

e.taghizadehsisakht@ph.iut.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۹۱/۳/۲۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۱/۹/۲)

$$\frac{2e^2}{h}$$

ویژگی‌های مطلوب زیادی در مقایسه با فیلم‌های نازک برخوردار است، از جمله اینکه چگالی الکترونی بسیار پایینی دارد ($\approx 10^{12} \text{cm}^{-2}$) و از بیرون با استفاده از الکترودهای درگاه قابل کنترل است. این به معنای طول موج فرمی بزرگ ($\approx 40 \text{nm}$) می‌باشد و بنابراین با ابعاد یک نمونه نانو قابل مقایسه است. رهیافت نیمه تجربی [۲] در زمینه ترابرد الکترونی در رساناهای مزوسکوپیک رد می‌شود و اساساً دیدگاه جدیدی برای درک ترابرد همدوس نیاز است. اولین قدم‌ها در این جهت توسط لاندائر [۳]، بوتیکر [۴] و سپس توسط ایمری [۵] برداشته شد.

عموماً ترابرد کوانتومی در یک نمونه مزوسکوپیک را می‌توان در یکی از سه نوع اصلی: ترابرد کوانتومی پخشی،

در سال‌های اخیر، نانو ساختارهای نیم‌رسانا تبدیل به سیستم‌های مدل جهت تحقیق در زمینه رسانش الکترونیکی و خواص مربوطه در مقیاس طول‌های کوچک گردیده‌اند. این قبیل مواد را می‌توان به گونه‌ای ساخت که شامل لایه نازکی از الکترون‌های با تحرک بالا باشند. تحت این شرایط حرکت در جهت عمود بر لایه مذکور کوانتیده است و لذا الکترون‌ها مقیداند که در یک صفحه حرکت کنند. دینامیک الکترون‌های مذکور در نوار رسانش با معادله جرم مؤثر دو بعدی توصیف می‌شود [۱]. نمونه مزوسکوپیک مورد نظر چیزی است که در سطح مشترک یک ساختار چندگن معمولاً از نوع GaAs-AlGaAs تشکیل می‌شود. این گاز دو بعدی الکترونی، از

به صورت ترازهای لاندائو در می‌آید، ترابرد تحت عنوان میدان قوی شناخته می‌شود.

ترابرد الکترونی با توجه به ابعاد ساختار موردنظر در دو رژیم دو بعدی و شبه یک بعدی نیز تعریف می‌شود. رژیم دو بعدی به حالتی مربوط است که ابعاد نمونه در هر دو جهت بسیار بزرگ باشد به گونه‌ای که محدودیت الکتروستاتیکی وجود ناشی از ساختار مرز تعیین کننده فیزیک مسئله نباشد. اما اگر ابعاد عرضی قطعه تا مرتبه طول موج کاهش یابد، مدهای شبه یک بعدی شکل می‌گیرند و در نتیجه در رژیم بالیستیک رسانایی را مدهای اشغال شده یا تعداد زیرنوارها تعیین می‌کنند. حضور میدان مغناطیسی عمودی ماهیت یک بعدی ترابرد را عوض نمی‌نماید و به دلیل ناوردایی انتقالی هامیلتونی در طول کانال می‌توان ترابرد را با استفاده از امواج الکترونی که در موجبر حرکت می‌نمایند توصیف نمود [۱۰].

در ادامه به طور مختصر روش استفاده شده برای محاسبه ترابرد کوانتومی در سیستم‌های مد نظر رایبان نموده و نتایج حاصله را تحت شرایطی که علاوه بر بی‌نظمی، میدان مغناطیسی با شدت‌های حدی قوی و ضعیف بر نمونه اعمال شده باشد، آورده‌ایم.

می‌توان هامیلتونی سیستم دوبعدی در فضای گسسته‌ای که توسط حالت‌های $|x=ia, y=ja\rangle = |i, j\rangle$ تنیده می‌شود، که در آن a ثابت شبکه است، را به صورت زیر نوشت [۶]:

$$H_c = \sum_i \sum_j (U_{i,j} + \epsilon t) |i, j\rangle \langle i, j| - \tilde{t}_{nm} \sum_i \sum_j [|i+1, j\rangle \langle i, j| + |i, j+1\rangle \langle i, j|], \quad (1)$$

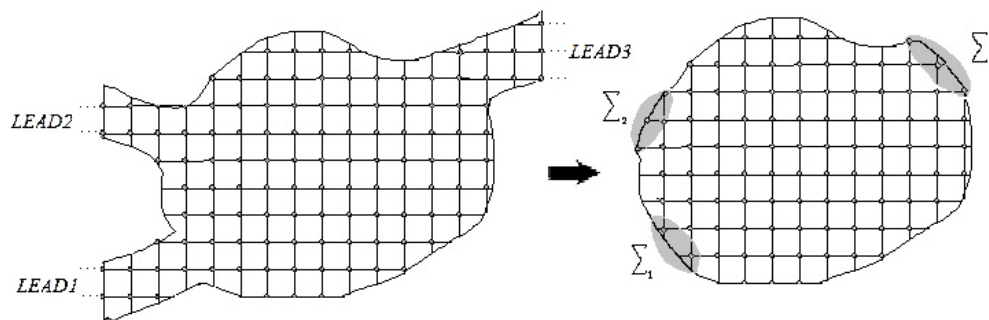
$$\tilde{t}_{nm} = -t \exp\left[-\frac{ie}{\hbar} \int A \cdot dl\right],$$

در این رابطه $t = \frac{\hbar^2}{2ma^2}$ و $U_{i,j}$ پتانسیل موضعی است که می‌تواند ناشی از توزیع بار، بی‌نظمی و غیره باشد. $A \cdot dl$ نیز انتگرال پتانسیل برداری در طول مسیر پرش را نشان می‌دهد. همان‌طور که از این معادله پیدا است این عملگر گسسته شده از نظر شکل ظاهری با هامیلتونی تنگابست مرسوم در ماده چگال

ترابرد بالیستیک و ترابرد میدان قوی دسته‌بندی کرد. در رژیم پخشی (کوانتومی) فاز همدوس، پدیده‌های جالبی رخ می‌دهد زیرا تحت این شرایط اثرات کوانتومی می‌توانند خود را نشان دهند. یکی از پدیده‌هایی که ترابرد کوانتومی همدوس موجب آن می‌شود، جایگزیدگی ضعیف است [۶]. الکترونی که از یک نقطه اختیاری p درون رسانا شروع به حرکت پخشی می‌کند، با احتمال کمی به نقطه اولیه p باز می‌گردد. اگر این مسیر بسته از طول همدوسی فاز کوچکتر باشد، احتمال برگشتن الکترون به نقطه شروع افزایش می‌یابد و منجر به تصحیحی در رسانایی ویژه می‌گردد که جایگزیدگی ضعیف نامیده شده است. رساناهای فاز-همدوس در رژیم پخشی، افت و خیزهایی در رسانایی به صورت تابعی از میدان مغناطیسی یا انرژی فرمی از مرتبه $\frac{e^2}{h}$ (در دمای صفر) از خود نشان می‌دهند که مستقل از اندازه نمونه و مقدار بی‌نظمی است [۷]. این افت و خیزهای جهان شمول رسانایی^۱ (UCF)، کاملاً تجدیدپذیر است و گاهی به عنوان یک اثر انگشت برای نمونه تلقی می‌شود. در حالی که ترابرد پخشی نمونه‌های با ابعاد بسیار بزرگتر از مسافت آزاد میانگین توصیف می‌شود، ترابرد بالیستیک زمانی تحقق می‌یابد که اندازه نمونه از طول پراکندگی کوچکتر باشد. در این رژیم، سیستم رسانا باید فوق العاده تمیز بوده و پراکندگی تنها بر اثر پتانسیل ساختاری مرز نمونه باشد. اگر دما به اندازه کافی پایین باشد، ترابرد نه تنها بالیستیک است، بلکه فاز-همدوس نیز هست. در این رژیم، رسانایی دیگر تغییرات یکنواخت ندارد، بلکه پرش‌ها یا پله‌هایی بر حسب واحد $G_C = \frac{2e^2}{h}$ خواهد داشت. ترابرد کوانتومی تحت این شرایط را می‌توان به خوبی با استفاده از ساز و کار لاندائو توضیح داد [۳]. اولین نتایج تجربی در تأیید این رهیافت توسط ون وس^۲ در سال ۱۹۸۸ به دست آمد [۸]. با کشف اثر کوانتومی هال [۹]، توجه زیادی به مطالعه روی گازهای الکترونی دو بعدی و شبه یک بعدی در حضور میدان مغناطیسی قوی شده است. در این حالت که طیف انرژی

۱. Universal conductance fluctuations

۲. Van Wees



شکل ۱. اثر رابط‌های نیمه بی‌نهایت توسط خود انرژی آنها لحاظ می‌شود.

نامتناهی است لذا نمی‌توان معکوس آن را به صورت عددی یافت و باید این مشکل را رفع نمود. بدین منظور رسانایی را در نظر بگیرید که به مجموعه‌ای از رابط‌ها متصل شده باشد، هامیلتونی کل را می‌توان به صورت زیر تقسیم‌بندی نمود:

$$H = H_C + \sum_i (H_L^i + V_{LC}^i + V_{CL}^i) \quad (5)$$

H_C هامیلتونی قطعه مرکزی و H_L^i هامیلتونی رابط i ام است. جمله پرش میان رابط و قطعه را بیان می‌نماید. با استفاده

از هامیلتونی (۱) و معادله ماتریسی تابع گرین متناظر با آن

$$[(E + i\eta)I - H]G = I. \quad (6)$$

برای یک رسانای با شکل اختیاری و رابط‌های گوناگون، G_C

تابع گرین قطعه مرکزی به صورت

$$G_C = [(E + i\eta)I - H_C - \sum_p \Sigma_p]^{-1} \quad (7)$$

$$\Sigma_p = (V_{LC}^p)^T g_L^p V_{CL}^p$$

محاسبه می‌گردد. اثر رابط‌های نیمه بی‌نهایت از طریق Σ_p که خود انرژی رابط p ام نام دارد، گنجانده شده و می‌توان آن را به عنوان یک هامیلتونی مؤثر در نظر گرفت که از عکس‌العمل میان قطعه و رابط‌ها ناشی می‌گردد (شکل ۱).

در رابطه (۷) تابع گرین مجزای مربوط به رابط نیمه بی‌نهایت p ام است که به صورت

$$g_L^p = [(E + i\eta)I - H_L^p]^{-1} \quad (8)$$

نوشته می‌شود. در این مدل تنها به تابع گرین میان نقاط سطح رابط، $(g_L^p)_{11}$ نیاز داریم چرا که همه عناصر ماتریس

کاملاً مشابه است که از این رو به آن مدل تنگابست^۱ گفته می‌شود؛ در هامیلتونی تنگابست، توابع موج الکترونی توسط اوربیتال‌های جایگزیده اتمی روی هر سایت بیان می‌گردند و اوربیتال‌های سایت‌های همسایه با استفاده از انتگرال پرش به هم مربوط می‌شوند؛ در حالی که در این مدل پتانسیل موضعی $(U_{i,j} + \epsilon t)U_{i,j}$ نقش انرژی اوربیتال‌های جایگزیده در سایت (i, j) را بازی می‌کند و t نیز نقش انتگرال پرش را بر عهده دارد. اگر هرکدام از سایت‌های (i, j) را با بردار r_n نشان دهیم، نمایش ماتریسی هامیلتونی به شکل زیر در خواهد آمد [۱۱]:

$$[HC]_{nm} = \begin{cases} U(r_n) + \epsilon t & n = m \\ -\tilde{t}_{nm} & (n, m) \\ 0 & \end{cases} \quad (2)$$

پیمانه لاندائو را برای پتانسیل برداری، از این نظر که باعث برقراری ناوردایی انتقالی در راستای x است، مناسب می‌دانیم:

$$A = B\gamma\tilde{x} \quad (3)$$

بنابراین پارامتر پرش را در رابطه (۱) می‌توان به صورت

$$\tilde{t}_{nm} = -t \exp\left[-\frac{ie}{\hbar} A \cdot (r_m - r_n)\right] \quad (4)$$

نوشته که پتانسیل برداری در نقطه میانی سایت‌های r_m و r_n یعنی $\left(\frac{r_m + r_n}{2}\right)$ محاسبه می‌شود.

این هامیلتونی که کل سیستم را توصیف می‌نماید، دارای بعد

۱. Tight-binding model

می‌گردد و شدت میدان مغناطیسی را $\lambda = \frac{eBa^2}{\hbar}$ تعیین می‌نماید، که به معنای تعداد کوانتوم شار عبوری از هر سلول شبکه $\left(\frac{\phi}{\phi_0}\right)$ می‌باشد. نتایج محاسبات را برای رسانایی قطعه برحسب تغییرات انرژی فرمی تحت شرایط مختلف بی‌نظمی و میدان مغناطیسی آورده‌ایم. یادآور می‌شویم که هیچ‌گونه پراکندگی ناکشسانی در نمونه وجود ندارد و برابر از نوع فاز همدوس است.

ابتدا حالتی را در نظر می‌گیریم که شدت بی‌نظمی صفر باشد ($w=0$). در این حالت پراکندگی از بی‌نظمی وجود ندارد و برابر به صورت بالیستیک انجام می‌گیرد. احتمال تراگیل الکترون یک است و طبق ساز و کار لاندائر در چنین سیستمی تعداد مدهای عرضی شرکت‌کننده در جریان، رسانایی را تعیین می‌کنند. بنابراین در این‌گونه سیستم‌ها که مدهای عرضی به خوبی برحسب انرژی تفکیک می‌شوند، انتظار داریم با تغییر انرژی و رسیدن به انرژی قطع هر مد عرضی ϵ_N ، مد شماره N ام در رسانایی شرکت نموده و رفتاری پله‌ای را در رسانایی ایجاد نماید. با وارد شدن هر مد، رسانایی به اندازه یک واحد کوانتش رسانایی $\frac{2e^2}{h}$ تغییر می‌کند. در شکل ۲ نتایج ترابرد مربوط به یک نمونه با تعداد (75×15) (عرض \times طول) جایگاه آورده شده است. محور افقی انرژی در واحد t است و محور عمودی رسانایی را در واحد کوانتش رسانایی نشان می‌دهد. تشکیل زیرنوارهای یک بعدی (مدهای عرضی) منجر به رفتار کوانتیده رسانایی گردیده است؛ نتیجه‌ای که کاملاً منطبق بر ساز و کار لاندائر و مطالعات تجربی ون ویس می‌باشد [۸]. وجود بی‌نظمی در رژیم پراکندگی همدوس سبب ایجاد پراکندگی‌های کشسان می‌گردد که با توجه به شدت بی‌نظمی احتمال تراگیل الکترون و در نتیجه احتمال انعکاس آن از ناحیه بی‌نظمی تغییر می‌کند. در شکل ۳ نتایج مربوط به رسانایی نمونه با (75×15) جایگاه برای بی‌نظمی‌های مختلف شامل $w=0, 0.25, 0.5, 0.75$ آورده شده است. واضح است که با

جفت‌شدگی به جز آنهایی که در سطح رابط با نقاط درون قطعه همسایه‌اند، صفر هستند. این کمیت با استفاده از فرآیندی تکراری موسوم به روش بازگشتی گرین قابل محاسبه است [۱۲]. تابع تراگیل \bar{T}_{pq} میان رابط p و q با استفاده از رابطه فیشر-لی [۱۳]، به صورت

$$\bar{T}_{pq} = \text{Tr}[\Gamma_p G C \Gamma_q G^T] \quad (9)$$

به تابع گرین مربوط می‌شود [۱۲]. Γ_p در این رابطه عبارت است از

$$\Gamma_p = i \left[\sum_p - \sum_p^T \right] \quad (10)$$

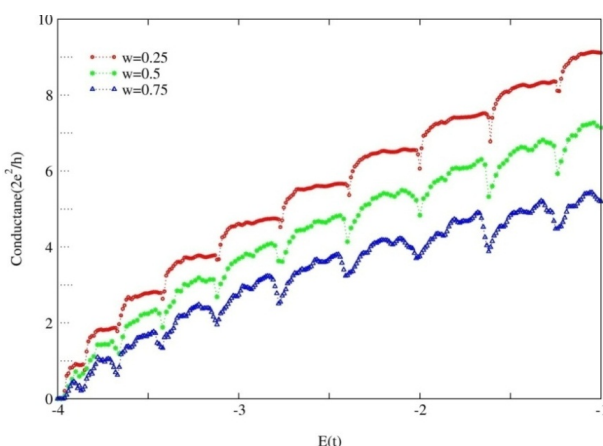
و Tr به معنای رد ماتریس مورد نظر است.

حضور بی‌نظمی یا ناخالصی را در مدل مورد نظر توسط مدل اندرسون [۱۴] شبیه‌سازی نموده‌ایم. اگر در رابطه (۱) $U_{i,i}$ انرژی‌های جایگاهی تصادفی در سایت i ام باشند، که با توزیع احتمال پیوسته و یکنواخت $P(U_{i,i})$ به صورت

$$P(U_{i,i}) = \begin{cases} \frac{1}{w} & |U_{i,i}| \leq \frac{w}{2} \\ 0 & \end{cases} \quad (11)$$

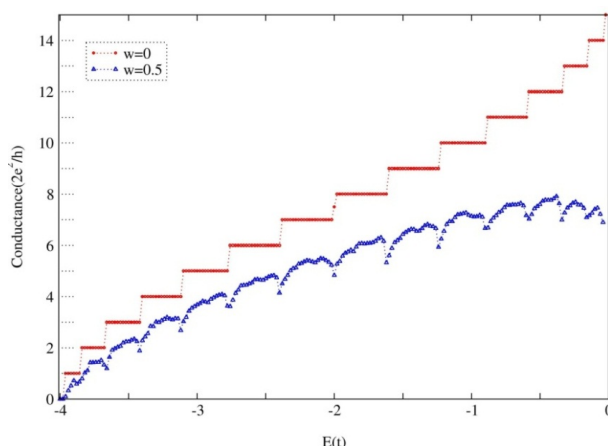
در محدوده w داده شوند، آنگاه مدل بی‌نظمی در نمونه، بی‌نظمی اندرسون خواهد بود. در این رابطه معیاری برای افت و خیزهای متوسط انرژی جایگاهی در سیستم می‌باشد و لذا تعیین‌کننده شدت بی‌نظمی در سیستم است.

مدل استفاده شده شامل یک قطعه مرکزی است که به دو رابط نیمه بی‌نهایت متصل نموده‌ایم. این مدل به دلیل محدودیت عرضی، یک نانو ساختار کوانتومی شبه یک بعدی تشکیل می‌دهد. شرایط مرزی دیواره سخت را در جهت عرضی اتخاذ کرده‌ایم؛ تبهگنی اسپینی را مد نظر قرار داده و از شکافتگی اسپینی چشم پوشیده‌ایم. جمله پرش t ، به عنوان واحد انرژی برگزیده شده است، شدت بی‌نظمی $\frac{w}{t}$ ، توسط w تعیین



شکل ۳. رسانایی نمونه با (۷۵×۱۵) جایگاه در بی نظمی های مختلف. با افزایش بی نظمی رسانایی در یک انرژی خاص کاهش می یابد که حاصل کاهش احتمال تراگیسل الکترون در اثر افزایش بی نظمی است.

چنان که از نمودارها پیدا است، اندازه این تصحیح از مرتبه $\frac{2e^2}{h}$ است. علت این تصحیح را می توان به این صورت توضیح داد که اثر قابل توجه اعمال میدان مغناطیسی در این رژیم، شکست تقارن وارونی زمانی است که موجب توقف سهم افزایش احتمال ناشی از ناوردایی زمانی در حالت میدان صفر در پس پراکندگی ها می گردد؛ اثری که جایگزیدگی ضعیف نامیده می شود. بنابراین اعمال میدان مغناطیسی باعث حذف تصحیح در رسانایی در حالت میدان صفر و به عبارت دیگر حذف اثر جایگزیدگی ضعیف می گردد. نتایج حاصله با داده های تجربی به دست آمده توسط استاگر^۱ و دیگران مطابقت دارد [۱۶]. داده های ایشان برای یک نمونه گاز الکترونی دو بعدی در دمای $T=1.8K$ با ابعادی که بتوان اثرات ناشی از تصحیحات جایگزیدگی ضعیف را آشکار نمود، در شکل ۶ آورده شده است. در این نمودار با افزایش میدان مغناطیسی سهم جایگزیدگی ضعیف که با $\Delta\sigma$ نشان داده شده است، در رسانش نمونه به ازای میدان های الکترونیکی $(2.1Vcm^{-1}, 0.38Vcm^{-1}, 3.9mVcm^{-1})$ که خود تعیین کننده چگالی حامل های بار هستند، کاهش می یابد تا اینکه در میدان مغناطیسی $0.4T$ سهم آن به طور کامل متوقف می شود.

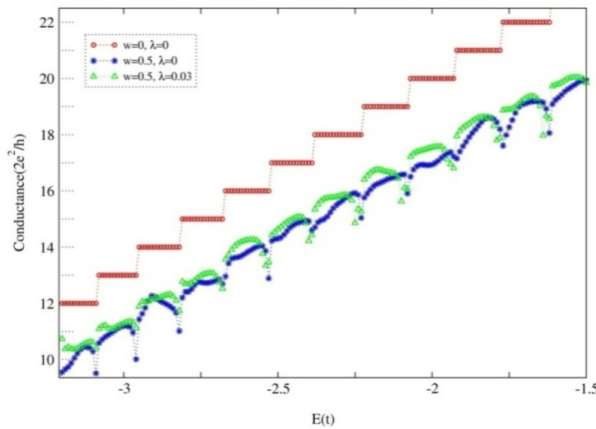


شکل ۴. مقایسه رسانایی نمونه با (۷۵×۱۵) جایگاه در حالت بالیستیک و در بی نظمی $w=0.5$. با افزایش تعداد مدها فاصله میان رسانایی حالت بالیستیک و حالت بی نظم افزایش می یابد.

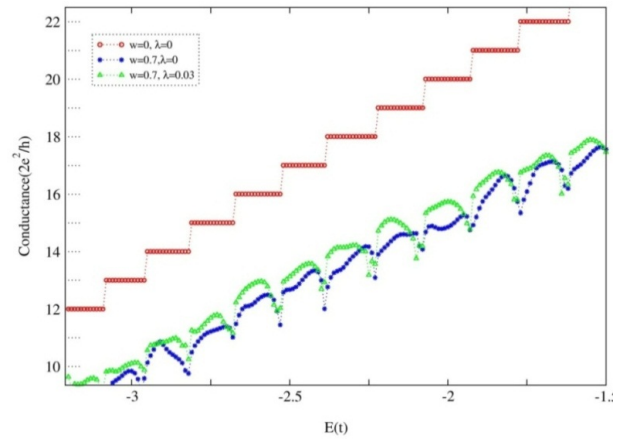
افزایش بی نظمی احتمال تراگیسل الکترون از ناحیه بی نظمی کاهش یافته و رسانایی نمونه در یک انرژی ثابت کم می شود. نکته قابل توجه در این نمودارها وجود فروافتادگی در رسانایی به ازای انرژی های نزدیک به لبه های مربوط به تغییر کانال ها است. این فروافتادگی ها را می توان با استفاده از بررسی چگالی حالت های موضعی توضیح داد؛ که به موجب آن ایجاد حالت های شبه جایگزیده در این انرژی های خاص، عامل فروافتادگی در نمودار رسانایی شده است [۱۵].

اگر میدان مغناطیسی ضعیفی به طور عمودی بر صفحه نمونه اعمال شود، به گونه ای که تأثیر بسزایی بر ترازهای انرژی ناشی از محدودیت عرضی نداشته باشد، به عبارت دیگر پتانسیل الکتروستاتیک هنوز غالب بوده به نحوی که محدودیت مغناطیسی قابل اغماض باشد، آنگاه میدان مغناطیسی تأثیری جدی بر وابستگی پله های رسانایی به تغییرات انرژی نخواهد داشت و صحبت از ترازهای لاندائو غیر دقیق خواهد بود. نتایج حاصل از اعمال میدان مغناطیسی $\lambda=0.3$ بر نمونه با (40×40) جایگاه برای بی نظمی های $w=0.5$ و $w=0.7$ به ترتیب در شکل های ۴ و ۵ آورده شده است. نمودارهای حاصله در این رژیم تصحیحی را در رسانایی قطعه نشان می دهند.

۱. G Stoger



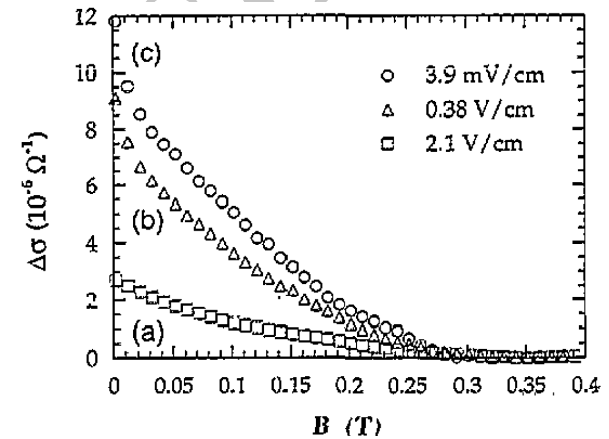
شکل ۵. از بین رفتن اثر جایگزینی ضعیف در رسانایی نمونه با جایگاه (40×40) با اعمال میدان مغناطیسی $\lambda = 0.03$ در بی‌نظمی $w = 0.5$.



شکل ۶. از بین رفتن اثر جایگزینی ضعیف در رسانایی نمونه با جایگاه (40×40) با اعمال میدان مغناطیسی $\lambda = 0.03$ در بی‌نظمی $w = 0.7$.

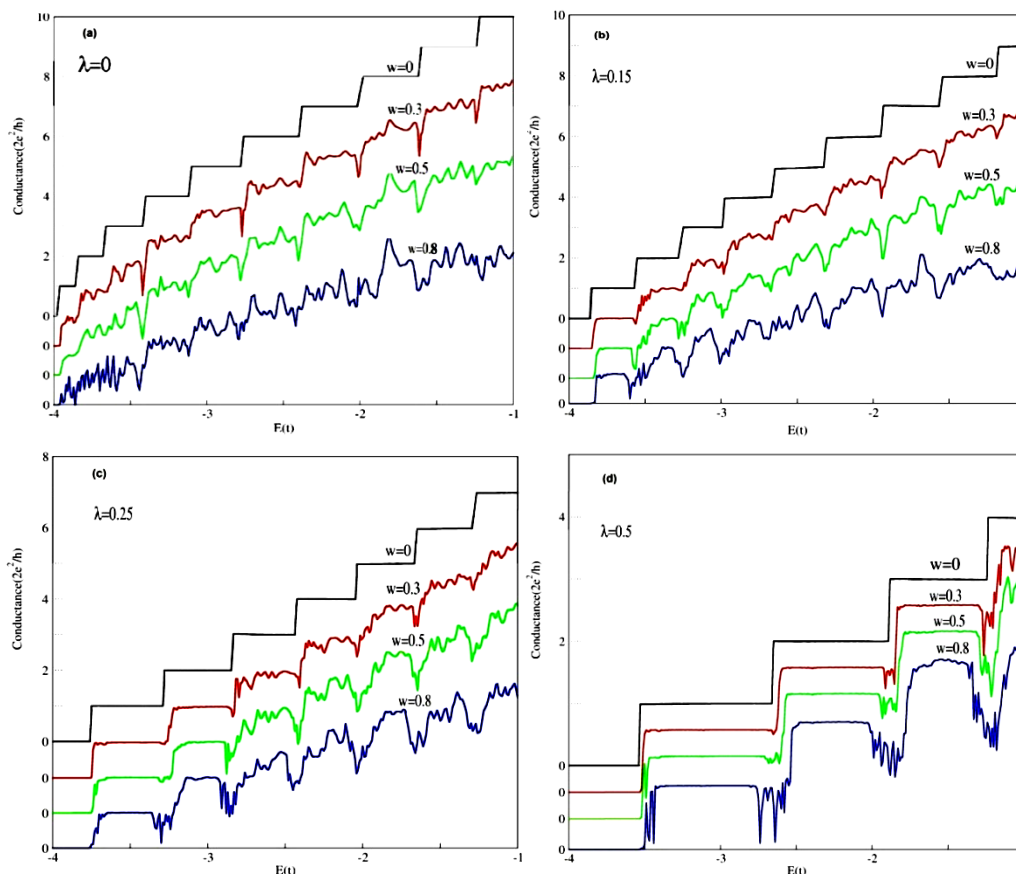
طرف مقابل موجبر قابل اغماض باشد. در حد میدان‌های بسیار قوی چنان که مشاهده می‌شود، حتی برای شدت بی‌نظمی زیاد پس پراکندگی تا حد زیادی متوقف می‌گردد به گونه‌ای که در $\lambda = 0.5$ به ازای بی‌نظمی‌های مختلف تقریباً کوانتتس دقیق رسانایی را داریم. همان طور که از شکل پیدا است در ترازهای بالاتر هنوز احتمال پس پراکندگی وجود دارد و رفتار غیر پله‌ای در رسانایی مشاهده می‌شود. به منظور درک این رفتار متذکر می‌شویم که در این رژیم تنها حالت‌های لبه‌ای هستند که در رسانایی شرکت می‌نمایند؛ لذا اگر بخواهیم پس پراکندگی وجود داشته باشد یک حالت لبه‌ای در یک سمت موجبر باید بتواند با سازوکاری به حالت لبه‌ای سمت مقابل رفته و با حرکت در جهت مخالف در کاهش رسانایی مؤثر باشد. گستردگی فضایی

الکترون‌های ترازهای لانداؤ با رابطه $L_{cyc} = LB \left(n + \frac{1}{4} \right)^{1/2}$ تعیین می‌گردد، بنابراین ترازهای لانداؤی بالاتر دارای حالت‌های لبه‌ای هستند که گستردگی فضایی بیشتری دارند و دقیقاً در لبه سیستم جایگزیده نشده‌اند. این حالت‌ها در عرض موجبر گستردگی دارند و هم‌پوشانی قابل توجهی با توابع موج لبه مقابل خواهند داشت و لذا احتمال پس پراکندگی در اثر بی‌نظمی هنوز وجود دارد. نتایج محاسبات با آنچه که چادری^۱ و دیگران [۱۷]،



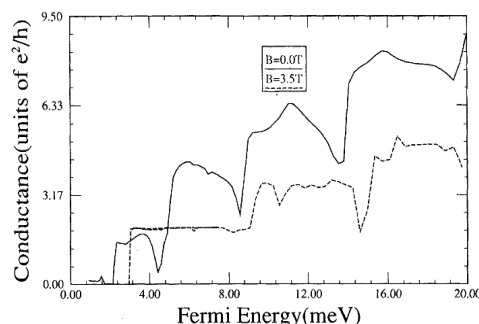
شکل ۷. حذف تدریجی سهم جایگزینی ضعیف بر مغناطوترابرد نمونه با افزایش میدان مغناطیسی در $T = 1.8K$ به ازای میدان‌های الکتریکی $(2.1 V/cm^{-1}, 0.38 V/cm^{-1}, 3.9 mV/cm^{-1})$ [۱۶].

نتایج مربوط به محاسبه رسانایی در نمونه با (40×40) جایگاه در حالتی که بی‌نظمی و میدان مغناطیسی قوی به طور همزمان حضور داشته باشند را در شکل ۷ نشان داده‌ایم. ترابرد در بی‌نظمی‌های مختلف به ازای میدان‌های مغناطیسی $\lambda = 0, 0.15, 0.25, 0.5$ محاسبه شده‌اند. نمودارها در این حالت به وضوح ایجاد حالت‌های لبه‌ای را که مشخصه ورود به رژیم کوانتومی هال است تأیید می‌کنند، زیرا کوانتتس دقیق زمانی ایجاد می‌شود که هم‌پوشانی میان حالت‌های لبه‌ای جایگزیده در دو



شکل ۷. رسانایی یک سیستم شبه یک بعدی بی نظم دوکاناله به ازای پارامترهای بی نظمی $w = 0, 0.3, 0.5, 0.8$ و میدان های مغناطیسی $\lambda = 0, 0.15, 0.25, 0.5$ نمودارهای متوالی جهت وضوح بیشتر در جهت محور رسانایی جابه جا شده اند.

فرمی برای یک سیم کوانتومی GaAs به طول 900 \AA و عرض 1000 \AA شامل چهار ناخالصی جاذب و برای چگالی شار $B = 0.3/5 \text{ T}$ رسم شده است. نمودار مذکور، رفتار پله ای متناظر با پرشدن هر زیر نوار را نشان می دهد. کوانتش رسانش در غیاب میدان مغناطیسی به دلیل پس پراکندگی قابل توجه از ناخالصی به طور محسوسی مختل می گردد، اما زمانی که میدان مغناطیسی $3/5 \text{ T}$ روشن می شود پله ها عریض تر شده و مدهای پایین تر هموارتر می شوند. به منظور روشن شدن نکات مشترک و متمایز این دو نتیجه، در شکل ۷ (الف) نمودار رسانایی در بی نظمی $w = 0.5$ و میدان مغناطیسی $\lambda = 0$ را در نظر بگیرید. مقایسه میان این نمودار و نتایج شکل ۸ در حالتی که میدان مغناطیسی صفر باشد، نشان می دهد که در شکل ۸ به دلیل تعداد کم مراکز بی نظمی، هنوز کلیت رفتار پله ای قابل مشاهده است اما در مدل ما به دلیل تعداد بسیار بیشتر مراکز بی نظمی، رفتار



شکل ۸. بازگشت نسبی کوانتش رسانش در یک نمونه بی نظم با اعمال میدان مغناطیسی. نمونه دارای طول 900 \AA و عرض 1000 \AA و شامل چهار ناخالصی جاذب می باشد. در غیاب میدان مغناطیسی کوانتش کاملاً ضعیف است. چگالی شار $3/5 \text{ T}$ کوانتش رسانش را به طور قابل توجهی بهبود می بخشد و پله ها را عریض تر می نماید [۱۷].

به دست آورده اند مطابقت دارد. شکل ۸ یکی از نتایج محاسبات ایشان را نشان می دهد؛ در این نمودار رسانش بر حسب انرژی

تصحیحی را در رسانش نمونه به دلیل حذف اثر جایگزیدگی ضعیف نشان داد. نمودارها نشان دادند که مرتبه این تصحیح حدوداً $\frac{2e^2}{h}$ است؛ لذا این نتایج با آنچه که به طور تجربی به دست آمده است، سازگار بوده و صحت محاسبات ما را تأیید می‌نماید. در حد میدان‌های مغناطیسی قوی نمودارها گذار به رژیم کوانتومی هال، از طریق توقف پس پراکندگی‌ها به سبب ایجاد حالت‌های لبه‌ای و در نتیجه برگشتن رفتار پله‌ای در رسانایی نمونه را نشان دادند. بررسی نمودارها مشخص نمود که به ازای مدهای پایین‌تر، کوانتش نسبتاً دقیق رسانایی وجود دارد که هرکدام از این پله‌ها نسبت به حالت بدون میدان عریض‌تر شده است؛ اما در ترازهای بالاتر این کوانتش دقیق‌تر تا حدودی مختل شده باقی می‌ماند. این نتایج نیز با محاسبات انجام شده توسط دیگران کاملاً در تطابق بوده و صحت آنها را تأیید می‌نماید.

پله‌ای کاملاً از بین رفته است. در شکل ۷ (ب) در بی‌نظمی $w = 0.5$ و میدان مغناطیسی $\mu = 0.25$ ، کوانتش نسبتاً دقیق رسانایی را تا سومین تراز مشاهده می‌کنیم، که هرکدام از این پله‌ها نسبت به حالت بدون میدان عریض‌تر شده‌اند. اما در ترازهای بالاتر این کوانتش دقیق به دلیلی که در بالا ذکر شد تا حدودی مختل شده باقی می‌ماند. با مقایسه در می‌یابیم که در شکل ۸ در وضعیت میدان غیر صفر نیز رفتار به همین صورت است؛ به عبارت دیگر پله‌ها عریض‌تر شده و مدهای پایین‌تر هموار شده‌اند ولی مدهای بالاتر هنوز اختلال ناشی از بی‌نظمی را نشان می‌دهند.

ترابرد کوانتومی سیستم‌های شبه یک بعدی بی‌نظم را در رژیم همدوس تحت شرایطی که میدان‌های مغناطیسی ضعیف و قوی اعمال شود بررسی نمودیم. نتایج حاصله در حد میدان مغناطیسی ضعیف مادامی که وارد رژیم کوانتومی هال نشده‌ایم،

10. L P Kouwenhoven *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 361.
11. G Metalidis, "Electronic Transport in Mesoscopic Systems", Martin-Luther-Universität (2007).
12. DS Fisher and PA Lee, *Phys. Rev. B* **23** (1981) 6851.
13. P Dietl, "Numerical Studies of Electronic Transport through Graphene Nanoribbons with Disorder", Universität Karlsruhe (2009).
14. P W Anderson, *Phys. Rev.* **109** (1958) 1492.
15. T C Li and S P Lu, *Phys. Rev. B* **77** (2008) 085408.
16. G Stoger *et al.*, *Semicond. Sci. Technol.* **9** (1994) 765.
17. S Chaudhuri and S Bandyopadhyay, *Phys. Rev. B* **47** (1993) 12649.
1. S Datta, "Electronic Transport in Mesoscopic Systems", Cambridge University Press (1995).
2. S Navinder, *Int. J. Mod. Phys. B* **24** (2010) 1141.
3. M Büttiker *et al.*, *Phys. Rev. B* **31** (1985) 6207.
4. M Büttiker, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 1761.
5. Y Imry, "Directions in Condensed Matter Physics", World Scientific Press (1986).
6. T Ihn, "Electronic Quantum Transport in Mesoscopic Semiconductors Structures", Springer (2004).
7. P A Lee and D Stone, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 1622.
8. B J Van Wees *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 848.
9. K von Klitzing, G Dorda, and M Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980) 494.