

n.hatefi@phys.usb.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۰/۸/۲۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۹۱/۸/۲۶)

(TMM)

(FDTD)

$\hbar\omega$

() $\hbar\omega$

مطالعه اثر امواج الکترومغناطیسی بر روی عبور الکترون‌ها از ساختارهای تونل‌زنی تشدیدی مدل TG [۴] می‌باشد. نتایج حاصل از این مدل نشان می‌دهند که اعمال میدان الکترومغناطیسی باعث می‌شود که انرژی هر الکترون در گسیلنده به صورت $E + n\hbar\omega$ با احتمال P_n نسبت به انرژی همان الکترون (E) قبل از اعمال میدان الکترومغناطیسی تغییر کند، n عددی صحیح می‌باشد که می‌تواند منفی، مثبت و یا صفر شود. این تغییر انرژی الکترون‌های گسیلنده باعث تغییر در مشخصه جریان-ولتاژ این افزاره‌ها تحت تابش امواج الکترومغناطیسی می‌شود. مدل دیگری که برای محاسبه مشخصه جریان-ولتاژ این افزاره‌ها تحت تابش امواج الکترومغناطیسی به

دیویدهای تونل‌زنی تشدیدی به خاطر کاربردهایشان در افزاره‌های سرعت بالای الکترونیکی از اهمیت بالایی برخوردار هستند. از زمان اولین مقاله منتشره درباره این دیویدها [۱] تا حال تحقیقات زیادی روی این دیویدها صورت گرفته است [۲]. مطالعه عبور الکترون‌ها از ساختارهای تونل‌زنی تشدیدی از نقطه نظر علمی و کاربردهای آن در صنعت نانو الکترونیک جالب است [۳]، به علاوه اعمال یک میدان الکترومغناطیسی به این افزاره‌ها و مطالعه عبور الکترون‌ها از نقطه نظر مکانیک کوانتومی و کاربردهای آنها به عنوان آشکارساز نوری و تولید کننده ریز موج‌ها حتی جالب‌تر می‌باشد. مدل معروف برای

یک قسمت وابسته به زمان و یک قسمت مستقل از زمان می‌باشد لذا ضریب عبور از ساختار را می‌توان با حل معادله شرودینگر مستقل از زمان با روش ماتریس انتقال به دست آورد [۶] ولی در صورت وجود تابش الکترومغناطیسی این امر ممکن نیست، لذا نیاز است برای محاسبه ضریب تونل‌زنی معادله شرودینگر وابسته به زمان با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی حل شود. همچنین با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی می‌توان ضریب عبور الکترون‌ها را در حالتی که تابش الکترومغناطیسی وجود ندارد به دست آورد.

در این بخش ابتدا روش محاسبه ضریب تونل‌زنی با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی تحت تابش موج الکترومغناطیسی بیان می‌شود، سپس روش محاسبه چگالی جریان در دیود تونل‌زنی تشدیدی مورد بحث قرار می‌گیرد. برای محاسبه ضریب عبور به روش تفاضل متناهی حوزه زمانی وقتی تابش الکترومغناطیسی وجود ندارد، می‌توان $V_0(z)$ در معادله (۱) را مساوی صفر قرار داد.

برای محاسبه ضریب تونل‌زنی تحت تابش، فرض می‌کنیم که میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی عمود بر لایه‌های تشکیل دهنده دیود باشد و فرض می‌کنیم که ابعاد قطعه در مقایسه با طول موج تابش به اندازه کافی کوچک باشد تا بتوان فرض کرد که میدان الکتریکی موج الکترومغناطیسی در تمام قطعه فقط تابعی از زمان است. تحت این شرایط معادله شرودینگر وابسته به زمان به شکل زیر در خواهد آمد،

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + V(z)\psi + V_0(z) \cos(\omega t)\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t}, \quad (1)$$

که در آن انرژی پتانسیل ناشی از عدم پیوستگی نوارهای انرژی به دلیل ناهم‌جنس بودن ساختار و همچنین به دلیل میدان الکتریکی DC اعمالی می‌باشد؛ $V_0(z)$ انرژی پتانسیل در نتیجه اعمال موج الکترومغناطیسی می‌باشد و ω فرکانس زاویه‌ای تابش الکترومغناطیسی است. برای حل مسئله، انرژی پتانسیل در گسیلنده را صفر می‌گیریم و فرض می‌کنیم که پتانسیل‌های اعمالی به صورت خطی تا جمع کننده تغییر می‌کنند و افت

کار می‌رود، این است که فرض می‌شود اعمال میدان الکترومغناطیسی باعث ایجاد یک پتانسیل نوسانی در ناحیه فعال این افزارها می‌شود و وجود این پتانسیل نوسانی باعث تغییر در ضریب عبور الکترون‌ها از ناحیه فعال می‌شود [۵]. محاسبات عددی انجام شده به روش ماتریس انتقالی در مرجع [۵] نشان می‌دهد که تحت تابش موج الکترومغناطیسی قله‌هایی در ضریب عبور به فاصله‌های $n\hbar\omega$ از قله اصلی ظاهر می‌شوند.

در روش ماتریس انتقال فرض می‌شود که الکترون‌ها به صورت امواج تخت از گسیلنده می‌آیند و از ساختار دیود تونل می‌زنند [۶]. در نظر گرفتن الکترون‌ها به صورت موج تخت در واقع مثل این است که هیچ گونه پراکندگی وجود ندارد و انرژی و اندازه حرکت الکترون‌ها دقیقاً معلوم است ولی در واقع چنین نیست و وجود فونون‌ها باعث پراکندگی می‌شود. لذا انتظار می‌رود اگر الکترون‌ها را به صورت بسته‌های موج در نظر بگیریم و اصول عدم قطعیت هایزنبرگ را در مورد انرژی و اندازه حرکت الکترون‌ها به کار ببریم نتیجه به واقعیت نزدیکتر باشد. برای به دست آوردن ضریب عبور با در نظر گرفتن الکترون‌ها به صورت بسته‌های موج نیاز است معادله شرودینگر وابسته به زمان حل شود [۷] که برای این منظور روش تفاضل متناهی حوزه زمانی به کار برده شده است.

در این مقاله مشخصه جریان-ولتاژ یک دیود تونل‌زنی تشدیدی در حضور تابش الکترومغناطیسی با در نظر گرفتن الکترون‌ها به صورت بسته‌های موج محاسبه می‌شود که تا آنجایی که نویسنده مقاله اطلاع دارد، برای اولین بار است که مشخصه جریان-ولتاژ یک دیود تونل‌زنی تشدیدی بدین نحو محاسبه می‌شود.

برای محاسبه چگالی جریان در یک دیود تونل‌زنی تشدیدی نیاز است تا ضریب تونل‌زنی (ضریب عبور) الکترون‌ها از ساختار دیود محاسبه شود. در حالتی که دیود تحت اعمال ولتاژ مستقیم، بدون وجود میدان الکترومغناطیسی قرار دارد، با توجه به اینکه تحت این شرایط معادله شرودینگر قابل جدا شدن به

زیر به دست می آیند:

$$\Psi R_i^{n+1} = \Psi R_i^n + \delta t (\alpha_i \Psi I_{i-1}^{n+1} + \beta_i \Psi I_i^n + \eta_i \Psi I_{i+1}^n), \quad (6)$$

$$\Psi I_i^{n+1} = \Psi I_i^n - \delta t (\alpha_i \Psi R_{i-1}^{n+1} + \beta_i \Psi R_i^{n+1} + \eta_i \Psi R_{i+1}^n), \quad (7)$$

که در آن δt پله زمانی، اندیس i نشاندهنده وضعیت مکانی و اندیس n نشاندهنده موقعیت زمانی می باشد. به عبارت دیگر کمیتی که با i و n مشخص می شود نشاندهنده مقدار کمیت در زمان $t = n\delta t$ و در مکان z_i می باشد. همچنین داریم:

$$\alpha_i = \frac{-\hbar}{h_i(h_i + h_{i+1})(m_i^* + m_{i-1}^*)},$$

$$\beta_i = \frac{\hbar}{h_i(h_i + h_{i+1})(m_i^* + m_{i-1}^*)} + \frac{\hbar}{h_{i+1}(h_i + h_{i+1})(m_i^* + m_{i+1}^*)} + \frac{V_i}{\hbar},$$

$$\eta_i = \frac{-\hbar}{h_{i+1}(h_i + h_{i+1})(m_i^* + m_{i+1}^*)},$$

که در آنها m_i نشاندهنده جرم موثر در نقطه i است؛

$$.h_i = z_i - z_{i-1} \quad \text{و} \quad V_i = V^n(z_i) + V_0^n(z_i) \cos(\omega t_n)$$

برای اینکه روش تفاضل متناهی ارائه شده در روابط (۶) و

(۷) پایدار باشد باید δt در شرط زیر صدق کند [۹]،

$$\delta t \leq \min \left(\frac{m_i^* \hbar}{\hbar^2 \left[\frac{1}{h_i^2} + \frac{m_i^* V_i}{2} \right]} \right). \quad (8)$$

با استفاده از رابطه (۲) به عنوان تابع موج اولیه در زمان صفر و به کار بردن روابط (۶) و (۷) می توان تابع موج را در هر زمانی به دست آورد. در زمان صفر تابع موج اولیه را به اندازه کافی دور از سدها می گیریم و حل مسئله را تا زمانی ادامه می دهیم که موج بیاید به سدها بخورد، قسمتی منعکس شود و قسمتی دیگر از سدها عبور کند و موجهای منعکس شده و عبوری به اندازه کافی از سدها دور شوند. در آن صورت با محاسبه

$$\Gamma_{\backslash} = \int_{\text{Emitter}} \Psi^*(z,t) \Psi(z,t) dz,$$

و

$$\Gamma_{\vee} = \int_{\text{Collector}} \Psi^*(z,t) \Psi(z,t) dz,$$

پتانسیل کلاً بین دو سر گسیلنده و جمع کننده صورت می گیرد. برای محاسبه ضریب تونل زنی نیاز است که معادله (۱) حل شود. در این بحث با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی مسئله بررسی خواهد شد. روش تفاضل متناهی حوزه زمانی برای حل مسئله، الکترون ها را در زمان صفر به صورت بسته های موج در نظر می گیرد. برای محاسبه ضریب تونل زنی، بسته موج در زمان صفر برای الکترونی در گسیلنده با انرژی E به صورت زیر در نظر گرفته می شود [۷]:

$$\Psi(z,0) = (\hbar \delta^2)^{-\frac{1}{4}} \exp\left[-\frac{(z-\bar{z})^2}{4\delta^2} + ik_0 z\right], \quad (2)$$

که در آن $k_0 = [2m^* E - \frac{1}{4\delta^2}]^{1/2}$ ، $kT\delta = \sqrt{E/m^*}$ بولتزمن، T دما بر حسب کلین و \bar{z} نشان دهنده مکان قله بسته موج است.

بسته موج رابطه (۲) با گذشت زمان از ناحیه گسیلنده به ناحیه فعال می رسد، قسمتی از آن بازتاب می یابد و قسمتی دیگر به جمع کننده عبور می کند. از روی نسبت موج عبوری به موج فرودی ضریب عبور محاسبه می شود. برای به دست آوردن این نسبت نیاز است که از روی تابع موج در زمان صفر، رابطه (۲)، تابع موج الکترون در زمانهای دیگر را، $\Psi(z,t)$ ، با استفاده از معادله شرودینگر وابسته به زمان به دست آورد. از آنجایی که $\Psi(z,t)$ تابعی مختلط می باشد، لذا آن را به صورت حاصل جمع یک قسمت حقیقی و یک قسمت موهومی می نویسیم،

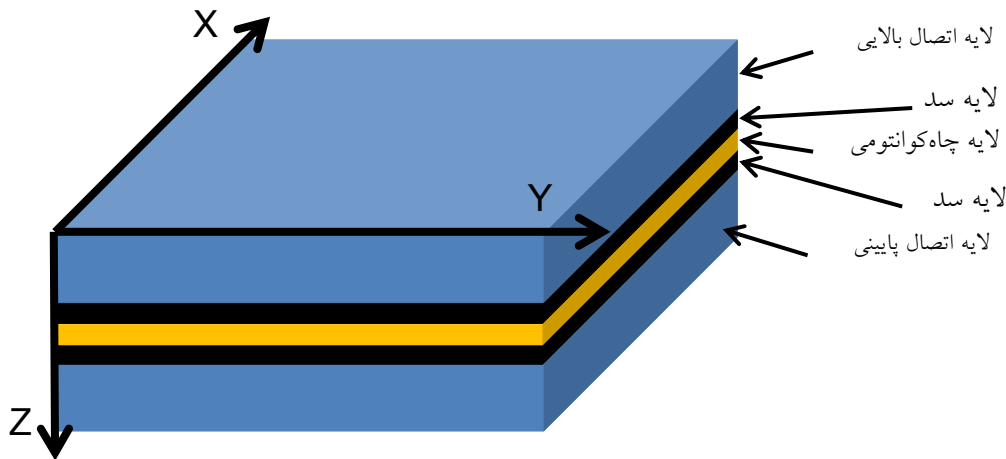
$$\Psi(z,t) = \Psi R(z,t) + i \Psi I(z,t). \quad (3)$$

با جایگذاری رابطه (۳) در معادله (۱) و جداسازی آن به قسمت های حقیقی و موهومی روابط زیر حاصل می شوند [۸]:

$$-\frac{\hbar}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \Psi I(z,t)}{\partial z} \right) + \frac{V(z)}{\hbar} \Psi I(z,t) + \frac{V_0(z) \cos(\omega t)}{\hbar} \Psi I(z,t) = \frac{\partial \Psi R(z,t)}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\frac{\hbar}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{m^*(z)} \frac{\partial \Psi R(z,t)}{\partial z} \right) - \frac{V(z)}{\hbar} \Psi R(z,t) - \frac{V_0(z) \cos(\omega t)}{\hbar} \Psi R(z,t) = \frac{\partial \Psi I(z,t)}{\partial t}. \quad (5)$$

با بسط زمانی و مکانی معادلات فوق به تفاضل متناهی روابط



شکل ۱. نمایش شماتیکی ساختار دیود تونل زنی تشدیدی مورد بحث.

شکل ۱ نشان داده شده است. در این ساختار لایه‌های اتصال بالایی و پایینی از جنس GaAs هستند و آلایش بالایی دارند $(N_d = 10^{18} \text{cm}^{-3})$ تا رسانندگی بالایی داشته باشند. لایه اتصال بالایی گسیلنده هم نامیده می‌شود و قطب منفی منبع ولتاژ به این لایه وصل می‌شود. بنابراین لایه بالایی به عنوان منبعی از الکترون‌ها عمل می‌کند که الکترون‌های موجود در آن از لایه‌های سد و چاه به سمت اتصال پایینی که جمع کننده نامیده می‌شود تونل می‌زنند. سدها از جنس $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ هستند و لایه چاه کوانتومی از جنس GaAs است. پهنای هر یک از این لایه‌ها ۵۰ نانومتر است. لایه‌های سد و چاه کوانتومی آلاییده نشده‌اند و بنابراین مقاومت الکتریکی بالایی دارند. این لایه‌ها ناحیه فعال دیود تونل زنی تشدیدی را تشکیل می‌دهند.

با توجه به اینکه ناحیه فعال دیود دارای مقاومت الکتریکی بالایی است و لایه‌های اتصال دارای رسانندگی الکتریکی بالایی هستند، افت ولتاژ در لایه‌های اتصال ناچیز بوده و تمام ولتاژ اعمالی به ناحیه فعال دیود اعمال می‌شود. بنابراین در محاسبات مربوط به تونل زنی فقط ضریب تونل زنی از ناحیه فعال محاسبه می‌شود.

کل ضخامت ناحیه فعال دیود در ساختار مورد بررسی در این مقاله، ۱۵۰ نانومتر است در صورتی که ابعاد دیود در جهت‌های X و Y معمولاً بیش از چند میکرومتر است. بنابراین محاسبات یک بعدی دقت بسیار بالایی خواهد داشت و نیازی

می‌توان ضریب عبور را از رابطه $T(E) = \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1 + \Gamma_2}$ به دست آورد.

بعد از محاسبه ضریب عبور جریان تونل زنی را می‌توان با استفاده از معادله Esaki-Tsu [۱] به شرح زیر به دست آورد:

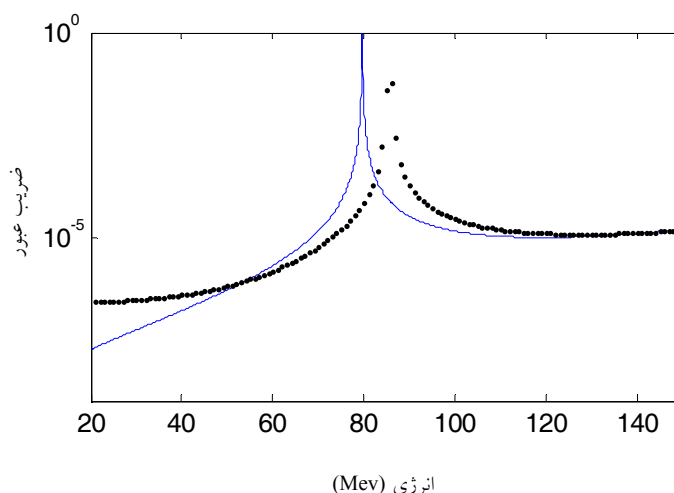
$$J = \int_{-\infty}^{\infty} dE_z T(E_z) S(E_z), \quad (9)$$

که در آن،

$$S(E_z) = \frac{em^* k_B T}{2\pi^2 \hbar^3} \ln \left[\frac{1 + \exp\left\{\frac{1}{k_B T} (E_f^L - E_z)\right\}}{1 + \exp\left\{\frac{1}{k_B T} (E_f^R - E_z)\right\}} \right]. \quad (10)$$

باید توجه کرد که اگرچه در این محاسبات به طور صریح از روابط مربوط به پراکندگی الکترون‌ها توسط فونون‌ها استفاده نشده است ولی به طور ضمنی اثر پراکندگی الکترون‌ها توسط فونون‌ها در تابع موج گاوسی شکل (رابطه (۲)) که برای الکترون‌ها در نظر گرفته می‌شود به حساب می‌آید. افزایش دما باعث زیاد شدن تعداد فونون‌ها می‌شود که به تبع آن پراکندگی الکترون‌ها زیاد می‌شود. این پراکندگی باعث می‌شود تا تابع موج الکترون‌ها در فضای اندازه حرکت پهن‌تر و بالعکس در فضای مکان جایگزیده‌تر شود.

ساختاری که در این مقاله مورد بررسی قرار گرفته است در



شکل ۲. ضریب عبور الکترون به صورت تابعی از انرژی، محاسبه شده با روش ماتریس انتقال (منحنی ممتد) و با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی (منحنی نقطه چین).

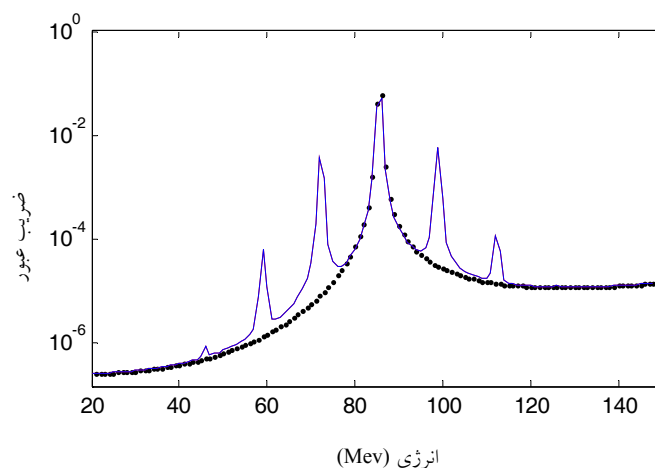
قله، دیگر مثل حالت روش TMM مساوی یک نیست و همچنین اینکه قله ضریب عبور در انرژی بالاتری قرار دارد. این بدین دلیل است که در روش TMM از موج تخت استفاده می‌شود لذا انرژی الکترون دقیقاً مشخص است ولی در روش تفاضل متناهی حوزه زمانی از بسته موج برای توصیف حرکت الکترون استفاده می‌شود، لذا در انرژی الکترون مقداری عدم قطعیت وجود دارد. در نتیجه الکترون انرژی بیشتری لازم دارد تا ضریب عبور به قله خود برسد.

شکل ۳ احتمال عبور محاسبه شده با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی را نشان می‌دهد که حضور میدان الکترومغناطیسی باعث شده تا قله‌های بیشتری در ضریب عبور ظاهر شوند. این قله‌ها با فاصله‌های $\hbar\omega$ از همدیگر قرار دارند که ω بسامد زاویه‌ای موج الکترومغناطیسی می‌باشد. محاسبات انجام شده در مرجع [۱۱] هم نتایج مشابه شکل ۳ دارد ولی تعداد قله‌های تشدید به دست آمده در این مرجع خیلی بیشتر از تعداد قله‌های تشدید است که در شکل ۳ دیده می‌شود. این بدین دلیل است که در روش به کار رفته در این تحقیق الکترون‌ها به صورت بسته‌های موج در نظر گرفته شده‌اند و بنابراین با لحاظ شدن ضمنی اثر پراکندگی فونون‌ها، قله‌های تشدید ضعیف در اثر پراکندگی الکترون‌ها از بین رفته‌اند.

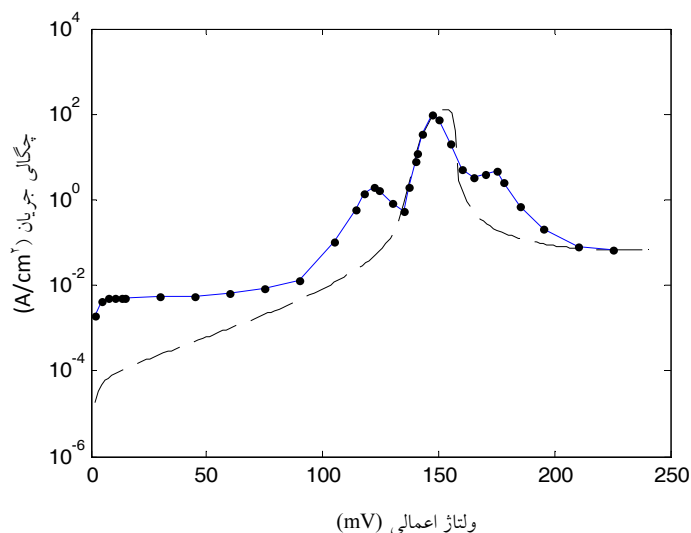
به محاسبات سه بعدی نیست. همچنین از آنجایی که هدف محاسبه چگالی جریان است و جهت چگالی جریان الکتریکی در جهت Z است، نیازی به ابعاد دیود در جهت‌های X و Y نیست.

در این ساختار چون لایه‌های جداکننده وجود ندارند و ضخامت سدها زیاد است، انتظار می‌رود تأثیر بار فضایی ناچیز باشد و بنابراین تقریب افت ولتاژ خطی بین گسیلنده و جمع کننده تقریب مناسبی باشد. طول موج به کار برده شده در این تحقیق برابر ۹۵٫۴ میکرون ($\hbar\omega = ۱۳ \text{ MeV}$) و شدت میدان موج الکترومغناطیسی $E = ۸٫۷ \text{ KV/cm}$ می‌باشد. این مقادیر مطابق با مقادیر به کار برده شده در مراجع [۵ و ۱۰ و ۱۱] می‌باشند که به مطالعه این دیودها به طور تجربی و یا با روش‌های نظری دیگری پرداخته‌اند. هدف از این انتخاب آن است که بتوان نتایج حاصل از محاسبات با روش نظری به کار رفته در این تحقیق را با نتایج به دست آمده در آن مراجع که با روش‌های دیگری به دست آمده‌اند مقایسه کرد.

شکل ۲ احتمال عبور محاسبه شده با روش TMM و روش FDTD را وقتی میدان الکترومغناطیسی وجود ندارد ($V_e(z) = 0$) برای ساختار مذکور نشان می‌دهد. دیده می‌شود که در حل با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی ضریب عبور در



شکل ۳. ضرب عبور الکترون به صورت تابعی از انرژی، محاسبه شده با روش تفاضل متناهی حوزه زمانی بدون وجود تابش الکترومغناطیسی (منحنی نقطه چین) و در حضور تابش الکترومغناطیسی با $\hbar\omega = 13 \text{ MeV}$ و شدت میدان $E = 8.7 \text{ KV/cm}$ (منحنی ممتد).



شکل ۴. نمایش لگاریتمی مشخصه جریان-ولتاژ دیود تونل زنی تشدید، محاسبه شده بدون وجود تابش الکترومغناطیسی (منحنی خط چین) و در حضور تابش الکترومغناطیسی با $\hbar\omega = 13 \text{ MeV}$ و شدت میدان $E = 8.7 \text{ KV/cm}$ (منحنی نقطه چین ممتد).

مبنای بسته موجی می باشد و در زمان صفر بسته موج ما به شکل گاوسی است که شامل تعداد زیادی مولفه های انرژی است و جریان الکتریکی حاصل انتگرال گیری روی انرژی است، لذا قله های روی منحنی ضرب عبور که پهنا و ارتفاع کمی دارند روی مشخصه جریان-ولتاژ ظاهر نمی شوند.

اگرچه محاسبات انجام شده در این تحقیق برای یک موج الکترومغناطیسی با فرکانس و شدت میدان معین می باشد ولی دید نظری، مسئله حاکی از آن است که با افزایش شدت میدان، قله های تشدید روی مشخصه جریان-ولتاژ بزرگتر خواهند شد

شکل ۴ مشخصه جریان-ولتاژ محاسبه شده را تحت تابش میدان الکترومغناطیسی و بدون وجود تابش نشان می دهد. مشاهده می شود که موج تابشی باعث شده است تا تعداد قله های بیشتری در روی مشخصه جریان-ولتاژ ظاهر شوند. مقایسه منحنی های ضرب عبور و جریان-ولتاژ نشان می دهد که تعداد قله های بیشتری در منحنی ضرب عبور نسبت به منحنی جریان-ولتاژ ظاهر می شوند. این مسئله را می توان به این امر نسبت داد که قله های فرعی در ضرب عبور از پهنا و ارتفاع کمتری برخوردارند و از آنجایی که روش حل ما بر

نتایج حاصل از محاسبه مشخصه جریان-ولتاژ نشان می‌دهد که در حضور موج الکترومغناطیسی منحنی مشخصه جریان-ولتاژ هم دارای بیش از یک قله می‌باشد که به فاصله $\hbar\omega$ از قله اصلی قرار دارند. با مقایسه منحنی‌های ضریب عبور و جریان-ولتاژ، مشاهده شد که تعداد قله‌های بیشتری در منحنی ضریب عبور نسبت به منحنی جریان-ولتاژ ظاهر می‌شوند. این مسئله به این امر نسبت داده شد که از آنجایی که جریان الکتریکی، حاصل انتگرال‌گیری روی انرژی است، لذا قله‌های روی منحنی ضریب عبور که پهنا و ارتفاع کمی دارند روی مشخصه جریان-ولتاژ ظاهر نمی‌شوند.

و بالعکس. همچنین تغییر بسامد موج الکترومغناطیسی باعث تغییر در فاصله قله‌های تشدید خواهد شد.

برای محاسبه ضریب عبور در حضور تابش الکترومغناطیسی نیاز به حل معادله شرودینگر وابسته به زمان می‌باشد که برای این کار روش FDTD بیان شد. محاسبه ضریب عبور با این روش نشان می‌دهد که علاوه بر قله اصلی قله‌های فرعی دیگری که به فاصله $\hbar\omega$ از قله اصلی قرار دارند در منحنی ضریب عبور ظاهر می‌شوند.

7. K Yakubo, S Feng, and Q Hu, *Phys. Rev. B* **54** (1996) 7987.
8. R H Landau, M J Paez, and C C Bordeianu, *A Survey of Computational Physics*, Princeton University Press (2008).
9. A Soriano, E A Navarro, J A Porti, and V Such, *J. Appl. Phys.* **95** (2004) 8011.
10. V A Chitta, R E M de Bekker, J C Maan, S J Hawksworth, J M Chamberlain, M Henini, and G Hill, *Semicond. Sci. Technol.* **7**(1992)432.
11. R Aguado, J Inarrea, and G Platero, *Phys. Rev. B* **53** (1996) 10030.

1. L Esaki and R Tsu, *IBM J. Res. Dev.*, **14** (1970) 61.
2. J P Sun, G I Haddad, P Mazumdar, and J N Schulman, *Proceedings of IEEE*, **86** (1998) 641.
3. O Pinaud, *J. Appl. Phys.* **92** (2002) 1987.
4. S P Apell, D R Penn, and M D Stiles, *J. Appl. Phys.* **72** (1992) 1175.
5. V A Chitta, R E M de Bekker, J C Maan, S J Hawksworth, J M Chamberlain, M Henini, and G Hill, *Surface Science*, **263** (1992) 227.
6. H Mizuta and T Tanoue, *The Physics and Applications of Resonant Tunneling Diodes*, Cambridge University Press (1996).