

آشکارسازهای نانوساختار گرافنی بر مبنای EIT به منظور تشخیص مواد با استفاده از امواج تراهرتز

جلیل شیری^۱، عبدالله ملک‌زاده^{۲*}

۱- دانشجوی دکتری ۲- استادیار، دانشگاه جامع امام حسین (ع)

(دریافت: ۹۷/۰۷/۲۸، پذیرش: ۹۷/۱۲/۱۹)

چکیده: مواد مختلف طیف جذبی متفاوت در بازه تراهرتز دارند. بنابراین، با آشکارسازی طیف جذبی تراهرتز از مواد مختلف می‌توان نوع ماده را تشخیص داد. یکی از راه‌های بسیار مؤثر در آشکارسازی تراهرتز استفاده از پدیده شفافیت القایی الکترومغناطیسی در یک نانوساختار گرافنی تحت میدان مغناطیسی می‌باشد. در این مقاله آشکارسازی امواج تراهرتز به وسیله نانوساختار گرافن واقع در هسته آشکارساز با یک روش تمام اپتیکی مورد بررسی قرار گرفته است. به منظور تشخیص امواج تراهرتز رفتار طیف عبوری نور کاوشگر ضعیف از نانوساختار گرافنی، که با وجود و عدم وجود طیف مشخصی از امواج تراهرتز مرتبط است، بررسی می‌شود. فرکانس گذارهای اپتیکی بین سطوح انرژی موجود در گرافن توسط میدان مغناطیسی خارجی قابل تنظیم است، که برای آشکارسازی امواج تراهرتز در محدوده طیفی مورد نظر مورداستفاده قرار می‌گیرد. با این ویژگی می‌توان آشکارسازی انواع مواد منفجره (از جمله مواد منفجره مانند RDX، PETN و آمونیوم نیترات) با طیف‌های جذبی مختلف تراهرتز را به‌طور تمام اپتیکی مورد بررسی قرار داد. پارامترهایی نظیر شدت و فاز نسبی میدان‌ها و اثرات آن‌ها بر جذب و پاشندگی، همچنین زمان سوئیچ زنی سرعت گروه نور کاوشگر، حساسیت و پاسخ سریع آشکارساز به نوسانات امواج تراهرتز مورد بررسی قرار گرفته و پاسخ آشکارساز بین ۵ الی ۸ پیکوثانیه که زمان بسیار کوتاهی می‌باشد تخمین زده شده است.

کلیدواژه‌ها: آشکارسازی مواد منفجره، امواج تراهرتز، پاشندگی و جذب، سوئیچ تمام اپتیکی، EIT، نانو ساختار گرافن

۱- مقدمه

آشکارسازی در این ناحیه طیفی، به تدریج کاربردهای مختلف آن که در حیطه‌های گوناگون، خود را نشان داده‌اند. بسیاری از این کاربردها در رابطه با تصویربرداری و طیف‌سنجی بودند. اما در سایر زمینه‌های علمی و تحقیقاتی نظیر کار روی نیمه‌هادی‌ها، زمینه‌های پزشکی و درمانی، میکروسکوپ نوین و غیره نیز این روش‌ها کاربردها و قابلیت‌های فراوانی پیدا کردند که همه این عوامل باعث شد تا این ابزار ارزشمند و با قابلیت بسیار خوب در عرصه‌های مختلف مطرح گردد تا جایی که نام "پرتو نسل بعد" را به آن نسبت دادند. دانشمندان امیدوارند تا در بسیاری از زمینه‌هایی که هنوز مورد بررسی قرار نگرفته‌اند، پتانسیل‌های کاربردی بیشتری در جهت بهبود کیفیت زندگی بشری، بیابند. به‌طور خاص علم مربوط به امواج تراهرتز طیف وسیعی از مطالعات و برنامه‌های کاربردی در زمینه‌های مختلف را دربر می‌گیرد. از جمله شناسایی مواد خطرناک از راه دور و تست‌های غیر مخرب و تصویربرداری زیستی به وسیله انتشار و آشکارسازی امواج تراهرتز قابل ذکر است [۱-۲]. مواد منفجره پرکاربرد نظیر RDX و PETN در محدوده طیفی ۰/۳ تا ۴ تراهرتز و همچنین آمونیوم نیترات که به‌طور وسیع در انواع مواد منفجره مورداستفاده قرار گرفته است؛ دارای طیف جذبی در محدوده ۰/۳ تا ۶ تراهرتز

در طول دهه گذشته، پیشرفت‌های فوتونیک و نانو فناوری باعث توسعه و ارتقای سامانه‌های آشکارسازهای حساس در حوزه حفاظت و امنیت شده‌اند. اخیراً تولید آشکارسازهای جدید تابش الکترومغناطیسی و مطالعه برهم‌کنش ناحیه فرکانسی تراهرتز حجم قابل توجهی از فعالیت‌های جوامع علمی را به خود اختصاص داده است. برخلاف ناحیه فرکانسی اشعه ایکس امواج این ناحیه دارای انرژی فوتونی پایین غیرمضر هستند. بسیاری از مؤلفه‌های شیمیایی و زیستی در این ناحیه دارای ویژگی‌های مشخصه‌ای هستند. تشخیص و هشدار به موقع و قبل از رخداد حوادث خطرناک از ویژگی‌های یک دستگاه مراقبتی کارا و پویا می‌باشد. امروزه پس از صرف هزینه‌های بسیار سنگین در آزمایشگاه‌های تحقیقاتی و کاربردی، سامانه‌های پایش دائم افراد بر مبنای آشکارسازهای تراهرتز در اماکن و محیط‌های خصوصی و عمومی ظهور پیدا کرده‌اند که بدون تماس فیزیکی با افراد و حتی بدون اطلاع آنان، این افراد مورد بازرسی واقع شده و حتی جنس و نوع مواد حمل شده آشکار می‌شود. از زمان گسترش روش‌های

مورد علاقه محققان قرار گرفته است. قواعد انتخاب منحصر به فرد آن که ناشی از لایه‌های گرافیت و خواص مگنتوپتیکی آن می‌باشند بسیار مورد توجه بوده‌اند. پدیده‌های متعددی بر مبنای همدوسی و تداخل کوانتومی در گرافن تحت میدان مغناطیسی به صورت نظری مورد بحث قرار گرفته‌اند [۴۱-۴۳]. نشان داده شده است که گرافن در میدان‌های مغناطیسی قوی خواص اپتیکی غیرخطی بسیار بالایی نسبت به دیگر مواد شناخته شده دارد [۴۴].

در مطالعات دیگری ترکیب چندگانه فرکانسی و نیز ترکیب چهار موج در گرافن بررسی و گزارش شده‌اند [۴۵-۴۶]. وو و همکارانش تشکیل زوج‌های سولیتونی در بازه مادون قرمز بر مبنای ترکیب چهار موج در یک نانو ساختار گرافن کوانتیده شده را مطالعه کردند [۴۷] و در مورد دیگری انتشار فوق آرام سولیتون‌های مادون قرمز را در گرافن تحت یک میدان مغناطیسی بررسی کردند [۴۸]. همچنین کارهای تجربی و تئوری دیگری نیز اخیراً بر مبنای EIT در نانوساختارهای گرافن گزارش داده شده است [۴۹-۵۲]. که در یکی از کارها به بررسی تأثیر شدت میدان مغناطیسی در گزینش و آشکارسازی موج تراهرتز با فرکانس مشخص از روی ضریب عبور گزارش شده است [۵۲].

در این مقاله با توجه به خواص نوری خطی و غیرخطی گرافن در محدوده تراهرتز، روش جدیدی برای آشکارسازی و اندازه‌گیری امواج تراهرتز بر اساس EIT ارائه داده شده است.

با بررسی انتشار فراسرعت/ فرو سرعت نور، جذب و پاشندگی یک باریکه کاوشگر ضعیف در گرافن چهار ترازه و کوانتیده شده تحت یک میدان مغناطیسی خارجی به اندازه‌گیری و آشکارسازی امواج تراهرتز می‌پردازیم. معادلات ماتریس چگالی و نظریه اختلال را برای تحلیل خواص اپتیکی گرافن به هنگام عبور یک باریکه کاوشگر به کار می‌بریم و نشان می‌دهیم که جذب و پاشندگی باریکه کاوشگر می‌تواند با طیف فرکانسی و شدت امواج تراهرتز در گرافن و نیز تغییر فاز نسبی این میدان‌ها تغییر کند. همچنین بررسی می‌کنیم که تحت شرایط معین و پارامترهای مذکور، سرعت گروه نور کاوشگر ضعیف می‌تواند از فرا سرعت نور به فرو سرعت نور و یا برعکس سوئیچ شود.

۲- روش تحقیق

یک کریستال نانو ساختاری دوبعدی گرافن در حضور میدان مغناطیسی قوی با پیکره چهار تراز انرژی نشان داده شده در شکل (۱) را در نظر بگیرید. گذارهای انتخاب شده دوقطبی در گرافن با قواعد انتخاب ویژه $|\Delta n| = \pm 1$ مطابقت کامل دارد که در آن n عدد کوانتومی انرژی می‌باشد. نور قطبش راست‌گرد و نور قطبش چپ‌گرد می‌توانند در این محیط تحت شرایط به ترتیب $|\Delta n| = +1$ و $|\Delta n| = -1$ جذب شوند [۵۲].

قابل‌شناسایی و آشکارسازی می‌باشند [۴-۳]. انتشار و آشکارسازی امواج تراهرتز بر اساس EIT یکی از مؤثرترین روش‌های تشخیص تمام اپتیکی است. خواصی نظیر جذب و پراکندگی یک پالس کاوشگر ضعیف بر اساس شفافیت القایی الکترومغناطیسی^۲ قابل‌کنترل است [۵-۸]. از طرفی جذب و پراکندگی میدان کاوشگر ضعیف نیز می‌تواند به‌طور مؤثر با همدوسی اتمی و تداخل کوانتومی تعدیل شود [۹-۱۵]. همدوسی اتمی به‌وسیله جفت‌شدگی قوی میدان‌ها، گسیل خودبه‌خودی و پمپ کردن ناهمدوس حاصل می‌شود و نشان داده شده است که همدوسی اتمی ناشی از میدان همدوس لیزر نقش مهمی در تعدیل خواص اپتیکی سامانه‌های اتمی از قبیل: همدوسی خودبه‌خودی (SGC)^۳ [۱۰]، لیزر زایی بدون وارونی جمعیت^۴ [۱۴]، کنترل گسیل خودبه‌خودی [۱۱]، گیراندازی همدوس جمعیت^۵ [۱۵]، دو پایایی نوری [۱۶-۱۷] و دیگر پدیده‌های مربوطه [۱۸-۲۱] دارد. رفتار گذرای جذب و پاشندگی باریکه ضعیف کاوشگر در محیط از مکانیسم‌های بسیار مهم به‌عنوان کلید زنی پرسرعت اپتیکی در مخابرات و شبکه اطلاعات کوانتومی و ادوات اپتوالکترونیکی و تمام اپتیکی می‌باشد [۲۲].

پدیده‌های مشابه دیگر شامل همدوسی و تداخل کوانتومی در سیستم‌های حالت‌جامد نظیر نیمه‌هادی‌ها، چاه‌های کوانتومی و نقاط کوانتومی نیز می‌توانند روی دهند [۲۳-۲۶]. با استفاده از این خاصیت مطالعاتی بر روی تشخیص و آشکارسازی امواج تراهرتز در نیمه‌هادی‌ها انجام شده است [۲۷-۳۲]. نرخ واهلش فازی در نیمه‌هادی‌ها بزرگ است (تقریباً 10 ps^{-1}) [۳۳] و این واقعیت باعث می‌شود که مزایای زیادی را در برخی متغیرهای فیزیکی، از قبیل انرژی‌های گذار، تقارن‌های قابل مهندسی، کم بودن جرم مؤثر الکترون، بزرگ بودن گشتاور دوقطبی الکترونیکی و ضرایب غیرخطی بزرگ به خود اختصاص دهد. در این سامانه‌ها اثرات همدوسی توسط میدان‌های اعمالی و تونل زنی، به طیف الکترونیکی روی می‌دهد [۳۴]. به دلیل کاربردهای فراوان نیمه‌هادی‌ها در ادوات اپتوالکترونیکی، اعمال شفافیت القایی الکترومغناطیسی در ادوات مبتنی بر نیمه‌هادی‌ها از جهات کاربردی بسیار حائز اهمیت است [۳۵-۴۰].

به همین دلیل، مواد جامد محیط‌های مهمی برای بررسی رفتار اپتیکی یک باریکه ضعیف کاوشگر می‌باشند. از طرف دیگر اخیراً، گرافن به دلیل پتانسیل کاربردهای نانو الکترونیکی آن و دیگر کاربردهای محتمل آن در فیزیک ماده چگال، بسیار

² Electromagnetically Induced Transparency (EIT)

³ Spontaneously Generated Coherence (SGC)

⁴ Lasing without population inversion

⁵ Coherent Population Trapping (CPT)

می‌باشند. به‌طور ویژه میدان‌های الکتریکی قطبش دار $E_1^+(E_2^-)$ در فرکانس‌های ω_1 و ω_2 به‌منظور انجام گذار $(|2\rangle \rightarrow |3\rangle) (|2\rangle \rightarrow |4\rangle)$ عمل می‌شوند. به‌علاوه، فرض می‌کنیم که میدان ضعیف کاوشگر با قطبش راست‌گرد، با دامنه E_p^+ و فرکانس زاویه‌ای حامل ω_p با گذار بین ترازهای $(|1\rangle \rightarrow |4\rangle)$ برهمکنش می‌کند. بدون اعمال میدان نوری خارجی برای یک تک لایه گرافن و فقط در حضور میدان مغناطیسی، هامیلتونی مؤثر به‌صورت زیر نوشته می‌شود [۳۸]:

$$\hat{H}_0 = v_F \begin{pmatrix} 0 & \hat{\pi}_x - i\hat{\pi}_y & 0 & 0 \\ \hat{\pi}_x + i\hat{\pi}_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \hat{\pi}_x + i\hat{\pi}_y \\ 0 & 0 & \hat{\pi}_x - i\hat{\pi}_y & 0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

که در آن، $v_F = 3\gamma_0 / (2\hbar a) \approx 10^6 \text{ m/s}$ سرعت فرمی می‌باشد (در این رابطه $\gamma_0 \sim 2.8 \text{ eV}$ انرژی نزدیک‌ترین گذار الکترونی و $a = 1.42 \text{ \AA}$ فاصله بین اتم‌های کربن در گرافن)، عملگر اندازه حرکت الکترون و پتانسیل برداری مغناطیسی می‌باشند. ما پتانسیل برداری میدان نوری را با توجه به معادله $(\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_{23}) \vec{A}_{opt} = ic\vec{E} / \omega$ به پتانسیل برداری میدان مغناطیسی اضافه می‌کنیم و عملگر عام اندازه حرکت $\hat{\pi}$ در هامیلتونی را ایجاد می‌کنیم. هامیلتونی برهمکنش با میدان نوری فرودی به‌صورت زیر ارائه می‌شود [۵۳]:

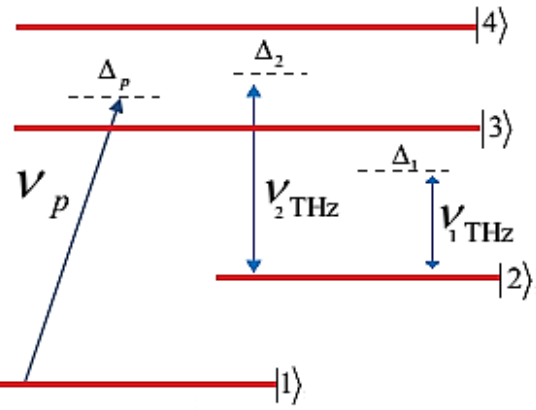
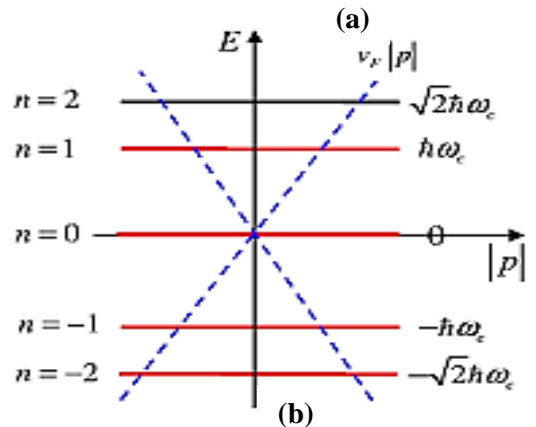
$$\vec{H}_{int} = v_F \vec{\sigma} \cdot \frac{e}{c} \vec{A}_{opt} \quad (2)$$

معادله استاندارد معادله رفتار دینامیکی سیستم برای ماتریس چگالی الکترون‌های دیراک در گرافن که با میدان‌های خارجی اندرکنش می‌کنند به‌وسیله معادله لیویل $\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_{int}, \hat{\rho}] + \hat{L}(\rho)$ عبارت $\hat{L}(\rho)$ قسمت واهلش فازی را نشان می‌دهد و بیانگر بازگشت الکترون‌ها به حالت پایه به‌صورت غیرهمدوس می‌باشد و ممکن است ناشی از برهمکنش با فونون‌ها، برهمکنش‌های حامل-حامل باشد. این جمله با استفاده از تابع همبستگی زیر داده می‌شد [۵۳]:

$$\langle \mathcal{E}^*(t) \mathcal{E}(t') \rangle = \Gamma \delta(t - t') \quad (3)$$

به‌عنوان نتیجه، معادلات حرکت ماتریس چگالی در چارچوب تقریب موج چرخان به‌صورت زیر داده می‌شود:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{22} &= -\gamma_2 \rho_{22} + \gamma_3 \rho_{33} + \gamma_4 \rho_{44} + i\Omega_{e_2}^* \rho_{32} - i\Omega_{e_2} \rho_{23} + i\Omega_{e_1}^* \rho_{42} - i\Omega_{e_1} \rho_{24} \\ \dot{\rho}_{33} &= -\gamma_3 \rho_{33} + i\Omega_{e_2} \rho_{23} - i\Omega_{e_2}^* \rho_{32} \end{aligned}$$



شکل (۱): (a) دیگرام ترازهای انرژی و گذارهای اپتیکی الکترون، (b) اندرکنش الکترونی ترازهای انرژی با میدان‌های کنترل‌کننده و نور ضعیف کاوشگر [۵۳]

گذارهای اپتیکی بین ترازهای همسایه لاندائو در گرافن تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی در بازه $0.1-10 \text{ T}$ در ناحیه مادون قرمز و تراهرتز جای می‌گیرند ($\hbar v_c = \sqrt{B(\text{Tesla})} \text{ meV}$). گذارهای درون زیر باندهی در ناحیه تراهرتز ($1-10 \text{ THz}$) یا $1-4 \text{ meV}$ می‌باشد و ممکن است از مرتبه پهن‌شدگی دمایی الکترون‌ها ($25-6 \text{ meV}$) در دماهای $300-77 \text{ K}$ باشند [۵۴].

بنابراین، در یک شرایط معمول و ساختار مرسوم هم فوتون‌های ورودی اشاره‌شده و هم دمای محیط می‌توانند الکترون‌های حالت پایه را تحریک کنند و به ترازهای بالاتر بفرستند. میدان الکتریکی باریکه ضعیف کاوشگر که در محیط منتشر می‌شود به‌صورت $\vec{E}_p = \vec{e}_p^+ E_p^+ \exp(-i\omega_p t + ik_p \cdot \vec{r})$ و میدان‌های کنترل‌کننده در فرکانس‌های زاویه‌ای ω_1 و ω_2 به‌صورت $\vec{E}_{12} = \vec{e}_1^+ E_1^+ \exp(-i\omega_1 t + ik_1 \cdot \vec{r}) + \vec{e}_2^+ E_2^+ \exp(-i\omega_2 t + ik_2 \cdot \vec{r})$ نشان داده می‌شوند. به‌طوری‌که، e_1^+ بردار یکه پایه میدان با قطبش راست‌گرد و e_2^- بردار یکه پایه میدان با قطبش چپ‌گرد

خطی به صورت زیر داده می شود:

$$\chi = \frac{2N}{\epsilon_r E_p} \mu_{41} \rho_{41} \quad (5)$$

در اینجا N چگالی الکترون‌ها در گرافن دوبعدی و ϵ_r ثابت دی‌الکتریک زیرلایه می‌باشد. پذیرفتاری از دو قسمت تشکیل شده است؛ قسمت حقیقی و قسمت موهومی ($\chi = \chi' + i\chi''$). قسمت حقیقی آن پاشندگی را نشان می‌دهد و قسمت موهومی آن بیانگر جذب می‌باشد. شیب پاشندگی میدان کاوشگر نقش عمده‌ای در سرعت گروه دارد. سرعت گروه نور v_g که به صورت رابطه (۶) محاسبه می‌شود [۲۵]:

$$v_g = \frac{c}{1 + 2\pi\chi'(\omega_p) + 2\pi\omega_p (\partial\chi'(\omega_p) / \partial\omega_p)} \quad (6)$$

معادله (۶) بیان می‌کند که وقتی قسمت حقیقی پذیرفتاری قابل‌اغماض باشد، انتشار نور برای یک شیب منفی پاشندگی فراسرعت خواهد بود و برای شیب مثبت پاشندگی سرعت انتشار فرو سرعت نور را خواهیم داشت.

۳- نتایج و بحث

اکنون ما به تحلیل نتایج عددی معادلات فوق و بحث در مورد رفتار گذرا و حالت پایای طیف‌های جذب و پاشندگی به‌دست‌آمده می‌پردازیم. در این تحلیل به‌منظور پاسخ سریع آشکارساز به وجود و عدم وجود امواج تراهرتز، زمان تکامل شیب پاشندگی و مدت‌زمان موردنیاز برای سوئیچ کردن سرعت نور از فراسرعت به فرورسعت یا بالعکس را بررسی می‌کنیم.

در شکل (۲) طیف‌های پاشندگی و جذب میدان کاوشگر ضعیف به‌صورت تابعی از نامیزانی کاوشگر برای دو مقدار $\Delta\varphi = (0, \pi)$ و فرکانس‌های رای‌مربوط به میدان تراهرتز $\Omega_{c_1} = \Omega_{c_2} = 4\gamma_0$ نشان داده شده‌اند. تحت شرط تشدید و برای $\Delta\varphi = \pi$ ، جذب بالای میدان کاوشگر همراه با شیب پاشندگی منفی خواهیم داشت.

وقتی فاز نسبی بین میدان‌های اعمالی $\Delta\varphi$ صفر شود، جذب کاهش‌یافته و شفافیت زیادی همراه با شیب مثبت پاشندگی در اطراف نامیزانی میدان کاوشگر صفر به‌وجود می‌آید. درواقع در $\Delta\varphi = 0$ ، سیستم برای نور در گذار $|4\rangle \rightarrow |1\rangle$ تقریباً شفاف می‌شود. بنابراین، پاشندگی و جذب نور به فاز نسبی بین میدان‌ها بسیار حساس می‌باشد و سرعت انتشار فراسرعت نور به فرورسعت نور تغییر می‌کند.

تحت شرط تشدید و برای $\Delta\varphi = \pi$ ، جذب بالای میدان کاوشگر همراه با شیب پاشندگی منفی خواهیم داشت.

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{44} &= -\gamma_4 \rho_{44} - i\Omega_p^* \rho_{41} + i\Omega_p \rho_{14} - i\Omega_{c_1}^* \rho_{42} + i\Omega_{c_1} \rho_{24}, \\ \dot{\rho}_{12} &= [-\frac{\gamma_2}{2} + i(\Delta_p - \Delta_c)] \rho_{12} - i\Omega_{c_2} \rho_{13} + i\Omega_p^* \rho_{42} - i\Omega_{c_1} \rho_{14}, \\ \dot{\rho}_{13} &= [-\frac{\gamma_3}{2} + i\Delta_p] \rho_{13} - i\Omega_{c_2}^* \rho_{12} + i\Omega_p^* \rho_{43}, \\ \dot{\rho}_{14} &= [-\frac{\gamma_4}{2} + i\Delta_p] \rho_{14} + i\Omega_p^* (\rho_{44} - \rho_{11}) - i\Omega_{c_1}^* \rho_{12}, \\ \dot{\rho}_{23} &= [-\frac{\gamma_2 + \gamma_3}{2} + i\Delta_c] \rho_{23} + i\Omega_{c_1}^* (\rho_{33} - \rho_{22}) + i\Omega_{c_1}^* \rho_{43} - i\Omega_{c_1}^* \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{24} &= [-\frac{\gamma_2 + \gamma_4}{2} + i\Delta_c] \rho_{24} + i\Omega_{c_1}^* (\rho_{44} - \rho_{22}) + i\Omega_{c_2}^* \rho_{34} - i\Omega_{c_1}^* \rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{34} &= [-\frac{\gamma_3 + \gamma_4}{2}] \rho_{34} + i\Omega_{p_2} \rho_{14} + i\Omega_{c_2} \rho_{24} - i\Omega_{c_1}^* \rho_{32} - i\Omega_{p_1}^* \rho_{31}, \\ \rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} &= 1 \end{aligned} \quad (4)$$

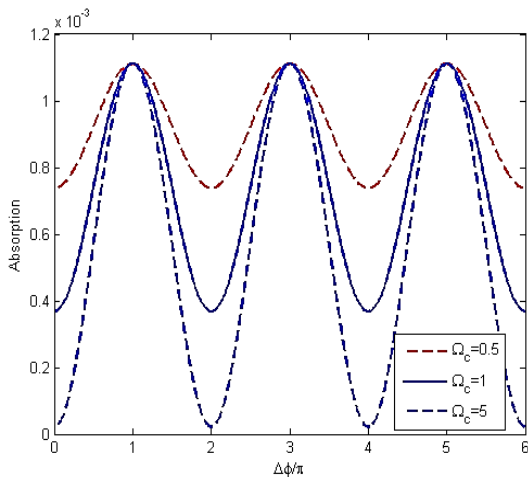
به‌طوری‌که:

$$\Delta_c = (\epsilon_{n+1} - \epsilon_n) / \hbar - \omega_{Hz} \quad \text{و} \quad \Delta_p = (\epsilon_{n=1} - \epsilon_{n=-2}) / \hbar - \omega_p$$

نشان‌دهنده نامیزانی فرکانس‌ها و $\Delta_n = \text{sgn}(n)\hbar\omega_c \sqrt{|n|}$ انرژی الکترون‌های نزدیک نقطه فرمی است که در آن، $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ و $\omega_c = \sqrt{2}v_F / l_c$ و $l_c = \sqrt{\hbar c / eB}$ طول مغناطیسی را نشان می‌دهد.

پارامترهای $\Omega_2 = (\bar{\mu}_{43} \bar{e}_2^+) E_2^- / \hbar$ ، $\Omega_p = (\bar{\mu}_{41} \bar{e}_p^+) E_p^+ / \hbar$ و $\Omega_1 = (\bar{\mu}_{21} \bar{e}_1^+) E_1^+ / \hbar$ فرکانس‌های رای‌الکترون‌ها می‌باشد که با عناصر ماتریس ممان دوقطبی گذار $\bar{\mu}_{mn} = \langle m | \bar{\mu} | n \rangle = e \langle m | \vec{r} | n \rangle = \frac{i\hbar e}{\epsilon_n - \epsilon_m} \langle m | v_F \vec{\sigma} | n \rangle$ برای گذار اپتیکی مرتبط می‌باشد. همچنین γ_j ($j = 2, 3, 4$) نرخ واپاشی تراز $|j\rangle$ می‌باشد. برای نشان دادن حساسیت این سیستم به فاز نسبی بین باریکه کاوشگر و میدان‌های کنترل‌کننده، وابستگی فازی فرکانس رای‌به فاز نور را به صورت $\Omega_{c_1} = |\Omega_{c_1}| e^{-i\phi_1}$ ، $\Omega_{c_2} = |\Omega_{c_2}| e^{-i\phi_2}$ و $\Omega_p = |\Omega_p| e^{-i\phi_3}$ در نظر می‌گیریم. با بازتعریف متغیرهای معادله (۴) به صورت $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} e^{i\phi_1}$ ، $\tilde{\rho}_{23} = \rho_{23} e^{i(\phi_3 - \phi_1 - \phi_2)}$ ، $\tilde{\rho}_{13} = \rho_{13} e^{i(\phi_3 - \phi_2)}$ ، $\tilde{\rho}_{14} = \rho_{14} e^{i\phi_3}$ ، $\tilde{\rho}_{24} = \rho_{24} e^{i(\phi_3 - \phi_1)}$ معادلات جدیدی برای عناصر ماتریس چگالی حاصل می‌شود که دارای وابستگی فاز نسبی $\tilde{\rho}_{ij}$ می‌باشد. برای بحث در مورد پذیرفتاری خطی سیستم در رفتار گذرا، ما با توجه به این واقعیت که شدت میدان کاوشگر از شدت میدان‌های کنترل‌کننده خیلی کوچک‌تر است، عناصر ماتریس چگالی را به صورت $\rho_{ij} = \rho_{ij}^0 + \rho_{ij}^1 + \rho_{ij}^2 + \rho_{ij}^3 + \dots$ نشان می‌دهیم. جواب مرتبه صفر $\rho_{11}^{(0)} = 1$ می‌باشد و دیگر عناصر صفر خواهند بود. پذیرفتاری

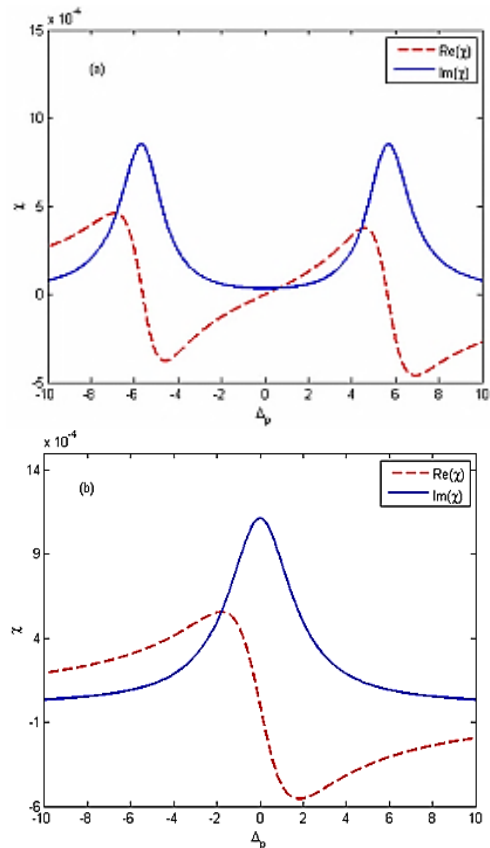
شکل (۴) جذب نور ضعیف کاوشگر در گرافن را نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که گرافن برای مقادیر $\Delta\varphi = n\pi (n=1,3,5,\dots)$ به یک جاذب مبدل می‌شود در حالی که، برای $\Delta\varphi = m\pi (m=0,2,4,\dots)$ جذب به مینیمم مقادیر خود می‌رسد. با توجه به این که اختلاف فاز با یک جمله نمایی در معادلات ظاهر می‌شود و دارای یک قسمت حقیقی و موهومی می‌باشد، از این جهت بر روی جملات موهومی پذیرفتاری الکتریکی گرافن که بیانگر جذب در محیط است تأثیر می‌گذارد.



شکل (۴): تغییرات قسمت موهومی پذیرفتاری الکتریکی بر حسب تغییرات فاز نسبی میدان‌های اعمال شده به‌ازای پارامترهای $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = (0.5\gamma_0, 1\gamma_0, 5\gamma_0)$, $\Delta_c = \Delta_p = 0$

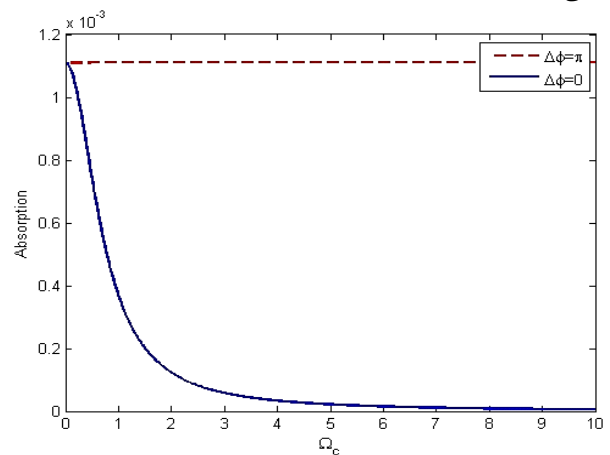
در ادامه به بررسی رفتار گذرای نور کاوشگر می‌پردازیم. در واقع این محیط را می‌توان به‌عنوان سوئیچ اپتیکی استفاده کرد که اجازه کنترل سیگنال نوری را با کنترل فاز نسبی میدان‌های اعمالی می‌دهد. در شکل‌های بعدی ما به بررسی رفتار دینامیکی نور کاوشگر می‌پردازیم. به‌طور ویژه ما علاقه‌مند به بررسی مدت‌زمان لازم برای سوئیچ کردن سرعت نور از فراسرعت به فروسرعت و بالعکس در محیط انتشار می‌باشیم. زمان سوئیچ کردن عبارت است از مدت‌زمان لازم برای رسیدن به حالت پایدار از فراسرعت نور به فروسرعت و بالعکس.

در شکل‌های (Δ-a, b) اثر فاز نسبی میدان‌های اعمالی و فرکانس رابی بر رفتار گذرای نور کاوشگر نشان داده شده است. در شکل (Δ-a) مشاهده می‌شود که جذب نور برای فرکانس رابی موج تراهرتز به‌اندازه $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 0.5\gamma_0$ به‌ازای هر اختلاف‌فازی یک مقدار بیشینه است و اختلاف‌فاز روی جذب در این حالت تأثیر ندارد پس برای شدت‌های بسیار پایین امواج تراهرتز آشکارساز ما یک جاذب برای نور ضعیف کاوشگر است اما وقتی شدت میدان تراهرتز بالا می‌رود و فرکانس رابی به مقدار $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 4\gamma_0$ می‌رسد همان‌طور که در شکل (Δ-b) مشاهده می‌کنیم سیستم



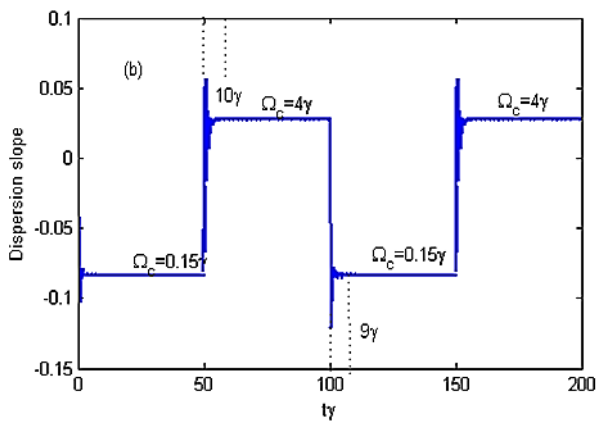
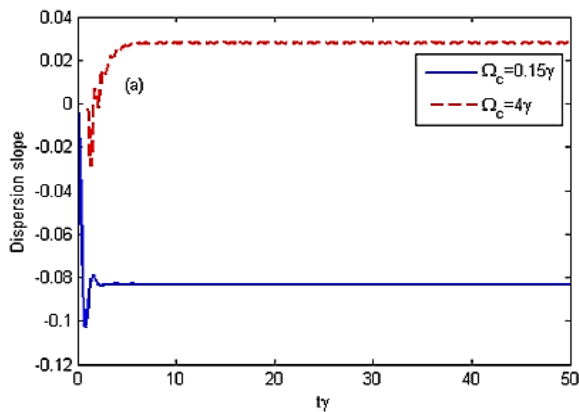
شکل (۲): قسمت حقیقی (خط چین) و قسمت موهومی (خط تیره) پذیرفتاری الکتریکی بر حسب نامیزانی کاوشگر. پارامترها عبارت‌اند از: (a) $\Delta\varphi=0$, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 4\gamma_0$ و (b) $\Delta\varphi=\pi$, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 4\gamma_0$

شکل (۳) نمودار جذب برای فاز نسبی $\Delta\varphi = (0, \pi)$ بر حسب فرکانس رابی $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = \Omega_c$ در حالتی که نور کاوشگر و امواج تراهرتز در حالت تشدید هستند؛ $\Delta_p = \Delta_c = 0$ را نشان می‌دهد. همان‌طور که می‌بینیم برای $\Delta\varphi = \pi$ سیستم دارای جذب بوده و با افزایش فرکانس رابی موج تراهرتز بدون تغییر می‌ماند در حالی که به‌ازای $\Delta\varphi = 0$ جذب با افزایش فرکانس رابی موج تراهرتز کاهش می‌یابد.



شکل (۳): تغییرات قسمت موهومی پذیرفتاری الکتریکی بر حسب فرکانس رابی به‌ازای $\Delta\varphi=(0,\pi)$, $\Delta_c = \Delta_p = 0$

پاشندگی مثبت بوده که متناظر انتشار فرو سرعت نور می‌باشد و به ازای فرکانس رابی برابر $4\gamma_0$ شیب پاشندگی منفی بوده که متناظر با انتشار فراسرعت نور می‌باشد. در شکل (۶-b) فرایند سوئیچ زنی سرعت گروه نشان داده شده است که بین ۹ الی ۱۰ پیکوثانیه تخمین زده می‌شود. براین اساس، همچنین با تغییر مستمر فاز نسبی میدان‌ها از طرفی می‌توان یک کلید اپتیکی برای شبکه ارتباطات و مخابرات کوانتومی مبتنی بر امواج تراهرتز طراحی کرد.

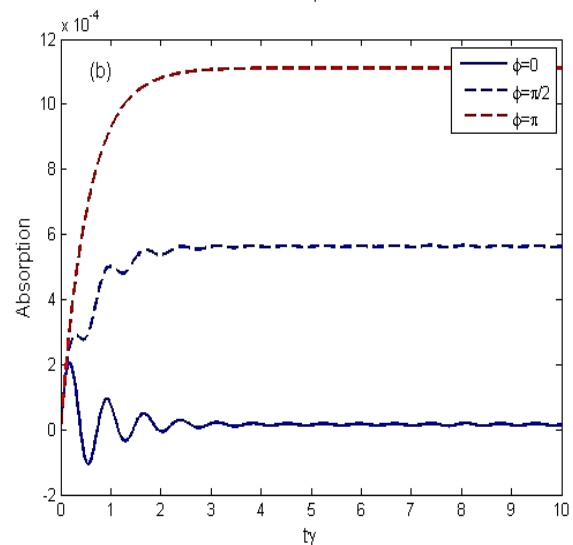
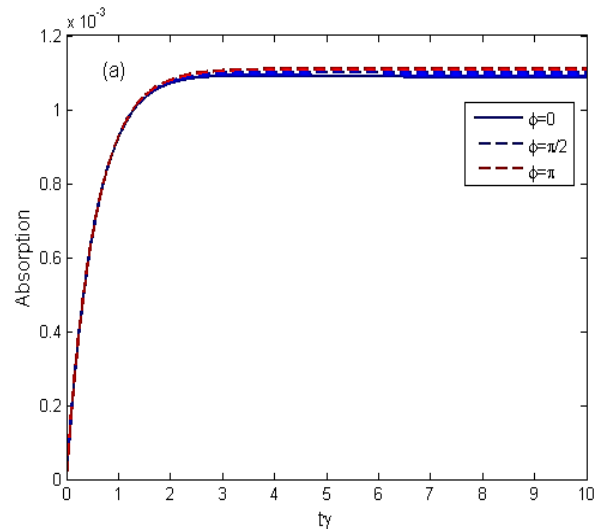


شکل (۶): (a) رفتار دینامیکی و (b) فرایند سوئیچ زنی سرعت گروه نور کاوشگر ضعیف به‌ازای: $\Delta\phi = 0$, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = (0.15\gamma_0, 5\gamma_0)$

شکل (۷-a) رفتار گذرای شیب پاشندگی را برای پارامترهای $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 5\gamma$ برای مقادیر فاز نسبی $\Delta\phi = (0, \pi)$ نشان می‌دهد. می‌بینیم که شیب پاشندگی در شرایط پایدار برای $\Delta\phi = 0$ مثبت می‌باشد درحالی‌که برای مقدار فاز نسبی $\Delta\phi = \pi$ منفی می‌باشد.

در شکل (۷-b) نمودار دیاگرام سوئیچ شیب پاشندگی برای مقادیر متفاوت فاز نسبی میدان‌های اعمالی را نشان می‌دهد. مشاهده می‌کنیم که زمان سوئیچ کردن از فراسرعت به فرو سرعت نور 8ps و برای سوئیچ کردن از فرورسعت نور به فراسرعت 6ps می‌باشد.

نسبت به اختلاف فاز بسیار حساس می‌شود. در این حالت برای اختلاف فاز صفر درجه، جذب با گذر زمان سریعاً کاهش یافته و به دلیل تغییر جمعیت الکترون‌ها بین ترازهای بالایی تا به حالت پایدار برسد رفتاری نوسانی داشته و در نهایت جذب به صفر نزدیک می‌شود ولی برای اختلاف فاز $\pi/2$ و π جذب تدریجاً افزایش می‌یابد و سرانجام به یک مقدار بزرگ در حالت پایدار می‌رسد.



شکل (۷): رفتار دینامیکی فرایند کنترل جذب نور کاوشگر ضعیف

به‌ازای: (a)- $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 0.5\gamma_0$, $\Delta\phi = (0, \pi/2, \pi)$

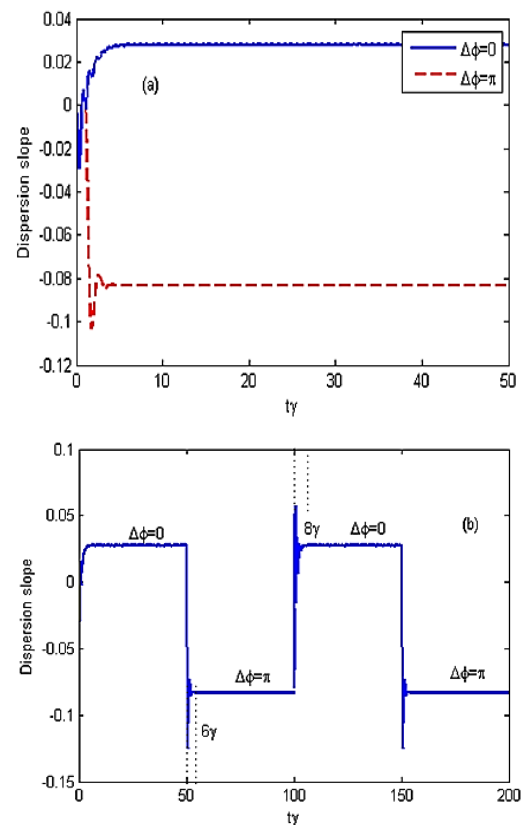
و (b) $\Delta\phi = (0, \pi/2, \pi)$, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 4\gamma_0$

شکل (۶) رفتار دینامیکی و فرایند سوئیچ زنی سرعت گروه نور را به دلیل حساسیت آشکارساز به نوسانات سریع امواج تراهرتز برای حالتی که فرکانس رابی موج تراهرتز بین دو مقدار 0.15γ و 4γ در حال تغییر است نشان می‌دهد. در اینجا اختلاف فاز میان میدان‌ها برابر صفر است. در شکل (۶-a) رفتار دینامیکی شیب پاشندگی نشان داده شده است. به‌ازای فرکانس رابی $0.15\gamma_0$ شیب

طرفی با علم به این‌که یک ماده منفجره در کدام محدوده از فرکانس تراهرتز جذب یا عبور دارد، می‌توان هسته آشکارساز را با اعمال یک شدتی مشخصی از میدان مغناطیسی تنظیم نمود تا به آن فرکانس‌ها حساس باشد. آنچه که اینجا اهمیت دارد این است که تابش امواج تراهرتز با فرکانس‌های مشخصی که در شکل (۱) نشان داده شده است؛ باعث ایجاد تغییر در جذب و سرعت گروه نور کاوشگر می‌شود و این مبنای آشکارسازی امواج تراهرتز است.

۵- منابع

- [1] B. Ferguson and X. C. Zhang, "Materials for Terahertz Science and Technology", Nat. Matter vol. 1, pp. 26–33, 2002.
- [2] Masayoshi Tonouchi, "Cutting-edge Terahertz Technology.", Nat. Photonics vol. 1, pp. 97-105, 2007.
- [3] C. Baker et. al. "Detection of Concealed Explosives at a Distance Using Terahertz Technology," Proc. IEEE. vol 95, pp. 1559-1565, 2007.
- [4] James TA Carriere, Frank Havermeier and Randy A. Heyler. "THz-Raman Spectroscopy for Explosives, Chemical, and Biological Detection," CBRNE. Sensing XIV. Proc. SPIE 8710 87100M, 2013.
- [5] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos, "Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media," Rev. Mod. Phys. vol. 77, pp. 633–73, 2005.
- [6] S. Harris, J. Field, A. Imamoglu, "Nonlinear Optical Processes Using Electromagnetically Induced Transparency," Phys. Rev. Lett. vol. 64, pp. 1107–10, 1990.
- [7] K. Boller, A. Imamolu, S. Harris, "Observation of Electromagnetically Induced Transparency," Phys. Rev. Lett. vol. 66, pp. 2593–6, 1991.
- [8] J. Field, K. Hahn, S. Harris, "Observation of Electromagnetically Induced Transparency in Collisionally Broadened Lead Vapor," Phys. Rev. Lett. vol. 67, pp. 3062–5, 1991.
- [9] S. Harris, "Laser without Inversion: Interference of Lifetime-Broadened," Phys. Today, vol. 50, pp. 36-42, 1997.
- [10] M. Sahrui, M. Mahmoudi, R. Kheradmand, "The Impact of the Relative Phase on the Transient Optical Properties of a Four-level EIT Medium," Phys. Lett. A. vol. 367, pp. 408–14, 2007.
- [11] J-Q. Shen, Z-C. Ruan, S. He, "Influence of the Signal Light on the Transient Optical Properties of a Four-level EIT Medium," Phys. Lett. A, 330, pp. 487–95, 2004.
- [12] M. A. Macovei, J. Evers, "Phase Dependence of Collective Fluorescence via Interferences from Incoherent Pumping," Opt. Commun., 240, pp. 379–84, 2004.
- [13] J. Javanainen, "Effect of State Superpositions Created by Spontaneous Emission on Laser-Driven Transitions", EPL. 1992, 17, 407–12.
- [14] X. Hu, J-P. Zhang, "Coherent Population Trapping via Quantum Interference of Incoherent Pump Processes in Three-level Systems," j. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. vol. 37, pp. 345–56, 2004.
- [15] M. Fleischhauer, H. Keitel, M. O. Scully, C. Su, "Lasing Without Inversion and Enhancement of the Index of Refraction via Interference of Incoherent Pump Processes," Opt. Commun. vol. 87, pp. 109–14, 1992.
- [16] D. Bullock, J. Evers, C. H. Keitel, "Modifying Spontaneous Emission via Interferences from Incoherent Pump Fields," Phys. Lett. A 307, pp. 8–12, 2003.



شکل (۷): (a) رفتار دینامیکی و (b) فرایند سوئیچ زنی سرعت گروه نور کاوشگر ضعیف به‌ازای $\Delta\phi = (0, \pi)$, $\Omega_{c1} = \Omega_{c2} = 5\gamma_0$

۴- نتیجه‌گیری

رفتار گذرا و پایایی جذب و پاشندگی میدان ضعیف کاوشگر در یک آشکارساز مبتنی بر نانو ساختار دوبعدی گرافن که بر اساس شفافیت القایی الکترومغناطیسی مورد تحقیق قرار گرفت؛ نشان داد از روی تغییرات جذب و پاشندگی میدان کاوشگر ضعیف و حساسیت آن نسبت به‌شدت و فاز نسبی امواج تراهرتز می‌توان یک آشکارساز سریع و تمام اپتیکی برای آشکارسازی امواج تراهرتز طراحی کرد. همچنین نشان داده شد که با بررسی تغییرات سرعت گروه انتشار نور فراسرعت به فرو سرعت و بالعکس، محیط گرافن به‌کار برده‌شده در هسته آشکارساز می‌تواند به‌عنوان یک پاسخگر حساس و سریع نسبت به نوسانات امواج تراهرتز باشد. در اینجا پاسخ آشکارساز بین ۵–۸ ps که زمان بسیار کوتاهی می‌باشد محاسبه شد. از طرفی به دلیل بالا بودن سرعت سوئیچ‌زنی می‌توان از گرافن به‌عنوان سوئیچ‌های نوری کوانتومی در بسیاری از شبکه‌های مخابرات و ارتباطات کوانتومی مورد استفاده قرار داد. محدوده آشکار سازی طیف امواج تراهرتز توسط شدت میدان مغناطیسی خارجی تعیین می‌شود. بنابراین، دستیابی به فرکانس مورد نظر در محدوده تراهرتز جهت آشکارسازی به‌صورت گزینشی با تغییر شدت میدان مغناطیسی اعمال شده قابل حصول است. از

- [36] J. F. Dynes, M. D. Frogley, M. Beck, J. Faist, C. C. Phillips, "ac Stark Splitting and Quantum Interference with Intersubband Transitions in Quantum Wells," *Phys. Rev. Lett.* 94, 157403, 2005.
- [37] M. D. Frogley, J. F. Dynes, M. Beck, J. Faist, C. C. Phillips, "Gain Without Inversion in Semiconductor Nanostructures," *Nat. Mater.* 5, pp. 175–8, 2006.
- [38] A. Imamoğlu, R. J. Ram, "Semiconductor Lasers Without Population Inversion," *Opt. Lett.* 19, 1744, 1994.
- [39] A. Joshi, M. Xiao, "Optical Bistability in a Three-level Semiconductor Quantum-Well System," *Appl. Phys. B.* vol. 79, pp. 65–9, 2004.
- [40] T. Müller, W. Parz, G. Strasser, K. Unterrainer, "Pulse-Induced Quantum Interference of Intersubband Transitions in Coupled Quantum Wells," *Appl. Phys. Lett.* 84, 64, 2004.
- [41] M. L. Sadowski, G. Martinez, M. Potemski, C. Berger, W. de Heer, "A Landau Level Spectroscopy of Ultrathin Graphite Layers," *Phys. Rev. Lett.* 97, 266405, 2006.
- [42] Y-H. Ho, Y-H. Chiu, D-H. Lin, C-P. Chang, M-F. Lin, "Magneto-optical Selection Rules in Bilayer Bernal Graphene," *ACS Nano.* 4, pp. 1465–72, 2010.
- [43] D. S. L. Abergel, V. I. Fal'ko, "Optical and Magneto-Optical Far-Infrared Properties of Bilayer Graphene," *Phys. Rev. B.* 75, 155430, 2007.
- [44] X. Yao, A. Belyanin, "Giant Optical Nonlinearity of Graphene in a Strong Magnetic Field," *Phys. Rev. Lett.* 108, 255503, 2012.
- [45] T. Gu, N. Petrone, J.F. McMillan, A. van der Zande, M. Yu, G. Q. Lo, D. L. Kwong, J. Hone, C. W. Wong, "Regenerative Oscillation and Four-wave Mixing in Graphene Optoelectronics," *Nat. Photonics* 6, pp. 554–9, 2012.
- [46] S. A. Mikhailov, "Theory of the Nonlinear Optical Frequency Mixing Effect in Graphene," *Physica E Low Dimens Syst Nanostruct.*, 44, pp. 924–7, 2012.
- [47] C. Ding, R. Yu, J. Li, X. Hao, Y. Wu, "Matched Infrared Soliton Pairs in Graphene Under Landau Quantization via Four-wave Mixing," *Phys. Rev. A.* 90, 043819, 2014.
- [48] C. Ding, R. Yu, J. Li, X. Hao, Y. Wu, "Formation and Ultraslow Propagation of Infrared Solitons in Graphene under an External Magnetic Field," *J. Appl. Phys.* 115, 234301, 2014.
- [49] X. He, Y. Huang, X. Yang, L. Zhu, F. Wu, J. Jiang, "Tunable electromagnetically induced transparency based on terahertz graphene metamaterial," *RSC Advances.* 7(64), pp. 40321-6, 2017.
- [50] X. Shi, D. Han, Y. Dai, Z. Yu, Y. Sun, H. Chen, X. Liu, J. Zi, "Plasmonic analog of electromagnetically induced transparency in nanostructure graphene," *Optics Express.* 21(23), pp. 28438-43, 2013.
- [51] M. Najafi, "Sensing Properties Investigation of Graphene Oxide Reduced by Various Agents for Detection of DMMP"; *ADST.* 3. 7 (4), pp. 269-276, 2016.
- [52] SHAOPENG LIU, WEN-XING YANG, ZHONGHU ZHU, AND RAY-KUANG LEE, " Effective terahertz signal detection via electromagnetically induced transparency in graphene," *JOSA B* 33.2, pp. 279-285, 2016.
- [53] S. H. Asadpour, H. R. Hamed, H. R. Soleimani, "Role of Incoherent Pumping Field on Absorption–Dispersion Properties of Probe Pulse in a Graphene Nanostructure under External Magnetic Field," *Physica E Low Dimens Syst Nanostruct.* 71, pp. 123–9, 2015.
- [54] N. E. I. Etteh, P. Harrison, "Carrier Scattering Approach to the Origins of Dark Current in Mid- and Far-Infrared (terahertz) Quantum-Well Intersubband Photodetectors (QWLPs)" *IEEE J. Quant. Electron.* 37, pp. 672–5, 2001.
- [17] S. Hossein Asadpour, A. Eslami-Majd, "Controlling the Optical Bistability and Transmission Coefficient in a Four-level Atomic Medium," *J. Lumin.*, 132, pp. 1477–82, 2012.
- [18] K. I. Osman, A. Joshi, "Induced Coherence and Optical Bistability in a Four-level System with Incoherent Pumping," *Opt. Commun.* 293, pp. 86–94, 2013.
- [19] M. A. Antón, F. Carreño, O. G. Calderón, S. Melle, "Tunable all-Optical Bistability in a Semiconductor Quantum Dot Damped by a Phase-dependent Reservoir," *Opt. Commun.* 281, pp. 3301–13, 2008.
- [20] A. Chen, "Coherent Manipulation of Spontaneous Emission Spectra in Coupled Semiconductor Quantum Well Structures," *Opt. Express.* 22, pp. 26991, 2014.
- [21] L-G. Si, W-X. Yang, X. Yang, "Ultraslow Temporal Vector Optical Solitons in a Cold Four-level Tripod Atomic System," *Opt. Soc. Am. B.* 26, 478, 2009.
- [22] W-X. Yang, A-X. Chen, R-K. Lee, Y. Wu, "Matched Slow Optical Soliton Pairs via Biexciton Coherence in Duanum Dots," *Phys. Rev. A.*, 84, 013835, 2011.
- [23] A. M. C. Dawes, "All-Optical Switching in Rubidium Vapor Science," *Science* 308, 672–4, 2005.
- [24] S. M. Sadeghi, S. R. Leffler, J. Meyer, "Quantum Interference and Nonlinear Optical Processes in the Conduction Bands of Infrared-Coupled Quantum Wells," *Phys. Rev. B.* 59, pp. 15388–94, 1999.
- [25] H. Su, S. L. Chuang, "Room-Temperature Slow Light with Semiconductor Quantum-Dot Devices," *Opt. Lett.* 31, pp. 271–273, 2006.
- [26] P. Palinginis, F. Sedgwick, S. Crankshaw, M. Moewe, C. J. Chang-Hasnain, "Room Temperature Slow Light in a Quantum-Well Waveguide via Coherent Population Oscillation," *Opt. Express.* 13, pp. 9909, 2005.
- [27] P-C. Ku, F. Sedgwick, C. J. Chang-Hasnain, P. Palinginis, T. Li, H. Wang, S-W. Chang, S-L. Chuang, "Slow Light in Semiconductor Quantum Wells," *Opt. Lett.*, 29, pp. 2291, 2004.
- [28] J. Li, R. Yu, X. Hao, A. Zheng, and X. Yang, "Coherent Laser-Induced Optical Behaviors in Three-Coupled-Quantum Wells and Their Application to Terahertz Signal Detection," *Opt. Commun.* 282, pp. 4384–4389, 2009.
- [29] S. H. Asadpour, Z. Golsanamlou, and H. R. Soleimani, "Infrared and Terahertz Signal Detection in a Quantum Dot Nanostructure," *Phys. E.* 54, pp. 45–52, 2013.
- [30] H. C. Liu, C. Y. Song, A. J. Spring Thorpe, and J. C. Cao, "Terahertz Quantum-Well Photodetector," *Appl. Phys. Lett.* 84, pp. 4068–4070, 2004.
- [31] D. Suzuki, S. Oda, and Y. Kawano, "GaAs/AlGaAs Field-Effect Transistor for Tunable Terahertz Detection and Spectroscopy with Built-in Signal Modulation," *Appl. Phys. Lett.* 102, pp. 122102, 2013.
- [32] J. Y. Jia, J. H. Gao, M. R. Hao, T. M. Wang, W. Z. Shen, Y. H. Zhang, J. C. Cao, X. G. Guo, and H. Schneider, "Dark Current Mechanism of Terahertz Quantum-well Photodetectors," *J. Appl. Phys.* 116, 154501, 2014.
- [33] S. H. Asadpour, H. R. Soleimani, "Role of Exciton Spin Relaxation on Optical Bistability and Multistability in a Multiple Quantum Well," *Opt. Quant. Electron.* 47, pp. 401–12, 2015.
- [34] J. Shiri, "Propagation of a Laser Pulse and Electro-Optic Switch in a GaAs/AlGaAs Quadruple-Coupled Quantum Dot Molecule Nanostructure," *Laser Phys.* 26, 056202, 2016.
- [35] Faist, Jerome, et al. "Controlling the Sign of Quantum Interference by Tunnelling from Quantum Wells," *Nature.* 390, pp. 589-591, 1997.

EIT-Based Graphene Nanostructure Detectors for Detecting Materials Using Terahertz Waves

J. Shiri, A. Malekzadeh*

Imam Hossein Comprehensive University

(Received: 20/10/2018, Accepted: 08/02/2019)

Abstract

Different materials have different absorption spectra of the terahertz (THz) radiation. So, by detecting the absorption spectra of THz radiation of different materials we can assess material substances. We propose and analyse an efficient way to detect the THz radiation in a magnetized graphene system via electromagnetically induced transparency (EIT). In this paper an all-optical method for THz signal detection in graphene nanostructure in the core of a detector is investigated. Such a scheme for THz signal detection mainly relies on the measurement of probe transmission spectra, in which the behaviour of a weak-probe transmission spectrum can be controlled by switching on/off the THz signal radiation. Taking into account the tuneable optical transition frequency between the Landau levels in graphene, our analytical results demonstrate that a broad frequency bandwidth of the THz signal radiation can be inspected and modulated by means of an external magnetic field. This feature is useful for detection of explosives with wide absorption spectra of the optical terahertz signal. Common explosives such as RDX, TEND and Ammonium Nitrate in the spectral range of THz signal are widely used in a variety of explosives. Effects of parameters such as intensity of the terahertz radiation and relative phase between the fields on the absorption and dispersion of probe field have been studied. Also, detector sensitivity and rapid response to fluctuations of terahertz radiation by measuring the switching time of group velocity of probe field from subluminal to superluminal and vice versa have been studied. The estimated range of the switching time is between 5 ps to 8 ps for subluminal to superluminal light propagation. Such all-optical detectors can be well used in a wide range of THz spectroscopy for (explosive or forbidden) material detection.

Keywords: All-optical Switching, Detection, Dispersion and Absorption, Electromagnetically Induced Transparency, Graphene Nanostructure, Terahertz Signals

* Corresponding author E-mail: afard77@gmail.com