

طراحی آشکارساز نوری مادون قرمز طول موج بلند بر اساس شفافیت القائی الکترومغناطیسی

^۱مجید ضیائی شیشوان؛ ^۲علی رستمی

^{۱،۲} دانشگاه آزاد اسلامی - واحد تهران جنوب - دانشکده تحصیلات تکمیلی

چکیده: در این مقاله آشکارساز نوری مادون قرمز طول موج بلند مبتنی بر شفافیت القائی الکترومغناطیسی که مناسب برای عملکرد در دمای اتاق و محدوده تراهرتز می باشد، پیشنهاد می گردد. انگیزه اصلی از عملکرد در دمای اتاق توسط تبدیل طول موج بلند به طول موج کوتاه یا سیگنال مرئی به وسیله پدیده شفافیت القائی الکترومغناطیسی بیان می شود. برای تحقق این ایده از ترازهای اتمی استفاده می گردد که قابلیت شبیه سازی با چاههای کوانتومی یا نقاط کوانتومی را دارد. در ساختار معرفی شده سیگنال مادون قرمز طول موج بلند، مستقیماً سبب تحریک الکترون نمی شود بلکه بر روی مشخصه جذب نوری سیگنال مرئی اثر می گذارد. بنابراین می توان اثر جریان تاریکی ناشی از حرارت را کاهش یا حذف کرد. این ایده قابلیت استفاده به عنوان آشکارساز نوری مادون قرمز طول موج بلند را دارا می باشد.

کلید واژه: آشکارساز نوری، مادون قرمز، شفافیت القائی الکترومغناطیسی.

Long wave length infrared photo detector design based on electromagnetic transpire

Majid Ziaie shishevan¹; Ali Rostami²

Abstract: In this paper a novel long-wavelength infrared (IR) photodetector based on Electromagnetically induced transparency (EIT) is proposed. This kind of photo-detectors is suitable for operation in room temperature and terahertz range (low level signal) detection. Main idea for operation in the room temperature is related to convert the incoming long-wave length IR signal to short-wave length or visible probe field through EIT phenomena. Realization of the idea implemented with using atomic states (that can be simulated by introducing quantum wells or dots). In the proposed structure long-wave length IR signal dose not directly interact with electrons, but affects the absorption characteristic of short-wave length or visible probe field. Therefore; the introduced structure reduces and/or cancels out the thermionic dark current component and can operate as a long-wave length photo detector

Keyword: *Electromagnetic Transparency, Infrared Photo Detector, Quantum Wells, Quantum Dots.*

۱. مقدمه

امروزه آشکارسازهای مادون قرمز به خاطر کاربردهای متنوع در صنایعی مثل پزشکی، دفاعی، سیستم‌های امنیتی، صنایع نفت و گاز، پیش بینی زلزله، نگه داری تجهیزات برقی و غیره مورد توجه قرار گرفته است [۱-۳]. مخصوصاً آشکار سازهای مادون قرمز با طول موج بلند با قابلیت عملکرد در دمای اتاق توجه زیادی را به خود جلب کرده است. عامل محدود کننده در آشکارساز های مادون قرمز، جریان تاریکی می باشد که سبب عملکرد نامناسب در دمای اتاق و در طول موج های بلند می گردد [۴-۶]. در دمای اتاق انرژی ناشی از حرارت $E = kT$ سبب تحریک الکترون ها می گردد که در حضور میدان الکتریکی باعث ایجاد جریان ناشی از تحریک حرارتی از مولفه های جریان تاریکی می شود که به عنوان اساسی ترین منبع نویز در آشکارساز مطرح است. همچنین برای آشکارسازی سیگنال های کم انرژی (طول موج های بلند) که به محدوده THz معروف است، نیاز به فاصله باند انرژی E_g کوچکتری می باشد. انرژی فوتون در این بازه فرکانسی $41 \text{ meV} \sim 4$ می باشد که احتمالاً در محدوده توزیع حرارتی الکترون باشد. در درجه حرارت 77 K انرژی حرارتی 6 meV و در درجه حرارت 300 K انرژی حرارتی 26 meV می باشد، که حرارت سبب تحریک الکترون میگردد نه فوتون آمده از هدف [۵-۶]. بنابراین آشکارسازی سیگنال های کم انرژی به خاطر سیگنال به نویز پایین با روش های قبلی امکان پذیر نیست [۷]. در آشکارساز بر اساس شفافیت القائی الکترومغناطیسی، که بر اساس کنترل نور با نور کار می کنند، می توان ضریب جذب و ضریب شکست نور را با نور دیگر کنترل کرد. در واقع در روی مشخصات نوری ماده تغییرات انجام می دهیم و سبب ایجاد اثرات غیر خطی می شویم [۸]. در آشکارسازی مادون قرمز به روش شفافیت القائی الکترومغناطیسی، نور طیف مرئی (سیگنال پروب) را با نور مادون قرمز (سیگنال کنترل) کنترل می کنیم. در این روش تشعشع مادون قرمز آمده از هدف به طور مستقیم سبب تحریک الکترون نمی گردد، بلکه بر روی مشخصه جذب نورسیگنال در طیف مرئی اثر می گذارد. در واقع شفافیت القائی الکترومغناطیسی سبب تبدیل طول موج بلند به طول موج کوتاه یا مرئی می شود. از لحاظ الکتریکی با انتقال الکترون در طیف مرئی در گیر خواهیم بود و مشکلات طیف مادون قرمز به طیف مرئی منتقل می شود که در آن محدوده به خاطر فاصله باند انرژی بزرگتر مشکل تحریک حرارتی الکترون بر طرف می شود. بنابراین می توانیم مسئله جریان تاریکی ناشی از گسیل حرارتی را بر طرف

کنیم [۷-۶]. البته کلیه محاسبات آشکار ساز (محاسبات نویز و جریان) مربوط به طیف مرئی خواهد بود. در حالت ایده ال برای تحقق این آشکارسازها از تراز های اتمی استفاده می شود که در حالت واقعی برای ایجاد این تراز ها از چاههای کوانتومی و نقاط کوانتومی استفاده می گردد [۳-۴].

۲. روابط ریاضی حاکم

پیش زمینه محاسباتی برای تحلیل عملکرد آشکارساز نوری مبتنی بر پدیده شفافیت القائی الکترومغناطیسی با بهره گیری از اصول فیزیک کوانتومی نوری به همراه نتایج شبیه سازی در این بخش تشریح می گردد.

شکل (۱) یک سیستم چهار ترازه اتمی را نشان می دهد. در این شکل میدان کنترلی، میدان پروب، میدان مادون قرمز به ترتیب بین تراز $2 - 1$ ، $4 - 1$ ، $4 - 2$ ، $3 - 2$ اعمال می گردد.

در سیستم اتمی چهار ترازه تابع موج، هامیلتونین بدون اندر کنش و هامیلتونین با اندرکنش توسط روابط زیر داده می شود [۹].

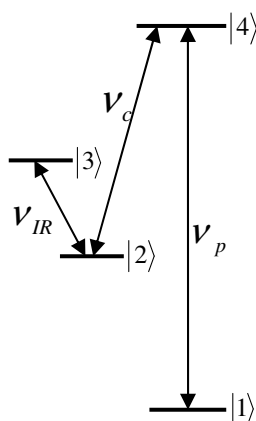
$$|\Psi(t)\rangle = C_{1(t)}|1\rangle + C_{2(t)}|2\rangle + C_{3(t)}|3\rangle + C_{4(t)}|4\rangle \quad (1)$$

$$H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3| + \hbar\omega_4|4\rangle\langle 4| \quad (2)$$

$$H_1 = \hbar\Omega_p|1\rangle\langle 4| + \hbar\Omega_c|2\rangle\langle 4| + \hbar\Omega_{IR}|2\rangle\langle 3| \quad (3)$$

هامیلتونین کلی سیستم چهار ترازه به صورت شکل زیر می باشد.

$$H = \hbar \begin{pmatrix} v_1 & 0 & 0 & -\Omega_p e^{iV_p t} \\ 0 & v_2 & -\Omega_{IR} e^{iV_{IR} t} & -\Omega_c e^{iV_c t} \\ 0 & -\Omega_{IR} e^{-iV_{IR} t} & v_3 & 0 \\ -\Omega_p e^{-iV_p t} & -\Omega_c e^{-iV_c t} & 0 & v_4 \end{pmatrix} \quad (4)$$



شکل ۱. سیستم اتمی چهار ترازه

برای محاسبه پولاریزاسیون نور داریم.

$$P(z,t) = \epsilon_0 \chi E(z,t) \quad (14)$$

$$P(z,t) = \rho(\rho_{ab}(z,t) + c.c) \quad (15)$$

در رابطه بالا ρ ماتریس دو قطبی بین ترازهای ۱-۴ می باشد. اثرپذیری نوری برای سیستم چهارترازه برای سیگنال پروب به صورت زیر می باشد:

$$\chi = \frac{P}{\epsilon_0 E} = \frac{2N_a \rho^2 \rho_{ab}}{\epsilon_0 \Omega_p \hbar} \quad (16)$$

در رابطه بالا N_a و Ω_p به ترتیب فرکانس رابی پروب و چگالی اتمی می باشند. اثر حرارت بر روی عملکرد سیستم به صورت زیر در نظر گرفته می شود.

$$E_{TH} = \frac{3}{2} KT \quad (17)$$

در رابطه بالا E_T انرژی حرارتی بر حسب ژول و T درجه حرارت بر حسب کلوین و K ثابت بولتزمن می باشد. در واقع این مقدار انرژی است که بایستی به انرژی سیگنال مادون قرمز افزوده شود. پاسخ خطی یک اتم به نور رزنانت به وسیله معادله مرتبه اول اثر پذیری نوری تعریف می شود.

$$\chi^{(1)} = \chi' + i\chi'' \quad (18)$$

در این رابطه قسمت موهومی $\chi^{(1)}$ متناسب با ضریب جذب α و قسمت حقیقی $\chi^{(1)}$ متناسب با ضریب شکست β می باشد که ضریب جذب و ضریب شکست به صورت زیر می باشد.

$$\alpha = \omega_p n_0 \chi'' / c \quad (19)$$

$$\beta = \omega_p n_0 \chi' / 2c \quad (20)$$

رفتار دقیق سیستم اتمی چهار ترازه بوسیله محاسبه قطب و صفر ضریب اثر پذیری نوری $\chi_p^{(1)}$ مشخص می شود.

$$\chi_p^{(1)} = \frac{i2N_a \rho^2 / \epsilon_0 \hbar [\gamma_{21} + i(\Delta_p - \Delta_c) + \frac{\Omega_{IR}^2}{L}]}{[\Omega_c^2 + [i\Delta_p + \gamma_{41}] [i(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{21}] + \frac{\Omega_{IR}^2 (i\Delta_p + \gamma_{41})}{L}]} \quad (21)$$

که $L = [i(\Delta_p - \Delta_c + \Delta_{IR}) + \gamma_{31}]$ می باشد. در روابط زیر قطب ها و صفرها نشان داده شده است.

$$poles(\chi_p) = \begin{cases} v_{41} + \sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_{IR}^2} \\ v_{41} - \sqrt{\Omega_c^2 + \Omega_{IR}^2} \end{cases}$$

در سیستم های چند ترازه و در سیستم های شبه اتمی مثل چاه های کوانتومی و نقاط کوانتومی معادله اداره کننده، معادلات ماتریس چگالی خواهد بود که از روی معادله شرودینگر ایجاد می شود، به صورت زیر خواهد بود [۹]:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] \quad (5)$$

برای یک سیستم چهار ترازه داریم:

$$\dot{\rho}_{41} = -[i\Delta_p + \gamma_{41}] \rho_{41} + i\Omega_p \rho_{11} + i\Omega_c \rho_{21} - i\Omega_p \rho_{44} \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{21} = -[i(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{21}] \rho_{21} + \quad (7)$$

$$i\Omega_{IR} \rho_{31} + i\Omega_c \rho_{41} - i\Omega_p \rho_{24}$$

$$\dot{\rho}_{31} = -[i(\Delta_p + \Delta_{IR} - \Delta_c) + \gamma_{31}] \rho_{31} + i\Omega_{IR} \rho_{21} - i\Omega_p \rho_{34} \quad (8)$$

در این معادلات $\Delta_c = v_{42} - v_c$ و $\Delta_p = v_{ab} - v_p$ و $\Delta_{IR} = v_{32} - v_{IR}$ می باشد. در معادلات دیفرانسیلی بالا در ابتدا فرض می کنیم:

$$\rho_{44}^{(0)} = \rho_{22}^{(0)} = \rho_{33}^{(0)} = \rho_{42}^{(0)} = \rho_{43}^{(0)} = 0 \quad (9)$$

معادلات دیفرانسیلی ماتریسی به صورت زیر قابل حل است:

$$\dot{R} = -MR + A \quad (10)$$

که ماتریس M و A به صورت زیر تعریف می شود.

$$A = \begin{bmatrix} i\alpha \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$$

و

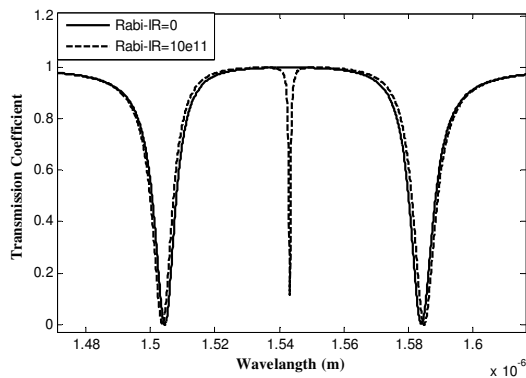
$$M = \begin{bmatrix} [i\Delta_p + \gamma_{41}] & -i\Omega_c & 0 \\ -i\Omega_c & [i(\Delta_p - \Delta_c) + \gamma_{21}] & -i\Omega_{IR} \\ 0 & -i\Omega_{IR} & [i(\Delta_p + \Delta_{IR} - \Delta_c) + \gamma_{31}] \end{bmatrix} \quad (11)$$

در روابط بالا γ_{31} و γ_{21} و γ_{41} ضرایب میرائی و Ω_c و Ω_{IR} فرکانس رابی سیگنال کنترل و سیگنال مادون قرمز می باشند. در این روابط ماتریس R به صورت زیر تعریف می شود.

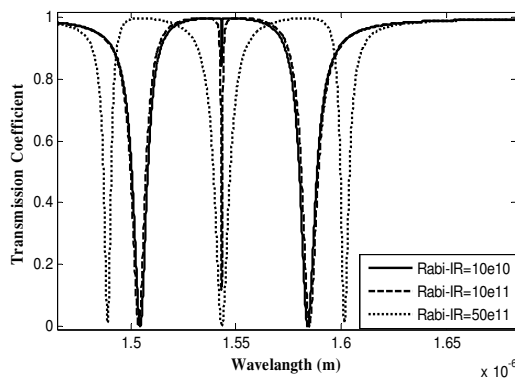
$$R = \begin{bmatrix} \rho_{41} \\ \rho_{21} \\ \rho_{31} \end{bmatrix} \quad (12)$$

جواب دقیق تحلیلی توسط رابطه زیر داده می شود.

$$R(t) = M^{-1} A \quad (13)$$



شکل ۲. ضریب عبور بر حسب طول موج در حضور تشعشع مادون قرمز و بدون حضور تشعشع مادون قرمز



شکل ۳. ضریب عبور بر حسب طول موج برای شدت‌های متفاوت تشعشع مادون قرمز

دامنه (شدت) باریکه نور مادون قرمز ($\Omega_{IR} = 10e10 \sim 50e11$) میزان جذب پیک مرکزی بیشتر می‌شود. در هنگامی که شدت میدان مادون قرمز قابل مقایسه با میدان کنترل گردد، علاوه بر جذب مرکزی باعث پهن شدن دابلت آتلر-تاوانس می‌شود. از دیدگاه دیگر با افزایش شدت مادون قرمز، مکان صفر و قطب سیستم عوض شده بر روی منحنی عبور اثر می‌گذارد. بنابراین می‌توان گفت که سیستم معرفی شده می‌تواند به عنوان آشکارساز نوری عمل کند.

$$(\Omega_c = 5 \times 10^{12} s^{-1}, \Omega_p = 10^8 s^{-1},$$

$$\Delta_{IR} = \Delta_c = 0, N_a = 10^{20} cm^{-3},$$

$$\gamma_{41} = 10^{12} s^{-1}, \gamma_{31} = \gamma_{21} = 5 \times 10^9 s^{-1},$$

$$\phi = 10^{-10} e - cm)$$

در سیستم چهار ترازه اتمی فرض کرده بودیم که هر سه میدان در رزنانس باشند، یعنی دقیقاً به اندازه ترازها کوپل شده باشند و عدم تنظیمی (detuning) در میدانها وجود ندارد. در هر حال اگر سه میدان به هم با عدم تنظیمی کوپل گردند شرایط جدیدی ایجاد

$$zeros(\chi_p) = \begin{cases} v_{41} + \Omega_{IR} \\ v_{41} - \Omega_{IR} \end{cases} \quad (22)$$

در حالتی که $\Omega_{IR} = 0$ داریم.

$$poles(\chi_p) = \begin{cases} v_{41} \\ v_{41} + \Omega_c \\ v_{41} - \Omega_c \end{cases}$$

$$zeros(\chi_p) = \begin{cases} v_{41} \\ v_{41} \end{cases} \quad (23)$$

در واقع با مشخص کردن مکان صفر و قطب می‌توان محل دقیق جذب و عبور را در منحنی عبور سیگنال پروب پیدا کرد. در زیر برای سیستم چهار ترازه نتایج شبیه سازی را نشان خواهیم داد، که با مقایسه مکان صفر و قطب می‌توان به نتایج یکسانی رسید.

۳. نتایج شبیه سازی

ضرایب عبور و شکست نور به ترتیب با قسمت موهومی و حقیقی اثرپذیری نوری متناسب است. اثر میدان کنترل و مادون قرمز بر روی منحنی عبور میدان پروب، برای سیستم چهار ترازه اتمی در شکل (۲) نشان داده شده است. همانطور که در شکل مشاهده می‌شود، بدون حضور میدان کنترل و میدان مادون قرمز در یک طول موج مشخص، جذبی مشاهده می‌گردد که مربوط به ترازهای ۱-۴ است. با اعمال میدان کنترلی قوی ($\Omega_c = 5 \times 10^{12}$) بین ترازهای ۲-۴ اثر اشتراک رخ میدهد، که سبب جدا شدن تراز ۴ و ایجاد دو تراز مجزا می‌شود، که فاصله این دو تراز جدید متناسب با شدت میدان کنترل می‌باشد. دو تراز جدید ایجاد شده به نام دابلت آتلر-تاوانس شناخته شده است، که با میدان کنترلی مشخصی ایجاد می‌گردد (اثر اشتراک در میدان های قوی رخ می‌دهد) و با افزایش شدت میدان کنترل پهن تر می‌گردد. در حضور میدان مادون قرمز دابلت آتلر-تاوانس به مقدار کمی پهن تر می‌گردد و پیک جذبی نیز درست در وسط مشاهده می‌گردد. دامنه جذب پیک مرکزی با ازای سیگنال مادون قرمز توان بالا و توان متوسط ($\Omega_{IR} = 10e10 \sim 10e11$) قال توجه می‌باشد.

$$(\Omega_c = 5 \times 10^{12} s^{-1}, \Omega_p = 10^8 s^{-1},$$

$$\Delta_{IR} = \Delta_c = 0, N_a = 10^{20} cm^{-3},$$

$$\gamma_{41} = 10^{12} s^{-1},$$

$$\gamma_{31} = \gamma_{21} = 5 \times 10^9 s^{-1}, \phi = 10^{-10} e - cm)$$

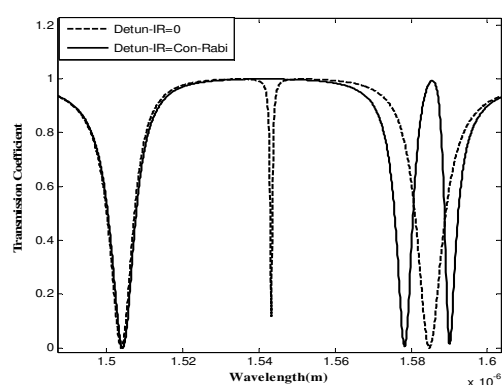
شکل (۳) اثر افزایش شدت تشعشع مادون قرمز را بر روی

منحنی عبور نشان می‌دهد. کاملاً مشهود است که با افزایش

عبور در طول موجی که قبلا در آن جذب کامل بود، ظاهر می شود که دامنه این پیک عبور نیز متناسب با شدت سیگنال مادون می باشد. بنابراین می توان جذب را به عبور تبدیل کرد که از این ویژگی نیز می توان برای آشکار سازی مادون قرمز استفاده کرد.

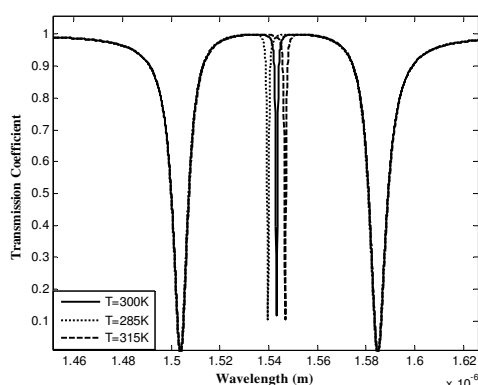
اثر حرارت محیط در روی سیگنال مادون قرمز ایجاد عدم تنظیم (detuning) در میدانها می باشد. شکل (۶) اثر حرارت محیط بر روی طیف عبور میدان پروب را نشان می دهد. آشکار است که طول موج جذب مرکزی با تغییرات دما، عوض می شود. تغییرات $7nm$ به ازای $30^{\circ}C$ مشاهده می شود وقتی که ضریب شکست محیط واحد باشد. اگر ماده مورد استفاده برای ایجاد آشکار ساز گالیوم آرسناید باشد (for GaAs) $n_{refractive} = 1 \rightarrow 3.5$ در این صورت ضریب وابستگی طول موج به حرارت کاهش می یابد $\Delta\lambda / \Delta T = 0.23 \text{ nm}/^{\circ}C \rightarrow 66 \text{ pm}/^{\circ}C$ که این مناسب برای کار های عملی می باشد.

$$\begin{aligned} \Omega_c &= 5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}, \Omega_p = 10^8 \text{ s}^{-1}, \\ N_a &= 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \gamma_{41} = 10^{12} \text{ s}^{-1}, \\ \gamma_{31} = \gamma_{21} &= 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, \phi = 10^{-10} \text{ e-cm} \end{aligned}$$



شکل ۵. ضریب عبور بر حسب طول موج بدون عدم تنظیم و با عدم تنظیم

$$\Delta_{IR} \approx \Omega_c$$



شکل ۶. ضریب عبور بر حسب طول موج برای حرارت های متفاوت محیط

می شود. در این حالت مکان صفر و قطب سیستم، قسمت حقیقی و موهومی اثر پذیری و همچنین ضریب عبور تغییر پیدا خواهد کرد. جذب مرکزی مطابق با عدم تنظیم مثبت یا منفی به راست یا چپ شیفت پیدا می کند شکل (۴). حالت جالب $\Delta_{IR} = \Delta_c$ می باشد، که طول موج جذب مرکزی ثابت می ماند.

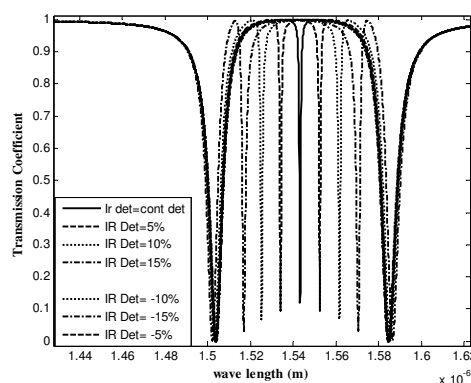
$$\begin{aligned} \Omega_c &= 5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}, \Omega_p = 10^8 \text{ s}^{-1}, \\ \Delta_{IR} = \Delta_c &= 0, N_a = 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \\ \gamma_{41} &= 10^{12} \text{ s}^{-1}, \gamma_{31} = \gamma_{21} = 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, \\ \phi &= 10^{-10} \text{ e-cm} \end{aligned}$$

در عدم تنظیم میدانها مورد جالب توجهی وجود دارد، که در شکل (۵) نشان داده شده است. در حالتی که هر سه میدان رزنانس باشند ($\Delta_{IR} = 0$)، یک پیک جذب دقیقا در وسط منحنی عبور وجود دارد (خط بریده). تشعشع مادون قرمز در طول موج بلند و میدان پروب در حوزه نور مرئی می باشد. بنابراین مشخصه جذب میدان پروب (طول موج کوتاه) در حالت رزنانس به عنوان مشخصه جذب تشعشع مادون قرمز تفسیر می شود.

در واقع می توان مشخصه جذب نوری میدان پروب را توسط نور مادون قرمز اصلاح کرد. این ویژگی سیستم حاضر مناسب برای استفاده در آشکارساز های مادون قرمز می باشد.

$$\begin{aligned} \Omega_c &= 5 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}, \Omega_p = 10^8 \text{ s}^{-1}, \\ \Delta_{IR} = \Delta_c &= 0, N_a = 10^{20} \text{ cm}^{-3}, \\ \gamma_{41} &= 10^{12} \text{ s}^{-1}, \gamma_{31} = \gamma_{21} = 5 \times 10^9 \text{ s}^{-1}, \\ \phi &= 10^{-10} \text{ e-cm} \end{aligned}$$

در ضمن در حالتی که عدم تنظیم میدان مادون قرمز برابر با $\Delta_{IR} \approx \Omega_c$ و میدان های دیگر در رزنانس باشند، یک پیک تیز



شکل ۴. ضریب عبور بر حسب طول موج برای عدم تنظیم های متفاوت

۴. نتیجه گیری

در این مقاله آشکارساز نوری مادون قرمز بر اساس شفافیت القائی الکترومغناطیسی با جریان تاریکی پایین نشان داده شد. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که در حضور سیگنال مادون قرمز مشخصه جذب نوری سیگنال مرئی تغییر می‌یابد. این ویژگی باعث شده که سیستم معرفی شده مناسب برای آشکارسازی مادون قرمز باشد.

در ساختار معرفی شده سیگنال مادون قرمز به طور مستقیم سبب تحریک الکترون نمی‌شود، بنابراین مؤلفه جریان حرارتی از جریان تاریکی حذف می‌گردد که یکی از اساسی‌ترین مشکلات این نوع آشکارسازها می‌باشد. در این روش چگونگی اثر جذب نور مادون قرمز در طیف مرئی ارتباطی $1.55\mu m$ نشان داده شد، که در آن ناحیه، به علت فاصله باند انرژی بزرگتر مشکل تحریک حرارتی الکترون برطرف می‌گردد.

در نهایت نشان دادیم که اثر حرارت محیط بر روی آشکارساز مبتنی بر شفافیت القائی الکترومغناطیسی سبب تغییرات جزئی (تغییرات $7nm$ به ازای $30^\circ C$) در طول موج آشکارسازی می‌شود که قابل قبول برای آشکار ساز می‌باشد. ساختار معرفی شده قابل ساخت با چاههای کوانتومی و نقاط کوانتومی می‌باشد.

فهرست علائم

-C	سرعت نور در خلاء
-E _g	فاصله انرژی باند ظرفیت و باند هدایت
-E _{TH}	انرژی حرارتی محیط
-E _{IR}	انرژی سیگنال مادون قرمز
-H	همپلتونین یا انرژی کلی سیستم
-K	ثابت بولتزمن
-P	بردار دو قطبی
-THz	سیگنال مادون قرمز طول موج بلند در محدوده ۳۰ الی ۳۰۰ میکرومتر
-N _a	چگالی اتمی
- Ψ(t)⟩	دامنه احتمال تابع موج شرودینگر
-V	فرکانس بین دو تراز اتمی
-Ω _p	فرکانس رابی سیگنال پروب، متناسب با شدت سیگنال مرئی می‌باشد
-Ω _{IR}	فرکانس رابی سیگنال مادون، متناسب با شدت سیگنال مادون قرمز می‌باشد

-Ω _c	فرکانس رابی سیگنال کنترل، متناسب با شدت سیگنال کنترل می‌باشد
-Δ	عدم تنظیم دو تراز اتمی
-ρ	چگالی احتمال
-γ _{ij}	ضرایب میرایی
-χ	ضریب اثر پذیری نوری
-χ'	قسمت حقیقی ضریب اثر پذیری نوری که متناسب با ضریب شکست می‌باشد
-χ''	قسمت موهومی ضریب اثر پذیری نوری که متناسب با ضریب جذب می‌باشد
-α	ضریب جذب
-β	ضریب شکست
-δ	ماتریس دو قطبی

منابع

- [1] N.A. Diakides, J. D. Bronzino, Medical infrared imaging, CRC Press, (2008)
- [2] D.L. Woolard, J.O. Jensen, R. J.Hwu, M.S. Shur, Terahertz Science And Technology For Military And Security Applications, world scientific,(2007)
- [3] R. Paiella, Intersubband Transitions in Quantum Structures, McGraw-Hill, (2006)
- [4] B. F. Levine, Quantum Well Infrared Photodetectors, Appl. Phys. 74, R1-R81 (1993)
- [5] N. E. I. Etteh, P. Harrison, " First principles calculations of the dark current in quantum well infrared photodetectors" Physica E. 13, 381- 384 (2002)
- [6] N. E. I. Etteh, P. Harrison "Quantum mechanical scattering investigation of the dark current in quantum well infrared photodetectors" Infrared Physics & Technology.44, 473- 480 (2003)
- [7] 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), Quantum Electronics, IEEE 37, 672 - 675 (2001)
- [8] Michael Fleischhauer, Atac Imamoglu, Jonathan P. Marangos, " Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media " Reviews of Modern Physics 77, 633-673 (2005)
- [9] Marlan o.Scully, M.Suhail Zubairy, Quantum Optics, Cambridge University Press, (1997)