بیستمین کنفرانس اپتیک و فوتونیک ایران
و ششمین کنفرانس مهندسی و فناوری فوتونیک ایران
۸ تا ۱۰ بهمن ماه۱۳۹۲ - دانشگاه صنعتی شیراز

کنترل گاف باند بلورهای فوتونی شامل نیم‌رساناهای چاه کوانتومیInGaAs/InAs از طریق دمش نوری

مهشید مختارنژاد، حبیب تجلی و صمد روشن انتظار

دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز، گروه اتمی ومولکولی

چکیده – در این مقاله تأثیر زاویه تابش درضریب بازتاب و گاف باند بلور فوتونی متشکل از نیم رساناهای چاه کوانتومی *InGaAs/InAs* تحت تابش یک پالس قوی دمشی فمتوثانیه مورد بررسی قرارگرفته است. نتایج نشان می‌دهد که به علت اثر اشتارک اپتیکی و کنترل فرکانس تشدید اکسیتون، گاف باند این بلور قابل کنترل می‌شود. این گاف باند قابل کنترل توسط اثراشتارک، می‌تواند در طراحی کلیدها و فیلترهای نوری مفید باشد. به دلیل ابعاد کوچک معرفی شده، این ساختار قابلیت زیادی در مدارات مجتمع نوری و سیستم‌های مخابرات نوری دارد.

کلید واژه- بلور فوتونی، اثر اشتارک، گاف باند،کلیدنوری

Using optical pulse pump to Control band gap of photonic crystals containing InGaAs/GaAs semiconductor quantum wells

Mahshid Mokhtarnejad[1], Habib Tajali[1], and Samad Roshan entezar[1]

[1] Department of physics, University of Tabriz, Tabriz

Abstract- In this paper, the effect of incident angle on reflectivity and the active band gap of a one-dimensional resonant photonic crystal containing InGaAs/GaAs semiconductor quantum wells is discussed. The photonic crystal is excited by a strong external femtosecond pump pulse with a frequency close to the exciton resonance frequency. The results show that owing to the optical Stark effect and control of the exciton resonance frequency, the crystal band gap can be controlled. This band gap that is controlled by the Stark effect, can be useful to design optical switches and filters. Due to the small size of the introduced structure, it has the capacity to utilize in the optical integrated circuits and optical telecommunication systems.

Keywords: Photonic crystal, Stark effect, Band gap, Optical switch

این مقاله در صورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

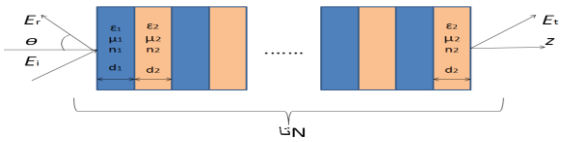
۱- مقدمه

بلورهای فوتونی، ساختارهایی با توزیع ضریب شکست متفاوت هستند که اولین بار در سال ۱۹۸۷ توسط رایلی معرفی شدند[۲-۱]. نیاز مبرم به استفاده از بلورهای فوتونی در ادوات نوری را می‌توان در یک کلمه، یعنی "مهندسی فوتون" که به انتشار فوتون در مقیاس طول موج دلالت دارد، خلاصه کرد. برای بالابردن سرعت انتقال و پردازش اطلاعات، استفاده از ابزارهای تمام نوری بجای الکترون یک امر ضروری است. مهمترین ویژگی بلورهای فوتونی وجود یک بازهٔ فرکانسی از امواج الکترومغناطیسی است که اجازهٔ انتشار در بلور را ندارند. این نواحی مجاز و غیر مجاز عبوری در ساختار بلور فوتونی در طراحی میکروکاواک‌های لیزری، فیلترها و کلیدهای نوری مورد استفاده قرارمی‌گیرند [۵-۳].

دراین مقاله، گاف باند بلور فوتونی متشکل از نیم رساناهای چاه کوانتومی InGaAs/InAs درحال تشدید با تراز اکسیتونی، در دو حالت یعنی بدون اعمال دمش و سپس تحت تابش یک پالس قوی دمشی مورد بررسی قرار گرفته است.بدین منظور از معادلات ماکسول و پیوستگی مؤلفه‌های مماسی میدان و روش ماتریس انتقال استفاده شده است. برخلاف گاف باند فوتونی غیرفعال معمولی، وقتی اکسیتون‌های چاه کوانتومی با تناوب براگ، تحت تابش پالس قوی اپتیکی با فرکانس نزدیک به فرکانس اکسیتونی قرار می‌گیرد، انتظار می‌رود که موقعیت و پهنای گاف باند فوتونی ازطریق پدیده اشتارک مدوله زمانی شده، بازتابندگی را از حالت تشدید با اکسیتون خارج سازد. در نتیجه با استفاده از تابش نور دمشی و فراهم‌سازی پدیده اشتارک برای ترازهای اکسیتونی، گاف باند این بلور را می توان تحت کنترل قرار داد[۸- ۶].

۲- محاسبهٔ گاف باند توسط ماتریس انتقال

طرح شماتیک ساختار بلور فوتونی یک بعدی مورد بررسی در شکل (۱) نشان داده شده است.



شکل۱: بلورفوتونی متشکل ازN سلول شامل ۲لایهٔ متناوب با ضریب شکست مختلف

روش ماتریس انتقال، یک روش ساده برای محاسبه و بررسی گاف باند بلورهای فوتونی یک بعدی است. با استفاده از این روش دامنهٔ امواج تابشی و بازتابی ورودی توسط ماتریس انتقال کل، که متشکل از حاصل ضرب ماتریس انتقال تک تک لایه ها می باشد به دامنهٔ میدان عبوری بصورت زیر مرتبط می‌شوند:

$$\begin{bmatrix} E_i \\ E_r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_t \\ 0 \end{bmatrix} \quad (۱)$$

که درآن E_i و E_r دامنهٔ میدان تابشی و بازتابی و E_t دامنهٔ میدان عبوری از ساختار است[۹]. با توجه به اینکه در مرز بین دو محیط، میدان الکتریکی و مغناطیسی باید در شرایط مرزی صدق کنند با استفاده ازاین شرایط مرزی می‌توان میدان ورودی و خروجی از یک لایه را توسط ماتریس انتقال به همدیگر ارتباط داد. در بلور فوتونی یک بعدی متشکل از چاه و سد کوانتومی، ماتریس انتقال به شکل زیر خواهد بود[۱۰]:

$$Z = Z_x Z_{xw} Z_w Z_{wx} Z_x \quad (۲)$$

که درآن، Z_x ماتریس انتقال سد محدود به چاه کوانتومی است:

$$Z_x = e^{i\phi_b} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (۳)$$

فاز ϕ_b برابر است با:

$$\phi_b = \omega n_b d_b \cos\theta_b / c \quad (۴)$$

Z_{xw} ماتریس پراکندگی موج الکترومغناطیسی در سطح مشترک بین سد و چاه پتانسیل بوده و برابر است با:

$$Z_{xw} = Z_{wx}^{-1} = \begin{pmatrix} \frac{1}{1+\rho} & \frac{\rho}{1+\rho} \\ \frac{\rho}{1+\rho} & \frac{1}{1+\rho} \end{pmatrix} \quad (۵)$$

در رابطهٔ فوق ρ ثابت بازتاب فرنل می‌باشد. Z_w ماتریس انتقال مربوط به چاه کوانتومی است که به صورت زیر داده می‌شود:

$$Z_w = i\Im \begin{pmatrix} e^{i\phi_w}(i\Im - 1) & -1 \\ 1 & e^{-i\phi_w}(i\Im + 1) \end{pmatrix} \quad (۶)$$

که $\Im$ و ϕ_w در آن برابر است با:

$$\phi_w = \omega n_w d_w \cos\theta_w / c \quad \text{و} \quad \Im = \frac{\Gamma_0}{\omega + \omega_0 + i\gamma} \qquad (۷)$$

دررابطهٔ (۷)، ω فرکانس نور ورودی، ω_0 فرکانس تشدید اکسیتون، Γ_0 نرخ واپاشی تابشی و γ نرخ واپاشی غیرتابشی اکسیتون است[۱۲-۱۱].

اگر هر دو سمت ساختار شکل (۱) به سد منتهی شود، ماتریس انتقال کل بلور فوتونی یک بعدی برای ساختار N لایه‌ای عبارت خواهد بود از:

$$Z_N = Z_x Z^N Z_x \qquad (۸)$$

در نتیجه، ماتریس انتقال کل به صورت زیر بیان می‌شود:

$$Z_N = \begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{pmatrix} \qquad (۹)$$

باتوجه به رابطهٔ (۸) ضریب بازتابش برابر خواهد بود با:

$$r = -Z_{21}/Z_{22} \qquad (۱۰)$$

برای زاویهٔ تابشی ورودی صفر، ضریب بازتابش قبلاً محاسبه شده است[۱۳]. دراینجا می‌خواهیم تأثیر تغییر زاویهٔ تابش در ضریب بازتابش و لذا کنترل گاف باند توسط پالس پمپاژ را بررسی کنیم.

۳- نتایج و بررسی

در این مقاله فرض شده است که ساختار مورد بررسی شامل ۲۰۰دوره ازچاه‌هایInGaAs وسدهای InAs است که به ترتیب دارای پهنای ۷ نانومتر ۲۳۳/۳ نانومترمی-باشند. گذردهی نسبی InGaAs و InAs مقداری مختلط و وابسته به دما است که به وسیله مدل درود تعریف می‌شود[۱۵-۱۴].

$$\varepsilon(\omega,T) = \varepsilon_\infty - \frac{(\omega_p(T))^2}{\omega^2 - i\omega\gamma(T)} \qquad (۱۱)$$

که در آن:

$$\omega_p(T) = 2\pi f_p(T) = \sqrt{\frac{\overline{N}(T)e^2}{\varepsilon_0 m^*}} \qquad (۱۲)$$

ε_∞ گذردهی الکتریکی در فرکانسهای بالا، m^* جرم موثر، e بار الکتریکی و $\overline{N}(T)$ چگالی حاملهای ذاتی می‌باشد. ارتباط دمایی در گذردهی به وسیلهٔ فاکتور اتلاف $\gamma(T)$ و فرکانس پلاسما $\omega_p(T)$ بیان می‌شود.

خواص اپتیکی سد InAs برابر است با:

m_{eff}:جرم) $m_{eff} = 0.023m_0$، ثابت‌دی‌الکتریک $\varepsilon_0 = 12.3$
مؤثر، m_0: جرم سکون الکترون) و T: دما(کلوین)

E_g انرژی باند گاف:

$$E_g = 0.415 - 2.76\times10^{-4}T^2/(T+83)(ev)$$

N تعداد حاملهای ذاتی:

$$N = 1.46T^{1.5}.10^{20}.\exp(E_g/(2.K_B T))(cm^{-3})$$

خواص اپتیکی چاهInGaAs برابر است با:

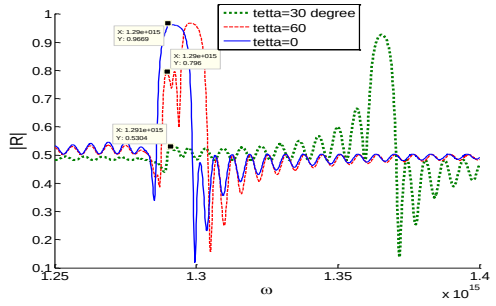
$$E_g = 0.15 + (0.43\times10^{-3})/T\,(ev)\ ،m_{eff} = 0.014m_0\ ،\varepsilon_0 = 15.7$$

و

$$N = 2.9\times10^{11}(2400-T)^{3/4}.(1+2.7\times10^{-4})T^{3/2}.\exp(-(0.129-1.5\times10^{-4}T)/(2.K_B T))$$

مقدار فاکتور اتلاف $\gamma(T)$ را برابر $0.05\omega_p(T)$ قرار می‌دهیم.

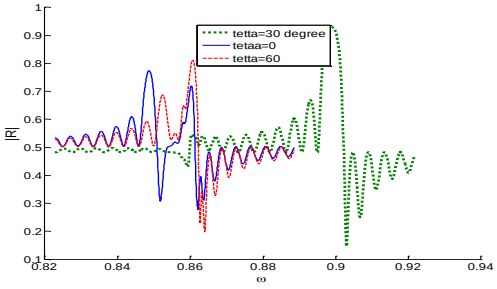
حال بازتابندگی $R = |r|^2$ را مطابق رابطهٔ (۱۰) برای نمونهٔ انتخابی در محدودهٔ فرکانسی ۰/۸۲۸ تا ۰/۸۸۵ الکترون ولت برای ۳ زاویهٔ تابش متفاوت (Θ=۰، Θ=۳۰ و Θ=۶۰) رسم می‌کنیم (شکل(۲)). اکسیتون فعال نمونهٔ انتخابی در ۱۰ درجهٔ کلوین در ۰/۸۶ الکترون ولت قرار دارد. همانطوری که از شکل (۲) برمی‌آید، قلهٔ بازتابندگی در غیاب دمش برای Θ=۰ در فرکانس ۰/۸۶ الکترون ولت (فرکانس تشدید($۱/۲۹\times۱۰^{۱۵}$ هرتز)) می‌باشد. با تغییر زاویهٔ ورودی، سیستم از حالت تشدید با اکسیتون خارج شده و بازتابندگی در این فرکانس کاهش می‌یابد.



شکل۲: بازتابندگی چاه کوانتومیInGaAs/GaAs ۲۰۰دوره ی برای زاویه تابش Θ=۰ درجه(نمودار آبی)، Θ=۳۰(قرمز نقطه چین)و Θ=۶۰ (نمودار سبز خط چین)می‌باشد.

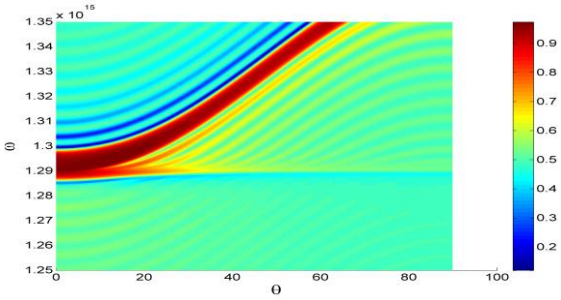
شکل (۳) وضعیت بازتابندگی سیستم را به همراه پالس دمش برای ۳ زاویهٔ تابش متفاوت (Θ=۰، Θ=۳۰ و Θ=۶۰) نشان می‌دهد. مشاهده می‌شود که با اعمال دمش،

سیستم دراین زوایا از حالت تشدید با اکسیتون خارج شده و بازتابندگی در این فرکانس کاهش می‌یابد و سیستم به عنوان عبور دهندهٔ نور عمل می‌کند.



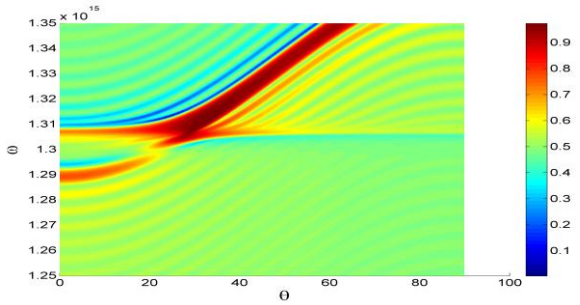
شکل ۳: طیف بازتابندگی پس از اعمال دمش برای زاویه تابش Θ=۰ درجه(نمودار آبی)، Θ=۳۰(قرمز نقطه چین)و Θ=۶۰ (نمودار سبز خط چین)می‌باشد.

بارسم گاف باند برای بلور متشکل از نیم رساناهای چاه کوانتومی InGaAs/InAs توسط ضریب بازتابش (رابطهٔ ۱۰) مناطق ممنوعهٔ فرکانسی مطابق شکل(۴) بدست می-آیند. تأثیر زاویهٔ ورودی در گاف باند این بلور در شکل زیر قابل مشاهده است.



شکل۴: نواحی قرمز، نمودارگاف باند فوتونیکی بلور فوتونی متشکل از نیم رساناهای چاه کوانتومی InGaAs/InAs است.

نواحی رنگی گاف باندهای غیرمجاز و نواحی سفید باندهای مجاز می‌باشند. همانطور که مشاهده می‌شود به ازای زاویهٔ ورودی صفر (Θ=۰) شاهد منطقهٔ ممنوعهٔ فرکانسی در بازهٔ $\omega = 1/287\times10^{15}$ تا $\omega = 1/298\times10^{15}$ هرتز هستیم. حال اگر سیستم را تحت پالس دمش قرار دهیم با توجه به اثراشتارک اپتیکی، جابجایی فرکانسی محسوسی در نمودار گاف باند مشاهده می‌شود و بدین ترتیب سیستم قابلیت پیدا می‌کند تا به عنوان فیلتر یا کلید نوری عمل کند. شکل(۵) وضعیت گاف باند سیستم تحت پالس دمش می باشد که نواحی تیره رنگ، گاف باندهای غیرمجاز و نواحی روشن باندهای مجاز می‌باشند. به ازای زاویهٔ ورودی صفر (Θ=۰) دو منطقهٔ ممنوعهٔ فرکانسی در بازهٔ $\omega = 1/29\times10^{15}$ تا $\omega = 1/292\times10^{15}$ و همچنین $\omega = 1/306\times10^{15}$ تا $\omega = 1/309\times10^{15}$ هرتز وجود دارد. با اعمال پالس دمش، یک جابجایی قابل ملاحظه در گاف باند اپتیکی بلور فوتونی مطابق شکل(۵) مشاهده می‌شود. پس از اعمال دمش نوری، گاف باند بلور کنترل شده و مکان نواحی فرکانسی غیرمجاز و مجاز تغییر می‌یابد.



شکل۵ : نواحی قرمز، گاف باند بلور فوتونی متشکل ازنیم رساناهای چاه کوانتومی InGaAs/InAs که تحت پالس دمش قرار دارد، می‌باشد.

۴- نتیجه‌گیری

با بررسی گاف باند فوتونیکی بلور فوتونی متشکل از نیم رساناهای چاه کوانتومی InGaAs/InAs و اعمال اثر اشتارک اپتیکی، نشان داده شد که گنجاندن بلور شامل چاه کوانتومی و بررسی تغییرات فرکانسی و زاویهٔ تابش، منجر به مکانیزم جدیدی برای ایجاد وکنترل گاف‌باندهای فوتونیکی می‌شود. پس از اعمال دمش نوری توسط لیزر فمتوثانیه، مکان نواحی فرکانسی غیرمجاز و نواحی مجاز تغییر می‌یابد که بدین صورت از این روش برای ساخت وگسترش فیلترها و کلیدهای نوری فوق سریع می‌توان بهره جست.

مراجع

[1] E. Yablonovitch**, Phys. Rev. Lett**. 58 (1987) 2059.
[2] S. John, **Phys. Rev. Lett**. 58 (1987) 2486.
[3] Y. Chen, **Appl. Phys**. 42 (2009) 3727.
[4] M. D. Javid, A. Ghaffari, F. Monifi, M. S. Abrishamian, **Journal of Applied Science** 53 (2008) 1891.
[5] S. V. Zhokovsky, A. G. Smirnov, **Phys. Rev. A**, 83 (2011) 023818.
[6] E. Waks, J. vuckovic, **Optics Express**, 13 (2005) 5064.
[7] W. J. Johnson**, Appl. Phys**. 101 (2007) 461.
[8] J. Gansen, K. Jarasiunas, L. Smirl, **Appl. Phys. Lett**. 6 (2002) 11.
[9] P. Yeh, **Optical Waves in Layered Media**, (1988), John Wiley and sons, NewYork .
[10] H. Ch. Hung, Ch. J. Wu, Sh. J. Chang, **App. Phys**. 110 (2011) 093110.
[11] T. Wang, D. Sh. Gao, **Chiness Science Bulltin**, 54 (2009) 3664.
[12] T. wang, G. Li, Zh. Chen, **Optics Express**, 16 (2008) 127.
[13] M. Mokhtarnejad, S. Roshan entezar, H. Tajali, **Annual Physics Conference of Iran**, 30 (2013) 894.
[14] V. Kumar, Kh. S. Singh, **Indian. J. Phys**. 85 (2011) 1811.
[15] H. Ch. Hung, Ch. J. Wu, **Appl. Phys**. 110 (2011) 093110