

تعیین تابع توزیع بهینه نمار شکست و عمق نفوذ آنیونها در بلور نوری آلومینای حفره‌دار

حمیده کاویانی، عبدالعلی رمضانی و محمد الماسی کاشی

پژوهشکده علوم و فناوری نانو، دانشگاه کاشان
پست الکترونیکی: rmzn@kashanu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۸۵/۱۰/۲۸ ؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۶/۱۰)

چکیده

با استفاده از روش مرتبه N و محاسبات ساختار نواری بلور نوری آلومینای حفره‌دار در راستای TX و بررسی تطابق نتایج آن با نتایج تجربی اندازه‌گیری ضرایب جذب و بازتاب، تغییرات نمار شکست آلومینا در ناحیه اکسید خارجی حول حفره‌ها مورد مطالعه قرار گرفت. در این محاسبات برای توزیع آنیونهای اسیدی فسفات در ناحیه اکسید خارجی تابعیت گاوسی در نظر گرفته شد و تعیین تغییرات نمار شکست، منجر به مشخص شدن عمق نفوذ آنیونها در این ناحیه گردید. با تعیین ترکیب نمار شکست آلومینا در ناحیه اکسید خارجی، ساختار نواری این بلور نوری برای چهار نوار اول در هر دو مد TE و TM محاسبه شد که نتایج محاسبات وجود یک گاف نواری کامل و باریک در مد TM را نشان می‌دهد.

واژه‌های کلیدی: بلور نوری، ساختار نواری نوری، آلومینای حفره‌دار

۱. مقدمه

قابلیت کنترل جریان الکترونها در یک ماده نیمه هادی منجر به ساخت انواع قطعات نیمه هادی شده است، به طور مشابه قابلیت کنترل انتشار نور در یک بلور نوری (حتی با انعطاف پذیری بیشتر) می‌تواند به تحولی بزرگ در ساخت ادوات نوری منجر شود. بلورهای نوری به لحاظ کنترل فوق‌العاده بر روی جریان نور کاربردهای متعددی در صنایع اپتیک جهت ساخت لیزرها، افزایش راندمان و کاهش ولتاژ آنها، استفاده در صنایع مخابرات فیبر نوری برای تغییر جهت بدون اتلاف نور، تغییر خصوصیات فیبر نوری با گرما برای تولید کلیدهای نوری گرمایی، ساخت آینه‌ها با انعکاس فوق‌العاده بالا در بازه فرکانس محدود در لیزرها دارد [۳]. با توسعه نانوفناوری انتظار می‌رود تولید بلورهای نوری در بازه‌های فرکانسی مختلف تسهیل گردد و در آینده این ادوات سهم چشمگیری در طراحی رایانه‌های نوری داشته باشند.

حرکت الکترون و حفره در شبکه تناوبی یک بلور نیمه هادی منجر به تشکیل نوارهای انرژی مجاز و ممنوع می‌شود. به طور مشابه، عبور فوتون از میان یک ساختار تناوبی مصنوعی با ضریب شکست متفاوت منجر به تشکیل نواحی انرژی مجاز می‌شود که به وسیله یک نوار انرژی ممنوع (گاف نواری نوری^۱) از هم جدا شده‌اند. یک محیط دی‌الکتریک که ساختار آن به این صورت طراحی شده باشد یک بلور نوری نامیده می‌شود و می‌تواند مانع از عبور نور با طول موجهای واقع در گستره گاف نواری نوری شود [۱ و ۲]. در بلورهای نوری ایجاد ترازهای انرژی در گاف نواری (یعنی نا کاملی یا نقص بلور نوری) امکان پذیر است و این معادل قطع تناوب ایده‌آل و یا ورود ناخالصی در شبکه بلوری یک نیمه هادی می‌باشد.

۱. PBG (Photonic Band Gap)

حفره‌های آن در بلور نوری دو بعدی ساخته شده به روش ترکیبی لیتوگرافی و آندیزاسیون مورد بررسی قرار گرفته است. مقایسه نتایج محاسبات و نتایج تجربی اندازه‌گیری گاف نواری [۱۱]، به پیش بینی تابعیت نمار شکست آلومینا نسبت به شعاع و تعیین عمق نفوذ آنیونها در لایه اکسید خارجی آلومینا منجر می‌شود. در نهایت با مشخص شدن شکل تغییرات نمار شکست آلومینا، ساختار نواری نوری برای دو قطبش TE و TM به ازای شعاعهای متفاوتی از حفره‌ها محاسبه گردید.

۲. روش محاسبات

با توجه به این که عملیات محاسباتی روش موج تخت از مرتبه N^3 است (N تعداد موحهای تخت است) و روش ماتریس انتقال به عملیات محاسباتی از مرتبه N^2 نیاز دارد (N تعداد نقاط گره در سلول اولیه شبکه)، محاسبات ساختار نواری به روش مرتبه N نسبت به روشهای پیش گفته با راندمان بالاتر و سهولت و دقت بیشتر قابل انجام است، بنابراین به اجمال به معرفی روش مرتبه N می‌پردازیم.

اساس روشهای محاسباتی برای تعیین ساختار نواری یک آرایه دی‌الکتریک حل معادلات ماکسول است:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -\epsilon \epsilon_0 \partial \vec{E} / \partial t, \quad (1)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \mu \mu_0 \partial \vec{H} / \partial t, \quad (2)$$

اگر این معادلات در سیستم مختصات تعمیم یافته $q_1(x, y, z)$ و $q_2(x, y, z)$ در نظر گرفته شود، خواهیم داشت:

$$\vec{\nabla}_q \times \hat{H} = \epsilon \epsilon_0 \partial \hat{E} / \partial t, \quad \vec{\nabla}_q \times \hat{E} = -\mu_0 \partial \hat{H} / \partial t, \quad (3)$$

که در آن تانسورهای $\hat{\epsilon}$ و $\hat{\mu}$ و میدانهای الکترومغناطیسی بهنجار $\hat{E}$ و $\hat{H}$ به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\hat{H}_j = Q_j \vec{H}_j, \quad (5)$$

$$\hat{E}_j = Q_j \vec{E}_j, \quad (6)$$

$$\hat{\epsilon}^{ij} = \epsilon g^{ij} \setminus \vec{u}_i \cdot (\vec{u}_r \times \vec{u}_r) \setminus Q_i Q_r (Q_i Q_j)^{-1}, \quad (7)$$

$$\hat{\mu}^{ij} = \mu g^{ij} \setminus \vec{u}_i \cdot (\vec{u}_r \times \vec{u}_r) \setminus Q_i Q_r (Q_i Q_j)^{-1}, \quad (8)$$

که Q_j ها ضرایب سنج و $\vec{u}_1$ ، $\vec{u}_2$ و $\vec{u}_3$ بردارهای شبکه

پس از پیشنهاد ایده بلورهای نوری در سال ۱۹۸۷ [۴] کوششهای زیادی جهت ساخت این بلورها در یک، دو و سه بعد انجام گرفت و امکان تحقیقات تجربی در این زمینه را فراهم آورد. ساخت بلورهای نوری سیلیکانی بر اساس تکنولوژی نیمه‌هادی [۵]، استفاده از روش الواری [۶]، روش لیتوگرافی [۷] و بهره‌گیری از آرایش کره‌های دی الکتریک محلول [۸] از جمله روشهای ساخت مطرح در حال حاضر می‌باشد.

در کنار توسعه روشهای ساخت، مطالعات گسترده‌ای در مورد تعیین ساختار نواری بلورهای نوری به عمل آمده است و ساختار گاف نواری برای محیطهای ناهمگن و تناوبی مختلف به دست آمده است. علاوه بر استفاده از روشهای به کار رفته در فیزیک ماده چگال برای تعیین ساختار نواری الکترونی بلورها نظیر روش موج تخت [۹، ۱۰]، روشهایی با کارایی بهتر و سادگی بیشتر نظیر روش ماتریس انتقال [۱۱] و روش مرتبه N [۱۲، ۱۳] برای تعیین ساختار نواری بلوری پا به عرصه گذاشته‌اند.

ساختار آلومینای حفره‌دار آندایز شده، یکی از ساختارهای طبیعی منظم است که با توجه به ضریب جذب پایین آلومینا، پایداری حرارت عالی، مقرون به صرفه بودن و آسانی ساخت به عنوان بلور نوری دو بعدی در گستره طول موجهای مادون قرمز تا نور مرئی مورد توجه و مطالعه گسترده قرار گرفته است. علاوه بر این آلومینای حفره‌دار قالب مناسبی جهت تولید بلورهای نوری فلز- دی الکتریک به منظور افزایش پهنای گاف انرژی در آن می‌باشد. این بلور نوری دو بعدی به صورت تک بلور و چند بلور به وسیله روشهای لیتوگرافی و آندایز دو مرحله‌ای [۱۴ و ۱۵] ساخته شده است و اندازه‌گیریهای اپتیکی برای تعیین ضرایب جذب و انعکاس نسبت به تغییرات فرکانس بر روی آن انجام شده است.

در این مقاله با استفاده از محاسبات ساختار نواری به روش مرتبه N، چگونگی تغییرات نمار شکست آلومینا حول

۱. Plane wave method

۲. Transfer matrix

۳. Order_N method

اولیه و g^{ij} متریک فضا است.

الکترومغناطیسی را به دست آورد و با تکرار محاسبات برای مقادیر مختلف بردار موج، ساختار نواری بلور نوری را تعیین نمود.

در انتگرال‌گیری زمانی از معادلات (۹) و (۱۰) در روش مرتبه N ، دو عامل نقش کلیدی در دقت تعیین مدهای ارتعاشی ایفا می‌کنند:

۱- فاصله زمانی مربوط به هر گام (Δt): حد بالای Δt از شرط همگرایی روش مرتبه N ، یعنی

$$(\Delta t) < \left(\frac{c_v^2}{Q_v} + \frac{c_v^2}{Q_v} + \frac{c_v^2}{Q_v} \right)^{-1}$$

فرکانس مورد بررسی $f_{\max} = \frac{1}{\Delta t}$ تعیین می‌شود.

۲- تعداد گامهای زمانی (N_t): تعداد گامهای زمانی مورد محاسبه در روش مرتبه N نیز از دو لحاظ حائز اهمیت است. اول آن که با افزایش N_t قدرت تفکیک روش تبدیل فوریه سریع افزایش می‌یابد (بستگی قدرت تفکیک و N_t یک بستگی خطی است) ولی حجم محاسبات با N_t رابطه غیرخطی داشته و بنابراین قدرت تفکیک را محدود می‌کند. از لحاظ دیگر افزایش N_t حداقل فرکانس مورد بررسی در

سیستم شبکه نوری را تعیین می‌کند ($f_{\min} \propto \frac{1}{N_t}$).

با تعیین متناسب دو پارامتر فوق می‌توان گستره فرکانسی مورد بررسی و دقت محاسباتی مورد نظر را تعیین نمود.

۳. چگونگی محاسبات و نتایج

اگر یک سلول اولیه در ساختار شش گوشه آلومینا در نظر گرفته شود، مطابق شکل (۱) سه ناحیه قابل تمیز است: حفره، ناحیه اکسید خارجی و ناحیه اکسید داخلی. حفره حاوی هوا و دارای ضریب دی‌الکتریک یک است. ناحیه اکسید داخلی از اکسید خالص آلومینیوم تشکیل شده و نزدیک مرز هسته است و دارای ضخامتی حدود ۵۰ نانومتر با ضریب دی‌الکتریک ثابت است. ناحیه اکسید خارجی دارای ناخالصی آئینهای PO_4^{3-} و OH^- و O^{2-} ناشی از آندیزاسیون در محیط اسید فسفریک است که باعث کاهش چگالی آلومینیم می‌شود. با توجه به این

برای حل معادلات ماکسول و به دست آوردن $\hat{E}$ و $\hat{H}$ از روش گسسته سازی اختلاف محدود بر روی یک سلول اولیه شبکه استفاده می‌شود و میدانهای الکتریکی و مغناطیسی در زمان $t + \delta t$ به صورت زیر به مقدار آنها در زمان t مربوط می‌شود

$$\begin{aligned} \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t + \delta t) = & \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) + [\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{b}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) + \right. \\ & \left. \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{c}, t) \right\} + [\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{c}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) + \right. \\ & \left. \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{a}, t) \right\} + [\hat{\epsilon}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{a}, t) - \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) + \right. \\ & \left. \hat{H}_\lambda(\vec{r} - \vec{b}, t) \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t + \delta t) = & \hat{H}_\lambda(\vec{r}, t) - \left(\frac{\delta t}{Q} c_\lambda \right)^\lambda \times \\ & \left[[\hat{\mu}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{b}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{c}, t) + \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) \right\} \right. \\ & + [\hat{\mu}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{c}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{a}, t) + \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) \right\} \\ & \left. + [\hat{\mu}^{-1}(\vec{r})]^\lambda \left\{ \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{a}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) - \hat{E}_\lambda(\vec{r} + \vec{b}, t) + \hat{E}_\lambda(\vec{r}, t) \right\} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

که $\vec{a}$ ، $\vec{b}$ و $\vec{c}$ المانهای طول در جهت بردارهای شبکه اولیه می‌باشد. با در نظر گرفتن مقادیر اولیه برای میدانهای الکترومغناطیسی به صورت زیر [۱۳]

$$\vec{H}(r) = \sum \vec{h}_k (\vec{k} + \vec{G}) e^{i(\vec{k} + \vec{G}) \cdot \vec{r}}, \quad (10)$$

$$\vec{E}(r) = 0. \quad (11)$$

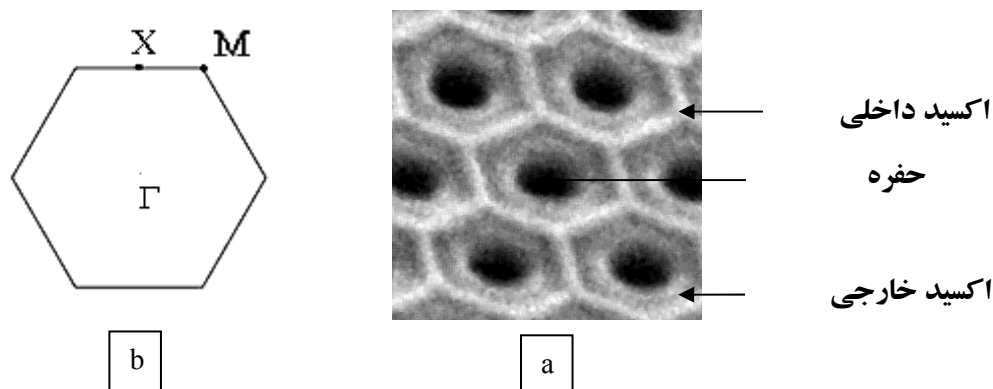
و اعمال شرایط مرزی بلوخ

$$\hat{H}(\vec{r} + \vec{R}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} \hat{H}(r), \quad (12)$$

$$\hat{E}(\vec{r} + \vec{R}) = e^{i\vec{k} \cdot \vec{R}} \hat{E}(r), \quad (13)$$

تحول زمانی این میدانها برای گامهای متوالی به دست می‌آید. با اعمال شرایط مرزی بلوخ بر میدانهای الکتریکی و مغناطیسی، تناوب شبکه نوری و بردار موج $\vec{k}$ به روش مرتبه N وارد می‌شود و با تغییر آن در محاسبات می‌توان بستگی انرژی امواج الکترومغناطیسی به بردار موج را تعیین نمود.

اگر محاسبات برای تعداد گامهای به اندازه کافی بزرگ (هزاران گام) انجام گردد و سپس تعدادی از نقاط گره واقع در سلول اولیه به صورت اتفاقی انتخاب شود، می‌توان با استفاده از تبدیلات فوریه سریع، مدهای ارتعاشی میدانهای



شکل ۱. (a) نواحی مختلف اکسید آلومینیم در آلومینای حفره دار (b) منطقه اول بریلوئن برای شبکه شش گوشه و نقاط مختلف آن.

بهینه آنیونها در ناحیه اکسید خارجی و به دست آوردن چگونگی تغییرات نمار شکست در این ناحیه هستیم.

مدل توزیع نمار شکست به این صورت در نظر گرفته شد که سطح دیواره حفره شامل آلومینای هیدراته است که نمار شکست آن تقریباً $1/61$ می باشد [۱۵] و با افزایش عمق دیواره حفره، غلظت آنیونهای PO_4^{3-} نفوذی افزایش یافته و در نتیجه نمار شکست کاهش می یابد. نمار شکست آلومینا با ناخالصی یونهای فسفات حدوداً $1/54$ می باشد. بنابراین برای توزیع یونهای PO_4^{3-} یک تابع توزیع گاوسی در نظر گرفته شد، بدین صورت که نمار شکست از سطح حفره با $r = 0/18a$ از مقدار $1/61$ با یک تابعیت گاوسی به مقدار حداقل $1/54$ در عمق نفوذ یونهای فسفات کاهش یافته و سپس با همین تابعیت تا مرز ناحیه اکسید داخلی و خارجی به مقدار بیشینه آن $1/67$ ($r = 0/4a$) افزایش می یابد. نمار شکست در ناحیه اکسید داخلی ثابت و برابر $1/67$ در نظر گرفته شده است.

برای انجام محاسبات یک سلول اولیه از شبکه شش گوشه آلومینا در نظر گرفته می شود به طوری که یک حفره در مرکز آن باشد. برای این سلول اولیه یک شبکه 50×50 گره اختیار شد و معادلات ماکسول در 2500 نقطه آن گسسته سازی شد. مقدار ضریب دی الکتریک بر اساس مدل پیش گفته در هر یک از نقاط گره با متوسط گیری روی 400 نقطه اطراف آن به دست آمد و به طور ثابت در طول محاسبات به کار گرفته شد. گام تحول زمانی برابر با $0/01a/c$ در نظر گرفته شد و محاسبات برای 1024×256 گام زمانی انجام شد. بدین ترتیب قدرت

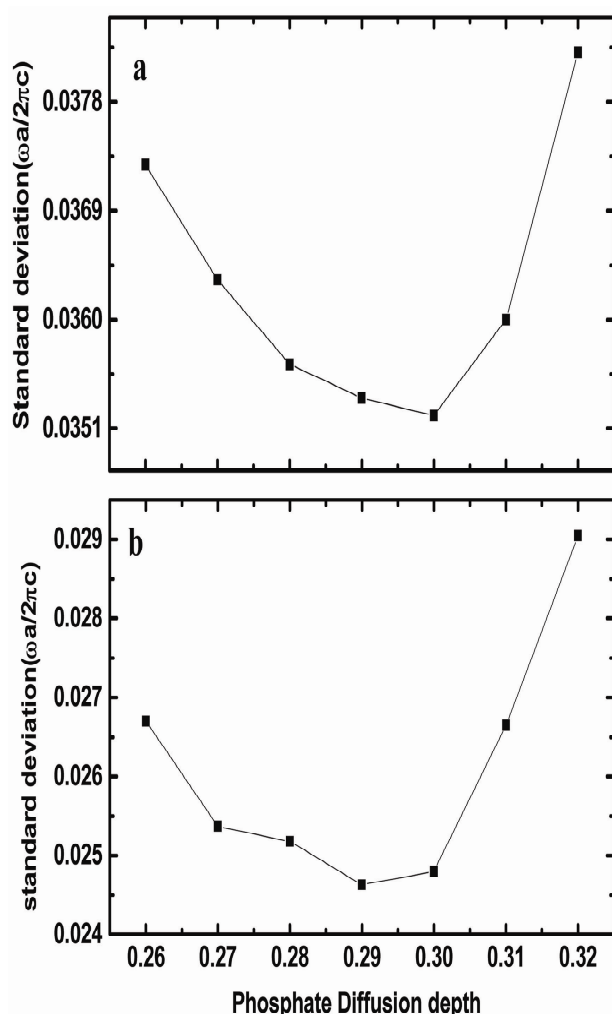
که PO_4^{3-} دارای نمار شکست کمتری نسبت به دیگر آنیونها می باشد و علاوه بر آن جذب آنیون PO_4^{3-} در مقایسه با OH^- و O^{2-} به آرامی صورت می گیرد، در درون ناحیه خارجی، آنیون PO_4^{3-} تجمع بیشتری را نشان می دهد و این باعث کاهش نمار شکست در این ناحیه می شود و هر چه به مرز هسته نزدیک تر می شویم، آنیونها کمتر شده و در نتیجه نمار شکست افزایش می یابد. این ساختار توسط فوکودا^۱ و تاکاشی^۲ در سال ۱۹۷۴ پیشنهاد شده است [۱۶، ۱۷]، ولی جزئیات مربوط به این تغییرات هنوز به طور کامل شناخته نشده است. شکل تغییرات ضریب دی الکتریک در آلومینای حفره دار نقش بسزایی در تعیین ساختار نواری این بلور نوری دارد و تعیین آن می تواند در محاسبات ساختار نواری دسته ای از بلورهای نوری به کار گرفته شود که از پر کردن حفره های آلومینا با مواد دی الکتریک و فلزی دیگر تولید شده باشد.

اندازه گیریهای گاف نواری در راستای ΓX منطقه اول بریلوئن (شکل ۱) با استفاده از میکروسکوپ FTIR^۳ این زمینه را فراهم آورده است که بتوان با محاسبات ساختار نواری و تعیین گاف نواری شکل تغییرات ضریب دی الکتریک را در آلومینای حفره دار تعیین کرد. بر این اساس ما با ارائه مدل نفوذ آنیونها در ناحیه خارجی و انجام محاسبات ساختار نواری و مقایسه نتایج محاسبات با نتایج تجربی در پی تعیین تابع توزیع

۱. Fukuda

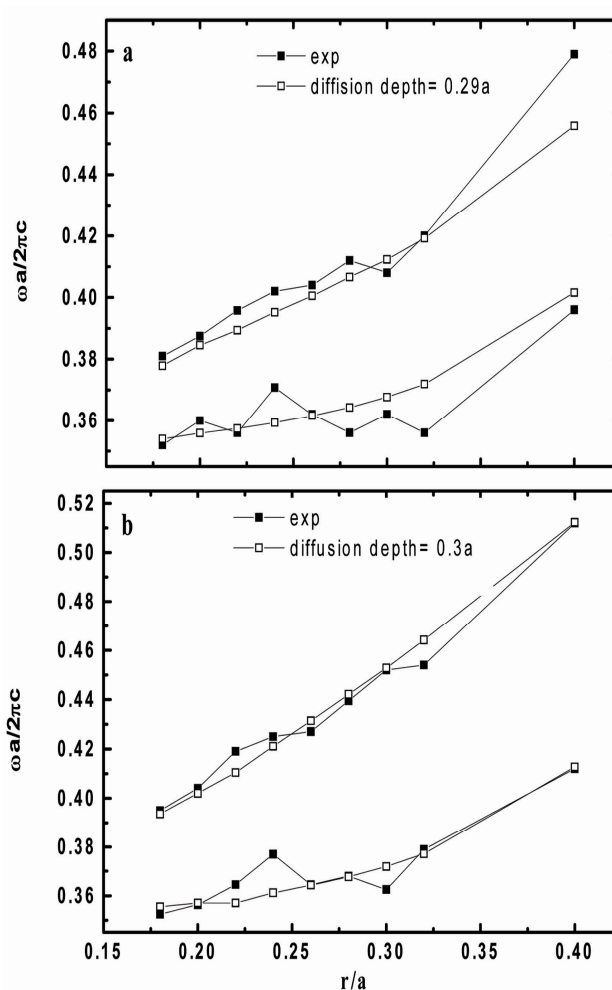
۲. Takahashi

۳. Fourier Transform Infra Red



شکل ۳. انحراف معیار نتایج تجربی و محاسباتی نسبت به عمق نفوذ یونهای فسفات (a) در مد TE (b) در مد TM (عمق نفوذ بر حسب فاصله بین حفره‌ها تعیین شده است).

محاسباتی و نتایج تجربی برای تمام عمق نفوذهای انتخابی برای هر دو مد TE و TM محاسبه گردید و جذر آن به عنوان انحراف معیار به ترتیب در شکل (۳a) و (۳b) نشان داده شده است. چنانکه مشاهده می‌شود انحراف معیار برای هر دو مد TE و TM نسبت به تغییر عمق نفوذ رفتار تقریباً یکسانی را نشان می‌دهد. گرچه مقدار این پارامتر برای مد TM حدود ۳۰ درصد کمتر از مد TE است و این نشان دهنده توافق بهتر نتایج محاسبات با نتایج تجربی در این مد است، ولی مقدار آن برای مدهای TE و TM به ترتیب در عمق نفوذ ۰/۲۹a و ۰/۳a به کمترین مقدار خود می‌رسد.

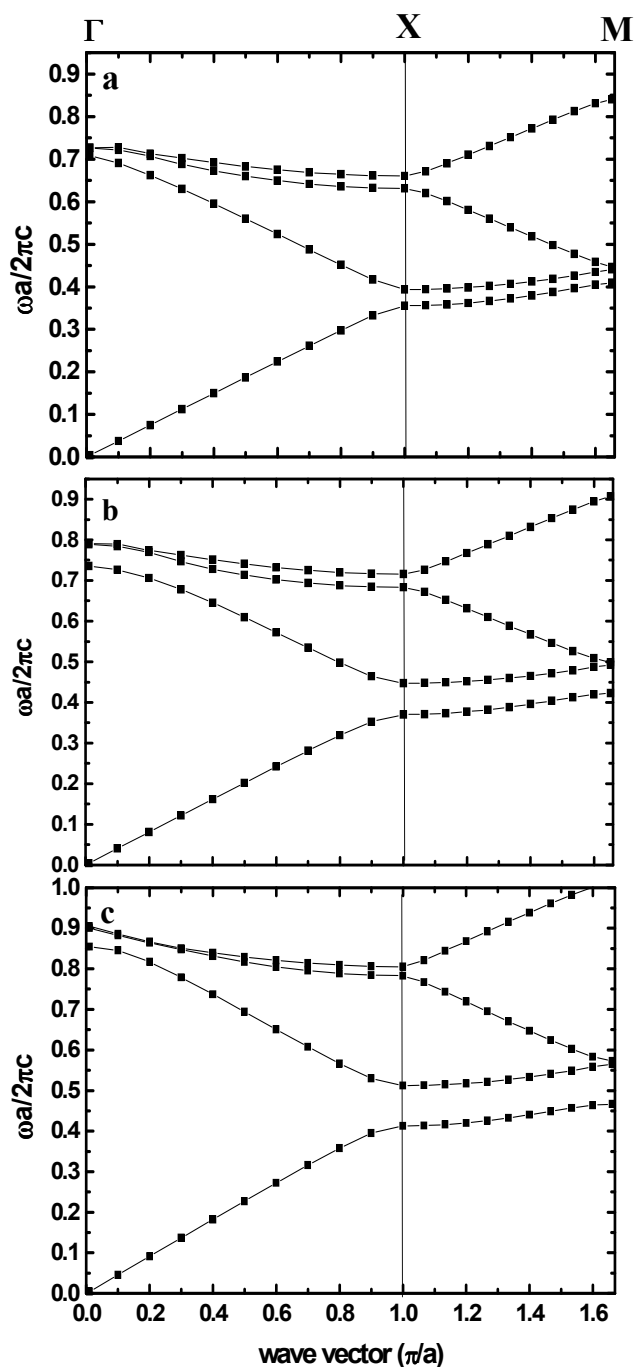


شکل ۲. نمودار تغییر گاف انرژی بلور نوری آلومینا در راستای ΓX (a) برای مد TE (b) برای مد TM.

تفکیک و یا اختلاف فرکانس بین دو نقطه متوالی در طیف فوریه برابر $\omega a/2\pi c$ می‌باشد.

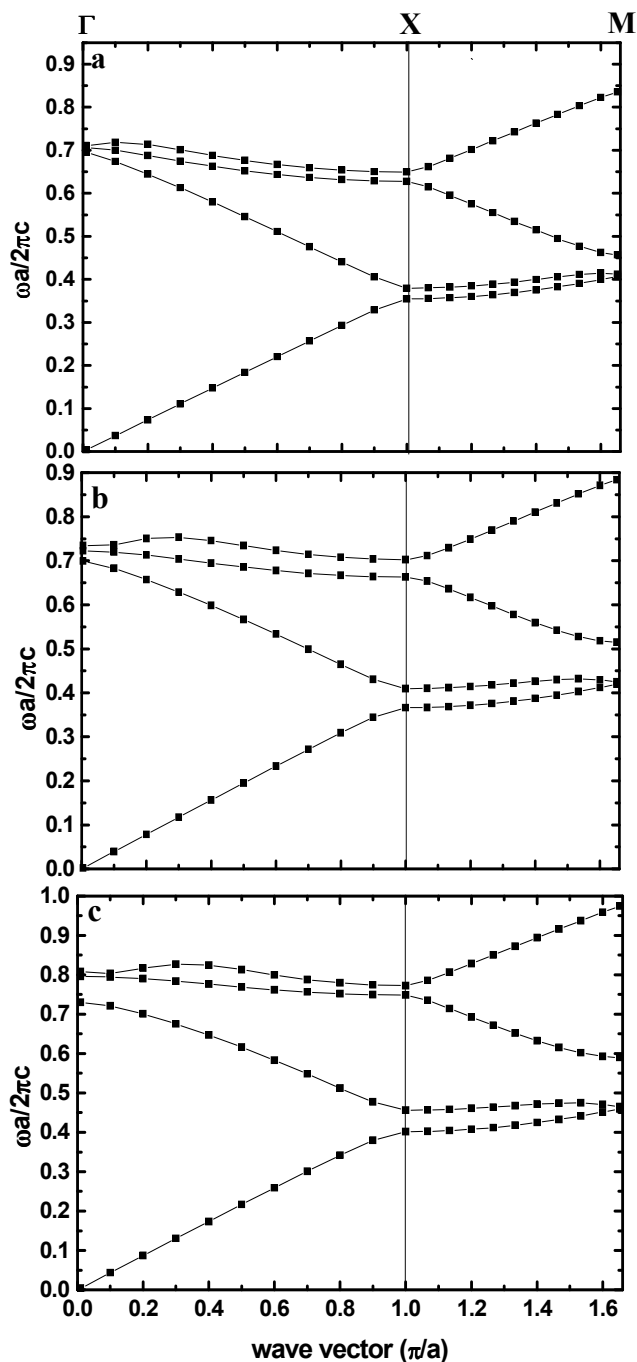
گاف نواری بلور نوری آلومینا در راستای ΓX برای حفره‌های با شعاعهای ۰/۱۸a تا ۰/۴a برای دو مد TE و TM محاسبه گردید. نقاط مورد محاسبه منطبق بر داده‌های تجربی انتخاب شد [۱۵]. این محاسبات با انتخاب عمق نفوذ ۰/۲۵a تا ۰/۳۲a برای هر دو مد TE و TM انجام شد. برای نمونه در شکل (۲a) و (۲b) داده‌های تجربی به همراه نتایج محاسباتی به دست آمده با عمق نفوذ ۰/۲۹a و ۰/۳a به ترتیب برای مدهای TE و TM نشان داده شده است.

برای تعیین توزیع بهینه مجموع مربعات انحراف نتایج



شکل ۵. ساختار نواری در مد TM با توزیع گاوسی یونهای فسففات (a) در شعاع حفره $0.18^\circ a$ (b) در شعاع حفره $0.29^\circ a$ (c) در شعاع حفره $0.4^\circ a$.

این محاسبات برای مدهای TE و TM به ترتیب در شکلهای (۴) و (۵) دیده می‌شود. برای هر دو مد با افزایش شعاع حفره‌ها، فاصله دو مد ارتعاشی به ازای تمام مقادیر k افزایش می‌یابد که این اختلاف در مد TE چشمگیرتر است. همچنین



شکل ۴. ساختار نواری در مد TE با توزیع گاوسی یونهای فسففات (a) در شعاع حفره $0.18^\circ a$ (b) در شعاع حفره $0.29^\circ a$ (c) در شعاع حفره $0.4^\circ a$.

با توجه به نتایج حاصل از این بررسی، با در نظر گرفتن عمق نفوذ برابر با مقدار بهینه $0.29^\circ a$ و $0.3^\circ a$ ساختار نواری نوری برای هر دو مد TE و TM برای بلورهای نوری با شعاعهای حفره $0.18^\circ a$ ، $0.29^\circ a$ و $0.4^\circ a$ محاسبه گردید. نتایج

نوری را فراهم می‌آورد. محاسبات انجام شده با استفاده از روش مرتبه N نشان می‌دهد که این روش با دقت بالا در تعیین لبه‌های نوارها به تغییرات کوچک در ترکیب نمار شکست بلور نوری کاملاً حساس می‌باشد و بنابراین با حداقل محاسبات توان بسیار خوبی در تعیین دقیق ساختار نواری بلورهای نوری دو بعدی دارد.

دیده می‌شود که برای مد TM به ازای تمام مقادیر x ، گاف نواری کامل (Full band gap) دیده نمی‌شود، ولی برای مد TE در شعاع $0.4a$ یک گاف نواری کامل باریک از فرکانس $0.417 \omega a/2\pi c$ تا $0.488 \omega a/2\pi c$ مشاهده می‌گردد.

۴. نتیجه‌گیری

محاسبات ساختار نواری نوری به همراه داده‌های تجربی روشی برای بررسی و مطالعه دقیق ساختار دی الکتریکها در بلورهای

مراجع

1. E Yablonovitch, *J. Opt. Soc. Am. B* **10** (1993) 283.
2. J B Pendry, *J. Phys.: Cond. Mat.* **8** (1996) 1085.
3. R D Meada, A Devenyi, J D Joannopoulos, O L Alerhand, D A Smith and K Kash, *Appl. Phys.* **75** (1994) 4753.
4. E Yablonovitch, *Phys. Rev. Lett.* **58** (1987) 2059.
5. U Gruning, V Lehrmann, S Ohow and K Busch, *Appl. Phys. Lett.* **68** (1996) 747.
6. S Noda et al., *Science*, **289** (2000) 604.
7. L Prodan et al., *Nanotechnology* **15** (2004) 639.
8. F G Santamaria, H T Miyazaki, A Urquía, M Ibisate, M Bel- monte, N Shinya, F Mesequer, C Lopez, *Adv. Mater.* **14** (1990) 1144.
9. Z Zhang and S Satpathy, *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2650.
10. J B Pendry, *Mod. Optics* **41** (1994) 209.
11. J Choi, Y Luo, R B Wehrspohn, R Hillebrand, J Schilling, U Gosele, *J. Appl. Phys.*, **94** (2003) 4757.
12. A J Ward, J B Pendry, *Mod. Optics.* **43** (1996) 773.
13. C T Chan, Q L Yu, K M HO, *Phys. Rev.*, **51** (1995) 16635.
14. J Choi, J Schiling, K Nielsch, R Hillebrand, M Reiche, R B Wehrspohn, U Gosele, *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.* **722** (2002).
15. O Jessensky, F Muller, U Gosele, *Appl. Phys.*, **72** (1998) 1173.
16. Y Fukuda, *Nippon Kagaku Kaishi*, **1868** (1974).
17. H Takahashi and M Nagayama, *Nippon Kagaku Kaishi*, **453** (1974).