

بررسی تمرکز و همگرایی لیزر هارمونیک دوم چرخ واگن با استفاده از روش اجزای محدود گلرکین

خلاصه

مقدمه: این تحقیق به منظور بررسی تمرکز و همگرایی لیزر هارمونیک دوم فیبر چرخ واگن سه‌حفره‌ای با هسته لیتیم 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 بررسی: هنگامی که نور ورودی با طول موج $0.866 \mu\text{m}$ میکرومتر وارد فیبر می‌شود، به دلیل نوع ساختار فیبر و نیز به دلیل ماده ایجادکننده هارمونیک دوم در هسته فیبر، شدت قله موج فرودی در اثر انتشار در این محیط غیر خطی افزایش می‌یابد و هارمونیک‌های بالاتر به‌ویژه هارمونیک دوم را ایجاد می‌کند. معادله حاکم بر فیبر، معادله ویژه مقداری غیر خطی است که برای حل ویژه مقادیر آن از روش عددی اجزای محدود که بسیار دقیق است استفاده شده است.

یافته‌ها: براساس معادلات موج، ویژه مقادیر مربوط به هارمونیک اول و دوم محاسبه شده و نمایش دو و سه‌بعدی همگرایی میدان‌های الکتریکی هم‌بسته با ویژه مقدار هارمونیک دوم مورد بررسی قرار گرفته است. همچنین تحول و رشد این مدها و نیز توان خروجی برای ۴ شدت انتخابی در مسیر 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 شبیه‌سازی موجود (FDTD, FDFD و ...) انتخاب شده است. توان بالا و تراکم و همگرایی شدید توزیع میدان الکتریکی ناشی از این فیبر قابل ملاحظه بوده است. به دلیل تمرکز و همگرایی بالای موج خروجی، پیشنهاد می‌شود که از این فیبر در ایجاد لیزرهای هارمونیک دوم جهت کاربرد در جراحی به‌عنوان ابزاری در تیغه جراحی و از بین بردن تومورها به دلیل ایجاد حرارت زیاد استفاده شود. محدودیت این روش در کنترل حرارت ایجادشده می‌باشد و بایستی طوری اعمال شود که به سلول‌های سالم آسیبی وارد نشود.

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

مطهره السادات حسینیان^۱

علیرضا احمدی^۲

محمد آقابوری‌زاده^۳

۱. دانشجوی دکتری، گروه فیزیک و فوتونیک، دانشکده علوم و تکنولوژی پیشرفته دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته کرمان، کرمان، ایران

۲. دانشیار گروه مهندسی مکانیک، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان، ایران

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

نویسنده مسئول: مطهره‌سادات حسینیان، تلفن: ۰۹۱۲۳۵۳۰۵۶۹، پست الکترونیک: motaharesadat@gmail.com

مقدمه

در جراحی لیزری، از لیزر به عنوان چاقویی بسیار ظریف و حساس استفاده می شود. استفاده از لیزر به عنوان چاقوی جراحی به بیش از ۴ دهه می رسد. در این روش میزان خونریزی، آلودگی و عفونت بسیار کم است و سرعت بهبود زخم بسیار زیاد می شود. علاوه بر این، جراحی با دقت و سرعت بالاتری صورت می گیرد. واکنش های تخریبی که اساس کار لیزرهای پرتوان هستند و با توان بالای ۵/۰ وات و افزایش انرژی جنبشی در بافت در نتیجه ایجاد اثر حرارتی که حتی به حد ۸۰۰ درجه سانتی گراد نیز ممکن است برسد، باعث دنا تورا سیون پروتئین ها، انعقاد، تبخیر، کربنیزاسیون و برش می شوند. 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 روش هایی که منجر به تمرکز و همگرایی شدید نور لیزر می گردد، تولید هارمونیک دوم می باشد که یکی از مهم ترین فرآیندهای نوری غیر خطی است به نحوی که در آن نور با فرکانس ω به یک محیط غیر خطی برخورد می نماید و نوری با فرکانس 2ω ایجاد می کند [۲].

از جمله فیبرهایی که در تولید هارمونیک دوم مورد توجه قرار گرفتند، فیبرهای میکروساختار هستند. ساختارهای جدید و ویژگی های هدایت کنندگی خوب این نوع فیبرها منجر به مطالعات غیر خطی از جمله تولید هارمونیک دوم، جمع فرکانسی و اختلاف فرکانسی و ... در فیبرهای نوری می شود. فیبرهای میکروساختار شیشه/هوا به طور گسترده در ابزارهای نوری غیر خطی از ۴۰ سال پیش تا کنون مورد استفاده قرار گرفته است [۳]. بعدها فیبرهایی با ساختارهای متفاوت ایجاد شده اند که با عنوان فیبر گاف نواری فوتونیکی شناخته می شوند. اساس هدایت کنندگی نور در آن ها گاف نواری در غلاف می باشد. این فیبرها شامل یک هسته می باشند که توسط آرایه هایی از حفره های هوا در غلاف احاطه شده اند [۴].

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

برای محاسبات شبیه سازی این نوع لیزر از معادله ماکسول غیر خطی استفاده می کنیم و از روش حل عددی اجزای محدود (گلرکین) بهره خواهیم گرفت [۸و۹]. مرتبه تقریب توابع (درون یابی) از طریق p-version

افزایش می یابد که این دقت حل مسئله را بالا می برد [۱۰و۱۱]. در مرحله اول مجموعه ویژه مقدارهای β_1 (هارمونیک اول) و β_2 (هارمونیک دوم) با حل معادله ویژه مقدار به دست می آیند. مسئله ویژه مقدار در صفحه X-Y حل می شود و مقدار تمرکز مدهای هارمونیک دوم در سطح مقطع عرضی فیبر نشان داده خواهد شد. در مرحله بعد، از هر کدام از این دو مجموعه یک مد از مجموعه تبهگنی مدهای اصلی را برای انتشار در طول فیبر انتخاب می کنیم سپس به محاسبه ویژه بردارها که همان توزیع میدان الکتریکی می باشد، خواهیم پرداخت. در انتها، نمودار انتشار این دو مد را بر حسب طول فیبر رسم خواهیم نمود و به بررسی رشد هارمونیک دوم و بستگی آن به تغییرات شدت اولیه موج فرودی خواهیم پرداخت.

محاسبات ریاضی و شبیه سازی

۱- حل معادله ویژه مقدار

به منظور مطالعه اثرات هارمونیک دوم لازم است عبارات غیر خطی را در جمله جابه جایی الکتریکی معادله ماکسول (D) در نظر بگیریم که معادله ساده شده نهایی به صورت:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \epsilon_0 \vec{P}^{NL}) = 0 \quad (1)$$

است [۱۲و۱۳]. ϵ_0 ، μ_0 و $[\epsilon]$ به ترتیب پذیرندگی های 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 به صورت:

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

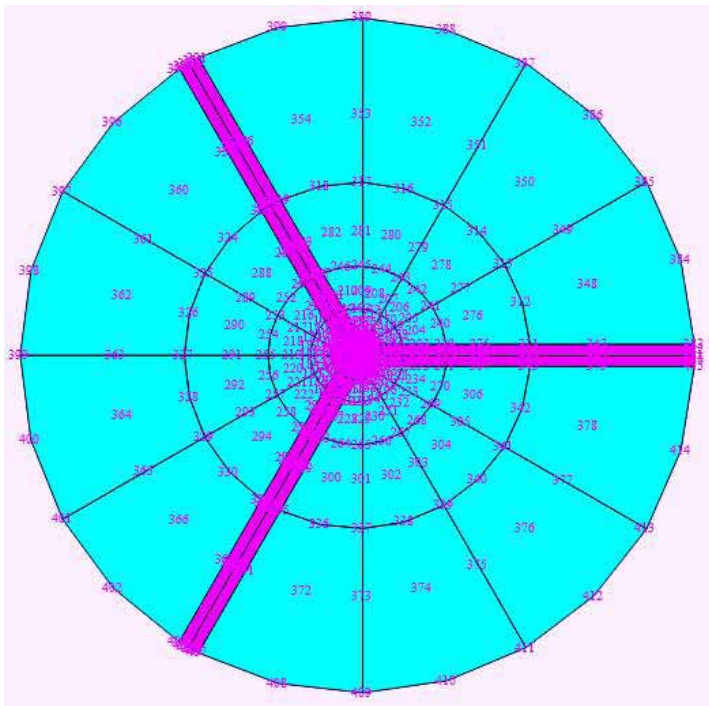
نوشته می شود که در آن e_{ui} ، e_{vi} ، e_{wi} مؤلفه های میدان الکتریکی به ترتیب در طول محورهای X و Z، Y می باشند. همچنین قطبش غیر خطی $\vec{P}^{NL}$ به صورت:

$$\vec{P}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \begin{Bmatrix} P_{xi} \\ P_{yi} \\ P_{zi} \end{Bmatrix} e^{j(-1)^i \Delta \beta z} e^{j(\omega_i t - \beta_i z)} \quad (3)$$

تعریف می شود که در آن p_{xi} ، p_{yi} و p_{zi} مؤلفه های قطبش غیر خطی مرتبه دوم هستند [۱۵]. $\Delta \beta$ عدم تطبیق فاز بین امواج هارمونیک اول و دوم است که به صورت $\Delta \beta = \beta_2 - 2\beta_1$ می باشد. عبارت نهایی از معادله موج با جایگزینی معادله ۲ و ۳ درون ۱ جهت حذف مدهای اضافی به صورت:

$$(\nabla \times \vec{E}_1, \nabla \times \vec{E}_1^*) + (\nabla \cdot \vec{E}_1, \nabla \cdot \vec{E}_1^*) - k_{01}^2 \epsilon (\vec{E}_1, \vec{E}_1^*) - k_{01}^2 (\vec{P}^{NL}, \vec{E}_1^*) = 0. \quad (4)$$

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



شکل ۱: مش بندی سطح مقطعی از فیبر چرخ واگن در ابعاد واقعی

با تعریف تابع درون‌یابی در جهت Z معادله نهایی به صورت:

(۱۴)

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

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

(۱۸)

$$\{0\} = G(\Phi) = G|_{(\Phi=\Phi_0)} + \delta_\Phi G|_{(\Phi=\Phi_0)} \Delta\Phi + \dots$$

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

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

به دست می‌آید [۱۳]. روش اجزای محدود، روش محاسباتی بسیار دقیقی است که برای حل شرایط مرزی بسیار عالی عمل می‌کند. در معادله ۴، عبارت $\dot{E}_i^*$ تغییرات $\dot{E}_i$ بر حسب ew و ev ، eu می‌باشد [۱۷ و ۱۸] که به صورت:

$$e_u = \sum_k^{n_u} \xi_k(x, y) u_k(z) \quad (۵)$$

$$e_v = \sum_k^{n_v} \eta_k(x, y) v_k(z) \quad (۶)$$

$$e_w = \sum_k^{n_w} \psi_k(x, y) w_k(z) \quad (۷)$$

است که در آن n_u, n_v, n_w ابعاد فضاهای درون‌یابی u, v, w می‌باشد. بردارهای ξ, η و ψ درون‌یابی دویعدی هستند. بنابراین میدان الکتریکی نیز به صورت:

(۸)

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \hat{E} e^{j(\omega_0 t - \beta_1 z)} = \begin{Bmatrix} e_{ul} \\ e_{vl} \\ e_{wl} \end{Bmatrix} e^{j(\omega_0 t - \beta_1 z)} = \begin{bmatrix} \xi & 0 & 0 \\ 0 & \eta & 0 \\ 0 & 0 & \psi \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} u \\ v \\ w \end{Bmatrix} e^{j(\omega_0 t - \beta_1 z)}$$

است. با محاسبه تمام عبارات معادله ۴ و بدون در نظر گیری عبارات غیر خطی و مشتقات بر حسب Z به معادله:

$$(\beta_i^2 [A_i] + j \beta_i [B_i] + [C_i]) \begin{Bmatrix} u_i \\ v_i \\ w_i \end{Bmatrix} e^{2j(\omega_0 t - \beta_i z)} = 0 \quad (۹)$$

$i = 1, 2$

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

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

۲- حل معادله انتشار

با استفاده از β_i محاسبه شده در معادله ۹ و بازنویسی معادله ۴، معادله انتشار ۱۰ را تشکیل می‌دهیم که در آن عبارت غیر خطی $\vec{p}^{NL}$ و عبارت مربوط به مشتقات Z را در نظر می‌گیریم:

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

فرم گلرکین معادله ۱۰ به صورت:

(۱۱)

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

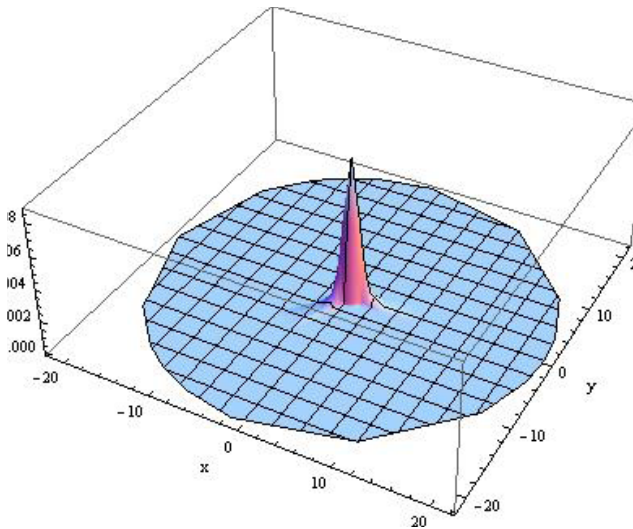
یافته‌ها

با در نظر گرفتن فرکانس‌های ω_1 و ω_2 به عنوان ورودی مسئله، مقادیر مجهول β_1 و β_2 را به عنوان ویژه مقدار محاسبه می‌کنیم. سپس ویژه تابع‌های متناظر با آن‌ها را می‌یابیم. نتایج جدول ۱ برای ۴ ویژه مقدار β_1 و β_2 به دست آمده است.

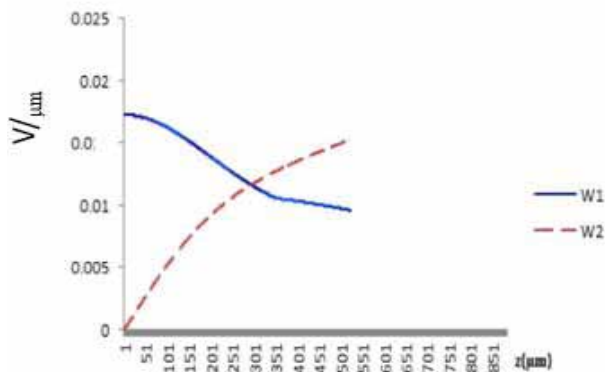
جدول ۱: ویژه مقدارهای β_1 و β_2 برای ۴ مد تبهن

شماره 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

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

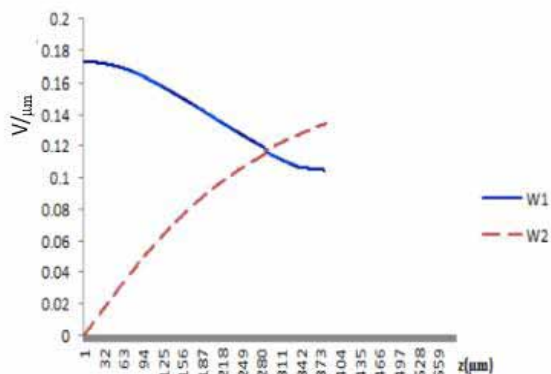


شکل ۳: توزیع سه بُعدی جهت نمایش همگرایی میدان‌های الکتریکی همبسته با ویژه مقدار هارمونیک دوم $\beta_2=32.718$. محور z مقادیر نسبی دامنه میدان الکتریکی را نشان می‌دهد.



شکل ۴: انتشار ماکزیمم دامنه میدان هارمونیک اول و دوم با شدت Φ_0

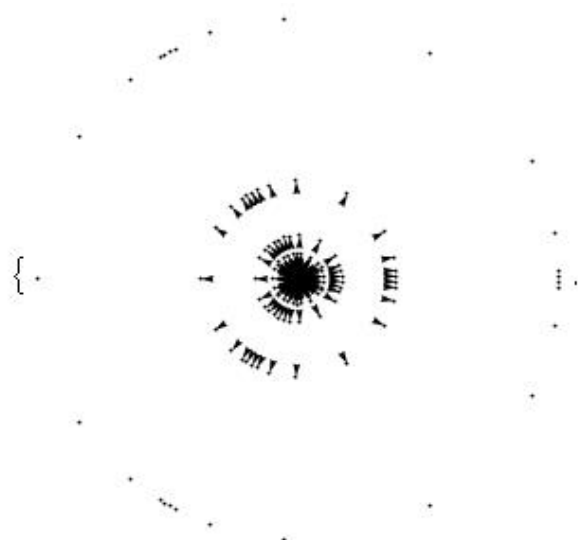
با توجه به دامنه میدان در شکل ۴ که حدود $0.02V/\mu m$ است، توان این لیزر در حدود ۴۰۰ وات تخمین زده شده است.



شکل ۵: انتشار ماکزیمم دامنه میدان هارمونیک اول و دوم با شدت $10\Phi_0$

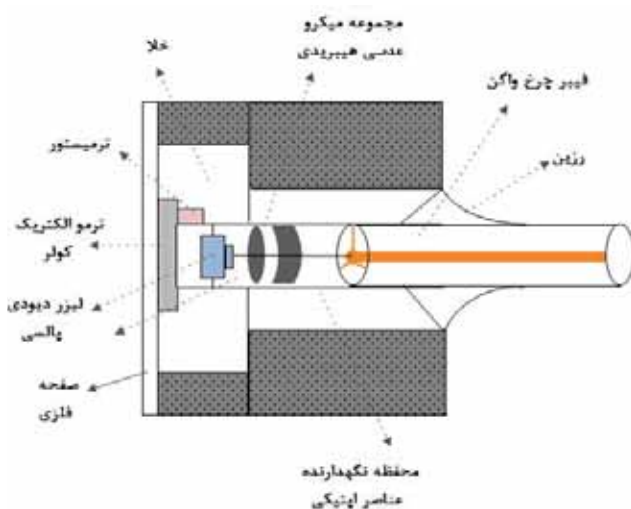
همان طور که دیده می‌شود مقدار عدم انطباق فاز $\Delta\beta$ با افزایش شماره مدها افزایش یافته است. توزیع میدان‌های درون صفحه‌ای اولین ویژه مقدار حقیقی هارمونیک دوم (مد هارمونیک دوم) نیز در شکل ۲ نشان داده شده است.

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 به حساب می‌آید. در نمودار شکل‌های ۴ تا ۷ انتشار دامنه میدان هارمونیک اول (w_1) مربوط به $\beta_1 = 15.544$ و میدان هارمونیک دوم (w_2) مربوط به $\beta_2 = 32.718$ در مسیر z به ترتیب برای شدت اولیه $\Phi_0, 10\Phi_0, 100\Phi_0$ و شدت $1000\Phi_0$ نشان داده شده است.



شکل ۲: نمایش تمرکز توزیع میدان الکتریکی درون صفحه‌ای همبسته با ویژه مقدار هارمونیک دوم $\beta_2=32.718$

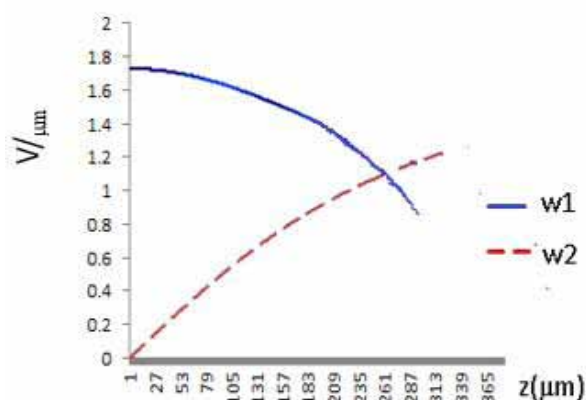
قطر بسیار کوچک، لکه ایجادشده از سوختگی نواحی اطراف محل هدف جلوگیری می کند.



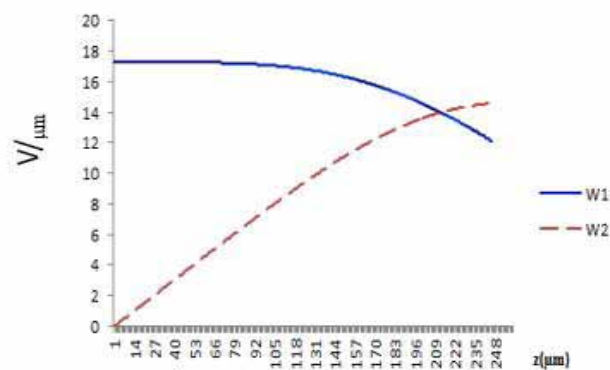
شکل ۸: نمای کلی از سامانه لیزری در تولید لیزر هارمونیک دوم با استفاده از فیبر چرخ واگن

نتیجه گیری

در این مقاله از روش اجزای محدود بر پایه گالرکین برای حل معادلات ماکسول برای ایجاد لیزر هارمونیک دوم در فیبر چرخ واگن استفاده شد. از میان روش های شبیه سازی انجام شده مانند FDTD و FDFD، روش اجزای محدود FEM روش بسیار دقیقی است که با قابلیت مش بندی متنوع بر روی ساختار مورد نظر و انعطاف پذیری در شرایط مرزی، مدهای دقیق تری از مدل مورد نظر ارائه می دهد. در اولین مرحله محاسبات، مدهای هارمونیک اول و دوم در صفحه عرضی $X-Y$ برای طول موج $\lambda_0 = 0.866$ ورودی محاسبه شدند که در جدول ۱ برای ۴ مد نشان داده شده است. همچنین در این جدول مقدار عدم انطباق فاز $\Delta\beta$ نیز محاسبه شده است. در شکل ۲ نیز مد هارمونیک دوم در سطح مقطع فیبر نشان داده شده است. تمرکز خطوط سیاه در هسته فیبر علامت خوبی برای حصول اطمینان از تمرکز موج فرودی در فیبر برای ایجاد چنین لیزری است. در نمای سه بعدی نیز توزیع میدان الکتریکی نشان داده شده است که بیانگر تراکم و همگرایی شدید آن است. در مرحله دوم، این مدها در مسیر Z از طول فیبر انتشار داده شده اند. در انتها، انتشار هارمونیک دوم برای ۴ مقیاس شدت به خوبی محاسبه شده است و رشد هارمونیک دوم در این نمودارها به خوبی نمایان است. همچنین توانی حدود ۴۰۰ وات تولید شده است. به دلیل 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 می شود و این به نوبه خود در ایجاد لیزرهای هارمونیک دوم جهت کاربرد در جراحی به عنوان ابزاری در تیغه جراحی و از بین بردن تومورها به دلیل ایجاد حرارت زیاد اهمیت به سزایی دارد. محدودیت این روش در کنترل حرارت ایجاد شده می باشد و بایستی طوری اعمال شود که به سلول های سالم آسیبی وارد نشود.



شکل ۶: انتشار ماکزیمم دامنه میدان هارمونیک اول و دوم با شدت $100\Phi_0$



شکل ۷: انتشار ماکزیمم دامنه میدان هارمونیک اول و دوم با شدت $1000\Phi_0$

در این چهار شکل منحنی های هارمونیک اول، دوم، سوم و چهارم یکدیگر را به ترتیب در ۲۸۹، ۲۸۳، ۲۶۱ و ۲۲۲ میکرومتر قطع می کنند که این به این معنی است که اثرات غیر خطی با افزایش شدت، افزایش داشته است. همچنین شیب منحنی هارمونیک دوم (w_2) در هر چهار نمودار در طول Z (طول فیبر) افزایش می یابد که این نشان دهنده ایجاد هارمونیک دوم در طول فیبر است تا جایی که مقدار شیب تقریباً ثابت می شود. علاوه بر این شیب هارمونیک اول w_1 در نمودارها نسبت به طول فیبر Z همان طور که انتظار داشتیم، در حال کاهش است.

در ادامه، نمای کلی از طراحی سامانه به منظور تولید لیزر هارمونیک دوم در شکل ۸ نشان داده شده است. همان طور که در شکل مشاهده می شود به منظور کنترل دمای لیزر از یک مدار الکترونیکی متشکل از ترمیستور و خنک کننده پلتیر استفاده می شود. از طرفی در لیزرهای دیودی پالسی توان بالا به دلیل اختلاف زیاد در میزان واگرایی پرتوهای عمودی و افقی، استفاده از یک مجموعه میکرو لنز با ساختار هیبریدی ضروری است. با قرار دادن فیبر شبیه سازی شده درون سامانه لیزری طراحی شده در شکل ۸، آن را به دستگاهی با توان بالا تبدیل میکند که میتوان آن را به عنوان جایگزینی مناسب برای چاقوی لیزری در نظر گرفت. در این حالت به دلیل

References:

1. Costela A, Duarte F.J. Medical applications of dye lasers, in *Tunable Laser Applications*. 2nd Ed. CRC, New York, 2009.
2. Eienthal 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. Koshiha M. *Optical waveguide theory by the finite element method*. KTK Scientific Publishers, Tokyo, 1992.
14. Yasui T, Koshiha 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*. 3rd 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. "Title", Master's Thesis, Physics and Photonics Department, Keraman Graduate University of Technology, Kerman, Iran, 1390.