لیزر در پزشکی؛ ۱۳۹۵، دورۀ ۱۳، شمارۀ ۱، صفحات: ۲۸-۲۳ .

مقاله پژوهشی

بررسـی تمرکـز و همگرایی لیـزر هارمونیـک دوم چرخ واگن با استفاده از روش اجزای محدود گلرکین

مطهره السادات حسینیان [1]
علیرضا احمدی [2]
محمد آقابلوری‌زاده [3]

۱. دانشـجوی دکتری، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشـکده علـوم و تکنولوژی پیشـرفته دانشـگاه تحصیـلات تکمیلـی صنعتی و فناوری پیشـرفته کرمان، کرمان، ایران

۲. دانشـیار گروه مهندسـی مکانیک، دانشـگاه تحصیـلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشـرفته، کرمان، ایران

۳. استاد گروه فیزیک و فوتونیک، دانشکده علوم و تکنولوژی پیشرفته، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته کرمان، کرمان ایران

نویسنده‌مسئول:مطهره‌سادات‌حسینیان، تلفن: ۰۹۱۲۳۵۳۰۵۶۹
پست الکترونیک: **motaharesadat@gmail.com**

خلاصه

مقدمه: این تحقیق به‌منظور بررسـی تمرکز و همگرایی لیزر هارمونیک دوم فیبر چرخ واگن سه‌حفره‌ای با هستۀ لیتیوم تالیم اکسید ($LiTaO_3$) با استفاده از روش اجزای محدود صورت گرفته است. این ماده تقارن مرکزی ندارد و توانایی ایجاد هارمونیک دوم را دارد.

روش بررسـی: هنگامی‌که نور ورودی با طول موج ۰/۸۶۶ میکرومتر وارد فیبر می‌شـود، به دلیل نوع سـاختار فیبر و نیز به‌دلیل مادۀ ایجادکنندۀ هارمونیک دوم در هسـتۀ فیبر، شـدت قلۀ موج فرودی در اثر انتشـار در این محیط غیر خطی افزایش می‌یابد و هارمونیک‌های بالاتر به‌ویـژه هارمونیک دوم را ایجاد می‌کند. معادلۀ حاکم بـر فیبر، معادلۀ ویژۀ مقداری غیرخطی است که برای حل ویژۀ مقادیر آن از روش عددی اجزای محدود که بسیار دقیق است استفاده شده است.

یافته‌ها: براسـاس معادلات موج، ویژۀ مقادیر مربوط به هارمونیک اول و دوم محاسبه‌شـده و نمایش دو و سـه‌بُعدی همگرایی میدان‌های الکتریکی هم‌بسته با ویژۀ مقدار هارمونیک دوم مورد بررسـی قرار گرفته اسـت. همچنین تحول و رشـد این مدها و نیز توان خروجی برای ۴ شـدت انتخابی در مسـیر Z از طول فیبر محاسبه شده است. توان بالایی حدود ۴۰۰ وات نیز برای این فیبر حاصل شده است.

نتیجه‌گیری: باتوجه به مش‌بندی دقیق و انعطاف‌پذیر بودن روش اجزای محدود در شرایط مرزی، این روش از بین دیگر روش‌های شبیه‌سـازی موجود (FDTD,FDFD و ...) انتخاب شـده اسـت. توان بالا و تراکم و همگرایی شدید توزیع میدان الکتریکی ناشی از این فیبر قابل ملاحظه بوده است. به‌دلیل تمرکز و همگرایی بالای موج خروجی، پیشنهاد می‌شود که از این فیبر در ایجاد لیزرهای هارمونیک دوم جهت کاربرد در جراحی به‌عنوان ابزاری در تیغۀ جراحی و ازبین‌بردن تومورها به‌دلیل ایجاد حرارت زیاد اسـتفاده شود. محدودیت این روش در کنترل حرارت ایجادشـده می‌باشـد و بایستی طوری اعمال شود که به سـلول‌های سالم آسیبی وارد نشود.

واژه‌های کلیدی: فیبر چرخ واگن، لیزر هارمونیک دوم، روش اجزای محدود

مقدمه

در جراحی لیزری، از لیزر به‌عنوان چاقویی بسیار ظریف و حساس استفاده می‌شود. استفاده از لیزر به‌عنوان چاقوی جراحی به بیش از ۴ دهه میرسد. در این روش میزان خونریزی، آلودگی و عفونت بسیار کم است و سرعت بهبود زخم بسیار زیاد میشود. علاوه‌براین، جراحی با دقت و سرعت بالاتری صورت میگیرد. واکنش‌های تخریبی که اساس کار لیزرهای پرتوان هستند و با توان بالای ۰/۵ وات و افزایش انرژی جنبشی در بافت درنتیجهٔ ایجاد اثر حرارتی که حتی به حد ۸۰۰ درجهٔ سانتی گراد نیز ممکن است برسد، باعث دناتوراسیون پروتئین‌ها، انعقاد، تبخیر، کربنیزاسیون و برش می‌شوند. این لیزرها در جراحی کاربرد دارند و به لیزرهای داغ نیز معروف هستند[۱]. برای ایجاد چنین لیزرهایی تمرکز و توان بالا مورد نیاز است. یکی از روش‌هایی که منجر به تمرکز و همگرایی شدید نور لیزر می‌گردد، تولید هارمونیک دوم می‌باشد که یکی از مهم ترین فرآیندهای نوری غیرخطی است به‌نحوی‌که در آن نور با فرکانس ω به یک محیط غیرخطی برخورد می‌نماید و نوری با فرکانس ۲ω ایجاد می‌کند[۲].

ازجمله فیبرهایی که در تولید هارمونیک دوم مورد توجه قرار گرفتند، فیبرهای میکروساختار هستند. ساختارهای جدید و ویژگی‌های هدایت کنندگی خوب این نوع فیبرها منجر به مطالعات غیرخطی ازجمله تولید هارمونیک دوم، جمع فرکانسی و اختلاف فرکانسی و... در فیبرهای نوری می‌شود. فیبرهای میکروساختار شیشه/هوا به‌طور گسترده در ابزارهای نوری غیرخطی از ۴۰ سال پیش تاکنون مورد استفاده قرار گرفته است[۳]. بعدها فیبرهایی با ساختارهای متفاوت ایجاد شده‌اند که با عنوان فیبر گاف نواری فوتونیکی شناخته می‌شوند. اساس هدایت کنندگی نور در آن‌ها گاف نواری در غلاف می‌باشد. این فیبرها شامل یک هسته می‌باشند که توسط آرایه‌هایی از حفره‌های هوا در غلاف احاطه شده‌اند[۴].

در این مقاله از فیبر چرخ واگن سه‌حفره‌ای استفاده شده است که بازوهای آن به هسته متصل است (شکل ۱). شعاع هسته، غلاف و ضخامت بازوها به‌ترتیب ۲/۵ و ۴۲ و ۲/۳۶ میکرومتر است[۷-۵]. نوع ساختار این فیبر به‌گونه‌ای است که قابلیت تمرکز و گیراندازی نور را در هسته و بازوها از طریق گاف نواری و انعکاس داخلی ایجاد می‌کند و ازآنجاکه ما در صدد ایجاد لیزر هارمونیک دوم هستیم، لازم است ماده‌ای را انتخاب نماییم که قابلیت و شرایط ایجاد هارمونیک دوم را داشته باشد. مشخصهٔ بسیار مهم دیگر در ایجاد لیزر هارمونیک دوم، همگرایی و شدت مدهای ایجادشده در این فیبر است که تحت بررسی قرار خواهد گرفت.

برای محاسبات شبیه‌سازی این نوع لیزر از معادلهٔ ماکسول غیرخطی استفاده می‌کنیم و از روش حل عددی اجزای محدود (گلرکین) بهره خواهیم گرفت[۸و۹]. مرتبهٔ تقریب توابع (درون یابی) ازطریق p-version افزایش می‌یابد که این دقت حل مسئله را بالا می‌برد[۱۰و۱۱]. در مرحلهٔ اول مجموعهٔ ویژهٔ مقدارهای β۱ (هارمونیک اول) و β۲ (هارمونیک دوم) با حل معادلهٔ ویژهٔ مقداری به‌دست می‌آیند. مسئلهٔ ویژهٔ مقداری در صفحهٔ x-y حل می‌شود و مقدار تمرکز مدهای هارمونیک دوم در سطح مقطع عرضی فیبر نشان داده خواهد شد. در مرحلهٔ بعد، از هر کدام از این دو مجموعه یک مد از مجموعهٔ تبهگنی مدهای اصلی را برای انتشار در طول فیبر انتخاب می‌کنیم سپس به محاسبهٔ ویژهٔ بردارها که همان توزیع میدان الکتریکی می‌باشد، خواهیم پرداخت. درانتها، نمودار انتشار این دو مد را برحسب طول فیبر رسم خواهیم نمود و به بررسی رشد هارمونیک دوم و بستگی آن به تغییرات شدت اولیهٔ موج فرودی خواهیم پرداخت.

محاسبات ریاضی و شبیه‌سازی

۱- حل معادلهٔ ویژهٔ مقداری

به‌منظور مطالعهٔ اثرات هارمونیک دوم لازم است عبارات غیرخطی را در جملهٔ جابه‌جایی الکتریکی معادلهٔ ماکسول (D) درنظر بگیریم که معادلهٔ ساده‌شدهٔ نهایی به‌صورت:

$$\nabla\times\nabla\times\vec{E}-\nabla(\nabla\cdot\vec{E})+\mu_0\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\varepsilon_0\varepsilon\vec{E}+\varepsilon_0\vec{p}^{NL})=0 \qquad (۱)$$

است[۱۲و۱۳]. ε_0 ، μ_0 و [ε] به‌ترتیب پذیرندگی‌های الکتریکی، مغناطیسی و تانسور پذیرندگی الکتریکی خطی هستند [۱۴و۱۵]. بردار میدان الکتریکی که در آن (i=1) مربوط به هارمونیک اول و (i=2) مربوط به هارمونیک دوم است به‌صورت:

$$\vec{E}(x,y,z,t)=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2}\vec{E}_i(x,y)e^{j(\omega_i t-\beta_i z)}=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2}\begin{Bmatrix}e_{ui}\\ e_{vi}\\ e_{wi}\end{Bmatrix}e^{j(\omega_i t-\beta_i z)} \qquad (۲)$$

نوشته می‌شود که در آن eui , evi , ewi مؤلفه‌های میدان الکتریکی به‌ترتیب در طول محورهای y ، z و x می‌باشند. همچنین قطبش غیرخطی $\vec{p}^{NL}$ به‌صورت:

$$\vec{p}(x,y,z,t)=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{2}\begin{Bmatrix}p_{xi}\\ p_{yi}\\ p_{zi}\end{Bmatrix}e^{j(-1)^i\Delta\beta z}e^{j(\omega_i t-\beta_i z)} \qquad (۳)$$

تعریف می‌شود که در آن pyi ، pxi و pzi مؤلفه‌های قطبش غیرخطی مرتبهٔ دوم هستند[۱۵]. Δβ عدم تطبیق فاز بین امواج هارمونیک اول و دوم است که به‌صورت $\Delta\beta=\beta_2-2\beta_1$ می‌باشد. عبارت نهایی از معادلهٔ موج با جایگزینی معادلهٔ ۲ و ۳ درون ۱ جهت حذف مدهای اضافی به‌صورت:

$$(\nabla\times\vec{E}_i,\nabla\times\vec{E}_i^*)+(\nabla\cdot\vec{E}_i,\nabla\cdot\vec{E}_i^*)-k_{0i}^2\varepsilon(\vec{E}_i,\vec{E}_i^*)-k_{0i}^2(\vec{p}^{NL},\vec{E}_i^*)=0. \qquad (۴)$$

به‌دست می‌آید[۱۳]. روش اجزای محدود، روش محاسباتی بسیار دقیقی است که برای حل شرایط مرزی بسیار عالی عمل می‌کند. در معادلهٔ ۴، عبارت $\vec{E}_i^*$ تغییرات $\vec{E}_i$ برحسب eu، ev و ew می‌باشد[۱۷و۱۸] که به‌صورت:

$$e_u = \sum_{k}^{n_u} \xi_k(x,y)\, u_k(z) \qquad (۵)$$

$$e_v = \sum_{k}^{n_v} \eta_k(x,y)\, v_k(z) \qquad (۶)$$

$$e_w = \sum_{k}^{n_w} \psi_k(x,y)\, w_k(z) \qquad (۷)$$

است که در آن n_u، n_v و n_w ابعاد فضاهای درون‌یابی u، v و w می‌باشد. بردارهای ζ، η و Ψ درون‌یابی دوبُعدی هستند. بنابراین میدان الکتریکی نیز به‌صورت:

(۸)

$$\vec{E}(x,y,z,t) = \hat{E} e^{j(\omega_i t - \beta_i z)} = \begin{Bmatrix} e_{ui} \\ e_{vi} \\ e_{wi} \end{Bmatrix} e^{j(\omega_i t - \beta_i z)} = \begin{bmatrix} \xi & 0 & 0 \\ 0 & \eta & 0 \\ 0 & 0 & \psi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} e^{j(\omega_i t - \beta_i z)}$$

است. با محاسبهٔ تمام عبارات معادلهٔ ۴ و بدون درنظرگیری عبارات غیرخطی و مشتقات برحسب z به معادلهٔ:

$$(\beta_i^2 [A_i] + j\beta_i [B_i] + [C_i]) \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \end{Bmatrix} e^{2j(\omega_i t - \beta_i z)} = 0 \qquad (۹)$$

$$i = 1,2$$

می‌رسیم که مجهول این مسئله، β_i هستند. در این فیبر از $LiTaO_3$ به‌عنوان مادهٔ هسته استفاده شده است. این ماده تقارن مرکزی ندارد و توانایی ایجاد هارمونیک دوم را دارد[۱۴]. طول‌موج ورودی $\lambda_0 = 0.866$ میکرومتر است.

نمونه‌ای از مش‌بندی فیبر چرخ واگن در شکل ۱ نشان داده شده است که در آن از عناصر چهارضلعی و مثلثی p-version در مش استفاده شده است.

۲- حل معادلهٔ انتشار

با استفاده از β_i محاسبه‌شده در معادلهٔ ۹ و بازنویسی معادلهٔ ۴، معادلهٔ انتشار ۱۰ را تشکیل می‌دهیم که در آن عبارت غیرخطی $\vec{p}^{NL}$ و عبارات مربوط به مشتقات z را درنظر می‌گیریم:

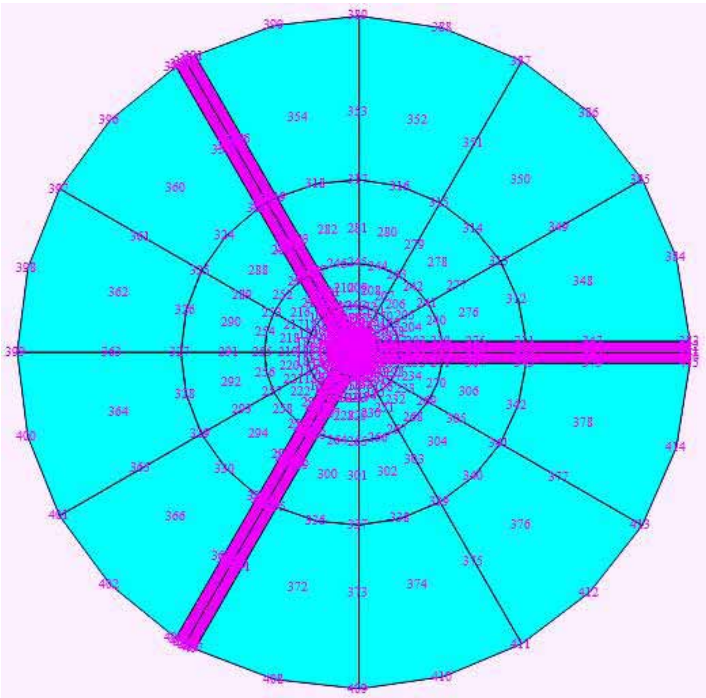
$$(\nabla \times \nabla \times \vec{E}_i, \vec{E}_i^*) - k_{0i}^2 (\vec{p}^{NL}, \vec{E}_i^*) = 0 \qquad (۱۰)$$

فرم گلرکین معادلهٔ ۱۰ به‌صورت:

(۱۱)

$$([S_i] \frac{\partial^2}{\partial z^2} \{\phi_i\} + [Q_i] \frac{\partial}{\partial z} \{\phi_i\} - k_{0i}^2 (\vec{p}^{NL}, \vec{E}_i^*) = 0, For\ \ i = 1,2$$

است که در آن $\{\phi_i\} = \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \end{Bmatrix}$ می‌باشد[۱۹].



شکل۱: مش بندی سطح مقطعی از فیبر چرخ واگن در ابعاد واقعی

با تعریف تابع درون‌یابی درجهت z معادلهٔ نهایی به‌صورت:

(۱۴)

$$G(\Phi) = -\begin{bmatrix} \frac{d}{dz} M^T [S_1] \frac{d}{dz} M & [0] \\ [0] & \frac{d}{dz} M^T [S_2] \frac{d}{dz} M \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} M^T [Q_1] \frac{d}{dz} M & [0] \\ [0] & M^T [Q_2] \frac{d}{dz} M \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} -M^T \alpha k_1 \yen^T dL_1 \\ -M^T \gamma k_2 \yen^T dL_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [\yen] & [0] \\ [0] & [\yen] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} M & [0] \\ [0] & M \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{Bmatrix} = \{0\}$$

تبدیل می‌شود که با درنظر گرفتن تغییرات همگرایی $|\Delta\Phi| < 10^{-6}$ با روش نیوتن - رفسون حل خواهد شد:

(۱۸)

$$\{0\} = G(\Phi) = G|_{(\Phi=\Phi_0)} + \delta_\Phi G|_{(\Phi=\Phi_0)} \Delta\Phi + \cdots$$
$$J(\Phi_0) = \delta_\Phi G|_{(\Phi=\Phi_0)} \rightarrow -G|_{(\Phi=\Phi_0)} = J(\Phi_0)\Delta\Phi.$$

شرح جزئیات بیشتر در مرجع [۱۹] آورده شده است.

یافته‌ها

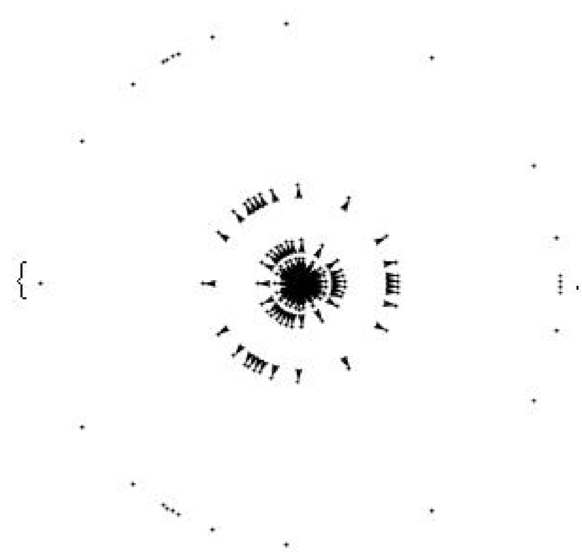
با درنظر گرفتن فرکانس‌های ω_1 و ω_2 به‌عنوان ورودی مسئله، مقادیر مجهول β_1 و β_2 را به‌عنوان ویژهٔ مقدار محاسبه می‌کنیم. سپس ویژهٔ تابع‌های متناظر با آن‌ها را می‌یابیم. نتایج جدول ۱ برای ۴ ویژهٔ مقدار β_1 و β_2 به‌دست آمده است.

جدول۱: ویژهٔ مقدارهای β_1 و β_2 برای ۴ مد تبهگن

شمارهٔ مد	1-2	3-5	6-7	8-10
β_2	32.718	32.667	32.655	32.655
β_1	15.544	15.515	15.449	15.420
$\Delta\beta$	1.63	1.63	1.75	1.81

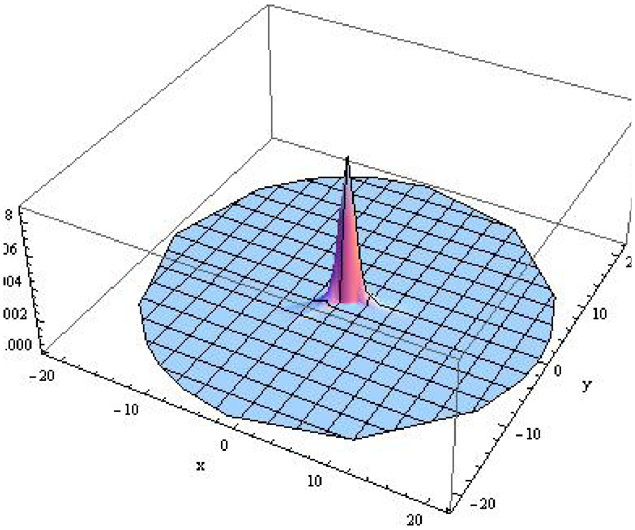
همان‌طورکه دیده می‌شود مقدار عدم انطباق فاز $\Delta\beta$ با افزایش شمارهٔ مدها افزایش یافته است. توزیع میدان‌های درون‌صفحه‌ای اولین ویژهٔ مقدار حقیقی هارمونیک دوم (مد هارمونیک دوم) نیز در شکل ۲ نشان داده شده است.

چنانکه در شکل ۲ و ۳ دیده میشود، تمرکز و همگرایی بیشتر مدهای هارمونیک دوم در هسته می‌باشد و این مزیتی بسیار خوب برای یک لیزر پرتوان به‌حساب می‌آید. در نمودار شکل‌های ۴ تا ۷ انتشار دامنهٔ میدان هارمونیک اول (w1) مربوط به $\beta_1 = 15.544$ و میدان هارمونیک دوم (w2) مربوط به $\beta2 = 32.718$ در مسیر z به‌ترتیب برای شدت اولیه Φ_0 ، Φ_0 ۱۰ ، Φ_0 ۱۰۰ و شدت Φ_0 ۱۰۰۰ نشان داده شده است.

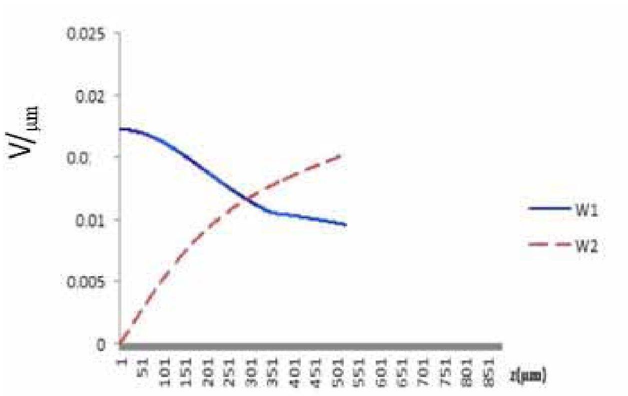


شکل۲: نمایش تمرکز توزیع میدان الکتریکی درون‌صفحه‌ای همبسته با ویژهٔ مقدار هارمونیک دوم β_2=32.718

مقدار Φ_0 همان مقدار u،v و w در $z = 0$ می‌باشد.

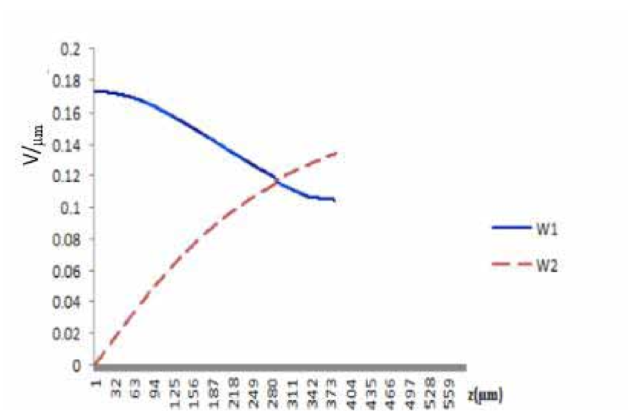


شکل۳: توزیع سه‌بُعدی جهت نمایش همگرایی میدان‌های الکتریکی هم‌بسته با ویژهٔ مقدار هارمونیک دوم β_2=32.718. محور z مقادیر نسبی دامنهٔ میدان الکتریکی را نشان می‌دهد.

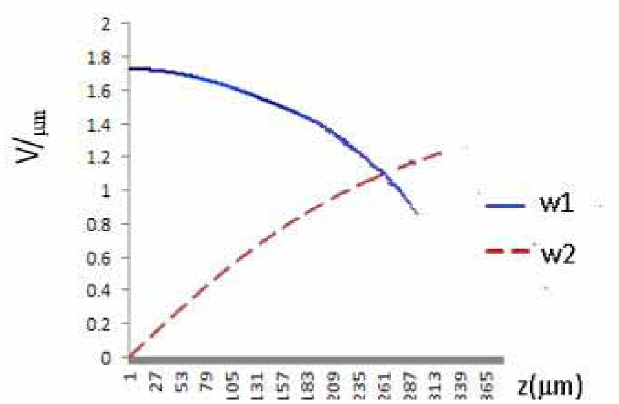


شکل۴: انتشار ماکزیمم دامنهٔ میدان هارمونیک اول و دوم با شدت Φ_0

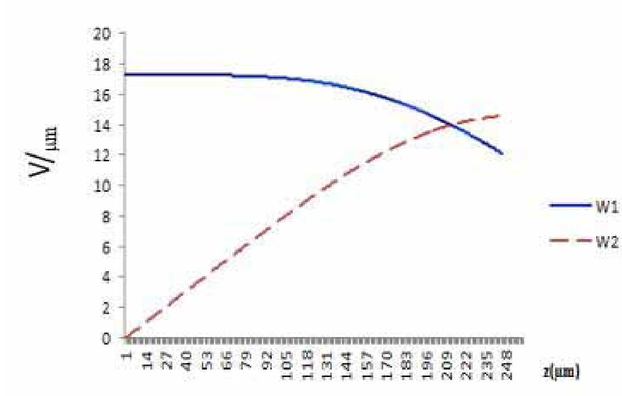
با توجه به دامنهٔ میدان در شکل ۴ که حدود 0.02V/µm است، توان این لیزر در حدود ۴۰۰ وات تخمین زده شده است.



شکل۵: انتشار ماکزیمم دامنهٔ میدان هارمونیک اول و دوم با شدت ۱۰Φ_0



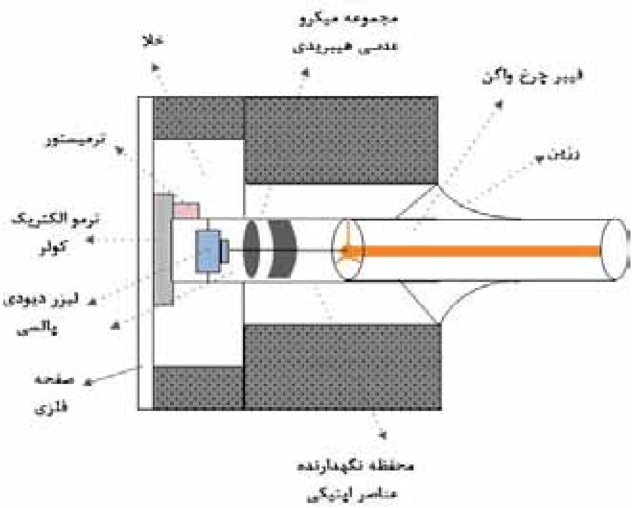
شکل۶: انتشار ماکزیمم دامنۀ میدان هارمونیک اول و دوم با شدت $100\Phi_0$



شکل۷: انتشار ماکزیمم دامنۀ میدان هارمونیک اول و دوم با شدت $1000\Phi_0$

در ایــن چهار شــکل منحنی‌هــای هارمونیک اول، دوم، ســوم و چهارم یکدیگــر را به‌ترتیب در ۲۸۹، ۲۸۳، ۲۶۱ و ۲۲۲ میکرومتر قطع می‌کنند که این به این معنی اســت که اثرات غیرخطی با افزایش شــدت، افزایش داشــته است. همچنین شــیب منحنی هارمونیک دوم (W2) در هر چهار نمودار در طول z (طول فیبر) افزایش می‌یابد که این نشــان‌دهندۀ ایجاد هارمونیــک دوم در طول فیبر اســت تاجایی‌که مقدار شــیب تقریباً ثابت می‌شــود. علاوه‌براین شیب هارمونیک اول W1 در نمودارها نسبت به طول فیبر z همان‌طورکه انتظار داشتیم، در حال کاهش است.

درادامه، نمای کلی از طراحی سامانه به‌منظور تولید لیزر هارمونیک دوم در شــکل ۸ نشان داده شده است. همان‌طورکه در شکل مشاهده می‌شود به‌منظور کنترل دمای لیزر از یک مدار الکترونیکی متشــکل از ترمیستور و خنک‌کنندۀ پلتیر استفاده می‌شود. از طرفی در لیزرهای دیودی پالسی تــوان بالا به‌دلیل اختلاف زیاد در میزان واگرایی پرتوهای عمودی و افقی، اســتفاده از یک مجموعۀ میکرولنز با ســاختار هیبریدی ضروری است. با قرار دادن فیبر شبیه‌سازی‌شده درون سامانۀ لیزری طراحی‌شده در شکل ۸، آن را به دســتگاهی با توان بالا تبدیل میکند که میتوان آن را به‌عنوان جایگزینی مناسب برای چاقوی لیزری درنظر گرفت. در این حالت به‌دلیل قطر بســیار کوچک، لکۀ ایجادشده از سوختگی نواحی اطراف محل هدف جلوگیری می‌کند.



شکل۸: نمای کلی از سامانۀ لیزری در تولید لیزر هارمونیک دوم با استفاده از فیبر چرخ واگن

نتیجه‌گیری

در ایــن مقالــه از روش اجزای محدود برپایۀ گلرکین بــرای حل معادلات ماکســول برای ایجاد لیزر هارمونیک دوم در فیبر چرخ واگن اســتفاده شد. از میان روش‌های شبیه‌ســازی انجام شده مانند FDTD و FDFD، روش اجزای محدود FEM روش بسیار دقیقی است که با قابلیت مش‌بندی متنوع برروی ساختار مورد نظر و انعطاف‌پذیری در شرایط مرزی، مدهای دقیق‌تری از مدل موردنظر ارائه می‌دهد. در اولین مرحلۀ محاسبات، مدهای هارمونیک اول و دوم در صفحۀ عرضی x-y برای طول‌موج $\lambda_0=0.866$ ورودی محاسبه شــدند که در جدول ۱ برای ۴ مد نشــان داده شــده است. همچنین در این جدول مقدار عدم انطباق فاز $\Delta\beta$ نیز محاســبه شــده است. در شکل ۲ نیز مد هارمونیک دوم در سطح مقطع فیبر نشان داده شده است. تمرکز خطوط سیاه در هستۀ فیبر علامت خوبی برای حصول اطمینان از تمرکز موج فرودی در فیبر برای ایجاد چنین لیزری اســت. در نمای سه‌بُعدی نیز توزیع میدان الکتریکی نشــان داده شده است که بیانگر تراکم و همگرایی شدید آن است. در مرحلۀ دوم، این مدها در مسیر Z از طول فیبر انتشار داده شده‌اند. درانتها، انتشار هارمونیک دوم برای ۴ مقیاس شدت به‌خوبی محاسبه شده است و رشد هارمونیک دوم در این نمودارها به‌خوبی نمایان اســت. همچنین توانی حدود ۴۰۰ وات تولید شده است. به‌دلیل نوع ساختاری که این نوع فیبر دارد، توانایی بسیاری در تمرکز و همگرایی نور فرودی دارد. بنابراین ظهور هارمونیک دوم در طول کمتری از فیبر ایجاد می‌شــود و این به‌نوبۀ خود در ایجاد لیزرهای هارمونیــک دوم جهت کاربرد در جراحی به‌عنــوان ابزاری در تیغۀ جراحی و ازبین‌بردن تومورها به‌دلیل ایجاد حرارت زیاد اهمیت به‌سزایی دارد. محدودیت این روش در کنترل حرارت ایجادشــده می‌باشد و بایستی طوری اعمال شود که به سلول‌های سالم آسیبی وارد نشود.

References:

1. Costela A, Duarte F.J. Medical applications of dye lasers, in Tunable Laser Applications. 2nd Ed. CRC, New York, 2009.

2. Eisenthal K.B. Equilibrium and Dynamic Processes at Interfaces by 2nd Harmonic and Sum Frequency Generation. Annual Review of Physical Chemistry 1992; 43: 627-61.

3. Kaiser P, Astle H.W. Low-loss single-material fibers made from pure fused silica. The Bell System Technical Journal 1974; 53: 1021–39.

4. Cregan R.F, Mangan B.J. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. Science 1999; 285: 1537–9.

5. Afshar S.V, Ruan Y. Enhanced fluorescence sensing using microstructured optical fibers: a comparison of forward and backward collection modes. Opt. Lett. 2008; 33: 1473–5.

6. Warren-Smith S.C, Afshar S.V, Monro T.M. Theoretical study of liquid-immersed exposed-core microstructured optical fibers for sensing. Opt. Express 2008; 16: 9034–45.

7. Ruan Y, Foo T.C. Antibody immobilization within glass microstructured fibers: a route to sensitive and selective biosensors. Opt. Express 2008; 16: 18514–23.

8. Zhu Y, Bise R.T. Fabrication and characterization of solid-core photonic crystal fiber for strong evanescent field overlap. Opt. Commun, 2008; 281: 55-60.

9. Zhu Y, Du H. Design of solid-core micro structured optical fiber with steering wheel air cladding for optimal evanescent- field sensing. Opt. Express, 2006; 14: 3541-6.

10. Adjerid S, Aiffa M. Hierarchical finite element bases for triangular and tetrahedral elements. Computer. Meth. Appl. Mech, 2001; 190: 2925–41.

11. Konrad A. Triangular finite elements for vector fields in electro-magnetics. PhD Thesis, Department of Electrical Engineering, McGill University, 1974.

12. Agrawal G.P. Nonlinear fiber optics. 2nd Ed. Academic Press, Inc., 1995.

13. Koshiba M. Optical waveguide theory by the finite element method. KTK Scientific Publishers, Tokyo, 1992.

14. Yasui T, Koshiba M. Three-dimensional vector beam-propagation method for second harmonic generation analysis. J. Lightwave Technol., 2001; 19: 780-5.

15. Boyd R.W. Nonlinear optics. Academic Press, 2003.

16. Jiang B-n, Povineli L.A. The origin of spurious solutions in computational electromagnetics. J. Comp. Phys, 1996; 125: 1597-630.

17. Reddy J.N. An introduction to the finite element method. 3nd Ed, McGraw-Hill, New York, 1984.

18. Jin J. The Finite Element Method in Electromagnetics. 2nd Ed, Wiley- IEEE Press, New York, 2002.

19. Hoseinian M.S. “Titile”, Master’s Thesis, Physics and Photonics Department, Keraman Graduate University of Technology, Kerman, Iran,1390.