1, v_1 به ترتیب غلظت الکترونی و سرعت در دره $<000>$ است.

در شکل (۲) وابستگی میدان سرعت سوق دره $<00>$ در بازه دمایی $375^\circ K - 77^\circ K$ را نشان می‌دهد و نیز نشان می‌دهد که در میدان‌های قوی، سرعت سوق دره $<000>$ در بین دو بازه $77^\circ K$ بالاترین مقدار و در $375^\circ K$ کمترین مقدار خود را داراست. این سرعت در دره $<00>$ روی بازه دمایی یکسان افزایش می‌یابد. با این وجود، نسبتاً سهم کوچکی از میانگین سرعت بواسطه تحرک‌پذیری پایین دره $<00>$ بوجود می‌آید، به این معنی که در میدان‌های قوی‌تر، مشخصه سرعت توسط سرعت دره‌های پایین تر $<000>$ کنترل می‌شوند. زیرا که n_1 حدوداً در دماهای $375^\circ K$ ، ۲۵٪ بیشتر است، بنابراین در دمای $77^\circ K$ می‌توان دید که سهم دره $<000>$ در میانگین سرعت تنها ۵۰٪ نسبت به

بود و این موضوع برای غلظت‌های الکترونی به حد کفایت کوچک البته برای این تقریب $<< (\beta/2k)^\tau$ درست می‌باشد. بزرگی غلظت بوسیله تغییر زاویه توزیع پراکندگی بروی خواص ترابرد تأثیر می‌گذارد، زیرا همانطور که n افزایش می‌یابد میانگین پراکندگی برای الکترون زاویه بزرگی را باعث می‌شود و به نظر می‌رسد احتمال پراکندگی $p(\theta)$ در زاویه θ را می‌توان بصورت ذیل تعریف نمود:

$$p(\theta) = A \left(\frac{1 + \alpha E(1 + \cos \theta)}{2k^\tau(1 - \cos \theta) + \beta^\tau} \right)^\tau \sin \theta \quad (10)$$

بطوریکه A یک ضریب نرمالیزاسیون وابسته به انرژی است و با انتگرالگیری روی انرژی بدست می‌آید، و به راحتی می‌توان نشان داد که ماکسیمم $p(\theta)$ در مقادیر کوچک θ ، n و نیز β^τ کاهش می‌یابد، و عموماً در حالتی که $n \rightarrow 0$ ، نرخ پراکندگی حاصل از معادله (۹) ثابت باقی خواهد ماند اما $p(\theta)$ برای $\theta \rightarrow 0$ و اگر می‌شود. بطوریکه پراکندگی تنها زاویه صفر باقی می‌ماند و اثر پراکندگی ناخالصی‌ها بی‌اثر می‌شود. در استفاده از معادله (۹) برای محاسبه نرخ پراکندگی با روش مونت کارلو احتیاج است که اعداد تصادفی را بین $(0 - \pi)$ با توزیع معادله (۱۰) تولید و برای نشان دادن θ استفاده کنیم. که این موضوع بوسیله استفاده از اعداد تصادفی r که بین 0 و 1 از یک توزیع مستطیلی بوجود آمده قابل انجام است و ارتباط r ، θ بوسیله معادله ذیل انجام می‌گیرد:

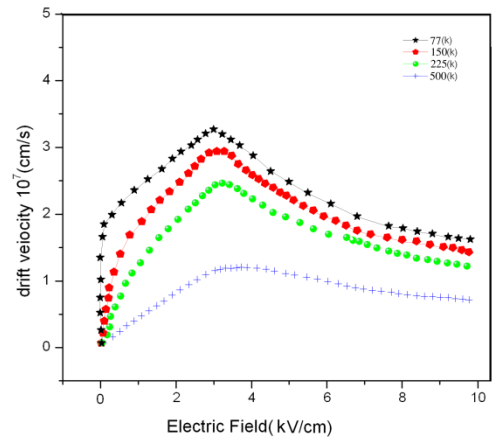
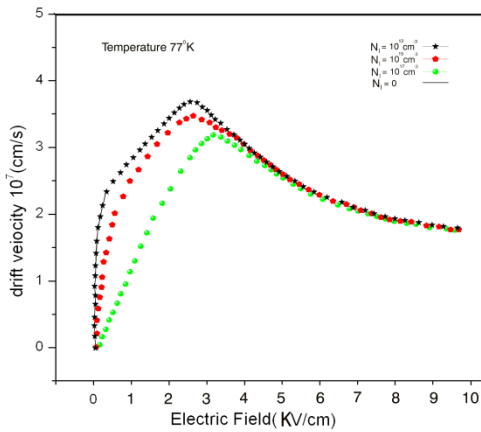
$$r = \frac{\int_0^\theta p(\theta) d\theta}{\int_0^\pi p(\theta) d\theta} \quad (11)$$

در ارزیابی معادله (۱۱) بازم از ترکیب توابع موج نوار ظرفیت و نوار رسانش با جایگزینی $G(\vec{k}, \vec{k}') = 1$ صرف نظر کرده ایم. با جایگزینی $G(\vec{k}, \vec{k}') = 1$ می‌توان به آسانی روی معادله (۱۱) انتگرال گرفت و θ را برحسب r بیان کرد و در نتیجه خواهیم داشت:

$$\cos \theta = -\frac{2(1-r)}{1-r\left(\frac{2k^\tau}{\beta^\tau}\right)} \quad (12)$$

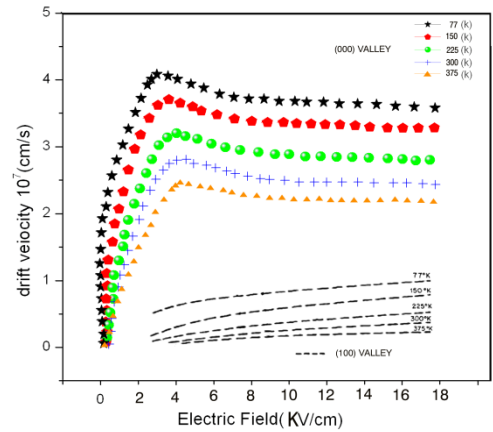
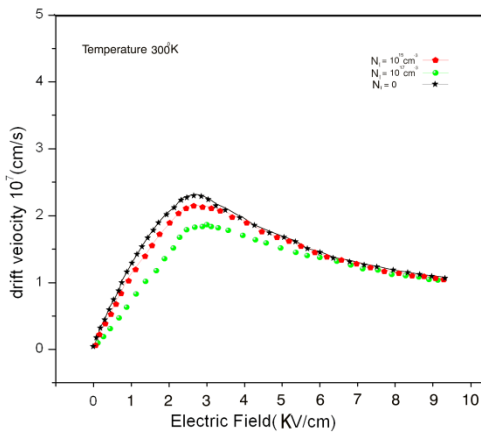
البته باید دقت کرد که این جمله شرایطی را که $\theta = 0$ وقتی که $r = 1$ و $\theta = \pi$ وقتی $r = 0$ را ارضاء می‌کند.

زیرا که θ تنها زاویه بین \vec{k} و \vec{k}' را بیان می‌نماید، و اعداد تصادفی دیگری نیز برای مشخص کردن زاویه افقی \vec{k}' نسبت به \vec{k} احتیاج است. لازم بذکر است که تمامی نتایج قبلی با استفاده از تقریب برن بدست آمده است که تنها وقتی انرژی جنبشی الکترون در مقایسه با «شدت مؤثر» پتانسیل پراکندگی بیشتر باشد معتبر است [۹]. در بردارهای موج



شکل ۱: وابستگی دمایی سرعت سوق گالیوم آرسناید ($500^\circ K - 77^\circ K$)

شکل ۳: وابستگی سرعت سوق گالیوم آرسناید به غلظت‌های ناخالصی در دمای $77^\circ K$



شکل ۲: وابستگی دمایی سرعت سوق گالیوم آرسناید در دره‌های (100) و (000)

شکل ۴: وابستگی سرعت سوق گالیوم آرسناید به غلظت‌های ناخالصی در دمای $300^\circ K$

میانگین آن با افزایش میدان کاهش خواهد یافت و نیز افزایش دما در غلظت‌های برابر باعث کاهش سرعت می‌شود و این نیز بدلیل اثر پراکندگی ناخالصی در تابع توزیع شدت‌های میدان مختلف است. نتایج مشاهده شده در مورد سرعت توافق خوبی با مشاهده‌های قبلی دارد [۸ و ۹].

دمای $375^\circ K$ بیشتر است. شکل (۳ و ۴) سرعت سوق را در دمای $77^\circ K$ ، $300^\circ K$ برای چگالی یون‌های بخشنده مختلف نشان می‌دهد. چگالی الکترونی طوری در نظر گرفته شده که با چگالی بخشنده یکسان است. در دمای اتاق دیده می‌شود که چگالی ناخالصی‌ها بیشتر از حدود $10^{15} \text{ (cm)}^{-3}$ بطور معناداری بر سرعت سوق اثر می‌گذارد. این نتیجه در تضاد با محاسباتی است که بر پایه تابع توزیع ماکسولوی تعمیم یافته می‌باشد [۹]. به طوری که وقتی چگالی بخشنده به بزرگی $10^{16} \text{ (cm)}^{-3}$ می‌رسد تنها یک اثر جزئی را در پی خواهد داشت.

۴- نتیجه گیری

پدیده‌های جالب مشاهده شده در این تحقیق کاهش سرعت سوق در میدان‌های آستانه‌ای می‌باشد که علت این پدیده‌ها کاهش زمان واهلش در هربار پویش آزاد می‌باشد و در نتیجه حامل مورد نظر فرصت کافی برای سرعت گرفتن را نخواهد داشت لذا سرعت

[۵] رفیعی، وحدت؛ «شبییه سازی مشخصه ولتاژ- آمپر برای ترانزیستورهای ماسفت گالیوم آرسناید با استفاده از روش مونت کارلو»؛ سومین کنفرانس فیزیک، سال ۱۳۸۷ آذرماه

[۶].W. Fawcett, A. D. Boardman, and S. Swain, J. phys.chem.solid , 120, (1956)

[۷].H. Ehrenreich, J.phys.chem.solid 8(130),(1959)

[۸].J. G. Ruch and G. S. Kino, Phys.Rev.174,921(1968)

[۹].F. J. Blatt, Solid state Phys.4,345 (1957)

این طرح از بودجه پژوهشی طرح پژوهشی در دانشگاه پیام نور انجام شده است.

[۱]. M. Krems “*The Boltzmann Transport Equation: Theory and*

Applications”*physica E,(2007),510*

[۲]. H. Frohlich and B. V. paranjape, proc. Phys B69 (1955)

[۳].H. D.Ress, J.Phys.chem. solid 30,643(1969)

[۴].رفیعی، وحدت. شبیه سازی ترابرد الکترون‌ها در ترانزیستورهای ماسفت با

استفاده از روش مونت کارلو. پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک. دفاع شده در

سال ۱۳۸۷ دانشگاه پیام نور شیراز.