

(علمی-پژوهشی)

تأثیر پارامترهای یک آنتن پلاسمای ناهمسانگرد بر الگوی پراکندگی و سطح مقطع راداری

در این پژوهش یک ستون پلاسما با سطح مقطع دایروی که توسط یک میدان مغناطیسی DC محوری مغناطیده شده بعنوان یک آنتن پلاسمایی مورد بررسی قرار می‌گیرد. سطح مقطع راداری و نقش پراکندگی امواج رادیویی فرودی به این آنتن مطالعه می‌شود. آنتن پلاسمایی حاضر علاوه بر مزایایی همچون سبک بودن، نویز حرارتی کمتر در فرکانس‌های ماهواره‌ای و غیره، نسبت به آنتن‌های فلزی به دلیل ساختار ساده و سهولت در بازآرایی آن توسط مشخصه‌های متنوعی همچون شدت میدان مغناطیسی DC/عملی، توزیع جریان، فشار گاز و توان الکتریکی اعمال شده به گاز که منجر به تغییر چگالی پلاسما و فرکانس سیکلوترونی آن می‌شود، قابلیت تنظیم‌پذیری بالایی برای فرکانس‌های عملیات جدید دارد. چنین ویژگی‌هایی منجر به کنترل سطح مقطع راداری و الگوی تابشی آن می‌شود. در این مقاله اثر فرکانس پلاسمایی و فرکانس سیکلوترونی آنتن پلاسما را بر روی پراکندگی امواج رادیویی با زاویه فرود و فرکانس‌های مختلف بررسی می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی امواج رادیویی، آنتن پلاسمایی، پلاسمای سرد غیربرخوردی، سطح مقطع راداری، میدان مغناطیسی ثابت خارجی

زینب رحمانی^{۱*}، منیره جدیری^{۱**} و
ابراهیم حیدری سمیرمی^{۱***}

۱- دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان،
ایران، کدپستی: ۸۷۳۱۷۵۳۱۵۳

* استادیار (نویسنده پاسخگو)، ایمیل:

z.rahmani@kashanu.ac.ir

** دانش‌آموخته کارشناسی ارشد

*** دانشیار

Influence of Anisotropic Plasma Antenna Parameters on Scattering Pattern and Radar Cross Section

In this study, a plasma column with a circular cross-section magnetized by a DC-axial magnetic field is investigated as a plasma antenna. The radar cross-section and the scattering pattern of radio waves landing on the antenna are studied. The present plasma antenna, in addition to advantages such as lightness, less thermal noise at satellite frequencies, etc., compared to metal antennas, due to its simple structure and ease of rearrangement by various characteristics such as the intensity of the applied DC magnetic field. The current distribution, gas pressure, and electrical power applied to the gas, which changes the plasma density and its cyclotron frequency, are highly adjustable for new operating frequencies. Such characteristics lead to the controllability of the radar cross-section and the scattering pattern of the antenna. In this paper, we investigate the effect of plasma frequency and cyclotron frequency of the plasma antenna on the scattering of radio waves with different incident angles and frequencies.

Keywords: Radio Waves Scattering, Plasma Antenna, Cold Collisionless Plasma, Radar Cross-section, External Constant Magnetic Field

Z. Rahmani^{1*}, M. Jodeiri^{1**}, and E.
Heidari-Semiromi^{1***}

1- Faculty of Physics, University of
Kashan, Postal Code: 8731753153,
Kashan, IRAN.

* Assistant Professor (Corresponding
Author): Email:

z.rahmani@kashanu.ac.ir

** M.Sc. Holder

*** Associate Professor

۱- مقدمه

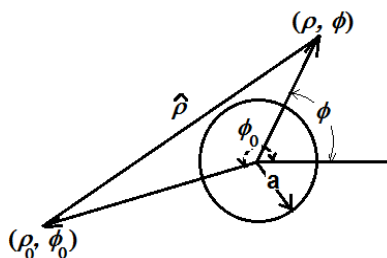
بیش از یک قرن از ساخت و کاربرد نخستین آنتن‌ها می‌گذرد، در این مدت پژوهش بر روی طراحی و ساخت و بهینه‌سازی آنتن روندی صعودی داشته است [۱-۴]. با این وجود، در برخی از دوره‌ها حرکت‌های جهش گونه‌ای در زمینه تحقیقات و مهندسی آنتن شکل گرفته که استفاده از پلاسما به عنوان جایگزین فلزات در ساخت آنتن یکی از مهمترین موارد آن است [۵-۸]. پلاسما حالت چهارم ماده است و اصطلاحاً به گاز بشدت یونیزه شده‌ای اطلاق می‌شود که علی‌رغم صفر بودن مجموع بارهای مثبت و منفی آن، بدلیل وجود بارهای آزاد الکترون و یون رسانندگی خوبی دارد و به همین دلیل شبه خنثاییت از ویژگی‌های بارز پلاسما است. هدایت الکتریکی پلاسما وابسته به شمار الکترون‌های آزاد موجود در گاز است [۹، ۱۰].

به طور کلی، آنتن پلاسما به مجموع‌های از آنتن‌ها اطلاق می‌شود که از هادی پلاسمایی به عنوان المان تشعشی استفاده می‌کند. از خصوصیات منحصر به فرد این نوع آنتن توانایی سهولت و سرعت زیاد خاموش یا روشن کردن است. زمانی که محیط گازی یونیزه باشد آنتن پلاسما روشن است و مانند آنتن فلزی رفتار می‌کند. با تغییر بایاس الکتریکی می‌توان پلاسما را خاموش و به حالت گازی بازگرداند. بنابراین، از قابلیت اختفای مناسبی برخوردار است، چون زمانی که آنتن پلاسما خاموش باشد موج ارسالی از طرف رادار با ضریب بسیار کوچکی بازتاب می‌شود و آنتن‌های دیگر می‌توانند تشعشع خود را از این آنتن عبور دهند و تأثیر محسوسی از حضور آن نپذیرند [۱۱]. با توجه به مزایای بالقوه آنتن‌های پلاسما نسبت به آنتن‌های فلزی از جمله برخورداری از قابلیت‌های فشرده‌گی، کاهش تداخل هم‌مکانی [۱۲]، تغییر سریع فرکانسی، سطح مقطع راداری محدود [۱۳] و کنترل پذیر، برقراری لینک ارتباطی با قابلیت اطمینان بالا، قابلیت کوپل شدن در محدوده فرکانسی وسیع [۱۴] و شکل‌گیری سریع، این نوع از آنتن‌ها می‌توانند به عنوان جایگزین ارزشمندی برای فلزات در صنایع فضایی و مخابراتی مطرح شوند. از این‌رو، سرمایه‌گذاری‌های بسیاری در زمینه‌ی پژوهش و تحقیق روی ویژگی‌های آن در کشورهای توسعه یافته جهان انجام می‌گیرد. به منظور تحلیل بهتر و نیز با توجه به محدودیت‌هایی که ممکن است از نظر اقتصادی برای تست آزمایشگاهی انواع مختلف آنتن‌های پلاسمایی وجود داشته باشد، استفاده از نرم‌افزارهای شبیه‌سازی و مطالعات نظری ما را قادر می‌سازد که در کاربردهای عملی ساخت و شناسایی خطای کمتری داشته باشیم. هرچند استفاده از شبیه‌سازی آنتن پلاسما با تقریب و ساده‌سازی همراه است و مدلسازی دقیق محیط پلاسما، دارای

چالش‌هایی است که انطباق کامل مدل فرضی با نمونه واقعی را عملاً غیر ممکن می‌سازد. به هر حال، همچون سایر صنایع پیشرفته مدلسازی‌های ساده نقطه شروع کاربردهای عملی پیچیده می‌باشد.

۲- پیکربندی مسئله و ساختار آنتن

همانطور که در شکل ۱ نشان داده شده است، ستون پلاسما با مقطع دایروی در معرض امواج گسیل شده از یک چشمه خطی قرار می‌گیرد. با توجه به تقارن ساختار، دستگاه مختصات استوان‌های (ρ, ϕ, z) در نظر گرفته می‌شود. یک ستون پلاسما همگن فضای $\rho < a$ را اشغال می‌کند و یک میدان مغناطیسی ثابت H_0 در امتداد محور z ، آن را مغناطیده می‌کند و ناهمسانگردی پلاسما از همین مسئله ناشی می‌شود. محیط اطراف سیلندر، $\rho > a$ را فضای خالی در بر گرفته است. منبع میدان الکترومغناطیسی فرودی یک چشمه خطی است که در مختصات $\rho = \rho_0$ و $\phi = \phi_0$ قرار گرفته است و یک موج استوان‌های قطبیده تابش می‌کند که میدان مغناطیسی آن فقط دارای مؤلفه‌ی z است. در نظر گرفتن چشمه خطی به جای منبع موج تخت، منجر به یک راه حل کلی‌تر خواهد شد.



شکل (۲): شماتیک پیکربندی مسئله.

اکنون به گذردهی دی‌الکتریک پلاسما مغناطیده که ماده تشکیل دهنده آنتن پلاسماست، می‌پردازیم. با توجه به اینکه یون‌ها بسیار سنگین‌تر از الکترون‌ها هستند، بنابراین، تحرک آنها بسیار کمتر از الکترون‌ها است و قادر به پاسخگویی به میدان موج فرودی فرکانس بالا نیستند. در حقیقت یون‌ها به دلیل جرم زیادشان سخت‌تر تحت تأثیر میدان‌های الکترومغناطیس قرار می‌گیرند و صرفاً در ایجاد شبه خنثایی در پلاسما نقش ایفا می‌کنند. همچنین در مسئله حاضر، پلاسما سرد در نظر گرفته می‌شود و از اثرات اتلافی همچون برخوردهای ذرات و اثرات حرارتی صرف نظر می‌شود. در این حالت، جابجایی دی‌الکتریک \vec{D} با میدان الکتریکی \vec{E} در پلاسما به صورت زیر با هم مرتبط هستند:

$$\vec{D} = (\epsilon) \vec{E} \quad (1)$$

۳- تحلیل معادلات میدانی در نواحی مختلف

معادلات ماکسول در ناحیه‌ای عاری از منبع، با تانسور گذردهی (ϵ) و تراوایی مغناطیسی (اسکالر) μ به صورت زیر است:

$$i(\epsilon)\omega\vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (۴)$$

$$i\mu\omega\vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{E} \quad (۵)$$

که نواحی مختلف مسئله مورد بررسی غیرمغناطیسی است و بنابراین داریم $\mu = \mu_0$. رابطه (۴) را به فرم زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$i\omega\vec{E} = (\epsilon^{-1}) \vec{\nabla} \times \vec{H} \quad (۶)$$

که در آن (ϵ^{-1}) معکوس تانسور گذردهی دی‌الکتریک است و می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\epsilon_0 (\epsilon^{-1}) = \begin{pmatrix} M & -iK & 0 \\ iK & M & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 / \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (۷)$$

$$M = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{\perp}}{(\epsilon_{\perp})^2 - g^2} \quad (۸)$$

$$K = \frac{\epsilon_0 g}{(\epsilon_{\perp})^2 - g^2} \quad (۹)$$

با استفاده از معادلات ماکسول (روابط ۵ و ۶)، معادلات موج حاکم بر مؤلفه‌های محوری میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به شکل زیر در می‌آیند:

$$\left[\nabla_T^2 + \frac{k^2 \epsilon_{\parallel}}{\epsilon_0} \right] E_z = 0 \quad (۱۰)$$

$$\left[\nabla_T^2 + \frac{k^2}{M} \right] H_z = 0 \quad (۱۱)$$

که در روابط بالا $k = \omega/c$ می‌باشد. ما در کار حاضر بدون از دست دادن کلیت مسئله، امواج میدان الکتریکی عرضی را بررسی می‌کنیم. در مورد میدان مغناطیسی عرضی یعنی $(E_z = 0, H_z = 0)$ ، مسئله بسیار ساده‌تر می‌شود. زیرا میدان مغناطیسی ثابت خارجی H_0 هیچ تأثیری در نتایج مسئله، حداقل در تقریب حاضر نخواهد داشت. با توجه به مطالب مذکور و معادله موج، میدان موج فرودی عبارت است از [۱۶]:

$$H_z^{inc} = \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} H_0^{(2)}(k \hat{\rho}) \quad (۱۲)$$

که در آن I شدت چشمه خطی و $H_0^{(2)}(x)$ تابع هنکل نوع دوم مرتبه صفر است و بردار $\hat{\rho}$ به صورت زیر می‌باشد:

$$\hat{\rho} = [\rho_0^2 + \rho^2 - 2\rho\rho_0 \cos(\phi - \phi_0)]^{1/2} \quad (۱۳)$$

که در آن (ϵ) تانسور گذردهی دی‌الکتریک پلاسماست و داریم:

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{\perp} & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (۲)$$

درایه‌های این تانسور به صورت زیر می‌باشد [۱۵]:

$$\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_c^2 - \omega^2} + \frac{g}{\epsilon_0} \quad (۳)$$

$$= -\frac{\omega_c \omega_p^2}{\omega(\omega_c^2 - \omega^2)} + \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_0} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

در روابط بالا، $i = \sqrt{-1}$ ، $\omega_p = \sqrt{n_0 e^2 / (\epsilon_0)}$ ، فرکانس پلاسمایی (الکترون)، $\omega_c = eB_0 / m_0$ ، فرکانس سیکلوترونی الکترون و ω فرکانس موج فرودی است. n_0 ، e و m_0 به ترتیب چگالی الکترون‌ها، اندازه بار الکتریکی و جرم سکون الکترون هستند.

جهت ایجاد و محصور کردن پلاسما در پیکربندی مورد نظر، از یک محفظه استوانه‌ای مقطع دایره به شعاع $R = 1 \text{ cm}$ استفاده می‌کنیم. بهتر است این محفظه از جنسی انتخاب شود که ثابت دی‌الکتریک آن نزدیک به هوا باشد، اما حتی محفظه از جنس کوارتز با ضخامت بسیار کم به دلیل شفافیت در برابر امواج مایکروویو، انتخاب مناسبی است. با تخلیه هوای داخل تیوپ توسط پمپ خلا و سپس ورود گاز مناسب همچون آرگون به داخل آن، فشار داخل محفظه را به حدود $10^{-3} - 1 \text{ Torr}$ می‌رسانیم. در بازه فشاری ذکر شده برای آنتن پلاسمای مذکور، با استفاده از یک منبع تغذیه مستقیم و یا RF می‌توان به نرخ یونیزاسیون و تراکم مناسبی از ذرات باردار دست یافت. در پلاسماهای آزمایشگاهی تخلیه گازی، چگالی‌های ذرات باردار بطور تقریبی از مرتبه $10^9 - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ هستند که متناظر با فرکانس پلاسمای $f_p = 10^9 - 10^{12} \text{ Hz}$ می‌باشند [۹، ۱۰]. لازم به ذکر است که اعمال میدان مغناطیسی باعث ناهمسانگردی پلاسما می‌شود، اما شدت میدان آنقدر نیست که ناهمگنی در چگالی پلاسما را باعث شود و توزیع پلاسما در راستای محوری و شعاعی کاملاً همگن در نظر گرفته شده است.

پژوهش حاضر، مقدمه‌ای برای بررسی مدل‌های واقعی‌تر با در نظر گرفتن اختلالات و تداخل‌های مختلفی است که در کاربردهای عملی ظاهر می‌شود و در حقیقت نقطه شروع برای استفاده از چنین ساختاری در کاربردهای عملی است. مطمئناً گام بعدی در نظر گرفتن اثرات اتلافی در پلاسما همانند اثرات حرکت حرارتی و برخورد‌های الکترونی در پلاسما، ناهمگن بودن توزیع چگالی پلاسمای ایجاد شده و در نتیجه ناهمگنی فرکانس پلاسمایی و فرکانس برخورد، اثرات تداخلات امواج الکترومغناطیسی و غیره می‌باشد.

(علمی-پژوهشی)

زینب رحمانی، منیره جدیری و ابراهیم حیدری سمیرمی

با استفاده از شرایط مرزی، پیوستگی مولفه‌های مماسی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در مرز استوانه پلاسما به شرح زیر است:

$$in \rho = a \begin{cases} H_z = H_z^{inc} + H_z^S \\ E_\phi = E_\phi^{inc} + E_\phi^S \end{cases} \quad (22)$$

با به کارگیری شرایط بالا به راحتی می‌توان نتیجه گرفت [۱۸]:

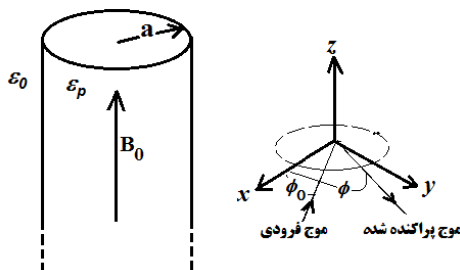
$$A_n = \frac{J_n(ka) + B_n H_n^{(2)}(ka)}{J_n(\beta a)} \quad (23)$$

$$B_n = \frac{\left[(M)^{1/2} \frac{J_n'(\beta a)}{J_n(\beta a)} - \frac{nK}{ka} - \frac{J_n'(ka)}{J_n(ka)} \right] \frac{J_n(ka)}{H_n^{(2)}(ka)}}{\left[(M)^{1/2} \frac{J_n'(\beta a)}{J_n(\beta a)} - \frac{nK}{ka} - \frac{H_n^{(2)'}(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} \right]} \quad (24)$$

مقادیر M و K در بخش قبل معرفی شدند.

۴- سطح مقطع پراکندگی

یک کمیت مهم در مسائل پراکندگی و راداری، سطح مقطع راداری و سطح مقطع پراکندگی برگشتی می‌باشد که در این بخش به آن می‌پردازیم. شکل ۲ پارامترهای مربوط به آنتن پلاسما و زوایای فرود و پراکندگی را نشان می‌دهد.



شکل (۲): پارامترهای وابسته به ساختار مسئله برای بررسی سطح مقطع پراکندگی.

سطح مقطع پراکندگی عبارت است از نسبت توان پراکنده شده به توان تابشی و برابر است با [۱۹]:

$$\sigma = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \left| \frac{H_z^S}{H_z^i} \right|^2 \quad (25)$$

با توجه به معادلات میدان محاسبه شده در بخش قبل، برای بیکربندی مورد بررسی داریم:

$$\sigma = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{\left| \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \sqrt{\frac{2i}{\pi k \rho_0}} e^{ik\rho_0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n J_n^{(2)}(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \right|^2}{\left| \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \sqrt{\frac{2i}{\pi k \rho_0}} e^{ik\rho_0} e^{ik\rho_0 \rho} \right|^2} \quad (26)$$

در مختصات استوانه‌ای می‌توان e^{ikz} را به صورت زیر بسط داد:

با استفاده از بسط تابع هنکل میدان فرودی را می‌توان به فرم زیر، بازنویسی کرد:

$$H_z^{inc} = \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n^{(2)}(k\rho_0) J_n(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \quad (14)$$

برای $\rho < \rho_0$ ، $J_n(x)$ و $H_n^{(2)}(x)$ به ترتیب توابع بسل و هنکل نوع دوم مرتبه n هستند. برای مکان‌هایی که $\rho > \rho_0$ است، $k\rho_0$ با $k\rho$ عوض می‌شود. مؤلفه سمتی میدان الکتریکی موج فرودی توسط رابطه زیر داده می‌شود:

$$E_\phi^{inc} = \frac{iI}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n^{(2)}(k\rho_0) k J_n'(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \quad (15)$$

که علامت پریم بیانگر مشتق نسبت به آرگومان $k\rho$ است. میدان موج پراکنده H_z^S از ستون پلاسما که در معادله موج صدق می‌کند، به شکل زیر است:

$$H_z^S = \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(k\rho_0) H_n^{(2)}(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \quad (16)$$

که در آن B_n یک ضریب مجهول است. مؤلفه سمتی میدان الکتریکی پراکنده شده از معادلات ماکسول و با توجه به رابطه بالا بدست می‌آید:

$$E_\phi^S = \frac{iI}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n H_n^{(2)}(k\rho_0) k H_n^{(2)'}(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)}. \quad (17)$$

برای منطقه $\rho < a$ ، میدان مغناطیسی H_z در معادله ی صدق می‌کند:

$$\left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{k^2}{M} \right] H_z = 0; \quad (18)$$

بنابراین می‌توان نوشت:

$$H_z = \frac{\epsilon_0 \omega I}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(k\rho_0) J_n(\beta\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \quad (19)$$

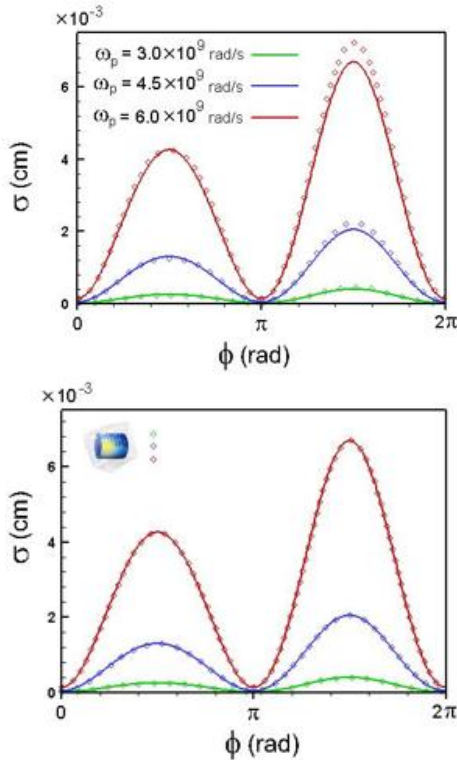
که در آن، $\beta = k(M)^{-1}$ و A_n یک ضریب مجهول است. با توجه به معادله ماکسول داریم [۱۷]:

$$i\epsilon_0 \omega E_\phi = iK \frac{\partial H_z}{\rho \partial \phi} - M \frac{\partial H_z}{\partial \rho} \quad (20)$$

نتیجه می‌شود:

$$E_\phi = \frac{iI}{4} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(k\rho_0) \left[-\frac{nK}{\rho} J_n(\beta\rho) + M\beta J_n'(\beta\rho) \right] e^{-in(\phi-\phi_0)} \quad (21)$$

زاویه پراکندگی $3\pi/2$ انحراف دارد. اما اگر از شبکه بندی ریز با ابعاد 0.01 سانتی متر استفاده کنیم مطابق شکل سمت راست، نتایج حاصل از شبیه سازی کامسول بر نتایج تحلیلی کاملاً منطبق می شوند و این نشان دهنده دقت روش محاسباتی بکار رفته در مقاله پیش رو است.



شکل (۳): مقایسه روش تحلیلی مورد استفاده در کار حاضر با شبیه سازی کامسول در بررسی تأثیر ω_p بر سطح مقطع پراکندگی آنتن پلاسمایی (نقاط توخالی نتایج کامسول و خطوط پیوسته نتایج روش تحلیلی).

پس از حصول اطمینان از صحت محاسبات، اثر پارامترهای مختلف اعم از ویژگی های آنتن پلاسمای (همچون فرکانس پلاسمایی و فرکانس سیکلوترونی) و نیز موج فرودی (مانند فرکانس و زاویه فرود) روی سطح مقطع راداری و نقش پراکندگی بررسی می شود. لازم به ذکر است روابط (۳۱) و (۳۲) که جمع روی بی نهایت جمله است به $n = -15 \dots 15$ محدود می شود، زیرا نتایج به ازای این تعداد جمله به خوبی همگرا شده و در نظر گرفتن تعداد بیشتری از جملات تأثیری قابل ملاحظه های روی نتیجه ندارد.

۵-۱- اثر چگالی پلاسمای

در این قسمت اثر فرکانس پلاسمایی که تابعی از تراکم ذرات پلاسماست، بر نقش پراکندگی و سطح مقطع راداری آنتن

$$e^{ikz} = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n (i)^n J_n(kr) \cos(n\phi) \quad (27)$$

$$\varepsilon_n = \begin{cases} 1 & n = 0 \\ 2 & n \geq 1 \end{cases} \quad (28)$$

بنابراین با جایگذاری در رابطه (۲۶) داریم:

$$\sigma = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n i^n H_n^{(2)}(k\rho) e^{-in(\phi-\phi_0)} \right|^2 \quad (29)$$

با به کار بردن تقریب هنکل در فواصل دور به روابط زیر خواهیم رسید:

$$\sigma = \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \left| \sqrt{\frac{2i}{\pi k \rho_0}} e^{ik\rho} \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n i^n e^{-in(\phi-\phi_0)} \right|^2 \quad (30)$$

$$\sigma = \frac{4}{k} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n (-1)^n e^{-in(\phi-\phi_0)} \right|^2 \quad (31)$$

در عملیات شناسایی و راداری، سیگنالی که به منبع باز می گردد، قابلیت تشخیص هدف را فراهم می کند. به همین دلیل، سطح مقطع پراکندگی بازگشتی (σ_b) یکی از پارامترهای مورد توجه علمی و کاربردی است. سطح مقطع پراکندگی رو به عقب حالت خاصی از رابطه (۳۱) است که در آن اختلاف فاز موج تابشی و موج پراکنده شده برابر باشد با $(\phi - \phi_0 = \pi)$ ، در نتیجه داریم:

$$\sigma_b = \frac{4}{k} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n (-1)^n e^{-in(\pi)} \right|^2 = \frac{4}{k} \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n \right|^2 \quad (32)$$

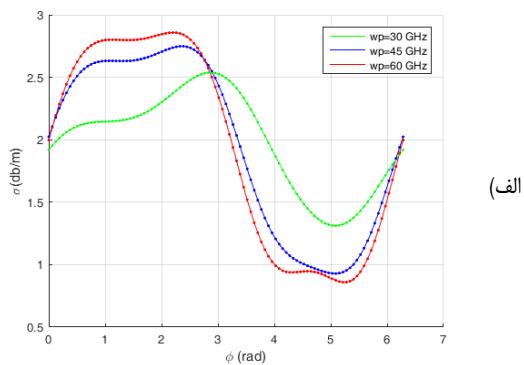
۵- بحث و تحلیل نتایج

در این قسمت به ارائه نتایج حاصل از روابط استخراج شده در بخش قبل برای آنتن پلاسمایی مورد نظر با کمک نرم افزار متلب می پردازیم. ابتدا جهت بررسی اعتبار و صحت روش محاسباتی و فرمول های مورد استفاده از نرم افزار کامسول مولتی فیزیکس با استفاده از رابط فیزیکی امواج الکترومغناطیسی در ناحیه بسامدی، مسئله پراکندگی امواج الکترومغناطیسی از ساختار مورد نظر شبیه سازی شده است. از روش لایه کاملاً تطبیق یافته (pml) برای ایجاد یک ناحیه ی بدون بازتاب در اطراف آنتن پلاسمای استفاده نموده و شرط مرزی پراکندگی را برای آن در نظر می گیریم.

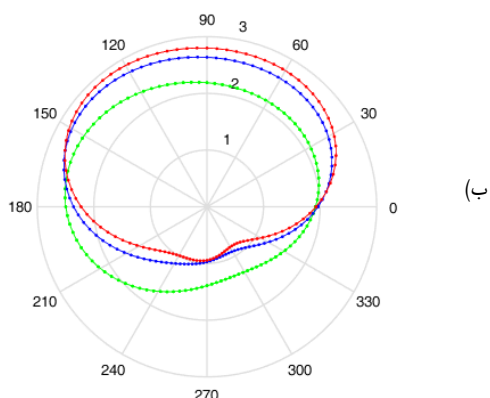
در شکل ۳، سطح مقطع پراکندگی موج فرودی با فرکانس $\omega = 20 \times 10^9 \text{ rad/s}$ از آنتن پلاسمایی مذکور با شعاع $a = 1 \text{ cm}$ و فرکانس سیکلوترونی $\omega_c = 3 \times 10^9 \text{ rad/s}$ با دو روش رسم شده است. نمودار پیوسته، نتیجه حاصل از فرمول های تحلیلی بخش قبل با نرم افزار متلب را نشان می دهد و نقاط توخالی نتایج ناشی از شبیه سازی با نرم افزار کامسول است. در شکل سمت چپ، نتایج حاصل از کامسول به دلیل استفاده از شبکه بندی درشت با ابعاد 0.1 سانتی متر کمی از نتایج تحلیلی به ویژه در

(علمی-پژوهشی)

زینب رحمانی، منیره جدیری و ابراهیم حیدری سمیرمی



(الف)



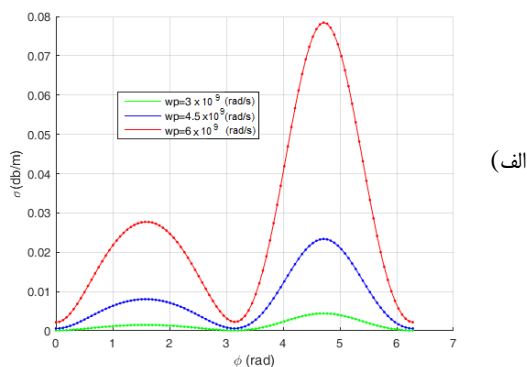
(ب)

شکل (۵): تاثیر ω_p بر الف) سطح مقطع و ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسما مغناطیده تحت شرایط $\omega_p > \omega$.

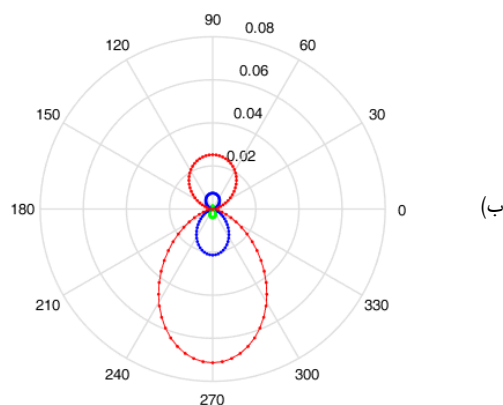
۵-۲- اثر فرکانس موج فرودی

همانطور که در شکل ۶ مشاهده می‌شود، در شرایط مورد بررسی با کوچکتر بودن فرکانس موج فرودی از فرکانس پلاسما به ازای زوایای پراکندگی کوچکتر، با افزایش فرکانس پلاسما پراکندگی فزونی یافته و عبور موج از ستون پلاسما به حداقل می‌رسد. اما در زوایای پراکندگی رو به عقب یعنی $\varphi < \pi$ با افزایش فرکانس پلاسما نوسانات سطح مقطع پراکندگی بیشتر شده و در مجموع سطح مقطع پراکندگی کاهش جزئی نشان می‌دهد. در این نمودار میدان مغناطیسی اعمال شده برابر با $B = 0.068 T$ می‌باشد. از مقایسه نمودارهای شکل ۷ این نتیجه بدست می‌آید که در حالت $\omega > \omega_p$ هم مثل حالت قبل، سطح مقطع پراکندگی در نیم دور رو به جلو با افزایش فرکانس موج فرودی افزایش می‌یابد، اما در نیم دور رو به عقب قضیه کاملاً بالعکس شده و شدت موج پراکنده با فرکانس موج فرودی رابطه معکوس پیدا می‌کند. بطور کلی در این شرایط نسبت به شرایط شکل ۶، اثر فرکانس موج فرودی چشمگیرتر است.

پلاسما، در دو حالت فرکانس موج فرودی کوچکتر و بزرگتر از فرکانس پلاسما یعنی $\omega_p > \omega$ و $\omega_p < \omega$ بررسی می‌شود. نتایج برای شرایط $\omega_p < \omega$ ، در شکل ۴ و با فرض فرکانس سیکلوترونی $\omega_c = 3 GHz$ و زاویه فرود موج ۹۰ درجه نمایش داده شده است. لازم به ذکر است در تمام نمودارهای رسم شده در این بخش، شعاع آنتن $a = 1 cm$ در نظر گرفته شده است. اما نتایج در حالتی که فرکانس موج فرودی از فرکانس پلاسما کوچکتر باشد، در همان شرایط قبلی (فرکانس موج فرودی، زاویه فرود و میدان مغناطیسی DC اعمال شده)، در شکل ۵ نشان داده شده که در این حالت پدیده بسیار جالبی اتفاق می‌افتد. آن پدیده این است که بر خلاف انتظار، پراکندگی برای زوایای تقریبی $\pi < \varphi < 2\pi$ از ستون پلاسما با تراکم پلاسما کمتر با شدت بیشتری رخ می‌دهد. در حالی که در زوایای کوچکتر روند تغییرات، شبیه پراکندگی از پلاسماهای غیرمغناطیده است و با افزایش چگالی پلاسما، موج کمتر به داخل پلاسما وارد شده و بخش بزرگتر آن پراکنده می‌شود.



(الف)

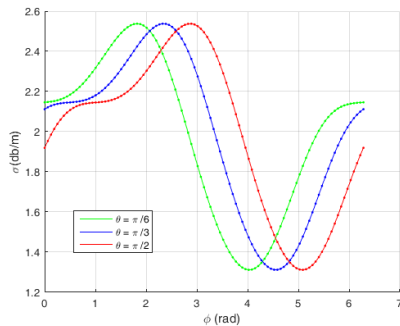


(ب)

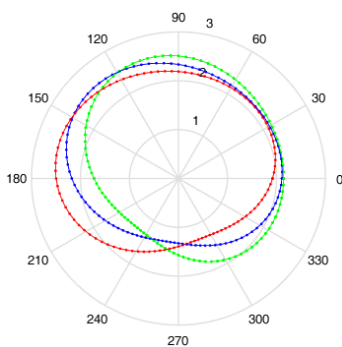
شکل (۴): تاثیر ω_p بر الف) سطح مقطع و ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسما مغناطیده تحت شرایط $\omega_p < \omega$.

۳-۵- اثر زاویه فرود موج فرودی

همانطور که در شکل ۸ مشاهده می‌شود، زاویه تابش موج فرودی تأثیری بر میزان پراکندگی ندارد. با توجه به نمودار خطی که متناظر با داده‌های نمودار قطبی رسم شده است، تغییر زاویه تابش موج الکترومغناطیس فقط سبب رؤیت اختلاف فاز خواهد شد. در این نمودار فرکانس پلاسمایی و فرکانس سیکلوترونی به ترتیب برابر است با $\omega_p = 30 \times 10^9 \text{ rad/s}$ و $\omega_c = 3 \times 10^9 \text{ rad/s}$ می‌باشد. متناظر با میدان مغناطیسی اعمال شده $B = 0.068 T$ می‌باشد.



(الف)

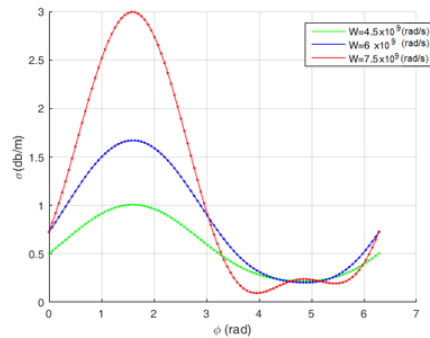


(ب)

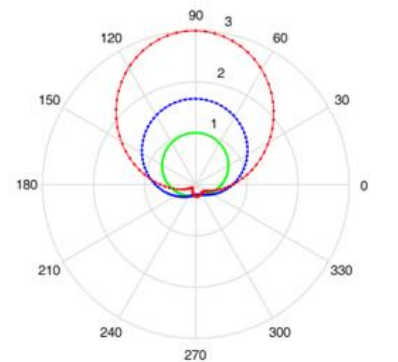
شکل ۸: تأثیر زاویه موج فرودی بر الف) سطح مقطع و ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسمای مغناطیده تحت زوایای $\theta = \frac{\pi}{6}$ و $\frac{\pi}{3}$ و $\frac{\pi}{2}$.

۴-۵- اثر زاویه فرود موج فرودی

از شکل ۹ این گونه برمی‌آید که فرکانس سیکلوترونی و یا همان شدت میدان مغناطیسی خارجی اعمالی بر آنتن پلاسمایی روی سطح مقطع راداری و نقش پراکندگی کاملاً موثر است. با افزایش میدان مغناطیسی، تغییرات سطح مقطع پراکندگی تحت زوایای مختلف شدیدتر می‌شود. به عبارت دیگر، احتمال پراکندگی با تغییر زاویه پراکندگی افت و خیز بیشتری را نشان می‌دهد. در نمودارهای ترسیم شده در شکل ۹، فرکانس موج فرودی و فرکانس پلاسمایی به ترتیب با $\omega_p = 15 \times 10^9 \text{ rad/s}$ و $\omega = 30 \times 10^9 \text{ rad/s}$ و زاویه فرود موج $\theta = \frac{\pi}{2}$ می‌باشد.

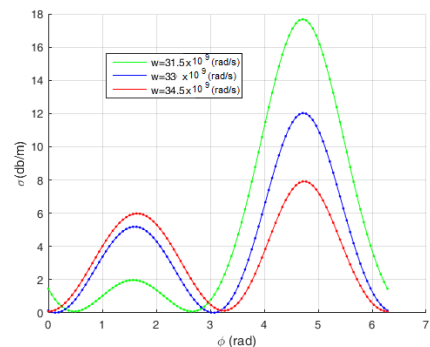


(الف)

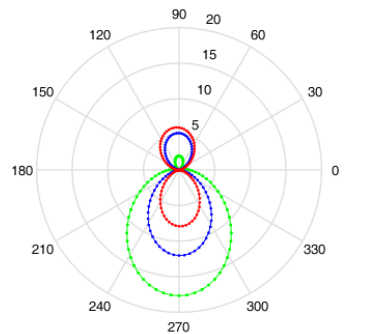


(ب)

شکل ۶: تأثیر فرکانس موج فرودی بر الف) سطح مقطع و ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسمای مغناطیده تحت شرایط $\omega > \omega_p$.



(الف)



(ب)

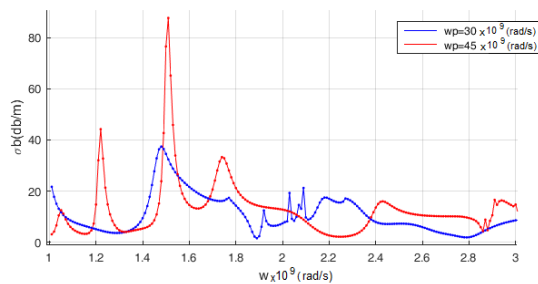
شکل ۷: تأثیر فرکانس موج فرودی بر الف) سطح مقطع و ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسمای مغناطیده تحت شرایط $\omega > \omega_p$.

(علمی-پژوهشی)

زینب رحمانی، منیره جدیری و ابراهیم حیدری سمیرمی

۵-۶- اثر فرکانس سیکلوترونی بر سطح مقطع پراکندگی رو به عقب

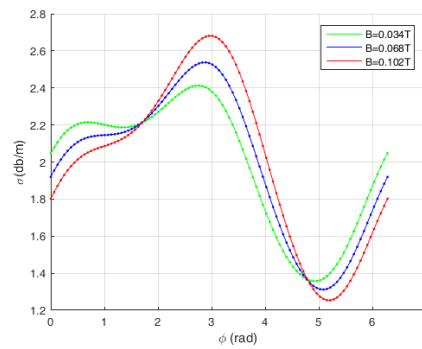
در شکل ۱۱ میدان مغناطیسی اعمال شده برابر با $B = 0.042 T$ فرکانس سیکلوترونی متناظر با آن برابر با $\omega_c = 7.5 \times 10^9 \text{ rad/s}$ می‌باشد. با افزایش فرکانس و کاهش شفافیت پلاسما در مقابل عبور موج، پیک‌های پراکندگی رو به عقب عدد بزرگتری را نشان می‌دهند و این بدلیل نفوذ سخت‌تر موج در محیط‌های کدرتر است. در پایان ذکر این نکته ضروری است که در همه نمودارهای رسم شده در این مقاله بر اساس پارامترهای در نظر گرفته شده برای آنتن پلاسمایی مورد نظر، فرکانس برخورد نسبت به فرکانس موج فرودی خیلی کوچکتر است ($\theta < 0.01\omega$)، به نحوی که می‌توان از آن در محاسبات صرفنظر کرد.



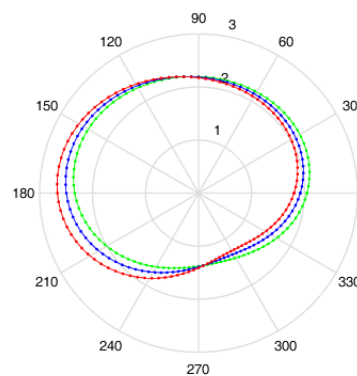
شکل (۱۱): تاثیر فرکانس پلاسما بر پراکندگی رو به عقب.

۵- نتیجه‌گیری

پدیده اختفاپذیری و کنترل‌پذیری سطح مقطع پراکندگی آنتن‌ها، یک موضوع بسیار مهم و مورد توجه در فعالیت‌های نظامی و صنایع مخابراتی و فضایی است. بر این اساس، ما در این مقاله به بررسی یکی از انواع آنتن‌های پلاسمایی که دارای هندسه‌ای ساده با متغیرهای متعدد که منجر به افزایش قابلیت کوک‌پذیری آن می‌شود، پرداختیم. این آنتن که در حقیقت یک ستون پلاسمای سرد غیر برخوردی مغناطیسه است، براحتی می‌تواند غیرفعال (خاموش) و در نتیجه آشکارسازی آن غیرممکن شود. همچنین، اثر چگالی ذرات پلاسما بر روی سطح مقطع و الگوی پراکندگی و نیز پراکندگی بازگشتی را بررسی و ملاحظه شد. اعمال میدان مغناطیسی ثابت خارجی بر آنتن پلاسمایی می‌تواند در شرایط خاصی نتایج دور از انتظاری را رقم بزند. برای مثال تحت شرایطی با پارامترهای در نظر گرفته شده، با افزایش چگالی پلاسما و در نتیجه کدورت محیط مادی آنتن، انعکاس موج از ستون پلاسما کاهش یافت. این مسئله که در آنتن‌های دی-الکترونیک و یا حتی پلاسمایی غیرمغناطیسه دیده نمی‌شود، می‌تواند به ابزاری جهت گمراه نمودن آشکارسازها و مخفی‌سازی



(الف)

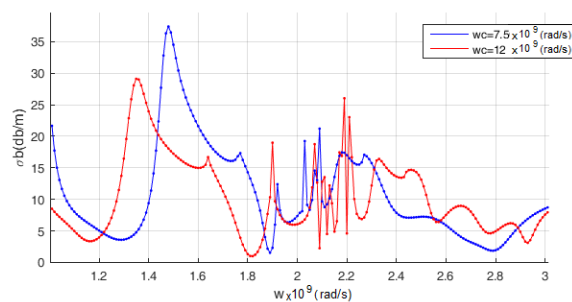


(ب)

شکل (۹): تاثیر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر (الف) سطح مقطع و (ب) نقش پراکندگی امواج الکترومغناطیس از ستون پلاسمایی مغناطیسه.

۵-۵- اثر فرکانس سیکلوترونی بر سطح مقطع پراکندگی رو به عقب

در شکل ۱۰ میدان مغناطیسی اعمال شده برای نمودار قرمز برابر با $B = 0.068 T$ و برای نمودار آبی برابر با $B = 0.042 T$ می‌باشد. فرکانس پلاسما در این نمودار روی برابر با $\omega_p = 30 \times 10^9 \text{ rad/s}$ می‌باشد. مشاهده می‌کنیم که با افزایش میدان مغناطیسی پراکندگی به ویژه پیک اصلی آن در بازه فرکانس‌های پایین‌تر موج فرودی کاهش یافته است، اما در فرکانس‌های بالاتر هم ماکزیمم و مینییمم‌های بیشتری مشاهده می‌شود و بطور کلی σ_b افزایش می‌یابد.



شکل (۱۰): تاثیر فرکانس سیکلوترونی بر پراکندگی رو به عقب.

نتیجه حاصل شد که آنتن پلاسمایی مذکور با وجود پارامترهای متنوعی می‌تواند به عنوان یک کوک‌پذیر مناسب و دقیق مورد استفاده قرار گیرد. در پایان لازم به یادآوری است که نمودارهای ارائه شده برای حالت‌ها و فاکتورهای خاص ذکر شده می‌باشد و سطح مقطع راداری حتی با تغییر نسبت پارامترها تغییر می‌کند و از این جهت یک نمونه آنتن منحصر بفرد محسوب می‌شود.

تبدیل شود. همچنین، اثر شدت میدان مغناطیسی خارجی بر مشخصه‌های پراکندگی بررسی و ملاحظه شد با افزایش فرکانس سیکلوترونی، شدت پیک اصلی سطح مقطع پراکندگی برگشتی کاهش یافت و نیز اعوجاجات σ_B افزایش یافت که این مسئله نشان داد در فرکانس سیکلوترونی بالاتر اثرپذیری سطح مقطع راداری برگشتی از فرکانس موج فرودی بیشتر می‌شود. در مجموع، از بررسی سطح مقطع راداری در شرایط مختلف این

۶- مراجع

- [1] J. Zeng, X. Liang, L. He, F. Guan, F. H. Lin, and J. Zi, "Single-Fed Triple-Mode Wideband Circularly Polarized Microstrip Antennas Using Characteristic Mode Analysis," *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 70, no. 2, pp. 846-855, 2021.
- [2] N. Kourosdani, A. Karami Horestani, and Z. Shaterian, "Transparent Antenna Technology and Its Application in Space," *Journal of Technology in Aerospace Engineering*, vol. 4, no. 2, pp. 44-35, 2020.
- [3] K.-F. Lee and K.-F. Tong, "Microstrip patch antennas—basic characteristics and some recent advances," *Proceedings of the IEEE*, vol. 100, no. 7, pp. 2169-2180, 2012.
- [4] M.-N. Chen, W.-J. Lu, L.-J. Wang, M. Yang, and L. Zhu, "Design approach to a novel planar bisensing circularly polarized antenna," *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 67, no. 11, pp. 6839-6846, 2019.
- [5] G. K. Kamboj, R. P. Yadav, and R. S. Kaler, "Development of reconfigurable plasma column antenna," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 49, no. 2, pp. 656-662, 2021.
- [6] Z.-L. Zhang *et al.*, "High-efficiency inductively coupled plasma source with dual antenna hybrid scheme," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 46, no. 4, pp. 954-961, 2018.
- [7] D. W. Kim, S. J. You, J. H. Kim, H. Chang, and W.-Y. Oh, "Computational characterization of a new inductively coupled plasma source for application to narrow gap plasma processes," *IEEE Transactions on Plasma Science*, vol. 43, no. 11, pp. 3876-3882, 2015.
- [8] C. Wang, B. Yuan, W. Shi, and J. Mao, "Low-profile broadband plasma antenna for naval communications in VHF and UHF bands," *IEEE Transactions on Antennas Propagation*, vol. 68, no. 6, pp. 4271-4282, 2020.
- [9] A. F. Alexandrov, L. S. Bogdankevich, and A. A. Rukhadze, *Principles of plasma electrodynamics*. Springer, 1984.
- [10] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece, "Principles of plasma physics," *American Journal of Physics*, vol. 41, no. 12, pp. 1380-1381, 1973.
- [11] Q. Ding, J. Ding, C.-J. Guo, and L. Shi, "On characteristics of a plasma column antenna," in *2008 International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology*, 2008, vol. 1, pp. 413-415: IEEE.
- [12] T. Anderson, I. Alexeff, and F. Dyer, "Plasma antennas for lowering co-site interference among closely spaced antennas," in *2013 Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science (ICOPS)*, 2013, pp. 1-1: IEEE.
- [13] M. Thiyagarajan, J. Dhanraj, E. Michael, S. Parameswaran, T. Anderson, and I. Alexeff, "Advances in Plasma Antenna Design," in *IEEE Conference Record-Abstracts. 2005 IEEE International Conference on Plasma Science*, 2005, pp. 350-350: IEEE.
- [14] H. Ja'afar, M. Ali, N. Halili, M. Z. Hanisah, and A. Dagang, "Analysis and design between plasma antenna and monopole antenna," in *2012 International Symposium on Telecommunication Technologies*, 2012, pp. 47-51: IEEE.
- [15] C. Hines and H. Bondi, "Generalized magneto-hydrodynamic formulae," in *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 1953, vol. 49, no. 2, pp. 299-307: Cambridge University Press.
- [16] J. R. Wait and R. MAXWELL, "Electromagnetic radiation from cylindrical structures: reprint edition," *IEE Electromagnetic waves series*, vol. 27, 1988.
- [17] C. Balanis, "Geometrical theory of diffraction," *Advanced Engineering Electromagnetics*, pp. 743-764, 1989.
- [18] J. R. Wait, ""Some Boundary Value Problems Involving Plasma," *Journal of Research of the National Bureau of Standards: Mathematics and mathematical physics*, vol. 65, p. 137, 1961.
- [19] J. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*". The Finite Element Method in Electromagnetics, John Wiley & Sons. Inc, 2002.