



# رسانندگی دیفرانسیلی منفی در ابر شبکه‌های نیم‌رسانا با استفاده از معادلات پاشندگی ریزنوار سهموی و سینوسی

قاسم انصاری پور\* و سمیرا شعبانی بهاری

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

**چکیده:** نیاز به افزاره‌های عمل‌کننده در دمای اتاق و آشکارسازهای تابش در محدوده تراهرتز (۰/۲-۱۰) وجود دارد. این نیاز توسط پیشرفت‌های سریع علوم و فناوری‌های تراهرتز در گستره‌ای از نجوم تا زیست امنیتی ایجاد می‌شود. با توسعه برآرائی پرتو مولکولی (MBE) رشد ابر شبکه‌های نیم‌رسانا از مرتبه  $10^2 \text{ \AA}$  انجام می‌شود. این ثابت شبکه بزرگ بوده و می‌تواند رفتارهای غیراهمی میدان بالا را آشکار کند. اثر رسانندگی دیفرانسیلی منفی (NDC) از تعداد زیادی الکترون در لبه مرز ریز نوار ناشی می‌شود. با نزدیک شدن الکترون‌ها به مرز ریز نوار سرعت آن‌ها کاهش یافته و باعث اثر (NDC) می‌شود. در این مقاله، NDC در ابر شبکه‌های نیم‌رسانا برای پتانسیل‌های سینوسی و دوره‌ای چاه مربعی بررسی شد. سرعت‌های سوق حامل استخراج شده در یک ابر شبکه به ترتیب در حدود  $1.8 \times 10^5 \text{ m/s}$  و  $2.6 \times 10^5 \text{ m/s}$  و نسبت بیشینه سرعت سوق به کمینه متناظر در هر دو پتانسیل بیش از ۳ به دست آمد. همچنین، NDC در ابر شبکه‌های نیم‌رسانا برای معادلات پاشندگی سهموی و سینوسی در فرکانس‌های مختلف مطالعه شد. در معادله پاشندگی سهموی، نزدیک نوسانات هارمونیک بلاخ در فرکانس‌های بین نوسان‌های زوج و فرد هارمونیک، NDC فرکانس بالا مشاهده شد.

**واژگان کلیدی:** ابر شبکه، نیم رسانا، نوسانات بلاخ، ریزنوار، پاشندگی سهموی و سینوسی، رسانندگی دیفرانسیلی منفی.

\* gansaripour@basu.ac.ir

گذارد. دو ماده نیم رسانا مختلف به طور دوره‌ای بر روی یکدیگر قرار می‌گیرند تا یک ساختار تناوبی در جهت رشد ایجاد کنند. محصور شدن کوانتومی منجر به مشاهده اثرات اندازه کوانتومی در هتروساختارهای جدا شده چاه کوانتومی می‌شود و ارتباط نزدیکی با ابر شبکه‌ها از طریق پدیده تونل زنی دارد [۱-۳]. بنابراین، این موارد اغلب بر اساس یک مبنای فیزیکی مورد بحث قرار می‌گیرند، اما هر کدام دارای فیزیک متفاوتی هستند که برای کاربرد در دستگاه‌های الکترونیکی و نوری مفید هستند.

ابر شبکه‌ها را می‌توان با استفاده از روش‌های مختلفی تولید کرد، که رایج‌ترین آنها برآرایی پرتو مولکولی MBE و کندوپاش

## ۱- مقدمه

ابر شبکه یک ساختار تناوبی از لایه‌های دو (یا چند) ماده است. به طور معمول، ضخامت یک لایه چندین نانومتر است. همچنین، می‌توان به ساختاری با ابعاد پایین‌تر مانند آرایه‌ای از نقاط کوانتومی (نیم‌رساناهای کوچک و با اندازه زیر ۱۰ نانومتر) یا سیم‌های کوانتومی (استوانه‌هایی با قطر ۱۰-۱۰۰ نانومتر) اشاره کرد.

اگر ابر شبکه از دو ماده نیم رسانا با شکاف‌های نواری متفاوت ساخته شده باشد، هر چاه کوانتومی قوانین انتخاب جدیدی را انتخاب می‌کند که بر شرایط جریان بارها در ساختار تأثیر می‌-

است [۴-۱۰]. با این روش‌ها می‌توان لایه‌هایی با ضخامت‌های چند فاصله اتمی تولید کرد. از شبکه‌های ابررسانا می‌توان در زمینه‌های بسیار زیادی استفاده کرد؛ بنابراین، مدل‌سازی این شبکه‌ها با هدف افزایش کارایی آنها می‌تواند راهکارهای جدیدی را ارایه کند. در نظارت بر اجرای قوانین و شناسایی مواد منفجره یا تشخیص محصولات دارویی غیرمجاز و غیرمعادله‌ی نیز می‌توان از این فناوری استفاده کرد؛ همچنین، در صنایع نظامی مانند طراحی و ساخت ردیاب‌های قابل حمل در میدان‌های جنگی و ردیابی گازهای سمی یا سموم زیستی نیز می‌توان از نتایج به دست آمده استفاده کرد.

اثر رسانندگی دیفرانسیلی منفی<sup>۱</sup> (NDC) از تعداد زیادی الکترون در نزدیک لبه مرزی ریزنوار ناشی می‌شود. با نزدیک شدن الکترون‌ها به لبه ریزنوار سرعت آن‌ها کاهش می‌یابد و این کاهش سرعت موجب اثر NDC می‌شود. این اثر به طراحی و ساخت افزاره‌های با سرعت بینهایت بالا انجامیده است. این افزاره‌ها ظاهراً به جز هنگامی که کوانتوم انرژی فرکانس متناظر کسر قابل توجهی از نوار انرژی باریک باشد محدودیت فرکانسی ندارند.

در این پژوهش، اثر NDC در ابر شبکه‌های نیم رسانا مورد مطالعه قرار گرفته است. بدین منظور رفتار رسانندگی منفی برای پتانسیل‌های سهموی و سینوسی در فرکانس‌های مختلف مورد تحلیل و بررسی قرار می‌گیرد. در این راستا نوسان‌های بلاخ برای دو مدل ریز نوار سهموی و سینوسی نیز با یکدیگر مقایسه می‌شوند.

## ۲- مشاهده‌های نظری

### ۲-۱- ساختار نوار

یک پتانسیل دوره‌ای یک بعدی، یا ابر شبکه، در نیم رساناهای تک کریستالی را در نظر می‌گیریم [۱۱]. این پتانسیل ابر شبکه با تغییرات دوره‌ای ترکیب آلیاژ یا چگالی ناخالصی در حین برآرایی به دست می‌آید. می‌توان دامنه و تناوب پتانسیل ابر شبکه را در محدوده‌ای از مقادیر به طور دلخواه تغییر داد، بطوریکه یک دوره

بسیار کوتاهتر از ۱۰۰ آنگسترم نباشد (حدود ۲۰ برابر طول ثابت شبکه کریستال میزبان). اگر این فاصله، کوتاهتر از مسافت آزاد میانگین الکترون باشد، اثرات پراکندگی انرژی ممکن است مشاهده شود. این اثرات در کریستال میزبان به دلیل نوارهای بسیار باریک مجاز و نوار انرژی ممنوعه که با یک سری از نواحی کوچک در ناحیه بریلوئن متناظر است، دیده نمی‌شود.

اگر زمان پراکندگی الکترون‌ها در شرایط آستانه قرار بگیرد، ترکیب اثر نوار انرژی باریک و ناحیه بردار موج باریک این امکان را فراهم می‌کند که الکترون با میدان‌های الکتریکی متوسط برانگیخته شود و به انرژی و تکانه فراتر از یک نقطه عطف در رابطه  $E-k$  برسد. این منجر به رسانایی دیفرانسیل منفی در جهت ابر شبکه می‌شود. رسانندگی منفی حاصل می‌تواند منجر به دستگاه‌های جدید فوق‌العاده با سرعت بالا شود. این دستگاه‌ها عملاً هیچ محدودیت فرکانسی ندارند به جز زمانی که انرژی کوانتوم برای فرکانس مربوطه کسر قابل توجهی از عرض انرژی ریزنوار است. از آنجایی که پتانسیل‌های پیش‌بینی شده در مقایسه با گاف انرژی نوار نیم رساناهای میزبان کوچکتر هستند و خواص به تغییر دوره‌ای پایدار بستگی دارد، ساختار باید به عنوان یک کریستال توده‌ای آشفته به جای یک سری از اتصالات در نظر گرفته شود.

### ۲-۲- روابط تراپردی

معادلات حرکت از رابطه بین میدان  $F$  اعمال شده در جهت ابر شبکه و میانگین سرعت سوق،  $v_d$ ، به دست می‌آید. [۱۲].

$$\hbar k_x = eF \quad (1)$$

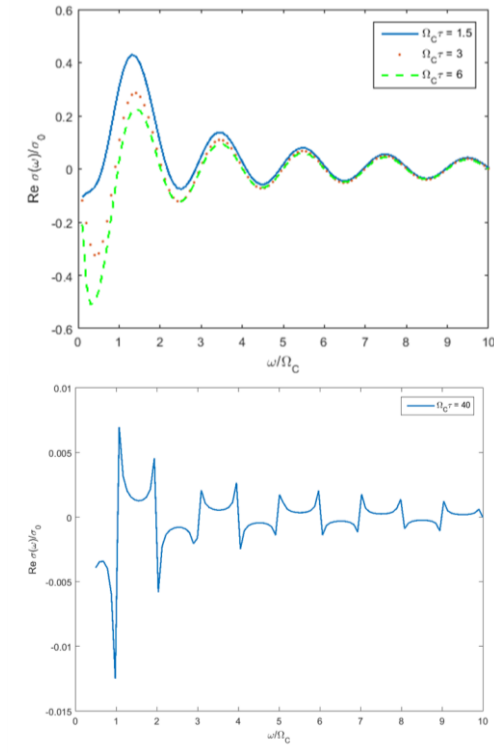
$$v_x = \hbar^{-1} \partial E_x / \partial k_x \quad (2)$$

که در آن  $\hbar$ ،  $F$  و  $e$  به ترتیب ثابت پلانک، شدت میدان الکتریکی و بار الکترون است. با استفاده از رابطه انرژی آزاد بر حسب طول موج دوبروی و مشتق زمانی  $dt$  می‌توان نوشت

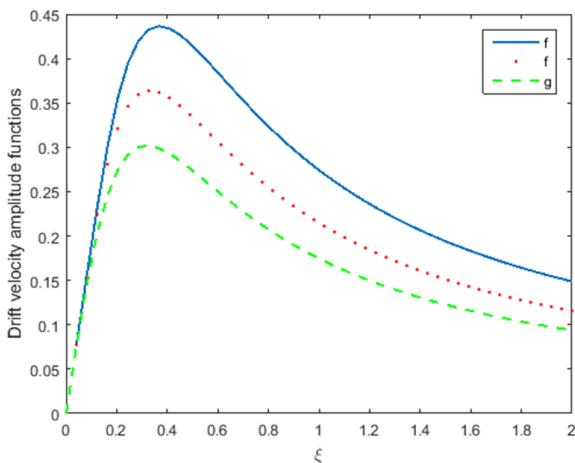
$$dv_x = eF \hbar^{-2} (\partial^2 E_x / \partial k_x^2) dt \quad (3)$$

میانگین سرعت سوق، با در نظر گرفتن زمان واهلش  $\tau$  به صورت زیر تعریف می‌شود:

<sup>۱</sup> Negative Differential Conductivity



شکل ۲ برای مقادیر  $\gamma=0.667$  و  $k_i/k_d=0.82$  و  $k_i/k_d=0.82$  ( $\gamma=1.85$ ) رسم شده است.



شکل ۳: دامنه‌های سرعت سوق به عنوان تابعی از پارامتر کاهش یافته  $\xi = 2eF\tau d/\hbar \equiv k_\tau/k_d$ . خطوط تیره کوتاه پتانسیل سینوسی؛ نقطه چین پتانسیل چاه مربعی تناوبی برای  $k_i/k_d = 0.5$ ؛ و خطوط ممتد پتانسیل چاه مربعی تناوبی برای  $k_i/k_d = 0.82$ .

این منحنی‌ها وجود رسانندگی منفی نشان را می‌دهند، اما مقدار آستانه  $\xi \geq 0.4$  یا  $eF\tau d/\hbar \geq 1.26$  برای منحنی بالا، مربوط به

$$v_d = \int_0^\infty \exp(-t/\tau) dv_x = eF \hbar^{-2} \int_0^\infty (\partial^2 E_x / \partial k_x^2) \exp(-t/\tau) dt \quad (4)$$

با استفاده از تقریب سینوسی  $E-k$ ، به دست می‌آوریم:

$$v_d = g(\xi) [\hbar k_d / m(0)] \quad (5)$$

که در آن

$$g(\xi) = \xi / (1 + \pi^2 \xi^2) \quad (6)$$

به طوری که  $\xi = eF\tau / \hbar k_d \equiv k_\tau / k_d$  جرم موثر و  $E(k)$  برابر است با  $2\hbar^2 / E_1 d^2$ . تابع  $g(\xi)$  در  $\xi = 1/\pi$  دارای بیشینه است و پس از آن کاهش می‌یابد که ناشی از کاهش میانگین سرعت سوق است و به نوبه خود منجر به رسانندگی دیفرانسیل منفی می‌شود چرا که جریان متناسب با  $v_d$  است. در میدان‌های بالا جریان متناسب با  $(F\tau)^{-1}$  است. مقدار  $\xi = 1/\pi$  با  $eF\tau d / \hbar$  مطابقت دارد. این شرایط آستانه را می‌توان با شدت میدان الکتریکی  $F = 10^3 \text{ V/cm}$  و زمان واهلش  $\tau = 0.67 \text{ ps}$  به دست آورد. برای  $\gamma$  کوچک ( $\gamma = \frac{v_1}{E_0}$ )، زمانی که  $E(k)$  یک تابع سینوسی نیست، رابطه  $E-k$  به دو بخش، سهمی‌هایی با انحنای مخالف تقریب زده می‌شود، که در نقطه عطف  $(E_i, k_i)$  به هم متصل می‌شوند. در اینجا  $k_i$  بردار موج در نقطه ماکزیمم منحنی  $E-k$  است.

برای میانگین سرعت سوق در این مورد داریم:

$$v_d = f(\xi) [\hbar k_d / m(0)] \quad \text{و} \quad (7)$$

$$f(\xi) = \xi \left[ 1 + \frac{2k_d \sinh(k_i/k_d \xi)}{k_d - k_i 2 \exp(2/\xi) - 1} - \frac{k_d}{k_d - k_i} \exp(-k_i/k_d \xi) \right] \quad (8)$$

دامنه سرعت سوق را برای پتانسیل سینوسی با تابع  $g(\xi)$  در رابطه (۶)، و همچنین برای چاه پتانسیل مربعی دوره ای با تابع  $f(\xi)$ ، رابطه (۸)، در

است ( $\Omega_c \tau > 1$ )، امکان پذیر است. برای ( $\omega \tau \gg 1$ ) قسمت حقیقی فرکانس بالا رسانندگی،  $\sigma(\omega)$ ، دارای یک ساختار مشخصه با بیشترین مقدار منفی در فرکانس  $\Omega_c$  در نزدیکی  $\omega = \Omega_c \sqrt{1 - (\Omega_c \tau)^{-2} - 2(\Omega_c \tau)^{-1}}$  است. اصل چنین رفتاری از رسانندگی فرکانس بالا، با واکنش تشدید کننده نوسانات بلاخ با میدان خارجی وابسته به زمان مرتبط است. در نتایج واینر-استارک این مولفه تشدید کننده یک نتیجه آشکار از پایداری انرژی در انتقال الکترون همراه با جذب یا انتشار فوتون است [۱۸، ۱۹].

در تقریب بالاتر تغییر شدید در مولفه‌های تقویت کننده میدان وابسته به زمان، منجر به ناهماهنگی نوسانات بلاخ می‌شود. بویژه واکنش‌های شدید نوسانگرهای هم‌هنگ بلاخ با میدان خارجی، باعث تقویت میدان هم‌هنگ با فرکانس  $\omega \sim \nu \Omega_c$  ( $\nu$  عدد صحیح است) می‌شود. چنین تقویت کننده‌ای می‌تواند در ناحیه‌ی جریان-ولتاژ مشخصه رسانندگی دیفرانسیل استاتیک مثبت رخ - دهد، که در فرکانس پایین دامنه اشباع ناپایدار خیلی مهم است. رفتار الکترون‌های فرکانس بالا در ابرشبکه‌ها دارای دو معادله پاشندگی ریز نوارهای مختلف است که به بررسی آن‌ها می‌پردازیم.

۱- معادله پاشندگی سینوسی که بطور عام در تقریب تنگ بست استفاده می‌شود.

$$\varepsilon_3(k_3) = \frac{\Delta}{2} (1 - \cos(k_3 d)) \quad (9)$$

در اینجا  $\varepsilon_3$  انرژی الکترون و  $k_3$  بردار موج در محور ابرشبکه و  $\Delta$  پهنای ریز نوار است. در این مورد ناحیه‌ای با جرم موثر الکترون منفی در نیمه بالایی ریز نوار وجود دارد.

۲- معادله پاشندگی سهموی در ناحیه فاقد جرم موثر منفی ولی دارای بازتاب براگ در نقطه  $k_3 = \mp \pi/2$  بکار می‌رود.

$$\varepsilon_3(k_3) = \frac{\hbar^2 k_3^2}{2m_3} - \frac{\pi}{d} < k_3 < \frac{\pi}{d} \quad (10)$$

برای آنالیز رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا، جریان ابرشبکه برای یک معادله پاشندگی ریز نوار دلخواه در حضور میدان الکتریکی خارجی زیر به دست می‌آید [۲۰]:

$$E(t) = E_c + E_1 \cos \omega t \quad (11)$$

نمودار  $f(\xi)$ ، کمی بیشتر از نمودار مربوط به تابع  $g(\xi)$  که در آن رابطه  $E-k$  سینوسی است، است. از آنجا که نقطه ماکزیمم به سمت مرز ناحیه کوچک در حال تغییر است، میدان‌های بالاتر یا زمان پراکندگی طولانی‌تر برای به دست آوردن رسانندگی منفی لازم است. در به دست آوردن جواب برای سرعت سوق متوسط، معادله (۴) و (۵)، دو فرض شده است: اول  $k_x = eFt/\hbar$  و  $k_x \approx 0$ ،  $t=0$ ، فرض بر این است که در نیم رساناهای کمتر آلییده شده قابل توجیه است [۷]. دومی فرض یک تقریب معقول در عرض نوار مجاز است که باریک می‌شود. در این دو به عنوان مثال،  $m = 0.025m_0, 0.07m_0$  جرم کوچکتر به دمای نزدیک به  $1000K$  نیاز دارد، در حالی که جرم بزرگتر فقط به دمای  $100K$  برای رسیدن به ناحیه رسانندگی دیفرانسیل منفی نیاز دارد. این دمای الکترون که تابعی از دامنه و مشخصات پتانسیل تناوبی است، می‌تواند با طراحی مناسب سازه بسیار پایین نگه داشته شود. در چنین مواردی نمونه می‌تواند با میدان الکتریکی دمای کم کار کند؛ دماهای پایین‌تر برای بدست آوردن زمان‌های پراکندگی طولانی‌تر مفید است.

## ۲-۳- رسانندگی در ابرشبکه‌های نیم‌رسانا

ابربشه‌های نیم‌رسانا به دلیل خواص الکتریکی منحصر بفرد آنها در چند دهه گذشته مورد توجه بوده است. دوره تناوب زیاد آنها منجر به شکل‌گیری منطقه باریک بریلیون ( $10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-1}$ ) و انرژی ریز نوار ( $10^{-3} - 10^{-1} \text{ eV}$ ) [۸]. به دلیل باریکی این ریز نوارها نوسانات بلاخ [۹] را در میدان الکتریکی استاتیک نسبتاً ضعیف ( $10^2 - 10^4 \text{ V/cm}$ ) مشاهده می‌شود [۱۶].

در تقریب تنگ بست<sup>۲</sup> ابرشبکه، میدان الکتریکی استاتیک با قدرت  $E_c$  فقط میدان با فرکانس  $\omega < \sqrt{\Omega_c^2 - \tau^2}$  را می‌تواند تقویت کند که در آن  $\Omega_c = eE_c d/\hbar$  و  $d$  دوره تناوب ابرشبکه و  $\tau$  زمان واهلش است [۱۷]. تقویت فقط در ناحیه ای از مشخصات جریان-ولتاژ که دارای رسانندگی دیفرانسیل منفی

<sup>۲</sup>Tight-binding approximation

$$\sigma(\omega, \Omega_c) = \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\sigma_{0v}}{(1+(v\Omega_c\tau)^2+(\omega\tau)^2)^2+4(\omega\tau)^2} \left(1 - \frac{(v\Omega_c\tau)^2 + (\omega\tau)^2 + i\omega\tau \frac{1-3(v\Omega_c\tau)^2+(\omega\tau)^2}{1+(v\Omega_c\tau)^2}}{1+(v\Omega_c\tau)^2}\right) \quad (20)$$

$$\sigma_{0v} = \frac{e d \tau}{\hbar} v j_{0v} \quad (21)$$

این بیان برای هر معادله پاشندگی ریز نوار معتبر است.

#### ۴-۲- رسانندگی الکترون با فرکانس بالا

نتایجی که برای ریز نوار اصلی به دست آمده را برای دو معادله پاشندگی ریز نوار که از روابط (۹) و (۱۰) به دست می‌آید را به کار می‌بریم. با جایگذاری این معادلات در معادله (۱۹) برای معادله پاشندگی سینوسی:

$$j_{0v} = \delta_{v1} j_0, \quad j_0 = \frac{e n d}{\hbar} \left( \frac{\Delta}{2} - \langle \varepsilon_3 \rangle_0 \right) = \frac{e n d \Delta}{2 \hbar} I_v \left( \frac{\Delta}{2T} \right) I_0^{-1} \left( \frac{\Delta}{2T} \right) \quad (22)$$

و برای معادله پاشندگی سهموی:

$$j_{0v} = (-1)^{v+1} \frac{2 \hbar n s}{m d v} \exp\left(-\frac{\pi^2 T}{4 \Delta} v^2\right), \quad \Delta = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 m d^2} \quad (23)$$

به دست می‌آید. در اینجا  $n$  تعداد الکترون در واحد حجم و  $\langle \varepsilon_3 \rangle_0$  میانگین طولی تعادل انرژی الکترون و  $I_v(x)$  تابع بسل تعمیم یافته است. دومین تساوی معادله (۲۲) آمار غیر تبهگنی استاتیک ماکسول ویلیان را برای  $T$  دلخواه و معادله (۲۳) آمار ماکسول را برای  $T < \Delta$  به دست می‌دهد. همچنین برای ابرشبکه‌ها با معادله پاشندگی سینوسی، نوسات بلاخ تنها هماهنگ‌های اساسی را در برمی‌گیرد.  $\sigma_{0v} = \sigma_0 \delta_{1v}$  رسانندگی استاتیک ابرشبکه) برای معادله پاشندگی غیر سینوسی جملاتی با  $v > 1$  در رسانندگی رابطه (۲۰) سهم دارند.

این مشارکت می‌تواند از جابجایی  $\Omega_c$  با  $v\Omega_c$  به دست می‌آید. این جابجایی معادل افزایش دوره تناوب ابرشبکه توسط مولفه  $v$  و در نتیجه کاهش محدوده عدد موج ریز نوار بریلیون توسط مولفه  $1/v$  است. برای نشان دادن این رفتار از معادله پاشندگی سهموی استفاده می‌کنیم.

در این مورد بر طبق معادله (۲۳)، برای  $T \rightarrow \infty$  داریم:

که در آن  $f_0(\varepsilon, T)$  و  $f(k, t)$  به ترتیب تابع توزیع غیر تعادلی و تعادلی هستند.  $T$  دمای ابرشبکه است و  $E$  میدان الکتریکی بکار رفته در طول محور ابرشبکه است. با استفاده از دوره ای بودن در فضای  $k$ ، تابع مورد نظر را با سری فوریه بسط می‌دهیم:

$$\varepsilon(k) = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} \varepsilon(v, k_{\perp}) \exp(ivk_3 d) \quad (13)$$

$$f_0(\varepsilon, T) = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} F_v(k_{\perp}) \exp(ivk_3 d) \quad (14)$$

$$f(k, t) = \sum_{v=-\infty}^{+\infty} F_v(k_{\perp}) \exp(ivk_3 d) \Phi_v(t) \quad (15)$$

$F_v$  ضریب فوریه تابع توزیع تعادلی است.

$$F_v(k_{\perp}) = \frac{d}{2\pi} \int_{-\pi/d}^{\pi/d} f_0(k) \exp(-ivk_3 d) dk \quad (16)$$

را از قسمت تعادلی آن  $F_v$ ، مشخص می‌دند و  $\kappa_{\perp}$  مولفه عمودی بردار موج در محور ابرشبکه است. با جایگزین کردن معادله (۱۵) در معادله (۱۲) انرژی جنبشی برای تابع چند مولفه‌ای  $\Phi_v(t)$  به دست می‌آید.

$$\tau \frac{d\Phi_v(t)}{dt} + (1 + iv\tau\Omega(t))\Phi_v(t) = 1 \quad (17)$$

به طوری که  $\Omega(t) = \frac{e d E(t)}{\hbar}$  و با شرط  $\Phi_v(0) = 1$  جریان متوسط ابرشبکه را می‌توان برحسب تابع  $\Phi_v(t)$  به صورت زیر بیان کرد:

$$j(t) = \frac{i}{2} \sum_{i=1}^{\infty} j_{0v} \Phi_v(t) + c.c \quad (18)$$

که در آن

$$j_{0v} = -\frac{4e d}{\hbar} v \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} F_v(k_{\perp}) \varepsilon(k) \exp(ivk_3 d), \quad j_{0v}^* = -j_{0,-v} \quad (19)$$

با حل معادله (۱۷) و قراردادن میدان الکتریکی رابطه (۱۱) رسانندگی دیفرانسیل ابرشبکه خطی مختلط با فرکانس  $\omega$  در حضور میدان استاتیک  $E_c$  به دست می‌آید:

انرژی  $\hbar\omega$  ( $\varepsilon > \hbar\omega$ ) با زمان گذار فونون و پهنای ریز نوار به خوبی تعیین می‌گردد. بنابراین، در ابرشبکه جریان خیلی باریک‌تر از نیم رسانای کامل است. افزون بر این، اگر  $\tau_0$  خیلی کوچک نباشد با احتمال محدود  $(1 - \alpha)$  بازتاب براگ قبل از گذار فونون اتفاق می‌افتد. در این‌گونه موارد نوسانات الکترون‌ها دو فرکانس انتقال مشخصه  $2\Omega_c, \Omega_c$  دارند و تابع توزیع الکترون در مقادیر  $k_3$  مثبت و  $k_3$  منفی به شدت نوک تیز می‌شود. حرکت تناوبی الکترون با فرکانس  $2\Omega_c$  می‌تواند منجر به رسانندگی دیفرانسیل منفی فرکانس بالا در فرکانس‌های نزدیک به  $2v\Omega_c$  (۱ یک عدد صحیح است) شود [۱۴]. این پدیده ناشی از تجمع الکترون در فضای تکانه نزدیک مقادیر  $k_3$  ناشی از یک میدان الکتریکی استاتیک قوی با پراکندگی فونون نوری و در هم تنیدگی توزیع تکانه الکترون با هماهنگ‌های میدان در فرایندهای واهلش است.

شرایط لازم برای چنین رسانندگی منفی، پراکندگی ضعیف الکترون در ناحیه غیر فعال ( $\Omega_c\tau > 1$ ) و عمق نفوذ کم در ناحیه فعال (پاشندگی الکترون-فونون) است. بطور خلاصه، جریان در ابرشبکه دارای ویژگی‌های زیر است که از نیم رسانای کامل متمایز می‌شود:

۱- عمق نفوذ الکترون در ناحیه فعال توسط پهنای ریز نوار مستقل از زمان گذار فونون تعیین می‌شود.

۲- جریان برای  $k_3$  مثبت و منفی رخ می‌دهد و دو فرکانس انتقال مشخصه در فضای تکانه وجود دارد.

۳- وابستگی سرعت الکترون به تکانه غیرخطی است. دینامیک الکترون در ناحیه غیرفعال توسط معادله بولتزمن (۱۲) با شرایط مرزی زیر و معادله بقا ذرات توصیف می‌شوند:

$$f\left(-\frac{\pi}{d}\right) = (1 - \alpha)f\left(\frac{\pi}{d}\right) \quad (29)$$

برای سادگی تابع توزیع اولیه الکترون را به فرم زیر در نظر می‌گیریم:

$$f_0(k_3) = 2\pi n\delta(k_3) \quad (30)$$

با قرار دادن معکوس زمان واهلش  $\tau^{-1}$ ، داخل همه توابع، با فرض اینکه میدان  $E_1$  در معادله (۱۱) خیلی کوچکتر از  $\hbar|\omega + i\tau^{-1}|/e\alpha$  (تقریب خطی) است، می‌نویسیم

$$f(k_3, t, \tau^{-1}) = f_c(k_3, \tau^{-1}) + f_1 \quad (31)$$

$$\sigma_{0v} = (-1)^{v+1} 2\sigma_0 \quad (24)$$

با جایگزین کردن معادله (۲۴) در معادله (۲۰) و عمل جمع روی  $v$ ، قسمت حقیقی رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا را به دست می‌آوریم:

$$\text{Re}\sigma(\omega, \Omega_c) = \sigma_0 \left( \frac{1}{1+(\omega\tau)^2} - \frac{\pi \cosh(\pi/\Omega_c\tau) \sin(\pi\omega/\Omega_c)}{\Omega_c\omega\tau^2(\sinh^2(\pi/\Omega_c\tau) + \sin^2(\pi\omega/\Omega_c))} \right) \quad (25)$$

در تقریب  $\omega > \Omega_c \gg \tau^{-1}$  را می‌توان بازنویسی کرد:

$$\text{Re}\sigma(\omega, \Omega_c) = -\sigma_0 \frac{(\Omega_c/\pi\omega)\sin(\pi\omega/\Omega_c)}{1+(\Omega_c/\pi\omega)^2\sin^2(\pi\omega/\Omega_c)} \quad (26)$$

با پیروی از معادله (۲۶) علامت قسمت حقیقی رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا در  $\omega \sim v\Omega_c$  تغییر می‌کند. برای  $\omega\tau \ll 1$  معادله (۲۵) به روابط رسانندگی دیفرانسیل استاتیک محدود می‌شود.

$$\sigma(0, \Omega_c) = \sigma \left( 1 - (\pi/\Omega_c\tau)^2 \frac{\cosh(\pi/\Omega_c\tau)}{\sinh^2(\pi/\Omega_c\tau)} \right) \quad (27)$$

که برای  $\Omega_c\tau > 1.17$  منفی است.

## ۵-۲- اثرات فونون در دینامیک الکترون در فرکانس بالا

در ساختار نیم رساناهایی که الکترون بستگی قوی به فونون‌های نوری دارد، بازتاب براگ ممکن است موجب گسیل فونون و بازگشت الکترون به پایین ریز نوار شود. فرض می‌شود پهنای ریز نوار  $\Delta$ ، مساوی یا کمی بزرگتر از انرژی فونون  $\hbar\omega_0$  باشد و همچنین، زمان مشخصه گذار فونون  $\tau_0$ ، از همه زمان‌های واهلش کوتاهتر باشد. اگر پراکندگی در ناحیه غیر فعال حضور نداشته باشد (ناحیه‌ای که انرژی  $\hbar\omega_0 < \varepsilon$  است)، حرکت الکترون‌ها در فضای تکانه با فرکانس  $2\Omega_c$ ، تناوبی است و در فضای مکان، نوسان‌هایی با فرکانس مشابه و سرعت سوق زیر بیان می‌شود:

$$\langle V \rangle = \frac{d}{\pi\hbar} \int_0^{\pi/d} \frac{\partial \varepsilon(k_3)}{\partial k_3} dk_3 \quad (28)$$

در این مورد، تابع توزیع تکانه الکترون نوک تیز می‌شود (در جهت  $k_3$  به شدت اوج می‌گیرد). برخلاف نیم رسانای کامل، برای یک ابرشبکه میزان نفوذ الکترون در ناحیه فعال (ناحیه‌ای با

$$f_1(k_3, t, \tau^{-1}) = \frac{i E_c}{\omega \tau E_c} [f_1(k_3, \tau^{-1}) - f_1(k_3, \tau^{-1} - i\omega)] \quad (37)$$

در نتیجه رسانندگی فرکانس بالا با رابطه زیر به رسانندگی استاتیک مربوط است.

$$\sigma(\omega, \tau^{-1}) = \frac{i}{\omega \tau} [\sigma_c(\tau^{-1}) - \sigma_c(\tau^{-1} - i\omega)] \quad (38)$$

باید تاکید کرد که نزدیکی مقدار رسانندگی استاتیک برای معادلات پاشندگی ریز نوار به معنی نزدیکی رسانندگی فرکانس بالای متناظر با آن نیست. در رابطه (۳۸) مشخص است از جایگذاری فرکانس حقیقی کوچک نسبی ( $\tau^{-1}$ ) با مقدار مختلط به نسبت بزرگ ( $\tau^{-1} - i\omega$ ) منجر به جملات تشدید و تغییر فاز مهم بین جریان و میدان اعمال شده می‌شود. فقط قسمت دوم سمت راست معادلات (۳۵) و (۳۶) در قسمت حقیقی رسانندگی فرکانس بالا مشارکت دارند. بدیهی است فرم معادله (۳۷) و (۳۸) که قسمتی از تابع توزیع  $f_1(k_3, \tau^{-1} - i\omega)$  دلالت دارد، حاوی یک مولفه با سرعت  $eE_c$  و طول موج  $\lambda = \frac{2\pi\Omega_c}{\omega d}$  باشد.

تبادل شدت انرژی بین چگالی موج الکترون و میدان هارمونیک بکاربرده شده در فرکانس نزدیک به فرکانس هماهنگ انتقال و  $\omega \sim 2\Omega_c v$  برای جریان یک طرفه و  $\omega \sim \Omega_c v$  برای جریان دو طرفه وجود دارد. در این موارد یک تقریب عدد صحیح از طول موج  $\lambda$  در ناحیه انتقال متناظر  $\frac{\pi}{d}$  یا  $\frac{2\pi}{d}$  وجود دارد.

برای معادله پاشندگی سینوسی رسانندگی فرکانس بالا به فرم زیر است:

$$Re\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0 [(1+(\omega\tau)^2 - (\Omega_c\tau)^2) \sinh(\pi/\Omega_c\tau) + (1+(\omega\tau)^2 + (\Omega_c\tau)^2)(\omega\tau)^{-1}]}{((1-(\omega\tau)^2 + (\Omega_c\tau)^2)^2 + 4(\omega\tau)^2) (\cosh(\pi/\Omega_c\tau) - \cos(\pi\omega/\Omega_c))} \times \sin(\pi/\Omega_c\tau) \quad (39)$$

در حالی که برای معادله پاشندگی سهموی از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0 \left( \frac{1+i\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2} - \frac{\pi}{2\Omega_c\omega\tau^2} \times \frac{\sin(\pi\omega/\Omega_c) + 2i \coth(\pi/2\Omega_c\tau) \sin^2(\pi\omega/\Omega_c)}{\cosh(\pi/2\Omega_c\tau) - \cos(\pi\omega/\Omega_c)} \right)}{(40)}$$

$$j_c(k_3, \tau^{-1}) = \frac{2\pi n d}{\Omega_c \tau} \frac{\exp\left(\frac{k_3 d}{\Omega_c \tau}\right)}{\left(1 - \exp\left(-\frac{\pi}{\Omega_c \tau}\right)\right) \left(1 + (1-\alpha) \exp\left(-\frac{\pi}{\Omega_c \tau}\right)\right)} \times \begin{cases} 1, & 0 < k_3 < \pi/d \\ (1-\alpha) \exp(-\pi/d), & \pi/d < k_3 < 0 \end{cases} \quad (32)$$

و  $f_1(k_3, t, \tau^{-1}) = f_1(k_3, \tau^{-1}) \exp(-i\omega t)$  در معادله خطی بولتزمن ذیل صدق می‌کند.

$$eE_c \frac{\partial f_1(k_3, \tau^{-1})}{\hbar \partial k_3} + eE_1 \frac{\partial f_c(k_3, \tau^{-1})}{\hbar \partial k_3} = -(\tau^{-1} - i\omega) f_1(k_3, \tau^{-1}) \quad (33)$$

با شرایط مرزی معادله (۲۹) و شرط بقاء ذره

$$\int_{-\pi/d}^{\pi/d} f_1(k_3, \tau^{-1}) \frac{dk_3}{2\pi} = 0 \quad (34)$$

تابع توزیع استاتیک معادله (۳۳) تعیین جریان-ولتاژ مشخصه استاتیک را تسهیل می‌کند. معادله پاشندگی ریز نوار سینوسی توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$j_c = \tilde{j}_0 \frac{\Omega_c \tau}{1 + (\Omega_c \tau)^2} \frac{1 - (1-\alpha) \exp(-\pi/\Omega_c \tau)}{1 + (1-\alpha) \exp(-\pi/\Omega_c \tau)} \coth\left(\frac{\pi}{2\Omega_c \tau}\right) \quad (35)$$

در حالی که در مورد معادله پاشندگی ریز نوار سهموی داریم:

$$j_c = \tilde{j}_0 \left(\frac{2}{\pi}\right)^2 \left( \Omega_c \tau - \frac{(2-\alpha)\pi}{2 \sinh(\pi/\Omega_c \tau) - \alpha(1 - \exp(-\pi/\Omega_c \tau))} \right) \quad (36)$$

می‌تواند از بین برود، فقط اگر جرم موثر الکترون منفی باشد، در قسمتی از منطقه بریلیون وجود دارد. برای بررسی خواص الکترونیک ابرشبکه در فرکانس بالا، در تابع توزیع  $f_1(k_3, \tau^{-1})$  (۳۳) با  $\alpha = 0$  و  $\tau = 1$  قرار می‌دهیم.

۶-۲- معادله پاشندگی بهینه ریز نوار برای تقویت زمینه فرکانس بالا

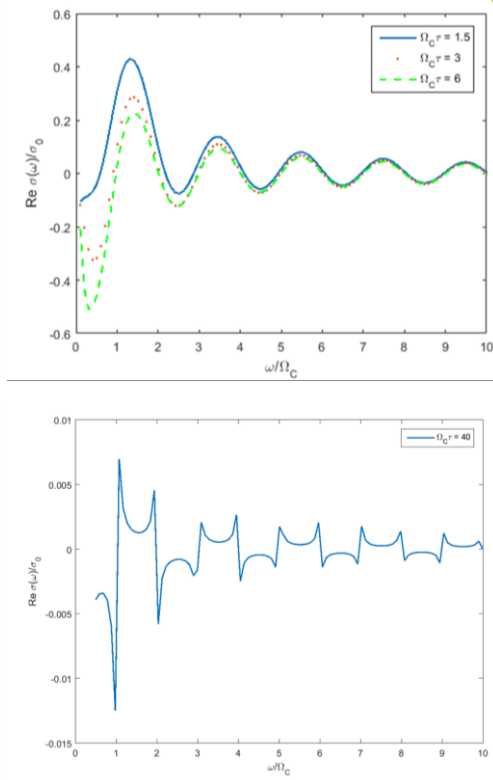
با جایگذاری این معادلات در  $Re\sigma(\omega) = \sigma_a(\omega) + \sigma_s(\omega)$  به دست می‌آوریم:

$$Re\sigma(\omega) \approx \frac{-\sigma_0}{4\nu(1+(\tau\delta\omega)^2)} \left( (1+\eta) \frac{\delta\omega}{\Omega_c} + \frac{1-(-1)^\nu \eta - 1}{\pi\nu} \frac{\eta - 1}{\Omega_c\tau} \right) \quad (44)$$

که در آن  $\eta = m_1/m_2$  است.

### ۳- نتایج و بحث

نمودار رسانندگی دیفرانسیلی منفی (قسمت حقیقی) فرکانس بالا برحسب  $\frac{\omega}{\Omega_c}$  را محاسبه و رسم و در شکل ۲ نشان داده‌ایم.



شکل ۲: رسانندگی دیفرانسیلی فرکانس بالا برای معادله پاشندگی سهموی. (الف) برای  $\tau = 1.5, 3, 6$  و (ب) برای  $\tau = 40$ .

نمودار معادله پاشندگی سهموی در شکل ۲ (الف) آمده است. شکل ۲ (ب) شدت مولفه رسانندگی دیفرانسیلی فرکانس بالا برای مقادیر بالا  $\tau = 40$  (غیر واقعی) را به طور واضح نشان می‌دهد. از شکل ۲ و معادله (۲۶) واضح است که رسانندگی دیفرانسیلی فرکانس بالا نزدیک نوسانات هارمونیک بالا، در فرکانس‌ها  $\omega > 2\nu\Omega_c$  و  $\omega < (2\nu + 1)\Omega_c$  بین نوسان‌های زوج و فرد هارمونیک منفی است. این رفتار نتیجه علامت ضرایب

در قسمت قبلی، نشان داده شد که مقدار رسانندگی دیفرانسیلی منفی فرکانس بالا در فرکانس جابجایی نه تنها به مکانیزم پراکندگی الکترون‌ها در ناحیه فعال و احتمال انتشار فونون نوری وابسته است، بلکه به معادله پاشندگی ریز نوار هم حساس است. بخصوص برخلاف انتظار، وجود ناحیه جرم موثر منفی الکترون با ایجاد فرکانس بالای منفی مخالفت می‌کند. ریزنوارهایی که در آنها سرعت‌های الکترون در قسمت بالای نوار نسبت به قسمت انتهایی نوار خیلی زیاد هستند، برای رسانندگی دیفرانسیلی منفی فرکانس بالا مطلوب‌ترند. در این مورد نوسان تابع توزیع الکترون در فضای تکانه یک جریان بزرگ وابسته به زمان القا می‌کند و همچنین، سهم مولفه سرعت متقارن در رسانندگی دیفرانسیلی فرکانس بالا در فرکانس تشدید منفی می‌شود. برای بررسی این رسانندگی یک ساختار (ابر چهاربر<sup>۳</sup>) با معادله پاشندگی ریز نوار زیر در نظر می‌گیریم:

$$\varepsilon(k_3) = \frac{\hbar^2}{2} \begin{cases} \frac{k_3^2}{m_1}, & 0 < |k_3| < \frac{\pi}{2d} \\ \frac{k_3^2}{m_2} - \frac{\pi}{d} \left( \frac{1}{m_2} - \frac{1}{m_1} \right) \left( |k_3| - \frac{\pi}{4d} \right), & \frac{\pi}{2d} < |k_3| < \frac{\pi}{d} \end{cases} \quad (41)$$

در ناحیه  $0 < |k_3| < \frac{\pi}{2d}$ ، الکترون‌ها دارای یک جرم موثر مثبت  $m_1$  و در ناحیه  $\frac{\pi}{2d} < |k_3| < \frac{\pi}{d}$ ، آن‌ها دارای جرم موثر مثبت متفاوت  $m_2$  هستند. از نظر کیفی معادله پاشندگی مشابه در چاله لایه‌های کوانتومی و همچنین، ساختار مصنوعی دارای جرم الکترون متفاوت در قسمت‌های مختلف ریز نوار یافت می‌شوند [۲۱]. برای چنین معادله پاشندگی مولفه سرعت الکترون متقارن و پاد متقارن با روابط زیر به دست می‌آید:

$$V_a(k_3) = \frac{\hbar}{2} \left( \frac{1}{m_2} + \frac{1}{m_1} \right) \left( k_3 - \frac{\pi}{2d} \right) \quad (42)$$

و

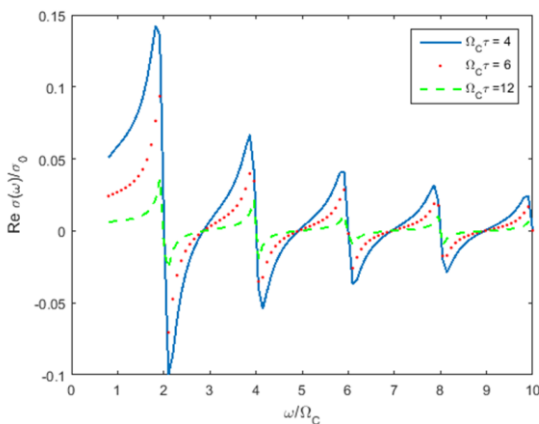
$$V_s(k_3) = \frac{\hbar}{2} \left( \frac{1}{m_2} - \frac{1}{m_1} \right) \left| k_3 - \frac{\pi}{2d} \right| + \frac{\hbar\pi}{2m_1d} \quad (43)$$

<sup>۳</sup>Superquadratic



شبکه‌ای با معادله پاشندگی سینوسی،  $V(k_3) = V_s(k_3)$  است و برای معادله پاشندگی سهموی  $V(k_3) = V_a(k_3) + const$  بنابراین رسانایی منفی دیفرانسیل فرکانس بالا در برای معادله پاشندگی ریز نوار سینوسی وجود ندارد و برای معادله پاشندگی ریز نوار سهموی رخ می‌دهد.

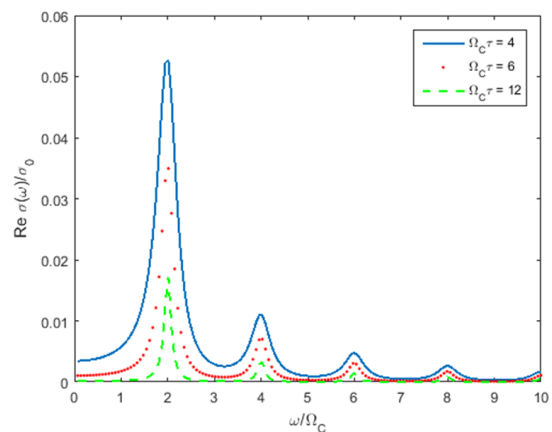
نزدیک هر هماهنگ  $(2v\Omega_c)$ ، هر دو قسمت حقیقی و موهومی در رسانندگی فرکانس بالا، اغلب به  $\alpha$  وابسته هستند زیرا فقط در مورد سهموی، هماهنگهای زوج فوریه سرعت الکترون به  $\alpha$  وابسته نیستند. در مجاورت هماهنگهای فرد،  $(2v+1)\Omega_c$  شدت فرکانس فقط برای  $\alpha$  کوچک وجود دارد. باید توجه داشت رسانندگی فرکانس بالا یک مقدار بزرگ منفی است که می‌تواند منجر به ناپایداری تعادلی ابرشبکه نزدیک فرکانس جابجایی شود. جریان وابسته به زمان از نوسان مشترک تابع توزیع الکترون در فضای تکانه توسط میدان وابسته به زمان، بازتاب براگ و پراکندگی، ناشی می‌شود. نوسان با میدان وابسته به زمان مرتبط است. برای این نوسان غیر صفر لازم است که پراکندگی الکترون در فضای تکانه جابجا شود و توسط یک میدان قوی استاتیک و بازتاب براگ ایجاد شود که باید غیر همگن باشد. بخصوص پراکندگی در ناحیه غیرفعال،  $\alpha = 1$  و  $f_c(k_3)$  ثابت، نوسان وجود ندارد. علاوه بر این، با تحریک کردن زیاد جریان نوسانات سرعت الکترون باید خیلی به تکانه وابسته باشد و در آخر برای تولید رسانندگی دیفرانسیل منفی، فاز جریان با فاز میدان بیشتر از  $\frac{\pi}{2}$  جابجا می‌شود.



شکل ۳: رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا برای جریان یک طرفه  $\Omega_c \tau = 4, 6, 12$  برای معادله پاشندگی ریز نوار سهموی.

فوریه در معادله پاشندگی سهموی است که در معادله (۲۴) منعکس شده است. در ابرشبکه‌های دارای معادله پاشندگی ریز نوار غیرسینوسی، تقویت میدان خارجی وابسته به زمان برای فرکانس‌های بزرگتر از فرکانس بلاخ، نزدیک هماهنگ‌هایش و حتی مهمتر، در ناحیه‌ای از مشخصات جریان-ولتاژ با رسانندگی دیفرانسیل استاتیک مثبت ممکن است.

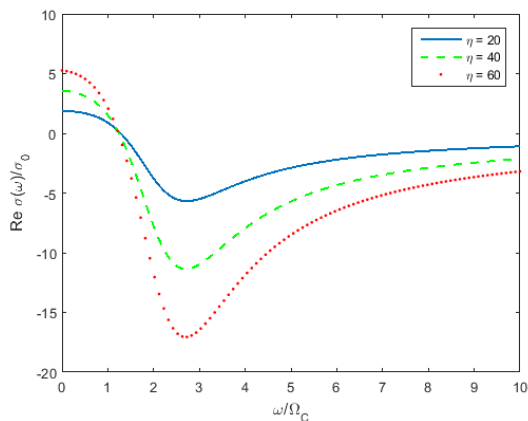
قسمت حقیقی رسانندگی‌ها در روابط (۴۰) و (۴۱) در شکل های ۳ و ۴ ارائه شده‌اند. در شکل ۳ رسانندگی دیفرانسیل منفی فرکانس بالا در هیچ فرکانسی وجود ندارد. در شدت فرکانس  $\omega = 2v\Omega_c$  رسانندگی فرکانس بالا، ماکزیمم است. برای  $\Omega_c \tau \rightarrow \alpha$  به  $\tau$  (فقط از انتشار فونون در لبه ریز نوار ناشی می‌شود) وابسته نیست و بطور تقریبی از رابطه (۴۲) به دست می‌آید.



شکل ۳: رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا برای جریان یک طرفه  $\Omega_c \tau = 4, 6, 12$  برای معادله پاشندگی ریز نوار سینوسی.

جریان یک طرفه را برای  $\alpha = 1$  در نظر می‌گیریم. می‌توان سرعت الکترون به عنوان یک جمع سینماتیک و غیر سینماتیک  $V(k_3) = V_a(k_3) + V_s(k_3)$  باز نویسی کرد. قسمت حقیقی فرکانس بالا به فرم معادله

$Re\sigma(\omega) = \sigma_a(\omega) + \sigma_s(\omega)$  می‌شود. رسانایی  $\sigma_a(\omega)$  با سرعت غیرممتوازن تعیین می‌شود. تغییر علامت  $\omega$  گذر بین شدت فرکانس  $2v\Omega_c$  است و رسانایی  $\sigma_s(\omega)$  با مولفه سرعت متوازن تعیین می‌شود، که در آن علامت تغییر نمی‌کند و مثبت است.  $V_s(k_3)$  با افزایش  $k_3$ ، در انتهای ریزنوار افزایش می‌یابد و در قسمت بالایی ریز نوار با افزایش  $k_3$ ، کاهش می‌یابد. برای ابر



شکل ۵: رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا برای معادله پاشندگی ریز نوار ابرچهاربر با  $\alpha = 1$ ،  $\Omega_c \tau = 0.8$  و  $\eta = 20, 40, 60$

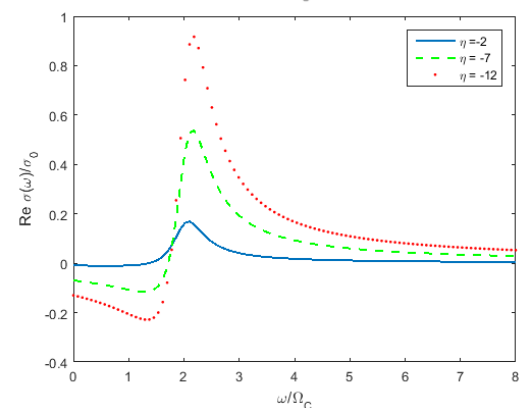
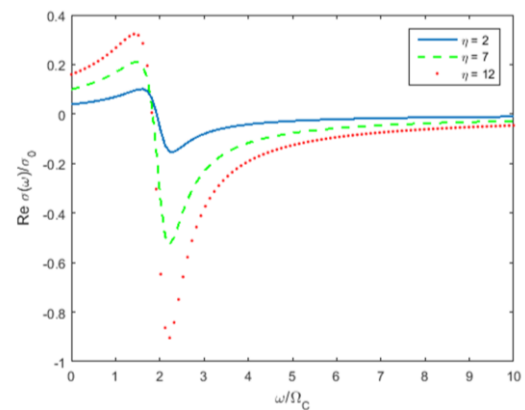
در این نتایج وابستگی میدان به احتمال گذار فونون  $\alpha$  در نظر گرفته نشده است. در نظر گرفتن این وابستگی منجر به در هم تنیدگی بیشتر توزیع الکترون در فضای تکانه می شود. تونل زنی بین نوارها می تواند منجر به تشکیل رسانندگی دیفرانسیل منفی فرکانس بالا در نواحی که دارای رسانندگی دیفرانسیل استاتیک مثبت است، شود [۲۲]. نتایج به دست آمده در شکل های (۲)، (۳)، (۴)، (۵) و (۷) شبیه منابع [۲۰، ۱۱] هستند. تفاوت های اندک شکلهای متناظر، مربوط به لحاظ پارامترهای متفاوت در این مرجع است.

#### ۴- نتیجه گیری

ما رفتار فرکانس بالای الکترون در ابرشبهه هایی که دارای معادله پاشندگی ریز نوار سینوسی و معادله سهموی هستند برای دو حالت (الف) بدون پراکندگی فونون نوری و (ب) با جفت فونون و الکترون نوری قوی مقایسه کردیم. با استفاده از معادله ای که برای تمامی مناطقی که رسانندگی دیفرانسیل منفی نشان می دهد، مشاهده شد که تقویت میدان با فرکانس بالا با کاهش جرم موثر الکترون وقتی انرژی زیاد می شود، بهتر عمل می کند. برای این منظور می توان از شبه حفره دو بعدی استفاده کرد و مواد باید احتمال گذار فونون نوری بالایی داشته باشند.

تجزیه و تحلیل داده ها نشان می دهد نوسانات غیر هماهنگ بلاخ در ابرشبهه که از معادله پاشندگی غیر سینوسی تبعیت می کنند، باید به تقویت میدان هارمونیک با فرکانس هایی که چندین برابر نوسانات بلاخ است، منجر شود. چنین تقویتی حتی در

در قسمت حقیقی رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالای معادله پاشندگی ریز نوار چهاربر، معادله (۴۱)، برای  $\eta > 1$  مشارکت مولفه سرعت متقارن برای رسانندگی فرکانس بالا منفی است و برای  $\eta < 1$ ، مثبت است. در مورد  $\eta = -1$  متناظر با معادله پاشندگی سینوسی است. برای نسبت های متفاوت از جرم موثر و با  $\Omega_c \tau = 3$  نمودار آن را رسم کرده و در شکل های ۵ و ۶ نمایش داده ایم. باید توجه داشت که رسانندگی منفی فرکانس بالا حتی برای  $\eta < 1$  رخ می دهد، اما اندازه اش خیلی کوچکتر از  $\eta > 1$  است و از میدان های استاتیک کوچک ( $\Omega_c \omega < 1$ ) ناشی می شود.



شکل ۴: رسانندگی دیفرانسیل فرکانس بالا برای معادله پاشندگی

ریز نوار ابرچهاربر با  $\alpha = 1$  و  $\Omega_c \tau = 3$  و  $\eta = -2, -7, -12$

نمودار رسانندگی در یک ابرشبهه با معادله پاشندگی ریز نوار ابر چهاربر (معادله ۴۱) برای  $\eta = 20, 40, 60$  و  $\Omega_c \tau = 0.8$  در شکل ۶ محاسبه و رسم کرده ایم که به وضوح رسانندگی دیفرانسیلی منفی در آن مشاهده می شود.

Solid State. 2003; 45(3):55965.  
doi:10.1134/1.1562247

[3] Shaker A, Ossaimie M. Current oscillations in Schottky-barrier CNTFET: towards resonant tunneling device operation. *Semiconductor Science and Technology*. 2018; 33(3):035012. doi:10.1088/1361-6641/aaa912

[4] Keles O, Karahan BD, Eryilmaz L, Amine R, Abouimrane A, Chen Z, et al. Superlattice-structured films by magnetron sputtering as new era electrodes for advanced lithium-ion batteries. *Nano Energy*. 2020;76:105094. doi:10.1016/j.nanoen.2020.105094

[5] Vetrova N, Kuimov E, Meshkov S, Makeev M, Sinyakin V, Shashurin V. A Compact Current-Transfer Model in Resonant-Tunneling Structures with Consideration of Interelectronic Interaction. *Electronics*. 2023;12(3):519. doi:10.3390/electronics12030519

[6] Ramsey J, Pan E, Chung PW, Wang ZM. Superlattice Growth via MBE and Green's Function Techniques. *Nanoscale Res Lett*. 2010;5(8):1272-8. doi:10.1007/s11671-010-9636-8

[7] Ren J, Segal-Peretz T, Zhou C, Craig GSW, Nealey PF. Three-dimensional superlattice engineering with block copolymer epitaxy. *Sci Adv*. 2020;6(24):eaaz0002. doi:10.1126/sciadv.aaz0002

[8] Xu J-P, Zhu J-T. Block Copolymer Colloidal Particles with Unique Structures through Three-dimensional Confined Assembly and Disassembly. *Chinese Journal of Polymer Science*. 2019;37(8):744-59. doi:10.1007/s10118-019-2294-0

مشخصات جریان-ولتاژ که دارای یک رسانندگی دیفرانسیلی استاتیک مثبت است، رخ می‌دهد.

زمان پراکندگی یک عامل مهم در رسانندگی دیفرانسیلی منفی است. اگر ابرشبه کامل باشد، زمان پراکندگی بی‌نهایت خواهد شد، همانطور که در مورد شبکه کریستالی ایده‌آل است. انحرافات کوچک از پتانسیل دوره‌ای کامل، حتی زمانی که نظم دوربرد حفظ شود، به عنوان مراکز پراکندگی موضعی عمل می‌کنند. اگر ساختار ابرشبه با تغییرات دوره‌ای از ترکیب آلیاژ، تهیه شده باشد، تغییرات تصادفی اجتناب ناپذیری در اندازه ابرشبه معرفی شده از این طریق حداکثر پتانسیل در  $(x = d/2, 3d/2, \dots)$  وجود خواهد داشت. با این حال، چگالی احتمال رسانندگی الکترون‌ها در ساختار ابرشبه پتانسیل سینوسی نشان می‌دهد که الکترون‌ها در نوار رسانندگی در پتانسیل مینیمم در  $x = 0, d, 2d, \dots$  دسته‌بندی شدند. از این رو، تغییرات کوچک در اندازه پتانسیل ماکزیمم، جایی که توزیع احتمال الکترون دارای حداقل است، تاثیر کمی خواهد داشت. اگر انحراف از یک ابرشبه ایده‌آل به قدری بزرگ باشد که نظم دوربرد حفظ نشود، سیستم بی‌نظم به دست خواهد آمد که یک ابرشبه یک بعدی بی‌نظم نامیده شود. حتی این ساختار، ممکن است مدل‌های مورد استفاده در مطالعه تک بعدی سیستم‌های بی‌نظم یک زمینه آزمایشی برای ریاضیات فراهم کند. همبستگی بین تئوری و آزمایش در یک ابرشبه بی‌نظم منجر به درک یک سیستم بی‌نظم سه بعدی، یعنی یک ماده بی‌شکل می‌شود. تلاش‌هایی که برای ساخت چنین ابرشبه‌هایی انجام می‌شود زمینه‌های جدیدی را برای پژوهش در زمینه فیزیک نیم رساناها باز خواهد کرد.

## مراجع

[1] Rasulovala G. Terahertz emission induced by self-oscillations of current in semiconductor resonant tunneling structures. *International Scientific Journal Science Business Society*. 2023;8(1):7-9

[2] Romanov YA. On the differential conductivity of semiconductor superlattices. *Physics of the*

- Matter.1992;46(11):7252-5.  
doi:10.1103/physrevb.46.7252
- [17] Ktitorov S, Simin G, Sindalovskii V. Bragg reflections and the high- frequency conductivity of an electronic solid- state plasma. Soviet Physics— Solid State,.1972
- [18] Wannier GH. Dynamics of Band Electrons in Electric and Magnetic Fields. Reviews of Modern Physics.1962;34(4):64555.doi:10.1103/RevModPh ys.34.64
- [19] Orlov LK, Romanov YA. Nonlinear Resonant Peculiarities of Superlattice Electric Characteristics in Conditions of Strong Intersubband Electron Tunneling. Fizika Tekhnika Poluprovodnikov. 1985
- [20] Chang YC, James RB. Saturation of intersubband transitions in p-type semiconductor quantum wells. Phys Rev B Condens Matter. 1989;39(17):1267281.doi:10.1103/physrevb.39.12 672
- [21] Gribnikov ZS, Vagidov NZ, Korshak AN, Mitin VV. Negative-effective-mass ballistic field-effect transistor: Theory and modeling. Journal of Applied Physics.2000;87(10):746675.doi:10.1063/1.373011
- [9] Shim J, Bates FS, Lodge TP. Superlattice by charged block copolymer self-assembly. Nat Commun.2019;10(1):2108.doi:10.1038/s41467- 019-10141-z
- [10] Thorat AV, Ghoshal T, Morris MA. Silver Nanopatterned Surfaces by Block Copolymer Inclusion and Biomineralization. Advanced Science, Engineering and Medicine. 2016;8(11):841-8.doi:10.1166/ asem.2016.1923
- [11] Esaki L, Tsu R. Superlattice and Negative Differential Conductivity in Semiconductors. IBM Journal of Research and Development. 1970;14(1):61-5.doi:10.1147/rd.141.0061
- [12] Pippard AB, Johnson GG. The Dynamics of Conduction Electrons. Physics Today. 1966;19(1):117-9.doi:10.1063/1.3047919
- [13] Lebwahl PA, Tsu R. Electrical Transport Properties in a Superlattice. Journal of Applied Physics.1970;41(6):2664-7.  
doi:10.1063/1.1659279
- [14] Romanov YA, Mourokh LG, Horing NJM. Negative high-frequency differential conductivity in semiconductor superlattices. Journal of Applied Physics.2003;93(8):4696703.  
doi:10.1063/1.1562003
- [15] Zener.C. A theory of the electrical breakdown of solid dielectrics. Proceedings of the Royal Society of London Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1934;145(855):523-9.doi:10.1098/rspa.1934.0116
- [16] Feldmann J, Leo K, Shah J, Miller DA, Cunningham JE, Meier T, et al. Optical investigation of Bloch oscillations in a semiconductor superlattice. Phys Rev B Condens



# Negative differential conductivity in semiconductor superlattices using parabolic and sinusoidal miniband dispersion equations

**Gh.Ansaripour\*, S.Shabani Bahari**

Department of Physics, Bu- Ali Sina University, Hamedan, Iran

## Abstract:

Radiative detectors and devices operating in the range (0.2-10) terahertz and room temperature are needed. The need is created by fast advances of the science and terahertz technologies in the domain of astronomy to biosecurity. By the advances of molecular beam epitaxy (MBE) the growth of semiconductor superlattices of the order of  $100 \text{ \AA}$  is performed. This lattice constant is big and could reveal high field non-ohmic behaviors. The negative differential conductivity (NDC) arises from the grate numbers of electrons in the proximity edge of miniband boundary. The velocity of electrons approaching to the miniband is reduced, causing the NDC effect. In this article the NDC in semiconductor superlattices for sinusoidal and periodic square -well potentials was studied. The extracted maximum carrier drift velocities for a superlattice semiconductor were nearly  $1.8 \times 10^5 \text{ m/s}$  and  $2.6 \times 10^5 \text{ m/s}$  respectively and the obtained ratio of maximum drift velocity to the corresponding minimum was more than 3 for the two potentials. Also the NDC in semiconductor superlattices for parabolic and sinusoidal dispersion equations at different frequencies was investigated. In the parabolic dispersion equation, near the harmonic Bloch oscillations at frequencies between even and odd harmonic oscillations, the high frequency NDC was observed.

**Keywords:** Superlattices, Semiconductor, Bloch oscillations, Miniband, Parabolic and sinusoidal dispersion, Negative differential conductivity.