

## بررسی سطح مقطع راداری و میدان‌های الکترومغناطیسی در اطراف یک آنتن بیضوی دارای پوشش پلاسمای مغناطیده

زینب رحمانی<sup>۱\*</sup>، منیره جدیری<sup>۲</sup>، انیس سلطانی<sup>۳</sup>

۱- استادیار، ۲- دانشجوی کارشناسی ارشد و ۳- دانشجوی دکتری، گروه لیزر فوتونیک، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان، ایران  
(دریافت: ۱۳۹۹/۰۴/۲۹، پذیرش: ۱۳۹۹/۰۸/۲۵)

### چکیده

در کار حاضر، پراکندگی امواج رادیویی (EHF) از یک آنتن مرکب بیضوی پلاسمایی با استفاده از روش انتگرال مرزی المان محدود (FE-BI) بررسی می‌شود. آنتن مورد مطالعه، شامل یک ستون بیضوی دی‌الکتریک است و توسط یک لایه پلازما که یک محیط پاشنده است، پوشیده شده است. لایه پلازما دارای مقطع بیضوی است و توسط یک میدان مغناطیسی خارجی ثابت در امتداد محور آنتن مغناطیده شده است. پیکربندی‌های هندسی مختلفی از آنتن با تغییر وضعیت قرارگیری ستون دی‌الکتریک نسبت به لایه پلازما مورد بررسی قرار می‌گیرد، به گونه‌ای که قطرهای آن‌ها نسبت یکدیگر از ۰ تا ۹۰ درجه تغییر داده می‌شوند. همان‌طور که ملاحظه خواهد شد به دلیل ناهمسان‌گردی پیکربندی هندسی و تانسور گذردهی دی‌الکتریک لایه پلازما، زاویه تابش و شاخص‌های هندسی بر روی پاسخ آنتن بسیار موثر هستند. در نهایت تحلیل‌های عددی نشان می‌دهد که چگونه می‌توان سطح مقطع راداری آنتن را با تغییر شدت میدان مغناطیسی خارجی و قطبش موج فرودی، کنترل کرد. وجود متغیرهای مختلف در این آنتن، انعطاف‌پذیری و کوک‌پذیری قابل ملاحظه آن را که به‌ویژه در فرایندهای مخفی‌سازی مدنظر است، باعث می‌شود.

**کلیدواژه‌ها:** آنتن بیضوی دی‌الکتریک-پلازما، پلاسمای سرد مغناطیده، سطح مقطع راداری، امواج رادیویی، میدان

مغناطیسی خارجی، پراکندگی، روش انتگرال مرزی - عنصر محدود

### ۱- مقدمه

ماده مورد نظر بستگی دارد، مطالعه پراکندگی امواج رادیویی و مایکروویو، به‌عنوان یک ابزار تشخیصی قوی برای شناسایی خصوصیات جسم هدف شناخته می‌شود [۵]. از طرف دیگر یک انتخاب مناسب و هوشمندانه پیکربندی و نوع ماده هدف می‌تواند به کنترل شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در نواحی مورد نظر کمک کند. کاهش شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی پراکنده شده و سطح مقطع راداری از موضوعات مهمی است که نه‌تنها درک علمی آن مورد توجه است بلکه کاربردهای عملی با مقاصد نظامی و غیرنظامی آن باعث شده که به‌طور گسترده مورد بررسی قرار گیرد. کاربردهایی همچون کاهش تداخل الکترومغناطیسی [۶]، آنتن‌های رادیویی [۷] و سنسجش غیرتهاجمی [۸] و نیز کاهش چشمگیر سطح مقطع راداری پراکندگی به‌عقب (BRCS)<sup>۱</sup> امواج الکترومغناطیسی از سامانه‌های

پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از آنتن‌های استوانه‌ای به‌صورت بسیار گسترده مورد مطالعه قرار گرفته است. این ساختارها با پیکربندی‌های ساده و پیچیده که از مواد متنوعی تشکیل شده‌اند، توسط روش‌های تحلیلی، عددی و تجربی مورد بررسی قرار گرفته‌اند [۲ و ۱]. اخیراً، پراکندگی امواج الکترومغناطیسی که به‌طور مایل و یا عمود بر محور آنتن فرود می‌آیند، توسط ستون‌هایی دارای سطح مقطع دایروی یا بیضوی شامل هسته‌های فلزی با روکش دی‌الکتریک یا بالعکس در مقالات مختلف تحقیق شده‌اند [۳ و ۴]. از آن‌جا که الگوی موج پراکنده و سطح مقطع راداری که بیانگر شدت توان موج پراکنده می‌باشد، به ویژگی‌های هندسی و الکترومغناطیسی

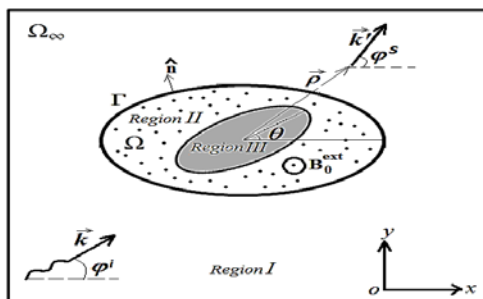
<sup>۱</sup> Backscattering Radar Cross Section

برای کاهش خاموشی RF در طول بازگشت‌های هایپر سونیک و سوپرسونیک سفینه‌ها بررسی کردند.

هدف ما در این مقاله، اندازه‌گیری شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در اطراف آنتن و بررسی پارامترهای موثر در کنترل سطح مقطع رادار به منظور کمینه یا بیشینه کردن آشکارسازی آنتن (بسته به کاربردهای مختلف) و نیز بهینه کردن ارتباطات رادیویی در سیستم‌های راداری است.

در کار حاضر، پراکندگی امواج الکترومغناطیسی با قطبش خطی و پروفایل‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی از یک ستون دی‌الکتریک با سطح مقطع بیضوی که توسط یک لایه پلاسمایی غیر هم‌کانون پوشانده شده است، مورد بررسی قرار می‌دهیم. فرض می‌شود یک میدان مغناطیسی ثابت در راستای محور آنتن اعمال شده است که این باعث می‌شود تانسور گذردهی پلازما ناهمسان‌گرد باشد.

میدان پراکنده شده ناشی از تابش موج الکترومغناطیسی به یک هدف با تقارن هندسی که از یک ماده همسان‌گرد ساخته شده است، به زاویه تابش بستگی نخواهد داشت و یا به عبارتی نسبت به راستای تابش، متقارن خواهد بود. اما در پیکربندی مورد بررسی ما عوامل مختلفی همچون بیضوی بودن سطح مقطع آنتن و وجود یک جزء ناهمسان‌گرد یعنی پلاسمای مغناطیده در ساختار آنتن باعث می‌شود میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در اطراف آن به شدت وابسته به زاویه فرود موج تابشی باشد. در اینجا می‌توان سطح مقطع راداری هدف را با پارامترهای مختلفی از جمله زاویه چرخش دی‌الکتریک نسبت به لایه پلازما و قدرت میدان مغناطیسی خارجی برای یک زاویه فرود خاص کنترل کرد. در این پژوهش از روش انتگرال‌گیری مرزی-المان محدود (FE-BI)<sup>۱</sup> به منظور محاسبه میدان‌های پراکنده شده و سطح مقطع راداری یک آنتن پلاسمای ناهمسان‌گرد بیضوی با هسته دی‌الکتریک استفاده می‌کنیم.



شکل (۱): آنتن بیضوی هیبریدی ناهمسان‌گرد تحت تابش موج الکترومغناطیسی با بردار انتشار  $\vec{k}$  و زاویه فرود  $\varphi^i$ . موج پراکنده شده با بردار موج  $\vec{k}$  نشان داده شده است.

نظامی هدف و در نتیجه به حداقل رساندن احتمال شناسایی آن‌ها می‌باشد.

حذف پراکندگی به‌منظور کمینه کردن احتمال شناسایی هدف با پوشاندن جسم پراکنده (یا آنتن) با حفاظ‌هایی همانند فراماده که دارای گذردهی یا نفوذپذیری مؤثر کمتر از واحد هستند، مورد مطالعه قرار گرفته است [۹]. اما مخفی‌سازی یا لغو پراکندگی با استفاده از فراماده، چالش‌های بسیاری دارد؛ به‌عنوان مثال، پهنای باند فرکانس موجود باریک است و علاوه‌بر این، مخفی‌سازی بدون حذف مکانیکی لایه پوشاننده نمی‌تواند غیرفعال شود که این باعث می‌شود کنترل‌پذیری ایجاد یا حذف لایه فراماده که با هدف مخفی‌سازی ایجاد شده، به‌سختی صورت‌پذیرد.

محدودیت‌های فراماده باعث شده است که پلازما به‌دلیل ویژگی‌های الکترومغناطیسی غیرمعمول و کنترل‌پذیری آن، به‌عنوان یک جایگزین مناسب مورد توجه قرار گیرد [۱۲-۱۰]. پلازما، یک محیط یونیزه پاشنده است که می‌تواند از اعمال توان الکتریکی قابل ملاحظه به یک گاز خنثی ایجاد شود. گذردهی دی‌الکتریک پلازما به ویژگی‌های پلازما همچون فرکانس پلاسمایی که متناسب با جذر چگالی تعداد الکترون‌های پلازماست، فرکانس برخورد و دمای پلازما و البته به فرکانس موج فرودی بستگی دارد. وقتی که پلازما تحت تابش امواج الکترومغناطیسی با فرکانس بالا قرار می‌گیرد، فرکانس موج منتشره در پلازما معمولاً خیلی بیشتر از فرکانس برخورد است به‌گونه‌ای که می‌توان از برخوردها در پلازما صرف نظر کرد. در یک پلاسمای سرد نامغناطیده غیربرخوردی بسته به این‌که فرکانس پلاسمایی کوچک‌تر یا بزرگ‌تر از فرکانس موج فرودی باشد گذردهی دی‌الکتریک پلازما می‌تواند مثبت یا منفی باشد.

چگالی پلازما قابل تنظیم با توان الکتریکی اعمال شده است و حتی می‌توان با خاموش کردن ژنراتور توان، پلازما را کاملاً از ساختار آنتن حذف کرد. این تنظیم‌پذیری چگالی پلازما و بالتبع آن فرکانس پلاسمایی و فرکانس برخورد، منجر به کنترل عبور، جذب و انعکاس موج الکترومغناطیسی از لایه پلازما می‌شود. به‌همین دلیل است که وقتی یک ماهواره با سرعت بالا از میان یونسفر عبور می‌کند و در نتیجه با یک لایه هوای یونیزه یا پلازما پوشیده می‌شود، ارتباط با آن که از طریق فرستادن امواج رادیویی صورت می‌گیرد دستخوش تغییراتی می‌شود.

از طرف دیگر، افزایش پراکندگی که نقطه مقابل لغو پراکندگی است، با استفاده از یک شیء پوشیده شده توسط پلازما، از دهه شصت میلادی در زمینه‌های ارتباطات ماهواره‌ای و اخترشناسی رادیویی مورد بررسی قرار گرفته است [۱۳]. دیوتا و همکارانش [۱۴] ویژگی‌های انتشار موج الکترومغناطیسی را داخل پلاسمای ایجاد شده با اعمال یک میدان مغناطیسی ثابت، به‌عنوان روشی

<sup>1</sup> Finite Element- Boundary Integral

## ۲- پیکربندی و معادلات اساسی مسئله

میدان‌های الکترومغناطیسی در یک ناحیه بدون حضور چشمه، با تانسور دی‌الکتریک  $\vec{\epsilon}$  و تانسور نفوذپذیری مغناطیسی  $\vec{\mu}$ ، باید در معادلات ماکسول به صورت ذیل صدق کنند:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega \vec{\mu} \cdot \vec{H} \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = -j\omega \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} \quad (4)$$

از معادلات (۳) و (۴) می‌توان معادله هلمولتز را برای میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در ناحیه III به شرح زیر نوشت:

$$\nabla^2 \phi(\vec{\rho}) + k_0^2 \phi(\vec{\rho}) = f(\rho) \quad \vec{\rho} \in \Omega_\infty \quad (5)$$

که در آن  $k_0 = \omega/c$  بزرگی بردار موج فرودی  $\vec{k}$  است،  $\vec{\rho}$  بردار مکان ناظر است و  $\Omega_\infty$  ناحیه III را نشان می‌دهد. در معادله (۵)،  $f(\vec{\rho})$  چشمه موج واقع در فواصل دور از آنتن را نشان می‌دهد. همچنین  $\phi = H_z$  و  $\phi = E_z$  به ترتیب برای قطبش‌های TM و TE می‌باشد.

از آن‌جا که محیط III همسان گرد است، می‌توان میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را با استفاده از انتگرال‌های مرزی و تابع گرین مناسب فرمول‌بندی کرد. با معرفی تابع گرین فضای آزاد،  $G_0$ ، که شرط تابش سامرفلد و معادله دیفرانسل زیر را برآورده می‌کند.

$$\nabla^2 G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') + k_0^2 G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = -\delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \quad \vec{\rho} \in \Omega_\infty \quad (6)$$

جواب شناخته شده ذیل به دست می‌آید:

$$G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = \frac{1}{4j} H_0^{(2)}(k_0 |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|). \quad (7)$$

در رابطه بالا  $H_0^{(2)}$  تابع هنکل نوع دوم مرتبه صفر برابر و بردار مکان چشمه است. اکنون با ضرب رابطه (۵) در  $G_0$  و انتگرال‌گیری روی  $\Omega_\infty$  و استفاده از قضیه دوم گرین، معادله انتگرال مرزی به صورت زیر درمی‌آید:

$$\phi(\vec{\rho}) = \phi^{inc}(\vec{\rho}) + \oint_\Gamma \left[ \phi(\vec{\rho}') \frac{\partial G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}')}{\partial \vec{n}'} - G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') \frac{\partial \phi(\vec{\rho}')}{\partial \vec{n}'} \right] d\vec{r}' \quad (8)$$

همان‌طور که در شکل (۱) مشاهده می‌شود  $\Gamma$  مرز آنتن را نشان می‌دهد، و  $\phi^{inc}$  میدان تابشی است.

$$\phi^{inc}(\vec{\rho}) = - \int_{\Omega_\infty} f(\vec{\rho}') G_0(\vec{\rho}, \vec{\rho}') d\Omega' \quad (9)$$

دومین جمله سمت راست فرمول (۸) میدان پراکنده شده بر حسب تابع گرین آزاد است. علاوه بر این، معادله موج حاکم بر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی یک محیط ناهمسان گرد مانند

اکنون در شکل (۱) بررسی پراکندگی امواج الکترومغناطیسی با قطبش خطی، از آنتن استوانه‌ای هیبریدی با سطح مقطع بیضوی، نشان داده می‌شود.

همان‌طور که در شکل (۱) دیده می‌شود آنتن بیضوی ناهمسان گرد تحت تابش یک موج تخت قرار می‌گیرد. استوانه بیضوی داخلی از جنس دی‌الکتریک است که نیم‌قطرهای بزرگ و کوچک آن به ترتیب  $a_I = 0/7 \text{ cm}$  و  $b_I = 0/5 \text{ cm}$  می‌باشد و می‌تواند حول محور آنتن، یعنی محور  $z$  در صفحه  $xoy$  بچرخد. زاویه چرخش با  $\theta$  نشان داده می‌شود. هسته دی‌الکتریک با یک لایه پلاسمای سرد غیربرخوردی پوشانده شده است، که نیم‌قطرهای بزرگ و کوچک آن به ترتیب  $a_{II} = 2 \text{ cm}$  و  $b_{II} = 1/5 \text{ cm}$  می‌باشند.

ساختار در یک میدان مغناطیسی ثابت خارجی  $\vec{B} = B_0 \vec{z}$  قرار دارد. از اثر یون‌ها در پلاسمای به دلیل تحرک بسیار پایین آن‌ها در مقایسه با الکترون‌ها چشم‌پوشی می‌شود و همچنین فرض می‌شود فرکانس موج فرودی بسیار بزرگ‌تر از فرکانس برخورد الکترون‌ها در پلاسماست. براساس فرضیات ذکر شده، تانسور دی‌الکتریک پلاسمای به شکل زیر است [۱۵]:

$$\vec{\epsilon} = \epsilon_0 \vec{\epsilon}_r = \epsilon_0 \begin{pmatrix} \epsilon_\perp & jg & 0 \\ -jg & \epsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_\parallel \end{pmatrix} \quad (1)$$

که در آن

$$\epsilon_\perp = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad \epsilon_\parallel = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (2)$$

$$g = - \frac{\omega_p^2 \omega_c}{\omega(\omega^2 - \omega_c^2)}$$

در معادلات (۲)  $z = \sqrt{-1}$  و  $\omega$  فرکانس موج ورودی است. فرکانس پلاسمایی به چگالی الکترون‌ها وابسته است  $\omega_p^2 = \frac{N_p e^2}{m_0 \epsilon_0}$  و فرکانس سیکلوترونی برابر است با  $\omega_c = \frac{e B_0}{m_0}$  که در آن  $e$  و  $m_0$  به ترتیب قدر مطلق بار الکتریکی و جرم سکون الکترون هستند.

در ادامه معادلات میدان در داخل و خارج آنتن و شرایط مرزی حاکم بر مرزهای جدا کننده محیط‌های مختلف را ارائه می‌دهیم.

استوانه داخلی که از جنس دی‌الکتریک است با  $I$  مشخص شده، لایه پلاسمای با  $II$  و فضای آزاد بیرونی به صورت  $III$  نشان داده شده است و معادلات میدان باید در آن‌ها حل شوند.

$$\delta F(\vec{X}) = 0 \quad (16)$$

در فرمول (۱۶)، F تابعی است که با استفاده از اصل وردشی استاندارد و شرایط مرزی به کار گرفته شده به شکل زیر به دست می آید:

$$F(\vec{x}) = \frac{1}{2} \int_{\Omega} [(\vec{\nabla} \times \vec{X}) \cdot \tilde{\alpha}^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{X}) - k_0^2 \vec{X} \cdot \vec{X}] dV + \int_{\Gamma} (\vec{X} \cdot \vec{U}) dS \quad (17)$$

به منظور گسسته سازی عملگر F که در فرمول (۱۷) ارائه شده است، ناحیه داخلی آنتن به M المان تقسیم می شود، و در نتیجه مرز  $\Gamma$  هم به  $M_s$  بخش کوچک شکسته می شود. در هر المان و در هر جزء خطی، میدان ها به ترتیب به شکل های زیر بیان می شوند.

$$\phi(x, y) = \sum_{i=1}^3 N_i^e(x, y) \phi_i^e = \{\phi^e\}^T \{N^e\} \quad (18)$$

$$\phi^s = \sum_{i=1}^2 N_i^s \phi_i^s = \{\phi^s\}^T \{N^s\} \quad (19)$$

که در آن  $N_i^e$  و  $\phi_i^e$  به ترتیب توابع درون یاب و میدان های گره ای هستند. پارامتر  $\psi$  که مشتق عمودی میدان مرزی است می تواند به صورت زیر نوشته شود.

$$\psi^s = \sum_{i=1}^2 N_i^s \psi_i^s = \{\psi^s\}^T \{N^s\} \quad (20)$$

با جایگزینی (۱۸)-(۲۰) در فرمول (۱۷)، عملگر F به دست می آید:

$$F = \frac{1}{2} \sum_{e=1}^M \{\phi^e\}^T [K^e] \{\phi^e\} + \sum_{e=1}^{M_s} \{\phi^s\}^T [C^s] \{\psi^s\} \quad (21)$$

که در آن

$$[K^e] = \int \int_{\Omega^e} \left\{ \tilde{\epsilon}_r^{-1} \left[ \left\{ \frac{\partial N^e}{\partial x} \right\} \left\{ \frac{\partial N^e}{\partial x} \right\}^T + \left\{ \frac{\partial N^e}{\partial y} \right\} \left\{ \frac{\partial N^e}{\partial y} \right\}^T \right] - k_0^2 \{N^e\} \{N^e\}^T \right\} dx dy \quad (22)$$

و

$$[C^s] = \int_{\Gamma_s} \{N^s\} \{N^s\}^T d\Gamma \quad (23)$$

با مشتق گیری از F نسبت به هر میدان گره ای و برابر قرار دادن آن با صفر، سیستمی از معادلات خطی به دست می آید که می توان به شکل زیر نوشت:

$$[K] \{\phi\} + [C] \{\psi\} = \{0\} \quad (24)$$

لایه پلاسما مغناطیده در مسئله ما (منطقه II) را می توان از ترکیب معادلات (۳ و ۴) یافت:

$$\vec{\nabla} \times [\tilde{\alpha}^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{X})] - k_0^2 \tilde{\beta} \cdot \vec{X} = 0 \quad (10)$$

در رابطه (۱۰) پارامترها برای قطبش  $TM(TE)$  به صورت  $\vec{X} = E_z \hat{z} (H_z \hat{z})$  و  $\tilde{\beta} = \tilde{\epsilon}_r (\tilde{\mu}_r)$ ،  $\tilde{\alpha} = \tilde{\mu}_r (\tilde{\epsilon}_r)$  (که می تواند به شکل  $\vec{X} = \phi \hat{z}$  تعریف شود) می باشند و  $\hat{z}$  بردار واحد در امتداد محور z است. برای حل کامل این مسئله، باید شرایط مرزی زیر را در مرز مشترک دو محیط مختلف به صورت زیر در نظر گرفت:

$$\phi^- = \phi^+ \quad \hat{n} \times [\tilde{\alpha}^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{X}^-)] = \hat{n} \times [\tilde{\alpha}^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{X}^+)] \quad (11)$$

در معادله (۱۱)، علامت (+ -) نشان می دهد که نقطه مشاهده از داخل (خارج) به مرز نزدیک می شود و  $\hat{n}$  بردار نرمال سطح جدا کننده دو محیط را نشان می دهد. همان طور که مشخص است، در فضای آزاد  $\tilde{\epsilon}_r^{-1} = \tilde{\mu}_r^{-1} = I$ ، و بنابراین می توان دومین شرط پیوستگی فرمول (۱۱) را در مرز آنتن به شکل زیر نوشت:

$$\hat{n} \times [\tilde{\alpha}^{-1} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{X}^+)] = \vec{U} \quad (12)$$

که در آن

$$\vec{U} = \hat{n} \times \vec{\nabla} \times \vec{X}^+ = -\hat{n} \cdot \vec{\nabla} \phi = -\psi \hat{z} \quad (13)$$

در معادله (۱۳)  $\psi = \partial \phi / \partial n$  مشتق عمودی میدان است که در مرز آنتن مقدار یابی می شود. در اینجا لازم است مقدار  $\tilde{\alpha}^{-1}$  در محیط پلاسما مشخص شود. برای قطبش TE،  $\tilde{\alpha}^{-1}$  معکوس تانسور دی الکتریک پلاسماست و با توجه به فرضیات در نظر گرفته شده در کار حاضر، فرم زیر را دارد:

$$\tilde{\epsilon}_r^{-1} = \begin{pmatrix} \Psi & j\Phi & 0 \\ -j\Phi & \Psi & 0 \\ 0 & 0 & \Upsilon \end{pmatrix} \quad (14)$$

که در آن

$$\Psi = \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\perp}^2 - g^2}, \Phi = \frac{g}{\epsilon_{\perp}^2 - g^2}, \Upsilon = 1/\epsilon_{\parallel} \cdot \epsilon_{\parallel} \quad (15)$$

همچنین شرایط مرزی فرمول (۱۱) را برای مرز جدا کننده هسته دی الکتریک و لایه پلاسما مغناطیده نیز به کار می بریم. لازم به ذکر است رابطه (۱۴ و ۱۵) را می توان برای یک محیط همسان گرد مانند ستون دی الکتریک داخلی (منطقه I) با جایگزینی  $g = 0$  و  $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_{\perp} = \epsilon_d$  در نظر گرفت، که  $\epsilon_d$  میزان گذردهی نسبی دی الکتریک یک مقدار ثابت اسکالر می باشد. در این شرایط، مسئله وردشی معادل مسئله پراکندگی ذکر شده در بالا توسط فرمول زیر بیان می شود [۱۶]:

همان‌طور که در شکل (۱) نشان داده شده است، زاویه مشاهده یا پراکندگی است. برای آنتن مورد مطالعه در کار حاضر، RCS را می‌توان به‌صورت زیر ارزیابی کرد:

$$\sigma = \frac{4}{k_0} |P(\varphi^s)|^2 \quad (۳۳)$$

که در آن  $P(\varphi^s)$  ضریب میدان دور است که توسط فرمول زیر به‌دست می‌آید:

$$P(\varphi^s) = \oint_{\Gamma} [\psi + jk_0(n_x \cos \varphi^s + n_y \sin \varphi^s)\phi] \times e^{jk_0(x \cos \varphi^s + y \sin \varphi^s)\phi} d\Gamma \quad (۳۴)$$

که در آن،  $x$  و  $y$  مؤلفه‌های بردار موقعیت هستند و  $\vec{\rho} = (\rho \cos \varphi^s, \rho \sin \varphi^s)$  اجزای بردار  $\hat{n}$  یکه هستند. لازم به‌ذکر است، سطح مقطع رادار معمولاً نسبت به طول موج تابشی به‌هنگار می‌شود.

### ۳- شبیه‌سازی، نتایج عددی و تفسیر نمودارها

در این بخش قصد داریم سطح مقطع راداری یک آنتن بیضوی ناهمسان‌گرد، معرفی شده در بخش قبلی، که تحت تابش امواج رادیویی قرار گرفته است را توسط روش انتگرال مرزی المان محدود FE-BI به‌دست آوریم. نحوه فرمول‌بندی این روش در بخش قبلی بیان شد. اکنون با اعمال فرمول‌های (۳۴-۳۰) و استفاده از یک مش‌بندی مناسب برای آنتن مورد نظر و برنامه‌نویسی در نرم‌افزار متلب به بررسی اثر شاخص‌های مختلف بر پراکندگی و سطح مقطع راداری آن می‌پردازیم. مناسب است که ابتدا درستی روش عددی و شبیه‌سازی با نرم‌افزار به‌کار رفته برای به‌دست آوردن نتایج این بخش مورد صحت‌سنجی قرار گیرد. ساختار پیچیده آنتن مطرح شده مانع از آن می‌شود که توانست مسئله را به‌صورت تحلیلی حل کرد. به‌همین دلیل اعتبار روش به‌کار رفته را با مقایسه نتایج ناشی از آن با جواب‌های تحلیلی به‌دست آمده برای یک مورد خاص از آنتن پلاسمایی مغناطیبه، بررسی می‌کنیم.

در مرجع [۱۸] میدان‌های دور  $H_z^{inc}$  و  $H_z^{sc}$  توسط حل دقیق و تحلیلی پراکندگی امواج تخت از یک ستون دایروی پلاسمای مغناطیبه در حضور یک چشمه مغناطیسی خطی در مکان  $(\rho_0, \varphi_0)$  به‌صورت زیر داده شده است:

$$H_z^{inc} \cong \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \left( \frac{2i}{\pi k \hat{\rho}} \right)^{1/2} e^{ik\hat{\rho}} \quad (۳۵)$$

$$H_z^{sc} \cong \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \left( \frac{2i}{\pi k \rho_0} \right)^{1/2} e^{ik\rho_0} \times \sum_{m=-\infty}^{+\infty} B_m e^{im\pi/2} H_m^{(2)}(k\rho) e^{-im(\varphi^s - \varphi_0)} \quad (۳۶)$$

به‌صورتی که شامل  $N$  معادله خطی و  $N + M_s$  مجهول است. با اعمال شرایط پیوستگی برای میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در مرز آنتن و گسسته‌سازی معادله انتگرال مرزی داده شده در فرمول (۸)، بعد از انجام محاسبات ریاضی رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$[C^s]^T \{\phi^s\} = \{b^s\} + \sum_{t=1}^{M_s} [P^{st}] \{\phi^t\} + \sum_{t=1}^{M_s} [Q^{st}] \{\psi^t\} \quad (۲۵)$$

$s = 1.2.3. \dots M_s$

که در آن

$$\{b^s\} = \int_{\Gamma^s} \{N^s\} \phi^{inc} d\Gamma \quad (۲۶)$$

$$[P^{st}] = \int_{\Gamma^s} \left[ \{N^s\} \int_{\Gamma^t} \{N^t\}^T \frac{\partial G_0}{\partial \hat{n}} d\hat{\Gamma} \right] d\Gamma \quad (۲۷)$$

$$[Q^{st}] = \int_{\Gamma^s} \left[ \{N^s\} \int_{\Gamma^t} \{N^t\}^T G_0 d\hat{\Gamma} \right] d\Gamma \quad (۲۸)$$

فرم ماتریسی معادله (۲۵) به‌صورت زیر می‌باشد:

$$[C]^T \{\phi\} = \{b\} + [P]\{\phi\} + [Q] \quad (۲۹)$$

پس از عملیات بالا، می‌توان معادلات به‌دست آمده در فرمول‌های (۲۴ و ۲۹) را به شکل ماتریسی کلی زیر نوشت:

$$\begin{bmatrix} K & C \\ C^T - P & -Q \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \psi \\ \phi \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ b \end{Bmatrix} \quad (۳۰)$$

که با حل آن مجهول‌های  $\psi$  و  $\phi$  که به‌ترتیب میدان‌ها و مشتق‌های عمودی آن‌ها هستند، به‌دست می‌آیند. در معادله (۳۰)  $\mathbf{K}, \mathbf{C}, \mathbf{P}, \mathbf{Q}$  ماتریس‌های مربوط به فرمالیزم FE-BI هستند و بردار ستونی  $\mathbf{b}$  مرتبط با میدان فرودی است [۱۶]. اگر عناصر ماتریس را به‌صورت  $E_z \leftrightarrow H_z, \vec{E} \leftrightarrow \vec{H}$  جایگزین کنیم می‌توانیم جواب مسئله را برای قطبش  $TM$  هم به‌دست آوریم.

حل مسئله برای قطبش  $TM$  ساده‌تر از قطبش  $TE$  خواهد بود، زیرا میدان مغناطیسی خارجی  $B_0$  در معادلات وارد نمی‌شود. آنتن از موادی با  $\mu_r = 1$  تشکیل شده است و بنابراین معادله (۱۴) با تانسور واحد  $\vec{\mu}^{-1} = I$  جایگزین خواهد شد.

یکی از مهم‌ترین پارامترهای موجود در مسئله پراکندگی، سطح مقطع راداری (RCS) است که در حالت دو بعدی به‌ترتیب برای قطبش  $TE$  و قطبش  $TM$  می‌توان به‌صورت ذیل تعریف کرد [۱۷ و ۱۶]:

$$\sigma_{TE}(\varphi^s, \varphi^i) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \left| \frac{H_z^{sc}(\rho, \varphi^s)}{H_z^{inc}(\varphi^i)} \right|^2 \quad (۳۱)$$

$$\sigma_{TM}(\varphi^s, \varphi^i) = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \left| \frac{E_z^{sc}(\rho, \varphi^s)}{E_z^{inc}(\varphi^i)} \right|^2 \quad (۳۲)$$

شفاف است. امکان ایجاد چنین پلاسمایی در آزمایشگاه وجود دارد چرا که پلاسماهایی تخلیه الکتریکی گازها نوعاً دارای فرکانس پلاسمایی از مرتبه  $10^{16} s^{-1} - 10^8 \approx \omega_p$  می‌باشند [۱۵]. می‌توان ستون دی‌الکتریک را توسط محوری که به آن اتصال داده شده و به صورت مکانیکی یا توسط سیستم‌های کامپیوتری کنترل می‌شود، تحت زوایای مختلف چرخاند. جهت ایجاد و محصور کردن پلاسما در پیکربندی مورد نظر می‌توان از یک محفظه استوانه‌ای مقطع بیضوی با نیم‌قطرهای بزرگ و کوچک  $a_{II} = 2 \text{ cm}$  و  $b_{II} = 1.5 \text{ cm}$  که دارای ضخامت ناچیز و شفاف در برابر عبور امواج رادیویی و میکروویو باشد، استفاده کنیم. با قرار دادن دو الکتروود در ابتدا و انتهای محفظه و اعمال اختلاف پتانسیل بالا (*High Voltage*) بر آن‌ها در ناحیه اطراف ستون دی‌الکتریک یک پوشش پلاسما ایجاد می‌کنیم. محفظه باید از جنسی انتخاب شود که ثابت دی‌الکتریک آن نزدیک به هوا باشد تا کم‌ترین اختلال در موج حین عبور از آن ایجاد شود. این محفظه باید از یک طرف به پمپ خلاء و از طرف دیگر به کپسول گازی همچون آرگون متصل باشد. ابتدا توسط پمپ خلاء هوای داخل محفظه را خالی می‌کنیم و سپس گاز آرگون را وارد می‌کنیم. با کنترل کردن فلوی گاز آرگون، فشار داخل محفظه را در حدود یک میلی‌متر جیوه نگه می‌داریم تا پلاسما با چگالی مورد نظر  $n \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  که متناظر با  $30 \text{ GHz} \approx \omega_p$  می‌باشد، حاصل شود.

امکان استفاده از دیگر گازها نیز وجود دارد اما گاز آرگون به دلایلی همچون ارزان‌تر بودن قیمت در کنار ضریب گسیل الکترون ثانویه بالای آن که منجر به شکست راحت‌تر (ولتاژ شکست پایین‌تر) نسبت به سایر گازها می‌شود، ارجحیت دارد. همچنین به منظور مغناطیسده کردن پلاسما می‌توان از انواع آهنرباهای الکتریکی همچون کویل‌های حامل جریان الکتریکی که در اطراف محفظه قرار داده می‌شود جهت ایجاد یک میدان مغناطیسی ثابت در راستای محور محفظه (محور z) استفاده کرد [۱۹]. البته تخلیه الکتریکی و سازوکار مطرح شده در بالا یکی از روش‌های تولید پلاسما و فراهم کردن شرایط آنتن مورد بحث است که به‌عنوان نمونه ذکر شد. ایجاد پلاسما با روش‌های دیگری همچون لیزر، تفنگ الکترونی و هسته‌های پرتوزا نیز صورت می‌گیرد [۱۲]. آنچه در ادامه می‌آید مطالعه و بررسی نتایج شبیه‌سازی بر روی آنتن نشان داده شده در شکل (۱) می‌باشد.

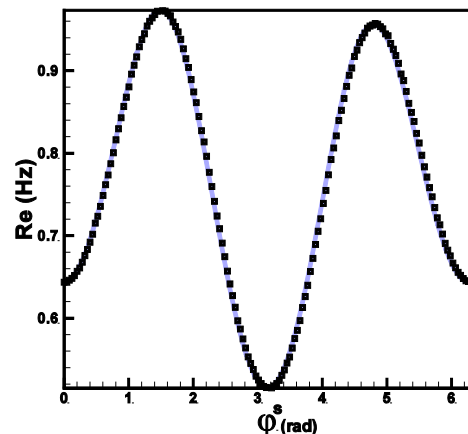
شکل‌های (۳ و ۴) الگوی پراکندگی امواج تابشی TE و TM با زاویه فرودی  $\theta^i = 0$  به آنتن مورد نظر با پیکربندی‌های مختلف (زوایای چرخش  $\theta = 0, \pi/6, \pi/3, \pi/2$ ) را نشان می‌دهند. از مقایسه شکل‌های (۳ و ۴) می‌بینیم که نوسانات نمودارهای RCS برای قطبش  $H_z$  بیشتر از قطبش  $E_z$  است و بنابراین نتیجه می‌گیریم که سطح مقطع پراکندگی آنتن در مقابل امواج TE در قیاس با امواج TM نسبت به زاویه پراکندگی، حساس‌تر است.

که

$$\hat{\rho} = [\rho^2 + \rho_0^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\varphi^s - \varphi_0)]^{1/2}. \quad (37)$$

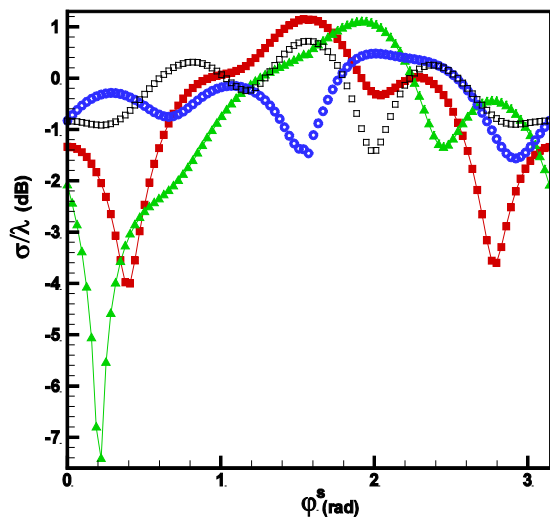
در رابطه (۳۶) ضریب  $B_m$  که از اعمال شرایط مرزی روی سطح استوانه پلاسما به‌دست می‌آید در معادلات (۸۷-۸۳) از مرجع [۱۸] تعریف شده است.

از طرف دیگر ما با روش مورد استفاده در کار حاضر شدت میدان مغناطیسی را بر حسب زاویه مشاهده، هنگامی که ستون پلاسما مغناطیسده، تحت تابش موج با قطبش TE قرار می‌گیرد، به‌دست آوردیم. نتایج عددی شبیه‌سازی مذکور در نمایش توزیع میدان کل در نقاط دور  $H_z = H_z^{inc} + H_z^{sc}$  با دایره‌های گسسته مشخص شده، در حالی که خط پیوسته نشان‌دهنده  $H_z$  برای همان پیکربندی است که از روش تحلیلی دقیق ذکر شده در مرجع [۱۳] به‌دست آمده است. شکل (۲)، برای این آنتن پلاسمایی با شعاع  $a = 2 \text{ cm}$ ، فرکانس‌های پلاسمایی و سیکلوترونی به‌ترتیب  $\omega_c = 0/1\omega_p$  و  $\omega_p = 0/67\omega$  و فرکانس موج فرودی  $\omega = 45 \text{ GHz}$  رسم شده است. همان‌گونه که از شکل (۲) دیده می‌شود نمودارهای حاصل از دو روش تطابق بسیار خوبی دارند و این نشان‌دهنده دقت شبیه‌سازی به‌کار رفته در مقاله پیش‌رو است.

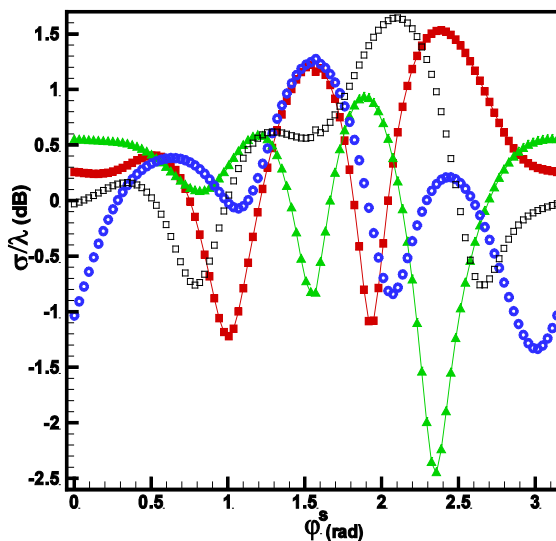


شکل (۲): مقایسه میدان‌های مغناطیسی در پراکندگی امواج TE از آنتن پلاسمایی بی‌نهایت طولی با مقطع دایروی در حضور میدان مغناطیسی ثابت خارجی محوری توسط دو روش تحلیلی (خط پیوسته آبی رنگ) و روش FE-BI (دایره‌های توخالی گسسته)

اکنون می‌توان با اطمینان از دقت روش عددی توصیف شده به بررسی آنتن پلاسمایی ناهمسان‌گرد بیضوی با هسته دی‌الکتریک مورد نظر پرداخت. لازم به‌ذکر است در اینجا، فرکانس‌های سیکلوترونی و پلاسمایی به‌ترتیب  $\omega = 1.5\omega_p$  و  $\omega_c = 0.1\omega_p$  در نظر گرفته شده است. از آن‌جا که فرکانس پلاسمایی از فرکانس موج فرودی کوچک‌تر است، می‌توان گفت پلاسما در مقابل موج

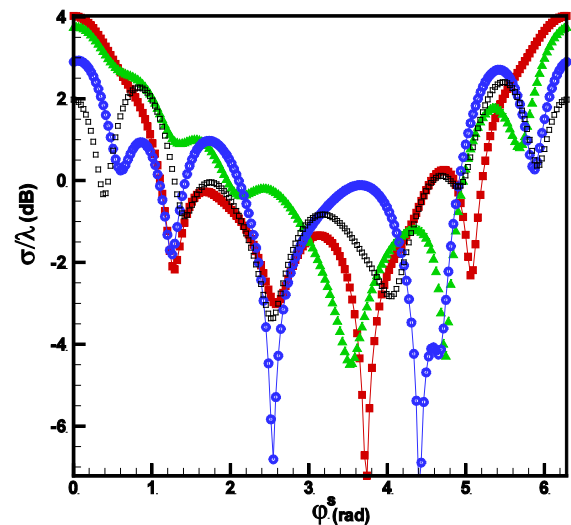


شکل (۵): سطح مقطع پراکندگی بازگشتی BCRS به‌هنگار شده مربوط به زوایای چرخش مختلف  $\theta$  برای قطبش TE. در اینجا پارامترها همانند شکل (۳) هستند.

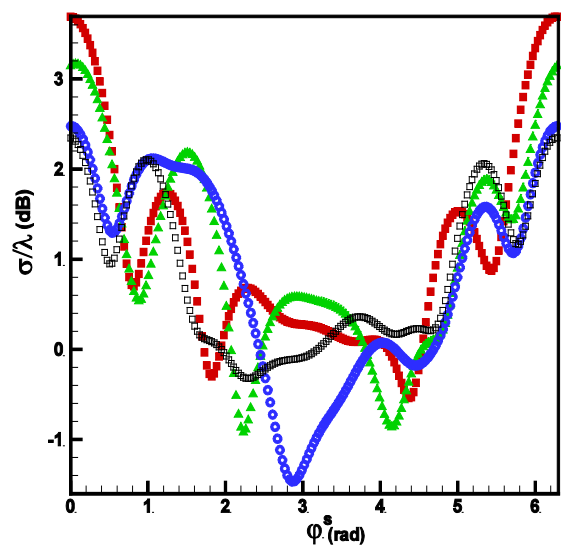


شکل (۶): سطح مقطع پراکندگی بازگشتی BCRS نرمال شده مربوط به زوایای چرخش مختلف  $\theta$  برای قطبش TM. در اینجا پارامترها همانند شکل (۳) هستند.

اثر ثابت دی‌الکتریک هسته دی‌الکتریک بر نقش پراکندگی بررسی شده است. در شکل (۷) الگوهای پراکندگی برای دو گذردهی دی‌الکتریک نسبی متفاوت هسته دی‌الکتریک، ترسیم شده است. با تغییر ثابت دی‌الکتریک، بزرگی میدان پراکنده شده نسبت به میدان تابشی تغییر خواهد کرد. این نسبت در بعضی جهات افزایش و در بعضی دیگر از جهت‌ها کاهش می‌یابد. به‌عبارت دیگر الگوی پراکندگی کاملاً وابسته به ثابت دی‌الکتریک برای هر دو قطبش TE و TM است، اما این اثر در مورد قطبش TE قابل توجه‌تر است.

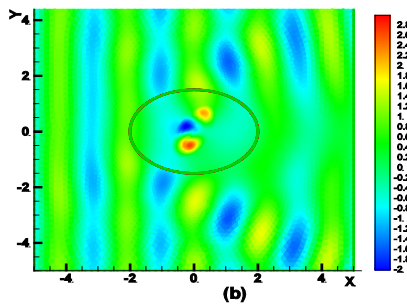
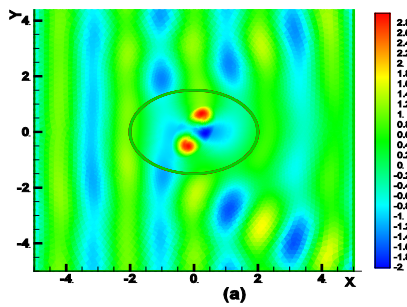


شکل (۳): نقش پراکندگی بر حسب زاویه مشاهده  $\varphi^s$  برای موج تابشی TE با زاویه فرود  $\varphi^i = 0$  مربوط به پیکربندی‌های مختلف آنتن. در اینجا  $\epsilon_a = 4.2$  و پیکربندی‌ها با زوایای چرخش مختلف به صورت  $\theta = 0$ : قرمز،  $\theta = \pi/6$ : سبز،  $\theta = \pi/3$ : آبی و  $\theta = \pi/2$ : مشکی نشان داده شده‌اند.



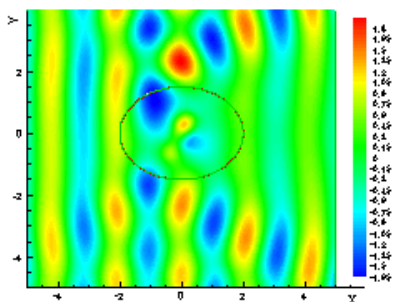
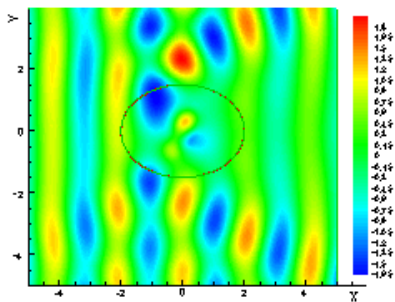
شکل (۴): نقش پراکندگی بر حسب زاویه مشاهده  $\varphi^s$  برای موج تابشی TM با زاویه فرود  $\varphi^i = 0$  مربوط به پیکربندی‌های مختلف آنتن. در اینجا شاخص‌ها همانند شکل (۳) هستند.

نمودارهای (۵) و (۶) سطح مقطع راداری بازگشتی (BCRS) از آنتن پلاسمایی هیبریدی مطرح در کار حاضر با زاویه چرخش  $\theta = \pi/6$  برای قطبش‌های  $H_z$  و  $E_z$  را نشان می‌دهد. مابقی پارامترها، همان پارامترهای در نظر گرفته شده، در شکل‌های (۳) و (۴) می‌باشد. مشاهده می‌شود با چرخش هسته دی‌الکتریک می‌توان سطح مقطع راداری بازگشتی را کاملاً کنترل کرد و همچنین BCRS به‌شدت متأثر از قطبش امواج فرودی و زاویه تابش می‌باشد.

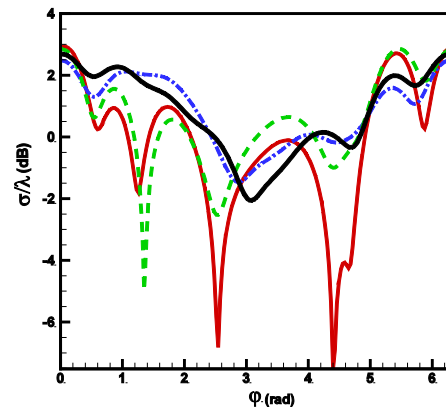


شکل (۹): پروفایل میدان مغناطیسی مربوط به (a):  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$  و (b):  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.5$  برای قطبش TE. بقیه پارامترها همانند پارامترهای شکل (۸) است.

در نهایت نمایه‌های مولفه موازی میدان‌های الکترومغناطیسی مربوط به پارامترهای شکل (۸) برای دو قطبش TE و TM به ترتیب در شکل‌های (۹ و ۱۰) رسم شده است. همان‌طور که از این دو شکل نیز بر می‌آید اثر میدان مغناطیسی خارجی بر روی پروفایل میدان محوری فقط در مورد امواج با قطبش TE مشهود است.

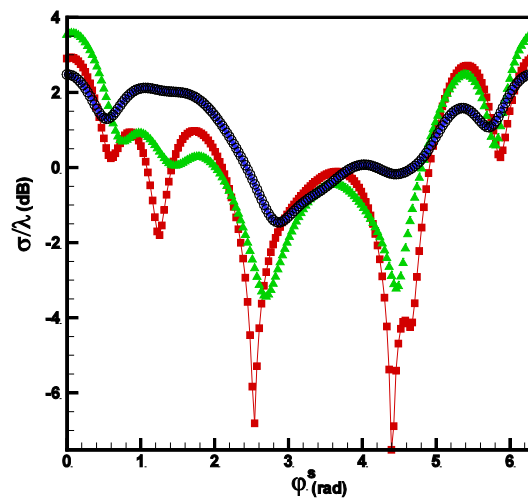


شکل (۱۰): پروفایل میدان الکتریکی مربوط به (a):  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$  و (b):  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.5$  برای قطبش TM. بقیه پارامترها همانند پارامترهای شکل (۸) است.



شکل (۷): اثر ثابت دی‌الکتریک بر سطح مقطع پراکندگی. در اینجا  $\epsilon_d = 4.2$ ، فرمز و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$ ،  $\epsilon_d = 4.7$ ،  $\theta = \pi/3$ ،  $\varphi^i = 0$ ، سبز برای قطبش TE و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1\epsilon_d = 4.2$  آبی و  $\epsilon_d = 4.7$  مشکی برای قطبش TM.

در ادامه اثر قدرت میدان مغناطیسی خارجی بر سطح مقطع پراکندگی امواج TE و TM در شکل (۸) نشان داده شده است. در این شکل نیز، زاویه چرخش استوانه بیضوی داخلی (هسته دی‌الکتریک) نسبت به استوانه بیضوی بیرونی (لایه پلاسما)  $\theta = \pi/3$  فرض می‌شود و فرکانس‌های سیکلوترونی به‌هم‌نجار شده  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$  و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.5$  می‌باشند. نکته مهمی که از شکل (۸) دریافت می‌شود، این است که در پراکندگی امواج الکترومغناطیسی TM از آنتن بیضوی ناهمسان‌گرد با لایه پلاسما مغناطیسه، میدان مغناطیسی خارجی نقش مؤثری ندارد، اما برای قطبش TE به‌دلیل اثر نیروی لورنتس، پراکندگی موج الکترومغناطیسی از آنتن ذکر شده تحت تأثیر میدان مغناطیسی استاتیک قرار می‌گیرد و بنابراین شدت میدان مغناطیسی خارجی می‌تواند به‌عنوان کنترل‌کننده الگوی پراکندگی برای قطبش  $H_z$  باشد.



شکل (۸): اثر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر سطح مقطع پراکندگی. در اینجا  $\epsilon_d = 4.2$ ،  $\theta = \pi/3$ ،  $\varphi^i = 0$  و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$  فرمز و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.5$  سبز برای قطبش TE.  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.1$  آبی و  $\frac{\omega_c}{\omega_p} = 0.5$  مشکی برای قطبش TM.



## ۴- خلاصه و نتیجه‌گیری

در این مقاله، پراکندگی امواج رادیویی از آنتن بیضوی ترکیبی پلاسمای الکترونیک که در یک میدان مغناطیسی ایستای محدود قرار گرفته است را بررسی کردیم. وجود میدان مغناطیسی خارجی باعث ناهمسان‌گردی پلاسمای و غیرصفر شدن عناصر غیرقطری تانسور دی‌الکترونیک آن گردید. ما از روش انتگرال مرزی المان محدود برای به‌دست آوردن پروفایل میدان‌های الکترونیک و مغناطیسی محوری ناشی از فرود امواج غیریونیزه کننده در اطراف و داخل آنتن استفاده کردیم. سطح مقطع پراکندگی بازگشتی و الگوی پراکندگی آنتن بیضوی دی‌الکترونیک با پوشش پلاسمای مغناطیده، که تحت تابش امواج با قطبش‌های خطی TE و TM قرار گرفتند را شبیه‌سازی کردیم.

نتایج عددی ارائه شده در بخش III نشان داد که سطح مقطع پراکندگی و نقش پراکندگی به پیکربندی هندسی آنتن، ثابت دی‌الکترونیک و قطبش موج الکترومغناطیسی فرودی بستگی دارد.

در نهایت، تأثیر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر روی پارامترهای پراکندگی و پروفایل میدان‌های الکترومغناطیسی مورد بررسی قرار گرفت و مشاهده شد که تنها برای قطبش TE، به دلیل اثر نیروی لورنتس، پراکندگی موج الکترومغناطیسی از آنتن ذکر شده توسط میدان مغناطیسی ایستا تحت تأثیر قرار می‌گیرد. مهم‌ترین نتیجه‌ای که از بررسی مسئله حاضر برمی‌آید، آن است که چگونه پوشش پلاسمای مغناطیده می‌تواند به‌عنوان عاملی جهت حذف پراکندگی و یا مخفی‌سازی یک شیء قرار گیرد؛ یا در نقطه مقابل با تنظیمات خاص به‌منظور افزایش سطح مقطع پراکندگی که در ارتباطات ماهواره‌ای مورد نیاز است، به‌کار گرفته شود. همچنین اگر ما در مقام شناسایی یک شیء استتار شده با پوشش پلاسمایی باشیم شبیه‌سازی حاضر به ما کمک می‌کند که چگونه با تغییر پارامترهایی همچون فرکانس، زاویه فرود و قطبش موج فرودی، هدف ناشناخته را شناسایی کنیم.

## ۵- مراجع

- [4] G. P. Zouros, "Oblique electromagnetic scattering from lossless or lossy composite elliptical dielectric cylinders," *JOSA A*, vol. 30, pp. 196-205, 2013.
- [5] M. Ostovan, S. Samadi, M. S. Helfroush, "Ground Moving Target Indicator Based on Generalized Likelihood Ratio Test (GLRT) in Single Channel SAR using Signal Space Mapping Method," *Journal of Radar*, vol.7 pp. 79-91, 2019. (In Persian)
- [6] A. Monti, J. Sonic, A. Alu, A. Toscano, F. Bilotti, "Design of cloaked Yagi-Uda antennas," *EPJ Appl. Metamat*, vol. 3 pp. 1-7, 2016.
- [7] A. Monti, J. Soric, M. Barbuto, D. Ramaccia, S. Vellucci, F. Trotta, A. Alu, A. Toscano, F. Bilotti, "Mantle cloaking for co-site radio-frequency antennas," *Appl. Phys. Lett*, vol.108 pp. 113502, 2016.
- [8] A. Alù, N. Engheta, "Cloaking a sensor," *Phys. Rev. Lett*, vol. 102 pp. 233901, 2009.
- [9] B. Edwards, A. Alù, M.G. Silveirinha, N. Engheta, "Experimental verification of plasmonic cloaking at microwave frequencies with metamaterials," *Phys. Rev. Lett*, vol. 103 pp. 153901, 2009.
- [10] T. Naito, T. Tanaka, Y. Fukuma, O. Sakai, "Electromagnetic wave cloaking and scattering around an antiresonance-resonance symmetrical pair in the frequency domain," *Phys. Rev. E*, vol. 99 pp. 013204, 2019.
- [11] T. Naito, O. Sakai, "Analytical formulation for radiation characteristics of a surface wave sustained plasma antenna," *Phys. Plasmas*, vol. 26 pp. 073506, 2019.
- [12] M. Dehghan, R. Razavi, M. Ramezani, "Radar Cross Section Reduction of a Flat Square Plate Using Plasma Coating Caused By Alpha Particles," *Advanced Defence Sci.& Technol*, vol. 03 pp. 123-129, 2019. (In Persian)
- [13] C. L. Dolph, H. Weil, "On the change in radar cross-section of a spherical satellite caused by a plasma sheath," *Planet. Space Sci*, vol. 6 pp. 123-132, 1961.
- [14] R. Dutta, R. Biswas, N. Roy, "Reduction of attenuation of EM wave inside plasma formed during supersonic or hypersonic re-entry of missile like flight vehicles by the application of DC magnetic field—a technique for mitigation of RF Blackout," In *Proc. of the IEEE Applied Electromagnetics Conf., India*, December 2011.
- [15] A. F. Aleksandrov, L. S. Bogdankevich, A. A. Rukhadze, "Principles of plasma electrodynamics"; Springer, Heidelberg, 1984.
- [16] J. Jin, "The Finite Element Method in Electromagnetics," John Wiley & Sons. Inc. New York, 2002.
- [17] S. Golharani, Z. Rahmani, B. Jazi, "The Dependence of Resonance Frequency to Landing Angle in Reciprocal Scattering Phenomena of the Waves from an Elliptical Plasma Dielectric Antenna," *IEEE Trans. Plasma Sci*, vol. 47 pp. 233-242, 2018.
- [18] J. R. Wait, "Some Boundary Value Problems Involving Plasma Media" *JOURNAL OF RESEARCH OF THE NATIONAL BUREAU OF STANDARDS-B. Mathematics and Mathematical Physics*, vol. 65B, No. 2, 1961.
- [19] J. Reece Roth, "Industrial Plasma Engineering," Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1995.
- [1] R. Eaves, "Electromagnetic scattering from a conducting circular cylinder covered with a circumferentially magnetized ferrite," *IEEE Trans. Antennas Propag*, vol.24 pp. 190-197, 1976.
- [2] P. Darvish, B. Zakeri, A. Gorji, "Design and Implementation of a VHF Plasma Antenna," *Journal of Radar* Vol. 2, No. 4, pp. 31-38, 2015. (In Persian)
- [3] G. P. Zouros, G. C. Kokkorakis, "Electromagnetic scattering by an inhomogeneous gyroelectric sphere using volume integral equation and orthogonal Dini-type basis functions," *IEEE Trans. Antennas Propagat*, vol. 63 pp. 2665-2676, 2015.

---

# Investigation of Radar Cross Section and Electromagnetic Fields Around an Elliptical Antenna Including Magnetized Plasma Cover

Z. Rahmani<sup>\*</sup>, M. Jodeiri, A. Soltani

<sup>\*</sup> University of Kashan, Kashan, Iran

(Received: 19/07/2020, Accepted: 15/11/2020)

## Abstract

In the present work the scattering of EHF radio waves from a plasma elliptical hybrid antenna is investigated by the Finite Element-Boundary Integral (FE-BI) method. This antenna is made of a dielectric elliptical column covered by a plasma layer as a dispersive medium. The plasma cover has elliptical cross section and has been magnetized by an external constant magnetic field along axis of the antenna. Different geometric configurations of the antenna are examined by changing the position of the dielectric column relative to the plasma layer, so that their large diameters vary from 0 to 90 degrees relative to each other. As will be seen, due to anisotropy of geometric configuration and permittivity tensor of the plasma layer, the angle of incidence and geometrical parameters are very effective on the antenna response. Finally, numerical analysis shows how one can control profiles of the electromagnetic fields and scattering cross section of the antenna by varying the external magnetic field intensity and polarization of the incident wave. The presence of various variables in this antenna makes it significantly flexible and tunable, that is especially important in the cloaking processes.

**Keywords:** Elliptical Dielectric-Plasma Antenna, Magnetized Cold Plasma, Radar Cross Section, Radio Waves, External Magnetic Field, Scattering, Finite Element-Boundary Integral Method

---

<sup>\*</sup> Corresponding author E-mail: z.rahmani@kashanu.ac.ir