بررسی آماری گاز الکترونی دو بعدی در تقریب توماس-فرمی

مرتضی نطاق نجفی*، حسین محمدزاده

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه محقق اردبیلی، اردبیل، ایران

چکیده

در این مقاله گاز الکترونی دو بعدی را در نظر گرفته می‌شود. با در نظر گرفتن طول همدوسی الکترونی سیستم، آن‌را متشکل از تعداد زیادی سلول با ابعاد خطی این طول در نظر می‌گیریم، بطوریکه در داخل این سلول‌ها یک گاز الکترونی کوانتومی با برهم‌کنش داریم و خارج از آن سیستم به‌صورت نیمه کلاسیکی در نظر گرفته می‌شود. ابتدا تابع انرژی سیستم (در دمای محدود) در داخل سلول‌ها در تقریب توماس-فرمی-دیراک به‌دست آمده و سپس دینامیک بین سلولی با استفاده از الگوریتم مونته کارلوی کلاسیک به‌دست خواهد آمد. پس از تزریق هر الکترون به سلول‌ها، زمان کافی به سیستم داده می‌شود تا سیستم به تعادل برسد. پس از این مراحل خواص هندسی و جبری مشاهده پذیرهای سیستم مورد بررسی قرار می‌گیرد. از مهمترین مشاهده‌های این مقاله، رفتار کاهشی انرژی سیستم با افزایش دما در برخی دماهاست که به معنای ناپایداری گاز الکترونی می‌باشد.

کلیدواژگان: گاز الکترونی دوبعدی، تقریب توماس-فرمی، تحلیل آماری.

مقدمه

یکی از سوالات دیرینه علم ماده چگال وجود یا عدم وجود فاز فلزی در گاز الکترونی دو بعدی است [۱-۲]. رفتارهای چالشی چنین سیستم‌هایی ضرورت روشن شدن این بحث را بیش از پیش حیاتی می‌کند. در نبود برهم‌کنش و پراکندگی اسپینی با استفاده از تئوری مقیاسی تک-پارامتری جای‌گزیدگی نشان داده می‌شود که در دو بعد (و همچنین یک بعد) به هیچ وجه فاز فلزی وجود ندارد. این موضوع در سیستم‌های الکترونی دو-بعدی غیر تعادلی پررنگ‌تر نیز می‌شود، زیرا امروزه سیستم‌های غیرتعادلی به تنهایی موضوع بحث بسیاری از محافل علمی می‌باشند. رفتارهای فلزگونه تنها در بی‌نظمی‌های کم، جایی که نقش برهم‌کنش ذرات پررنگتر است دیده می‌شود و شدت این رفتارهای فلزی کاملاً به دما وابسته می‌باشد. یکی از مهمترین فاکتورهای تعیین کننده، بلند-برد یا کوتاه-برد بودن برهم‌کنش‌ها در این سیستم می‌باشد که می‌تواند کاملاً رفتار سیستم را تغییر دهد [۳]. تئوری‌های تحلیلی مربوطه در این زمینه عمدتاً بر مبنای تئوری اختلال هستند که در اکثر موارد قابل قبول نیستند [٤]. برخی نظریه‌هایی نیز که نقش برهم‌کنش و بی نظمی را با هم وارد می‌کنند، مانند نظریه میدان متوسط دینامیکی هنوز بسیار نوپا هستند و برخی آنقدر ساده سازی شده‌اند (مانند تقریب پتانسیل همدوس) که عموماً، جز در مواردی خاص غیر قابل استفاده‌اند. برای مرور بهتر مسئله، مرجع [۵] را ببنید. در این مقاله ما گاز الکترونی دو بعدی را مورد مطالعه قرار می‌دهیم. در این راستا شبکهٔ اصلی را متشکل از تعداد زیادی خانه در نظر می‌گیریم که هر کدام از مرتبه طول واهلش

*نویسندهٔ مسئول: Morteza.nattagh@gmail.com

فازی[۱] هستند. از آنجایی که عموماً در سیستم‌های مورد بررسی طول آزاد میانگین ذرات بسیار کوچکتر از طول واهلش فازی است، ما باید در هر سلول اثر برهم‌کنش ذرات با یکدیگر و همچنین ذرات با پتانسیل خارجی (بی‌نظمی) را به‌طور هم‌زمان در کار آوریم که کاری بسیار مشکل است. ما از تقریب توماس–فرمی–دیراک برای این کار بهره جسته‌ایم و با استفاده از آن تابعی انرژی را برای هر سلول، که یکنواخت در نظر گرفته شده است، برحسب چگالی آن سلول نوشته‌ایم. فرض تعادل موضعی نیز از اصول این کار می‌باشد. این سیستم کاملاً باز فرض شده است، به این معنی که دائماً ذرات هم به آن وارد و هم از آن خارج می‌شوند. در چنین شرایطی طبیعتاً انتظار نداریم قضیه افت و خیز–اتلاف[۲] برقرار باشد. برد پتانسیل ناشی از بی‌نظمی را همان طول واهلش فازی در نظر گرفته‌ایم که این فرض به معنی کوتاه برد بودن بی‌نظمی می‌باشد. در این مقاله ما کمیت‌های آماری مدل مربوطه را تحلیل می‌کنیم.

طرح کلی مسئله:

در سیستم‌های بی‌نظم، مهمترین مقیاس‌های طولی، طول واهلش فازی $l_\phi = \sqrt{D\tau_\phi}$ (τ_ϕ زمان واهلش فازی و D ثابت پخش است) طول جای‌گزیدگی $\zeta(E)$ و مسافت آزاد میانگین l است. اثرات بی‌نظمی خود را در زمان واهلش فازی و همچنین طول جای‌گزیدگی نشان می‌دهند. ما در این مقاله قصد داریم به اثرات زمان واهلش فازی بپردازیم. با توجه به مقیاس واهلش فازی، ما دو نوع دینامیک را برای الکترون‌ها در سیستم در نظر می‌گیریم. برای مقیاس‌های کوچکتر از طول واهلش فازی مسئله کوآنتومی گاز الکترون برهم‌کنشی (در حضور پتانسیل بی‌نظمی) حاکم است، حال آن‌که برای مقیاس‌های بزرگتر از آن انتظار می‌رود اثرات کوآنتومی ناچیز باشند و بتوان از تصویر نیمه کلاسیکی استفاده نمود. بنابراین سلول‌هایی را تعریف می‌کنیم که از مرتبه طول واهلش فازی باشند، به‌طوری‌که دینامیک مربوط به ذرات در داخل سلول‌ها با حل مسئله کوآنتومی و دینامیک مربوط به گذارهای بین سلولی با تصویر نیمه‌کلاسیکی انتقال بار به‌دست آید.

دینامیک درون سلولی: در این مقیاس، $\tilde{N}$ الکترون با برهم‌کنش (در حضور پتانسیل بی‌نظمی) را در نظر می‌گیریم. انرژی این ذرات مجموع انرژی جنبشی، پتانسیل برهم‌کنشی الکترون–الکترون و پتانسیل بی‌نظمی (الکترون–بی‌نظمی) است. برای به‌دست آوردن تابعیت این انرژی‌ها نسبت به چگالی الکترون‌ها (که در داخل سلول‌ها یکنواخت در نظر گرفته شده است) ما فرض می‌کنیم برهم‌کنش‌ها در سیستم نسبت به انرژی جنبشی ذرات کوچک باشند. در این تقریب می‌توان به‌راحتی اثبات نمود که انرژی جنبشی به‌صورت [۱۰]:

$$K = -\frac{2mA\pi}{\beta^2 h^2} Li_2(1-e^{\beta\varepsilon_F}) \ , \ \varepsilon_F = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{\tilde{N}}{\pi A}\right) \qquad ۱$$

است که در آن A مساحت (سلول) نمونه، ε_F انرژی فرمی و $\beta = \frac{1}{K_B T}$ فاکتور بولتزمن است و تابع Li_2 یک تابع پلی–لگاریتم ($n=2$) است. توجه شود که $A \approx \pi l_\phi^2 = \pi D\tau_\phi$. در سیستم‌های بی‌نظم معروف است که $\tau_\phi \sim T^{-p}$ که در آن T دما است و p به نوع بی‌نظمی و بعد سیستم وابسته است. برای

[۱] phase relaxation length

[۲] Fluctuation-dissipation theorem

سیستم‌های دو بعدی $p=1$ که در این تحلیل مورد استفاده قرار می‌گیرد. همچنین پتانسیل الکترون-الکترون برای این سیستم در تقریب توماس-فرمی-دیراک قابل محاسبه می‌باشد. می‌توان نشان داد مقدار متوسط این پتانسیل در دمای متناهی، با مقدار آن در دمای صفر تفاوت چشم‌گیری ندارد. بنابراین ما این پتانسیل را در دمای صفر به‌دست می‌آوریم. ما در این مقاله از تقریب گوسی (برای تابع چگالی دو ذره‌ای) بهره جسته‌ایم. رابطهٔ نهایی به‌صورت زیر است:

$$V_{ee}=\frac{e^2}{8\sqrt{2}\varepsilon_0 l_\phi}\tilde{N}^{\frac{3}{2}}\left(\tilde{N}-1\right)^{\frac{1}{2}}\approx\frac{e^2}{8\sqrt{2}\varepsilon_0 l_\phi}\tilde{N}^2 \qquad ۲$$

برای انرژی پتانسیل بی نظمی، ما اثر تمام ناخالصی ها در یک سلول را بصورت یک تک ناخالصی متراکم شده در مرکز سلول، با شدتی تصادفی جایگزین میکنیم. در حقیقت اثرات جایگزیدگی در طول واهلش فازی کد میشوند. بنابراین، این پتانسیل بصورت زیر قابل بیان است:

$$V_{im}=-Arc\sinh(1)\frac{Ze^2}{\pi\varepsilon_0 l_\phi}\tilde{N} \qquad ۳$$

بنابراین با جای‌گذاری $\tau_\phi=\alpha T^{-p}$ (که در آن α ثابت تناسب است)، انرژی کل را به‌صورت زیر می‌نویسیم:

$$E(N)=-KTLi_2(1-e^N)+UT^{\frac{1}{2}}N^2-\Delta T^{\frac{1}{2}}N$$

که در آن $N\equiv\left(\frac{h^2}{2\pi^2 mk_B D\alpha}\right)\tilde{N}$ پارامتر بی‌بعد وابسته به تعداد الکترون‌هاست و K و U به‌ترتیب ضرایب انرژی جنبشی و پتانسیل‌اند و $\Delta_0-\frac{\delta}{2}\le\Delta\le\Delta_0+\frac{\delta}{2}$ ضریب پتانسیل ناخالصی است که کمیتی تصادفی (با توزیع یکنواخت) بین بازه تعیین شده است. خواص سیستم مورد نظر به مقدار δ وابسته است. به‌راحتی می‌توان نشان داد که پتانسیل شیمیایی چنین سیستمی از رابطهٔ زیر به‌دست می‌آید:

$$\mu=kT\ln\left(e^N-1\right)+UT^{1/2}N-\Delta T^{1/2} \qquad ٤$$

همچنین می‌توان نشان داد که احتمال گذار از یک سلول با N_1 ذره به سلول مجاور با N_2 ذره برابر است با:

$$P_{1\to2}=e^{-\beta\left(\mu_{N_2}-\mu_{N_1}\right)} \qquad ۵$$

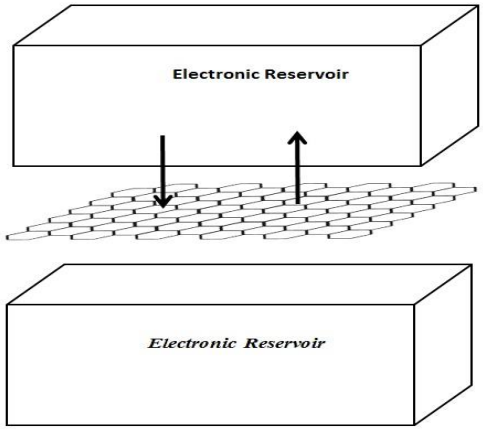
بنابراین دینامیک بین سلولی سیستم به‌این‌صورت در نظر گرفته شده است: انرژی کل هر سلول با ورود یک ذره (الکترون) بالا می‌رود. این سلول با احتمال $p=Max\left\{1,e^{-\beta\delta\mu}\right\}$ ذره‌ای را به سلول همسایه خود روانه می‌کند که در آن $\delta\mu$ تغییر پتانسیل شیمیایی مجموع دو سلول می‌باشد. دیده می‌شود که ذرات در هر سلولی در سیستم به‌گونه‌ای حرکت می‌کنند تا انرژی آزاد موضعی را کاهش دهند. در طبیعت عمدتاً گاز الکترونی دو بعدی به منبع الکترونی خارجی متصل است که دائماً از آن الکترون می‌پذیرد، یا به آن الکترون می‌دهد. انتقال الکترون از منبع الکترونی، که آن‌را تزریق الکترون می‌نامیم، تنها به سلول‌هایی ممکن است که دارای انرژی منفی هستند (به‌عبارتی انتقال الکترون به سلول‌های دارای انرژی مثبت بسیار کم احتمال است). اگر مقیاس زمانی تزریق الکترون به سیستم دو بعدی از سمت منبع الکترونی بسیار کوچکتر از مقیاس زمانی مورد نظر برای سیستم برای متعادل کردن آرایش الکترونی باشد، دینامیک الکترونها یک دینامیک غیر تعادلی می‌باشد، اما اگر پس از هر تزریق، زمان کافی به سیستم داده شود تا به تعادل برسد، دینامیک سیستم تعادلی خواهد بود. ما در این مقاله در رژیم تعادل کار

می‌کنیم. گذار الکترونی تنها بین سلول‌های همسایه نیست و دو امکان دیگر نیز وجود دارد:

۱) ممکن است سیستم الکترونی را به منبع الکترونی پس بدهد.

۲) ممکن است یک الکترون از طریق مرز سیستم خارج شود.

به‌طور واضحی این نوع اتلاف الکترون کاملاً آزادانه نخواهد بود، به این معنی که الکترون‌ها برای خروج باید به تابع کار سیستم فایق آیند. ما در این سیستم دو تابع کار داریم، تابع کار عمودی (W_z مربوط به خروج الکترون به منبع الکترونی) و تابع کار افقی (W_{xy} مربوط به خروج الکترون از طریق مرزهای سیستم دو بعدی). در شکل۱ نمودار شماتیک گذارها برای این سیستم نشان داده شده است.



شکل۱. نمودار شماتیک گذارهای اتلافی در گاز الکترونی دو بعدی (به متن رجوع شود).

جزییات محاسباتی و نتایج

برای شبیه‌سازی سیستم مورد نظر، ما باید شبکه‌ای را در نظر بگیریم که مقیاس طولی سلول‌های آن l_ϕ باشد. بهتر است که شبکه‌ای با بیشترین تقارن زاویه‌ای را در نظر بگیریم. این شبکه را شبکه‌ای مثلثی $L\times L$ در نظر می‌گیریم که شبکه همزاد آن شبکه لانه زنبوری است. برای تعادل موضعی در سیستم از الگوریتم مونته کارلو متروپلیس استفاده کرده‌ایم. ابتدا از شبکه‌ای با تعداد الکترون‌های تصادفی در سلول‌ها شروع می‌کنیم. حال پایداری موضعی در هر خانه‌ای به‌طور مجزا بررسی می‌شود. در این بررسی ۷ گذار چک می‌شود، شش خانه همسایه و یک گذار به منبع الکترونی خارجی. ترتیب چک شدن خانه‌های همسایه، به‌ترتیب مقدار انرژی آن‌ها است، به‌طوری‌که خانه‌های کم انرژی‌تر زودتر چک می‌شوند. در خانه‌های مرزی ممکن است الکترون از سیستم خارج شود که به مقدار تابع کار بستگی دارد. پس از پایدار شدن تمام سلول‌ها، تعدادی الکترون به سلولی تصادفی (با انرژی منفی) تزریق می‌شوند. بنابراین ممکن است سلول مورد نظر ناپایدار شود و به همسایه‌های خود الکترون بدهد. در این حالت ممکن است سلول‌های همسایه نیز ناپایدار شوند و به همسایگان خود الکترون انتقال دهند. این فرآیند آنقدر تکرار می‌شود تا سیستم به‌حالتی برسد که دیگر سلول ناپایداری نداشته باشد. حال سلول دیگری برای تزریق الکترون انتخاب می‌شود، و این فرآیند ادامه دارد.

دینامیک عمومی این مسئله به‌این‌صورت است که سیستم از حالتی با چگالی الکترونی کاملاً تصادفی و ناهمبسته شروع می‌کند. با تزریق‌های متوالی الکترون به سیستم، چگالی متوسط الکترونی در سیستم به‌طور خطی با تعداد تزریق زیاد می‌شود، تا اینکه سیستم به حالتی می‌رسد که پس از آن چگالی متوسط تقریباً ثابت است و با تزریق‌های بیشتر، چگالی الکترونی تغییر نمی‌کند (به‌عبارتی به‌طور آماری همان تعداد الکترون

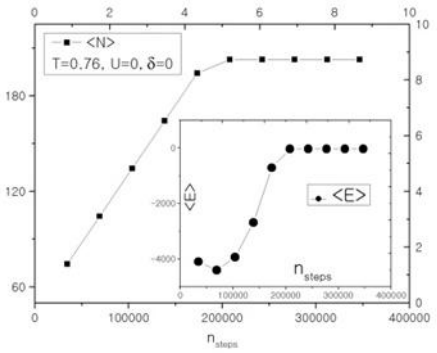
تزریق شده، از طریق مرزها خارج می‌شوند). به‌این حالات، حالات تکرار شونده می‌گوییم و حالات ابتدایی (که تنها در ابتدای شبیه‌سازی ظاهر می‌شوند) را حالات گذرا می‌نامیم. برای شبیه‌سازی شبکه‌هایی با سایزهای $L = 32,64,100,200$ را در نظر می‌گیریم. همچنین قرار می‌دهیم: $W_z = W_{xy} = \Delta_0$ و $U = 0$ و خواص سیستم را برحسب T و $\frac{\delta}{K}$ بررسی می‌نماییم. در شکل۲ نمودار مربوط به رسیدن سیستم به حالات پایا (تکرارشونده) نشان داده شده است. در حقیقت دیده می‌شود که با ازدیاد دما، تعداد تزریق‌ها برای رسیدن به حالت پایا کاهش می‌یابد و سیستم سریعتر به حالت پایا می‌رسد. بستگی انرژی سیستم برحسب دما و بی‌نظمی بسیار با اهمیت است. این بستگی در شکل۳ نشان داده شده است که در آن وابستگی انرژی کل سیستم (به‌ازای واحد ذره) به دما برای مقادیر مختلف بی‌نظمی رسم شده است. در دماهای زیاد به‌خوبی دیده می‌شود که انرژی سیستم به‌صورت خطی با دما افزایش می‌یابد، به‌طوری‌که ظرفیت گرمایی مطابق انتظار ثابت است. این مشاهده در توافق با نتایج مربوط به گاز الکترونی دو بعدی است [٦]. در شکل۳ به‌خوبی دیده می‌شود این است که با ازدیاد $\frac{\delta}{K}$، وابستگی انرژی سیستم به دما تغییر پیدا می‌کند. در حقیقت ازدیاد این فاکتور توأم با کاهش تقریباً همنوای نمودار رابطه $\left\langle \frac{E}{N} \right\rangle$ است. وابستگی رفتار نمودارها به‌شدت بی‌نظمی، از جمله یافته‌های این مقاله است که می‌تواند با خواص ترابردی الکترونی چنین سیستم‌هایی مقایسه شود [۷]. مشاهده شده است که پارامترهای ترابردی سیستم‌های بی‌نظم دوبعدی وابستگی شدیدی به مقدار بی‌نظمی دارد. برای مثال نشان داده شده است که رسانندگی گاز الکترونی دو بعدی در دماهای پایین علاوه بر وابستگی لگاریتمی، وابستگی خطی و توان $3/2$ دما نیز دارد که ضرایب آن‌ها، به چگالی ناخالصی وابسته است [۸]. اما این وضعیت برای تمام دماها برقرار نیست. در واقع جنبه جالب توجه این شکل این است که برای دماهایی کوچکتر از یک مقدار بحرانی وضعیت برعکس می‌شود. این اتفاق برای یک سیستم تعادلی به معنای ناپایداری گاز الکترونی است. در سیستم‌های غیر تعادلی رفتار کاهشی انرژی برحسب دما، غیر طبیعی نیست و در برخی سیستم‌های غیر تعادلی دیده می‌شود. پدیده‌ای که با ازدیاد انرژی مقابله می‌کند، اتلاف الکترون‌های پر انرژی از مرز سیستم است. در حقیقت با ازدیاد دما، احتمال اتلاف الکترون از مرزهای سیستم بیشتر و بیشتر می‌شود، به‌طوری‌که رفتار سیستم بوسیلهٔ رقابت بین این دو رفتار (ازدیاد انرژی به‌خاطر ازدیاد دما، و کاهش انرژی به‌خاطر زیاد شدن احتمال اتلاف ذرات پر انرژی) تعیین می‌شود. بستگی اتلاف به دما را می‌توان از وابستگی معکوس متوسط چگالی به دمای سیستم ($\langle n \rangle \sim T^{-1/2}$) مشاهده نمود. نکتهٔ قابل تأمل منفی شدن انرژی سیستم به‌ازای مقدار بحرانی $\Delta^* \sim 50$، $T^* \sim 13$ است. به‌ازای مقادیر بی‌نظمی بیشتر، حالت‌های مقید (با انرژی) منفی در سیستم بوجود می‌آید. ما این پدیده را جای‌گزیدگی کلاسیکی می‌نامیم. این جای‌گزیدگی به اعتقاد ما تفاوت بنیادی با جای‌گزیدگی اندرسون دارد، که پدیده‌ای کاملاً کوآنتومی است. در حقیقت جای‌گزیدگی ضعیف و قوی در گاز الکترونی دوبعدی به‌خوبی مورد بررسی قرار گرفته است و تحلیل کاملی از لبهٔ تحرک‌پذیری

برای این سیستم‌ها وجود دارد [۹]. برای بررسی دقیق‌تر این موضوع و روشن شدن جوانب دیگر این تغییر فاز، ما احتمال تراوش را برحسب دما، به‌ازای بی‌نظمی‌های مختلف مورد بررسی قرار دادیم و متوجه شدیم که جای‌گزیدگی کلاسیکی (گذار تراوش) اتفاق می‌افتد. بنابراین مشاهدات می‌توان اطمینان داشت که این گذار، گذار فلز–عایق اندرسون نیست. گذار تراوش مشاهده شده به‌ازای بی‌نظمی‌های بیشتر در دماهای بالاتری اتفاق می‌افتد، که نشان می‌دهد جای‌گزیدگی کلاسیکی با ازدیاد بی‌نظمی تشدید می‌شود. جالب توجه است که افت و خیز انرژی کل سیستم در نقاط مینیمم شکل۳ بیشینه می‌شود (شکل٤) که نشان‌گر گذار مرتبهٔ دوم است. در حال حاضر واضح نیست که فاز جدید چه فازی است، اما این اطمینان وجود دارد که گاز الکترونی در این نقطه ناپایدار می‌شود. نکتهٔ مهم این است که به‌ازای $\Delta > \Delta^* \sim 50$ یک نقطهٔ دیگری در نمودارها ظاهر می‌شود که افت و خیز انرژی در آن بیشینه‌ای بسیار تیز نشان می‌دهد. این پدیده را ما در افت و خیز مربوط به چگالی و همچنین در افت و خیز مربوط به پتانسیل شیمیایی نیز مشاهده کردیم. این گذار ارتباط تنگاتنگی با احتمال تراوش دارد. بنابراین ما این تکینگی را به تراوش سیستم ارتباط می‌دهیم. این پدیده در شکل٤ نشان داده شده است.

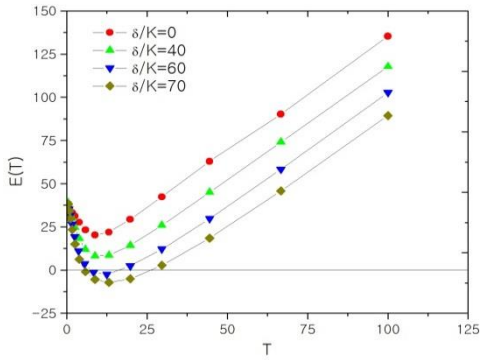
ما چگالی حالات انرژی (که در اینجا تابع توزیع انرژی سیستم می‌باشد) را نیز مورد بررسی قرار دادیم و مشاهده نمودیم چگالی حالات انرژی گاوسی می‌باشد. جالب توجه است که با ازدیاد بی‌نظمی، این تابع دنباله‌ای پیدا می‌کند. واضح نیست که این دنباله، آیا ارتباطی با دم مربوط به حالات جای‌گزیده (در جای‌گزیدگی ضعیف) دارد یا خیر. ما مشاهده نمودیم که با ازدیاد بی‌نظمی، این دنباله بلندتر می‌شود.

نتیجه‌گیری

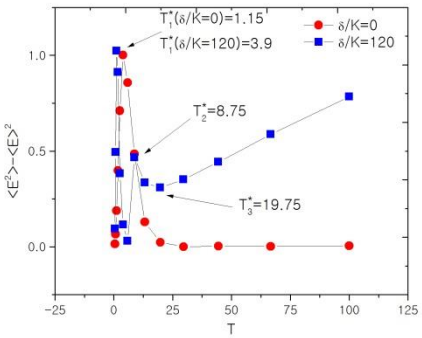
ما در این مقاله یک سیستم دو بعدی تعادلی بی‌نظم را در نظر گرفتیم و با شبکه‌بندی سیستم، آن را مورد بررسی قرار دادیم. با تحلیل این سیستم، ما وابستگی انرژی سیستم را به دما و بی‌نظمی به‌دست آوردیم. نقاط گذاری مشاهده و معرفی شدند، از جمله نقطه‌ای که گاز الکترونی ناپایدار می‌شود و همچنین نقاط گذار تراوش. دریافتیم که با ازدیاد بی‌نظمی، سیستم جایگزیدگی جزیی کلاسیکی پیدا می‌کند.



شکل۲. وابستگی چگالی متوسط ذارت در سیستم به تعداد تزریق.



شکل۳. وابستگی انرژی کل سیستم به دما برای مقادیر مختلف بی‌نظمی.



شکل٤. وابستگی دمایی افت و خیر انرژی برای بی‌نظمی‌های مختلف.

مرجع‌ها

[1] E. Abrahams, S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik. Metallic behavior and related phenomena in two dimensions, *Reviews of Modern Physics* 73.2 (2001) 251.

[2] S.V. Kravchenko, M.P. Sarachik, Metal-insulator transition in two-dimensional electron systems. *Reports on Progress in Physics* 67.1 (2003) 1.

[3] W.R. Clarke, C.E. Yasin, A.R. Hamilton, A.P. Micolich, M.Y. Simmons , K. Muraki , Y. Hirayama, M. Pepper, D.A. Ritchie,. Impact of long-and short-range disorder on the metallic behaviour of two-dimensional systems, *Nature Physics* 4.1 (2008): 55-59.

[4] Altshuler, B. L. Aronov, A.G. Electron–Electron Interactions in Disordered Systems, edited by A. Efros and M. Pollak. North-Holland, Amsterdam, (1985).

[٥] مرتضی نطاق نجفی، بررسی نظریه میدان متوسط دینامیکی و کاربردهای آن، ، پایان نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی شریف (١٣٨٦).

[6] B. Tanatar, M. Ceperley. Ground state of the two-dimensional electron gas, *Physical Review* B 39.8 (1989) 5005.

[7] A. Gold, Electronic transport properties of a two-dimensional electron gas in a silicon quantum-well structure at low temperature, *Physical Review B* 35.2 (1987) 723.

[8] A. Gold, V.T. Dolgopolov, Temperature dependence of the conductivity for the two-dimensional electron gas: Analytical results for low temperatures, *Physical Review B* 33.2 (1986) 1076.

[9] A. Gold, Scattering time and single-particle relaxation time in a disordered two-dimensional electron gas, *Physical Review B* 38.15 (1988) 10798.

[10] K. Huang, Statistical Mechanics, John Wiley, New York (1987).

Statistical study of two-dimensional electron gas within Thomas-Fermi approximation

Morteza Nattagh Najafi*, Hossein Mohammadzadeh

Department of Physics, University of Mohaghegh Ardabili, Ardabil

Abstract

In this paper, we consider the two-dimensional electron gas. To this end, we first take into account the electronic coherence length and consider the system as some cells with linear lengths equal to the coherence length. Inside these cells, we have an interactive electron gas and outside them we consider a semi-classical dynamics. We obtain the energy function of the gas inside the cells within the Thomas-Fermi-Dirac approximation and use classical Monte Carlo scheme to investigate the inter-cell dynamics. After each electron injection we let the system to become equilibrated. After these steps, we analyze geometrically and algebraically the statistical observables of the system. The most important observation is the decreasing behavior of the energy of the system in terms of temperature in some regions showing the instability of the electron gas in these regions.

Keywords: two-dimensional electron gas, phase relaxation length, virtual lattice, Thomas-Fermi approximation

*Corresponding Author: morteza.nattagh@gmail.com