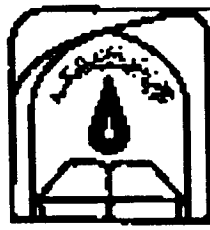
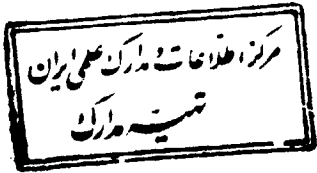


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

ص ۵
۹۵۹

۳۹۹۵۲



دانشگاه تربیت مدرس

۱۳۸۰ / ۴ / ۳۰

دانشگاه تربیت مدرس
دانشکده فنی و مهندسی
بخش برق - گروه مخابرات

بایان نامه کارشناسی ارشد

عنوان:

طراحی و ساخت منعکس کننده‌های امواج الکترومغناطیس
با سطح مقطع راداری بزرگ

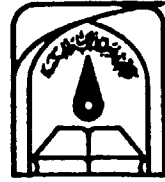
۱ 2739

نگارش: علی قائدی

استاد راهنما: دکتر محمد حکاک
استاد مشاور: دکتر کسری برکشلی

اردیبهشت ماه ۱۳۸۰

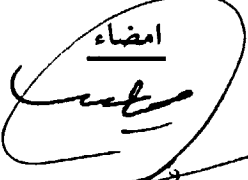
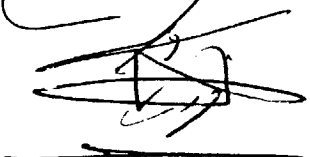
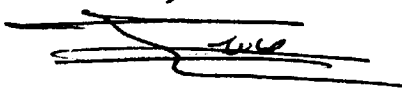
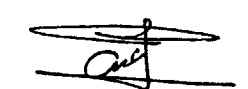
۳۴۹۵۷ ✓



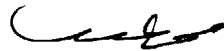
دانشگاه تربیت مدرس

تاییدیه هیات داوران

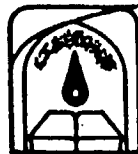
آقای علی قائدی پایان نامه ۶ واحدی خود را با عنوان طراحی و ساخت منعکس کننده های امواج الکترومغناطیس با سطح مقطع راداری بزرگ در تاریخ ۸۰/۲/۱۲ ارائه کردند. اعضای هیات داوران نسخه نهائی این پایان نامه را از نظر فرم و محتوی تایید و پذیرش آنرا برای تکمیل درجه کارشناسی ارشد رشته مهندسی برق باگرایش مخابرات پیشنهاد می کنند.

<u>امضاء</u>	<u>نام و نام خانوادگی</u>	<u>اعضای هیات داوران</u>
	آقای دکتر حکاک	۱- استاد راهنما:
	آقای دکتر برکشلی	۲- استاد مشاور:
	آقای دکتر فرورقی	۳- استادان ممتحن:
	آقای دکتر صادق زاده	۴- مدیر گروه:
	آقای دکتر غروی	(یا نماینده گروه تخصصی)

این نسخه به عنوان نسخه نهائی پایان نامه / رساله مورد تایید است.



اعضای استاد راهنما:



بسمه تعالی

آیین نامه چاپ پایان نامه (رساله) های دانشجویان دانشگاه تربیت مدرس

نظر به اینکه چاپ و انتشار پایان نامه (رساله) های تحصیلی دانشجویان دانشگاه تربیت مدرس، مبین بخشی از فعالیت های علمی - پژوهشی دانشگاه است بنابراین به منظور آگاهی و رعایت حقوق دانشگاه، دانش آموختگان این دانشگاه نسبت به رعایت موارد ذیل متعهد می شوند:

ماده ۱ در صورت اقدام به چاپ پایان نامه (رساله) ی خود، مراتب را قبلاً به طور کتبی به «دفتر نشر آثار علمی» دانشگاه اطلاع دهد.

ماده ۲ در صفحه سوم کتاب (پس از برگ شناسنامه)، عبارت ذیل را چاپ کند:
«کتاب حاضر، حاصل پایان نامه کارشناسی ارشد / رساله دکتری نگارنده در رشته مهندسی برق مخابرات است که در سال ۱۳۸۵ در دانشکده فنی و مهندسی دانشگاه تربیت مدرس به راهنمایی سرکار خانم / جناب آقای دکتر حکاک، مشاوره سرکار خانم / جناب آقای دکتر برکشلی و مشاوره سرکار خانم / جناب آقای دکتر — از آن دفاع شده است.»

ماده ۳ به منظور جبران بخشی از هزینه های انتشارات دانشگاه، تعداد یک درصد شمارگان کتاب (در هر نوبت چاپ) را به «دفتر نشر آثار علمی» دانشگاه اهدا کند. دانشگاه می تواند مازاد نیاز خود را به نفع مرکز نشر در معرض فروش قرار دهد.

ماده ۴ در صورت عدم رعایت ماده ۳، ۵۰٪ بهای شمارگان چاپ شده را به عنوان خسارت به دانشگاه تربیت مدرس، تأدیه کند.

ماده ۵ دانشجوی تعهد و قبول می کند در صورت خودداری از پرداخت بهای خسارت، دانشگاه می تواند خسارت مذکور را از طریق مراجع قضایی مطالبه و وصول کند؛ به علاوه به دانشگاه حق می دهد به منظور استیفای حقوق خود، از طریق دادگاه، معادل وجه مذکور در ماده ۴ را از محل توقیف کتابهای عرضه شده نگارنده برای فروش، تأمین نماید.

ماده ۶ اینجانب علی قانّدی دانشجوی رشته مهندسی برق مخابرات مقطع کارشناسی ارشد تعهد فوق و ضمانت اجرایی آن را قبول کرده، به آن ملتزم می شوم.

نام و نام خانوادگی: علی قانّدی

تاریخ و امضا: ۸۵/۲/۱۲

تقدیم به :

پدر و مادر عزیز و گرامیم که در زندگی همواره از لطف و مهربانی و
دعای خیرشان برخوردار بوده‌ام.

صبر و بردباری و همراهی همسر گرامیم نیز در طول انجام این
تحقیق صمیمانه ارج می‌نهم.

تشکر و قدردانی:

بسیار شایسته و لازم است که از راهنمایی و هدایت استاد ارجمند و فرزانه جناب آقای دکتر محمد حاکم تشکر و سپاسگزاری نمایم.

همینطور بر خود فرض می‌دانم از هدایت و مشاوره بسیار عالی و بیدریغ استاد بزرگوار و دانشمند جناب آقای دکتر کسری برکشلی در طول انجام این تحقیق تشکر و قدردانی نمایم.

همچنین از پشتیبانی و حمایت معاونت محترم هدایت و کنترل - صنایع شهید باقری در انجام این تحقیق و نیز از کلیه همکاران گرامی در آن معاونت صمیمانه تشکر می‌نمایم، به ویژه از دوستان عزیزم جناب آقای مهندس امیررضا عطاری، جناب آقای مهندس نبی‌دیناری و جناب آقای مهندس بیژن عباسی آرنه قدردانی می‌نمایم و خاطرات همکاری و همفکری همه این عزیزان را گرامی می‌دارم.

و نیز از استاد ارجمند جناب آقای مهندس سیدمحسن ابوتراب بخاطر همکاری مفید در اندازه‌گیری‌های انجام شده تشکر و قدردانی می‌نمایم.

چکیده:

برای آزمایش برد و کالیبراسیون رادارها و نیز برای تست موشکهای زمینی به هوا، هدفهای فرضی با سطح مقطع راداری مشخص مورد نیاز می‌باشد. که معمولاً با توجه به شرایط تست، نیاز است که هدف مزبور با ابعاد و وزن محدود، سطح مقطع راداری نسبتاً بزرگی را از خود نشان دهد.

هدف این تحقیق مطالعه و تحلیل و طراحی منعکس‌کننده‌های امواج الکترومغناطیس با سطح مقطع راداری بزرگ می‌باشد. منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای، هدفهای راداری جالبی هستند؛ زیرا برای محدوده زاویدای و فرکانسی قابل توجهی، سطح مقطع راداری بزرگی فراهم می‌کنند.

در این پایان‌نامه ابتدا با استفاده از روش ترکیبی نور هندسی - تئوری هندسی پراش، سطح مقطع راداری منعکس‌کننده گوشه‌ای دووجهی محاسبه شده است و سپس به کمک روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل، سطح مقطع راداری حاصل از منعکس‌کننده گوشه‌ای سه‌وجهی تخمین زده شده است. سپس نتایج حاصل از محاسبه برای هر دو نوع منعکس‌کننده با نتایج حاصل از اندازه‌گیری مقایسه گردیده است.

کلیدواژه:

سطح مقطع راداری، منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای. نور فیزیکی، نور هندسی، تئوری هندسی پراش، روش جریانهای معادل.

« فهرست مطالب »

عنوان	صفحه
فصل ۱: مقدمه.....	۱
فصل ۲: سطح مقطع راداری.....	۵
(۲-۱) پراکندگی امواج.....	۶
(۲-۲) مفهوم سطح مقطع راداری.....	۷
(۲-۳) سطح مقطع راداری چند جسم.....	۱۱
(۲-۳-۱) سطح مقطع راداری کره هادی.....	۱۲
(۲-۳-۲) سطح مقطع راداری صفحه مسطح.....	۱۴
(۲-۴) اندازه گیری سطح مقطع راداری.....	۱۶
(۲-۴-۱) سیستم موج پیوسته (CW).....	۱۶
(۲-۴-۲) سیستم موج پیوسته با مدولاسیون فرکانس (FMCW).....	۱۷
(۲-۵) مروری بر تحقیقات انجام شده در زمینه محاسبه RCS منعکس کننده ها.....	۱۹
فصل ۳: روشهای فرکانس بالا برای تخمین RCS.....	۲۲
(۳-۱) روش نور هندسی (GO).....	۲۴
(۳-۱-۱) رابطه دامنه.....	۲۵
(۳-۱-۲) فاز و قطبش.....	۲۷
(۳-۱-۳) بازتاب از سطوح.....	۲۹
(۳-۲) تئوری هندسی پراش.....	۳۳
(۳-۲-۱) روابط دامنه، فاز و قطبش.....	۳۳
(۳-۲-۲) پراش از لبه مستقیم با تابش مایل.....	۳۷
(۳-۳) روش جریان های معادل (MEC).....	۴۱

۴۶ روش نور فیزیکی (۳-۴)
۵۰ فصل ۴: تخمین RCS منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی
۵۱ (۴-۱) هندسه گوشه دووجهی
۵۲ (۴-۲) روش تئوری هندسی پراش برای تحلیل گوشه دووجهی
۶۱ (۴-۳) محاسبه RCS گوشه دووجهی
۷۵ (۴-۴) ساخت و اندازه گیری RCS گوشه دووجهی
۷۸ فصل ۵: تخمین RCS منعکس کننده گوشه‌ای سه وجهی
۷۹ (۵-۱) هندسه گوشه سه وجهی
۷۹ (۵-۲) تقریب نور فیزیکی برای میدانهای بازتابشی
۸۴ (۵-۳) پردازش هندسی
۸۵ (۵-۳-۱) مشخصات موج بازتاب مرتبه دوم
۸۹ (۵-۳-۲) انواع بازتاب های مختلف
۹۸ (۵-۴) محاسبه RCS گوشه سه وجهی
۱۰۰ (۵-۴) ساخت و اندازه گیری RCS گوشه سه وجهی
۱۰۴ فصل ۶: نتیجه گیری و پیشنهادات
۱۰۷ منابع:
۱۱۱ واژه نامه انگلیسی به فارسی
۱۱۲ واژه نامه فارسی به انگلیسی
۱۱۳ پیوست: برنامه رایاندهای

فصل ۱

مقدمه

همگام با پیشرفت در زمینه تکنولوژی رادار، مهندسين به دنبال روشهای زیادی برای مشخص کردن پسر پراکنش اهداف راداری بوده‌اند. مشخص کردن توان سیگنال راداری برگشتی از یک هدف خاص، بعنوان تابعی از جهت هدف نسبت به رادار، یک موضوع خیلی مهم به شمار می‌رود زیرا توان سیگنال برگشتی از یک هدف را می‌توان به حداکثر فاصله‌ای که یک سیستم راداری می‌تواند آن هدف را آشکار کند، مربوط کرد.

امروزه برای تست و کالیبراسیون رادارها و آزمایش برد آنها و همچنین برای تست عملکرد موشکهای زمین به هوا، یک هدف فرضی مورد نیاز است، که این هدف فرضی باید از جهت ارتفاع، سرعت و مخصوصاً سطح مقطع راداری تا حدود زیادی به هدفهای واقعی نزدیک باشد. معمولاً از بالونها یا هواپیماهای مدل به عنوان هدفهای فرضی استفاده می‌شود، که اغلب دارای سطح مقطع راداری کوچکی هستند و میزان سطح مقطع مورد نیاز را تأمین نمی‌کنند، لذا برای فراهم کردن سطح مقطع راداری لازم، می‌بایست منعکس‌کننده‌هایی به بالون یا هواپیمای مدل اضافه کرد.

منعکس‌کننده‌های امواج الکترومغناطیس به لحاظ کاربردهایی که در صنعت مخابرات و رادار دارند به اشکال مختلفی ساخته می‌شوند. یک نوع ساختار که می‌توان استفاده کرد، منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای است که موضوع این تحقیق هم می‌باشد. در صورتیکه منعکس‌کننده از چند صفحه مسطح هادی تشکیل شده باشد، آن را منعکس‌کننده گوشه‌ای می‌نامند. این نوع منعکس‌کننده‌ها نیز برای کاربرد مذکور مرسوم می‌باشد. منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای تشکیل شده از صفحات فلزی بخاطر بدیده چند بازتابی و پراش، می‌تواند سطح مقطع راداری بزرگی از خود نشان دهد و با افزودن تعداد این گوشه‌ها می‌توان بازتاب در اکثر جهت‌ها را زیاد کرد.

در این تحقیق به بررسی دو نوع از این منعکس‌کننده‌ها پرداخته‌ایم که عبارتند از

منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی^(۱) که شامل دو صفحه هادی می‌باشد و دیگری منعکس کننده گوشه‌ای سه‌وجهی^(۲) که دارای سه صفحه هادی می‌باشد. از آنجائیکه کاربرد این نوع منعکس کننده‌ها در فرکانس‌های بالا می‌باشد برای تخمین سطح مقطع راداری هر دو نوع منعکس کننده از روشهای فرکانس بالا استفاده شده است. با توجه به این که این نوع منعکس کننده‌ها شامل سطوح و لبه‌هایی می‌باشند، لذا می‌بایست برای تحلیل آنها روشی انتخاب شود که تأثیرات بازتاب از سطوح و نیز پراش از لبه‌ها و همینطور بازتاب و پراش چندگانه را محاسبه کند. ما در این تحقیق برای تخمین سطح مقطع راداری یک گوشه دووجهی از روش ترکیبی نور هندسی^(۳) - تئوری هندسی پراش^(۴) (GO-GTD) استفاده کرده‌ایم و برای تخمین سطح مقطع راداری منعکس کننده گوشه‌ای سه‌وجهی از روش ترکیبی فیزیکی^(۵) - جریانهای معادل^(۶) (PO-MEC) نور استفاده کرده‌ایم. در تحلیل سطح مقطع راداری منعکس کننده‌های گوشه‌ای عوامل مؤثر بر مقدار آن همچون فرکانس، قطبش، ابعاد، زاویه گوشه و جهت تابش مورد بررسی قرار گرفته است.

هر دو نوع منعکس کننده گوشه‌ای طراحی و ساخته شده و در آزمایشگاه آنتن مقدار سطح مقطع راداری آنها اندازه‌گیری شده است و نتایج تحلیل و شبیه‌سازی با نتایج حاصل از اندازه‌گیری مقایسه گردیده است.

در فصل دوم به معرفی سطح مقطع راداری پرداخته‌ایم که شامل مطالبی راجع به ارتباط پراکندگی امواج با سطح مقطع راداری و مفهوم سطح مقطع راداری می‌باشد و نیز تعریف سطح مقطع راداری، نقش آن در معادله رادار، نمونه‌هایی از سطح مقطع راداری برخی هدفها و روش اندازه‌گیری سطح مقطع راداری بیان شده است. همینطور مروری بر کارهای

1- Dihedral Corner Reflector.

2- Trihedral Corner Reflector.

3- Geometrical Optics.

4- Geometrical Theory of Diffraction.

5- Physical Optics.

6- Method of Equivalent Currents.

انجام شده برای تخمین سطح مقطع راداری منعکس‌کننده‌ها داشته‌ایم.

فصل سوم به معرفی روشهای فرکانس بالا که در این تحقیق بکار گرفته شده، می‌پردازد که عبارتند از روش نور هندسی، تئوری هندسی پراش، روش جریانهای معادل و روش نور فیزیکی. که استخراج روابط مربوط به هر کدام از روش‌ها و نیز بکارگیری آنها برای یافتن میدانهای پراکنشی بطور مفصل مورد بحث قرار گرفته است.

فصل چهارم به تحلیل گوشه‌های دووجهی اختصاص دارد که ضمن بیان چگونگی طراحی گوشه دووجهی و انتخاب زاویه گوشه، هر کدام از عوامل مؤثر در میدان پراکنشی را بطور مجزا معرفی می‌کند و اثرات آنها را در سطح مقطع راداری بیان می‌کند و بالاخره سطح مقطع راداری حاصل از این نوع گوشه‌ها را با در نظر گرفتن اثر نوع قطبش و زاویه داخلی گوشه محاسبه شده و با نتایج حاصل از اندازه‌گیری مقایسه شده است.

در فصل پنجم سطح مقطع راداری منعکس‌کننده گوشه‌ای سه‌وجهی را تخمین می‌زنیم که در آن از روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل استفاده شده است و نتایج محاسبه سطح مقطع راداری این نوع منعکس‌کننده نیز با نتایج حاصل از آزمایش مورد مقایسه قرار گرفته است.

طبق معمول فصل ششم به نتیجه‌گیری و پیشنهادات اختصاص دارد.

فصل ۲

سطح مقطع راداری

۱-۲) پراکندگی امواج

معمولاً هنگامی که می‌خواهیم میدانهای الکترومغناطیسی را در حضور اجسام فیزیکی مورد مطالعه قرار دهیم با بحث پراکندگی امواج مواجه هستیم و مسئله عبارت است از بررسی میان‌کنش میدان و ساختار فیزیکی موجود، مثلاً تحلیل موج تابیده و بازتابیده از سطوح اجسام موجود در آن فضا و یا موج پراش از لبه‌های اجسام.

فرض کنیم میدانهای تابشی در یک نقطه از فضا به صورت (\bar{E}^i, \bar{H}^i) باشند که بالانویس نشانگر تابشی بودن میدانها می‌باشد. حال چنانچه جسمی در این فضا قرار بگیرد و میدانهای تابشی فوق نیز همچنان موجود باشند، میدانهای کل در فضا، به ویژه در نزدیکی جسم، دیگر همان (\bar{E}^i, \bar{H}^i) نخواهد بود، بلکه میدانهای برآیند جدیدی حاصل می‌شود که آنها را میدانهای پراکندگی کل می‌نامیم و به صورت (\bar{E}^t, \bar{H}^t) نمایش می‌دهیم [۱].

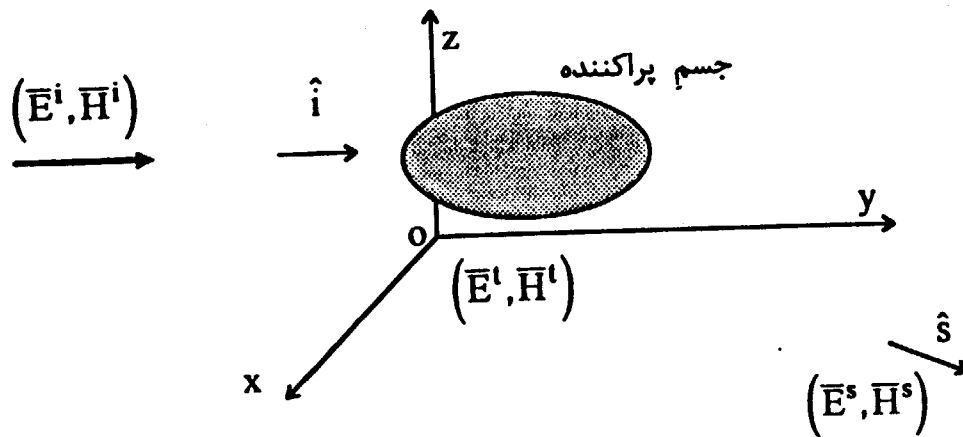
می‌توان تصور کرد که میدان پراکندگی کل حاصل برآیند میدان تابشی اولیه و یک میدان پراکنشی حاصل از حضور جسم می‌باشد، یعنی:

$$\begin{cases} \bar{E}^t = \bar{E}^i + \bar{E}^s \\ \bar{H}^t = \bar{H}^i + \bar{H}^s \end{cases} \quad (۲-۱)$$

از نظر فیزیکی، میدان تابشی جریانهایی را در حجم جسم القاء می‌کند، سپس جریانها در فضا باز می‌تابند و میدانهای پراکنشی (\bar{E}^s, \bar{H}^s) را به وجود می‌آورند. البته میدانهای پراکنشی از اندازه‌گیری مستقیم به دست نمی‌آیند اما می‌توان آنها را محاسبه کرد و یا از اندازه‌گیری غیرمستقیم به دست آورد.

محاسبات ریاضی و نتیجه‌های تجربی نشان داده است که اگر جسم کران دار باشد، میدان پراکنشی در فضای دور از جسم به صورت موجی کروی منتشر می‌شود که دامنه و فاز آن در جهت‌های مختلف، متفاوت است.

در شکل (۲-۱) میدان تابشی از راه دور به صورت یک موج تخت می‌تابد و یک جسم پراکننده نیز در فضا قرار دارد.



شکل (۲-۱): مفهوم پراکنندگی امواج

در مجاورت جسم، و در حالت کلی، میدان پراکنشی بسیار پیچیده است و شاید نتوان آن را به صورت فرم بسته ریاضی نمایش داد. این میدان را میدان نزدیک می‌گوئیم. اما اگر جسم کران دار باشد، میدان پراکنشی راه دور به صورت زیر می‌باشد:

$$\bar{E}^s(\bar{r}) = \bar{F}(\hat{s}, \hat{i}) \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (2-2)$$

که در آن \hat{i} بردار واحد در جهت موج تابشی و \hat{s} بردار واحد در جهت مشاهده موج پراکنشی است و r فاصله نقطه مشاهده از جسم است و k عدد موج است. \bar{F} تابعی است برداری از \hat{i} و \hat{s} که در حالت کلی به ازای جهت‌های گوناگون این دو بردار واحد، مقدار متفاوت دارد و دامنه و فازهای متفاوت را تأمین می‌کند. جمله $\frac{e^{-jkr}}{r}$ نشان دهنده کرویت موج پراکنشی راه دور است.

۲-۲) مفهوم سطح مقطع راداری

اکثر دانشمندان و مهندسانی که با مقوله سیستمهای رادار سر و کار دارند با واژه سطح

مقطع راداری یا به صورت مخفف RCS^(۱) آشنا هستند ولی این واژه برای دیگران ممکن است که یک پارامتر نامفهوم از یک جسم و یا یک هدف راداری باشد. البته به هر حال گفته می‌شود که این مساحت عجیب، در حالت کلی با سطح مقطع هندسی جسم تفاوت دارد [۲].

سطح مقطع راداری یا سطح پژواک کمیتی مهم در پراکندگی امواج به شمار می‌رود و عبارت است از سطح معادلی که اگر در چگالی شار توان تابشی در محل هدف ضرب شود و توان حاصل بطور یکنواخت در فضا باز بتابد، در محل مشاهده پراکنش همان چگالی توانی را ایجاد خواهد کرد که خود هدف ایجاد می‌کند.

مفهوم آن عبارت است از اینکه هنگامی که یک جسم یا یک هدف راداری در معرض امواج الکترومغناطیسی قرار می‌گیرد، انرژی تابشی در تمام جهات پخش می‌شود. توزیع فضایی انرژی به اندازه شکل، ترکیب هدف و همچنین به فرکانس و قطبش موج تابشی بستگی دارد. حال با پیشرفت تحقیقات و تحلیل و طراحی آنتن، این توزیع فضایی انرژی پراکنشی بوسیله یک سطح مقطع مشخص می‌شود که این مساحت تصنعی از ویژگیهای هدف می‌باشد. برای یک آنتن نیز اغلب یک سطح مؤثر در نظر گرفته می‌شود، که توان قابل دسترس در ترمینالهای آنتن گیرنده را می‌توان به صورت حاصل ضرب چگالی توان تابشی در این سطح مؤثر نشان داد، درست به همین نحو توان پراکنشی از یک هدف راداری را نیز می‌توان به صورت حاصل ضرب یک سطح مؤثر در چگالی توان تابشی بیان کرد که در این حالت منظور از سطح مؤثر، همان سطح مقطع راداری می‌باشد.

واحد سطح مقطع راداری، متر مربع است. حال چنانچه هدف در یک راستای بی‌کران باشد برای آن سطح مقطع راداری بر واحد طول تعریف می‌شود که واحد آن متر است و اگر هدف در دو راستای بی‌کران باشد، برای آن سطح مقطع راداری بر واحد سطح تعریف می‌شود، که بی‌بعد است. از آنجائیکه تغییرات مقادیر سطح مقطع راداری از یک زاویه مشاهده به زاویه

دیگر خیلی زیاد می‌باشد، راحتتر است که آن را به صورت لگاریتمی بیان کنیم که معمولاً بر حسب dBsm به معنی «دسی بل بالای یک متر مربع» بیان می‌گردد و علامت اختصاری آن σ می‌باشد، پس:

$$\sigma[\text{dBsm}] = 10 \log_{10} (\sigma[m^2]) \quad (2-3)$$

تعریف ریاضی سطح مقطع راداری بر اساس مفهوم میدانهای پراکنشی استوار است، یعنی چگالی توان موج تابشی را می‌توان به صورت یک بردار چنین نوشت:

$$\bar{S}^i = \frac{1}{2\eta} |\bar{E}^i|^2 \hat{i} \quad (2-4)$$

که در آن \hat{i} جهت انتشار موج تابشی و η امپدانس ذاتی محیط است حال چنانچه موج تابشی تخت باشد \bar{S}^i ثابت است. همچنین چگالی توان موج پراکنشی به صورت یک بردار چنین است:

$$\bar{S}^s = \frac{1}{2\eta} |\bar{E}^s|^2 \hat{s} \quad (2-5)$$

که در آن \hat{s} جهت موج پراکنشی در محل مشاهده است.

سطح مقطع راداری دو هنگام برای یک هدف کران دار بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma_{bi}(\hat{i}, \hat{s}) \triangleq \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|\bar{S}^s|}{|\bar{S}^i|} \quad (2-6)$$

که منظور از سطح مقطع راداری دو هنگام، وضعیتی است که جهت پراکنش به سمت فرستنده باشد. در رابطه (2-6) منظور از r فاصله هدف از نقطه مشاهده می‌باشد.

با مقایسه روابط (2-4) الی (2-6) می‌توان نوشت:

$$\sigma_{bi}(\hat{i}, \hat{s}) \triangleq \lim_{r \rightarrow \infty} 4\pi r^2 \frac{|\bar{E}^s|^2}{|\bar{E}^i|^2} \quad (2-7)$$

که در آن جمله $4\pi r^2$ نشانگر مساحت کره‌ای است که هدف در مرکزش قرار دارد. حد $r \rightarrow \infty$

نشان می دهد که در تعریف فوق میدانهای راه دور مدنظر می باشد و وجود $|\bar{E}^i|^2$ نیز باعث می شود که σ_{hi} به توان موج تابشی بستگی نداشته باشد.
با قرار دادن رابطه (۲-۲) در رابطه (۲-۷) خواهیم داشت:

$$\sigma_{hi}(\hat{i}, \hat{s}) = 4\pi \frac{|\bar{F}(\hat{i}, \hat{s})|^2}{|\bar{E}^i|^2} \quad (2-8)$$

همان طور که می بینیم سطح مقطع راداری مستقل از r می باشد، این به خاطر وجود جمله r^2 در تعریف ریاضی آن می باشد.

پس سطح مقطع راداری دارای ویژگیهای زیر می باشد:

(الف) یک مساحت معادل است.

(ب) تابع جهت های تابش و پراکنش است.

(ج) تابع شکل هندسی هدف و جنس آن است.

(د) تابع فرکانس موج تابشی است.

(ه) تابع قطبش موج تابشی است.

برای هدفهایی که در یک راستا بی کران باشند، سطح مقطع راداری بر واحد طول به صورت زیر تعریف می شود:

$$\sigma_{hi}^{2D}(\hat{i}, \hat{s}) \triangleq \lim_{\rho \rightarrow \infty} 2\pi\rho \frac{|\bar{E}^s|^2}{|\bar{E}^i|^2} \quad (2-9)$$

که در آن بالانویس 2D نشانگر آن است که هدف دوبعدی است و نیز ρ فاصله هدف از نقطه مشاهده است.

سطح مقطع راداری تک هنگام، همان سطح مقطع راداری دو هنگام است اگر چنانچه جهت مشاهده درست خلاف جهت تابش باشد؛ یعنی:

$$\sigma_{mono} = \sigma_{bi}(\hat{i}, \hat{s}) \Big|_{\hat{s} = -\hat{i}}^{\hat{s} = \hat{i}} = \sigma_{bi}(\hat{i}, -\hat{i}) \quad (2-10)$$

به بیان دیگر در حالت تک هنگام آنتن فرستنده و گیرنده در یک مکان قرار دارد، که در اکثر رادارهای عملی نیز چنین وضعیتی موجود می‌باشد و در این تحقیق نیز بیشتر سطح مقطع راداری تک هنگام که معمولاً با علامت σ به تنهایی نشان داده می‌شود، مورد نظر بوده است. به سطح مقطع راداری تک هنگام، سطح مقطع راداری پس پراکنشی و یا بطور خلاصه سطح مقطع راداری نیز گفته می‌شود.

معادله رادار در حالت تک هنگام به صورت زیر می‌باشد [۲۷]:

$$\frac{P_r}{P_t} = \frac{\lambda^2 G_t G_r}{(4\pi)^3 R^4} \sigma \quad (2-11)$$

که در آن P_r و P_t به ترتیب توان فرستنده و گیرنده، λ طول موج، G_t و G_r به ترتیب گین آنتن‌های فرستنده و گیرنده و R فاصله هدف از رادار می‌باشد. همانطور که در رابطه (۲-۱۱) می‌بینیم هر چه سطح مقطع راداری (σ) بیشتر باشد، توان دریافتی بیشتر است، علاوه بر آن نسبت برد رادار به سطح مقطع راداری بصورت ریشه چهارم می‌باشد یعنی با افزایش σ به اندازه ۱۶ برابر، برد رادار فقط دو برابر می‌شود.

۲-۳) سطح مقطع راداری چند جسم

در این بخش سطح مقطع راداری چند جسم خاص را مورد بررسی قرار می‌دهیم؛ البته همانطور که می‌دانیم محاسبه RCS بصورت تحلیلی، تنها برای اجسام ساده و حالت‌های خاص امکان‌پذیر است و در حالت کلی باید با استفاده از روش‌های الکترومغناطیس عددی، مقدار RCS یک جسم را تعیین نمود.

در جدول (۲-۱) مقدار تقریبی برای چند هدف نوعی در فرکانس‌های مایکروویو

داده شده است [۲۷].

جدول (۲-۱): سطح مقطع راداری چند هدف در فرکانسهای مایکروویو

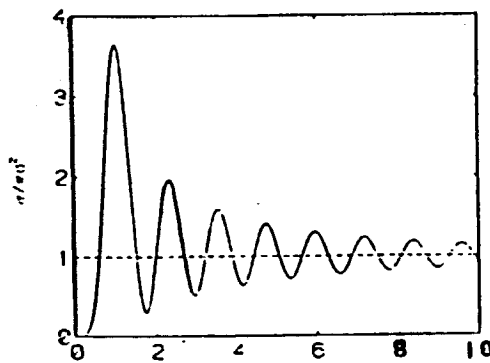
هدف	RCS(m ²)	هدف	RCS(m ²)
پرنده	۰/۰۱	قایق کوچک	۲
موشک	۰/۵	هواپیمای جنگی	۳-۸
شخص	۱	هواپیمای بمبافکن	۳۰-۴۰
هواپیمای کوچک	۱-۲	هواپیمای بزرگ	۱۰۰
دوچرخه	۲	کامیون	۲۰۰

۱-۳-۲) سطح مقطع راداری کره هادی

ساده‌ترین جسم سه‌بعدی کره می‌باشد، بطوریکه کره نسبت به مبدأ مختصات تقارن دارد و به خاطر همین تقارن، کره یکی از اولین اشکالی است که حل دقیق معادلات موج برای آن بدست آمده است.

شکل (۲-۲) منحنی RCS یک کره هادی کامل به شعاع a بر حسب اندازه الکتریکی آن

یعنی $\frac{2\pi a}{\lambda}$ را نشان می‌دهد [۲۷].



شکل (۲-۲): سطح مقطع راداری یک کره هادی کامل بر حسب اندازه الکتریکی آن $\frac{2\pi a}{\lambda}$

در شکل (۲-۲) محور افقی نسبت محیط کره به طول موج می‌باشد، بنابراین سمت راست

منحنی معادل طول موجهای کوچک (یا فرکانسهای بزرگ) می‌باشد. محور عمودی هم نسبت

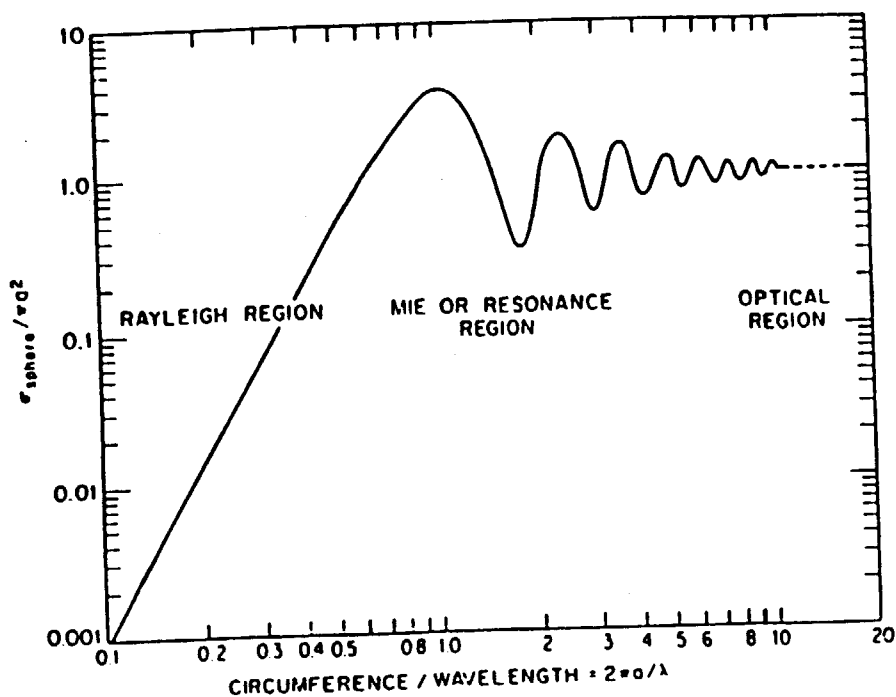
RCS به مساحت دایره عظیمه کره را نشان می دهد. همانطور که در شکل (۲-۲) دیده می شود در فرکانسهای پائین که ابعاد کره خیلی کمتر از طول موج می باشد، مقدار RCS خیلی کمتر از سطح مقطع دایره عظیمه کره می باشد اما در فرکانسهای بالا که ابعاد کره خیلی بزرگتر از طول موج می باشد، مقدار RCS تقریباً برابر سطح مقطع دایره عظیمه کره است. در ضمن حداکثر نسبت RCS یک کره به سطح مقطع آن تقریباً به ازای $1 = \frac{2\pi a}{\lambda}$ رخ می دهد یعنی وقتی که محیط کره برابر یک طول موج می شود، که در این حالت مقدار RCS تقریباً سه و نیم برابر سطح مقطع دایره عظیمه کره است.

علت نوسان موج برگشتی از کره، موج خزننده^(۱) می باشد که سطح کره را دور می زند و درست در جهت رادار بر می گردد. از آنجائیکه موج خزننده در حین انتشار در پشت کره متناسب با مسافت طی کرده، انرژی راز دست می دهد، بنابراین هر چه اندازه کره بزرگتر می شود اندازه دامنه نوسانات کوچکتر می شود.

همانطور که در شکل (۲-۲) ملاحظه می شود اگر $1 \ll \frac{2\pi a}{\lambda}$ باشد، سطح مقطع راداری کره به صورت $\sigma \cong \pi a^2$ در می آید بنابراین به هر میزان که ابعاد کره بزرگ می شود سطح مقطع راداری هم بزرگ می شود. اما اگر فرض کنیم که در یک فرکانس ثابت شعاع کره آنقدر زیاد شود که پارامتر $\frac{2\pi a}{\lambda}$ از مقدار ۱ به حدود ۱/۸ افزایش یابد، در اینصورت مقدار $\frac{\sigma}{\pi a^2}$ تقریباً دو برابر کم می شود، که با توجه به زیاد شدن πa^2 به مقدار ۳.۲۴ برابر (یعنی $(1/8)^2$) می توان گفت که σ تقریباً سه برابر کم شده است. پس می توان دریافت که بزرگ کردن ابعاد یک جسم، لزوماً باعث افزایش RCS نمی گردد، بلکه بسته به شکل جسم و فرکانس کار، بعضی مواقع ممکن است بزرگ کردن ابعاد جسم باعث کاهش RCS هم بشود.

شکل (۲-۲) را معمولاً با مقیاس لگاریتمی نشان می دهند، که شکل (۲-۳) سطح مقطع راداری یک کره هادی را با مقیاس لگاریتمی نشان می دهد.

1- Creeping Wave.



شکل (۲-۳): سطح مقطع راداری کره هادی با مقیاس لگاریتمی

در شکل (۲-۳) سه ناحیه از هم تمیز داده شده است که عبارتند از ناحیه رایلی^(۱) برای حالتی که محیط کره خیلی کوچکتر از طول موج باشد، ناحیه نوسانی^(۲) برای حالتی که محیط کرد در حدود طول موج باشد و نیز ناحیه نوری^(۳) برای حالتی که محیط کره خیلی بزرگتر از طول موج باشد.

توجه به این نکته حائز اهمیت است که با توجه به تقارن کره، سطح مقطع راداری آن مستقل از زاویه تابش موج می باشد. به همین دلیل در شکل های (۲-۲) و (۲-۳) زاویه تابش موج قید نشده است.

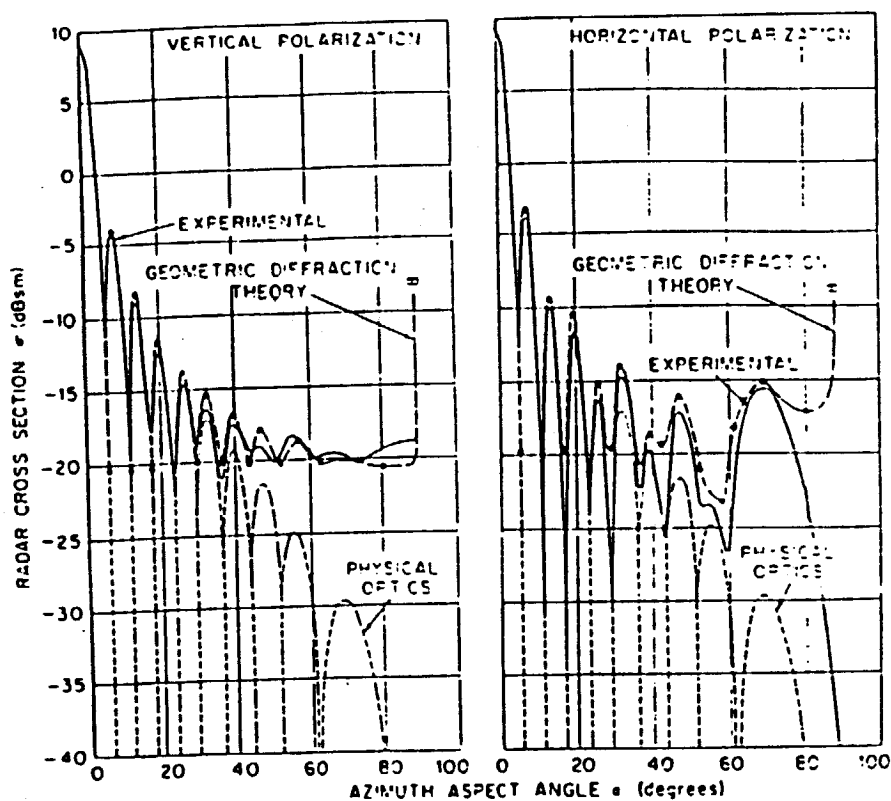
۲-۳-۲) سطح مقطع راداری صفحه مسطح

برای صفحه مسطح، بخاطر وجود لبه های آن با پدیده پراش^(۴) مواجه خواهیم بود. بدین پی است که برای یک صفحه، مقدار RCS تابع زاویه تابش می باشد. حال اگر یک صفحه

1- Reyleigh Region.
3- Optical Region.

2- Resonance Region.
4- Diffraction.

مربعی شکل که هر ضلع آن a می باشد را در نظر بگیریم، چنانچه $a \gg \lambda$ باشد آنگاه می توان از تقریب نور فیزیکی^(۱) استفاده کرد، که با این تقریب اگر یک موج تخت به یک جسم بتابد، موج بازتابش هم یک موج تخت خواهد بود و نیز طبق قانون اسنل^(۲)، زاویه بازتابش برابر زاویه تابش می باشد. ولی در عمل چونکه ابعاد صفحه محدود می باشد و مهمتر اینکه بخاطر وجود لبه های آن در بعضی زوایای مشاهده نمی توان از این تقریب به تنهایی استفاده کرد. شکل (۲-۴) منحنی سطح مقطع راداری یک صفحه مربع شکل به ابعاد $۱۶/۵ \times ۱۶/۵$ سانتیمتر را برای طول موج برابر $۳/۲۵$ سانتیمتر (یعنی $a=5\lambda$) نشان می دهد. که در این شکل سه روش نور فیزیکی، تئوری هندسی پراش^(۳) و نیز آزمایش با هم مقایسه شده است و علاوه بر آن برای دو نوع قطبش رسم شده است [۱۶].



شکل (۲-۴): سطح مقطع راداری یک صفحه مربع بر حسب زاویه مشاهده

1- Physical optics.

2- Snell.

3- Geometric Theory of Diffraction.

در شکل (۲-۴) محور افقی منحنی‌ها، زاویه تابش می‌باشد که بین صفر تا ۹۰ درجه تغییر می‌کند، که زاویه صفر معادل تابش عمودی است. محور عمودی نیز مقدار RCS را برحسب dBsm نشان می‌دهد. چنانکه مشاهده می‌شود برای یک صفحه به ابعاد $۱۶/۵ \times ۱۶/۵$ سانتیمتر مربع حداکثر مقدار RCS حدود ۹dBsm (یعنی ۸ متر مربع) می‌باشد که تقریباً ۳۰۰ برابر بزرگتر از سطح فیزیکی جسم است.

رفتار منحنی‌ها در شکل (۲-۴) به صورت تابع سینک^(۱) (یعنی $\frac{\sin x}{x}$) می‌باشد و نیز با دور شدن از زاویه $\theta=0$ ، مقدار RCS به شدت افت می‌کند؛ بنابراین برای جسم صفحه‌ای حساسیت RCS نسبت به زاویه تابش زیاد است و هر چه ابعاد صفحه بزرگتر شود این حساسیت شدیدتر هم می‌شود.

(۲-۴) اندازه‌گیری سطح مقطع راداری

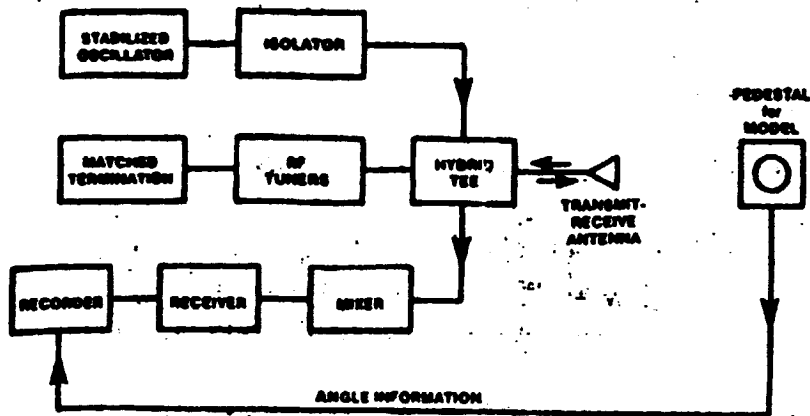
با وجودیکه کارهای نظری زیادی برای تعیین سطح مقطع راداری اجسام مختلف انجام گرفته است ولی حل دقیق فقط برای تعداد محدودی از شکل‌های هندسی قابل اجرا می‌باشد. برای تعیین سطح مقطع راداری هدفهای پیچیده و نیز برای اثبات درستی نتایج نظری برای هدفهای ساده، می‌بایست سطح مقطع راداری را با اندازه‌گیری بدست آورد. کاربرد روشهای عملی تعیین سطح مقطع راداری به منظور مقایسه پلاریزاسیونهای مختلف و یا کاهش و یا افزایش مقدار سطح مقطع راداری، دارای اهمیت قابل توجهی می‌باشد.

برای اندازه‌گیری سطح مقطع راداری روشها و سیستمهای مختلفی وجود دارد که در ادامه به دو نمونه آن اشاره خواهد شد [۲۶].

۱- (۲-۴-۱) سیستم موج پیوسته (CW)

در این سیستم سیگنال دریافتی تابشی بوسیله روش صفر کردن، حذف می‌گردد. شکل (۲-۵) این سیستم را نشان می‌دهد.

1- Sinc.



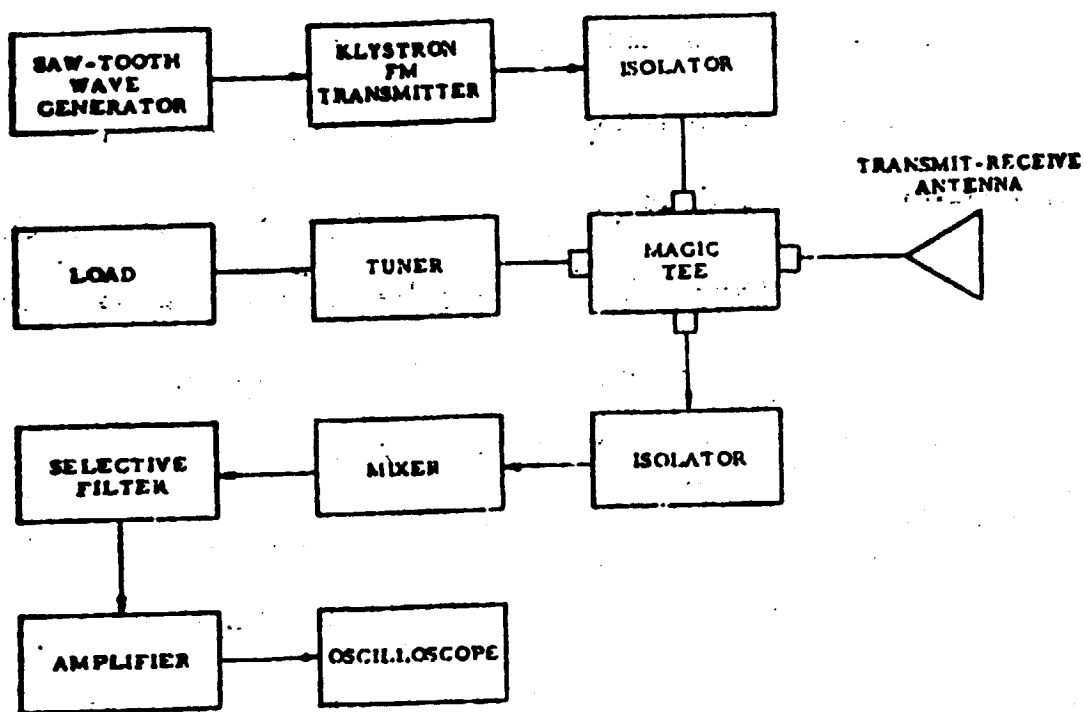
شکل (۲-۵): بلوک دیاگرام سیستم CW برای اندازه‌گیری RCS

ابتدا هدف مورد نظر را از روی سکوی اندازه‌گیری برداشته می‌شود و به کمک تنظیم‌کننده سیگنال دریافت شده مزاحم صفر می‌گردد، سپس هدف را روی سکو گذاشته و قدرت دریافتی حاصل از بازتابش از هدف ثبت می‌گردد. پس از آن یک هدف استاندارد جایگزین می‌شود و دوباره قدرت دریافتی اندازه‌گیری می‌شود. از مقایسه قدرت اندازه‌گیری شده در دو حالت، سطح مقطع راداری هدف مورد نظر تعیین می‌شود. دقت اندازه‌گیری در این حالت، بستگی به دقت صفر کردن سیگنال مزاحم دارد. در ضمن ثابت ماندن فرکانس نیز خیلی مؤثر است به همین دلیل معمولاً در اینگونه سیستمها از اسیلاتورهای فاز قفل شده، استفاده می‌گردد.

۲-۴-۲) سیستم موج پیوسته با مدولاسیون فرکانس (FMCW)

در این نوع سیستم که در شکل (۲-۶) نشان داده شده است با استفاده از تغییرات خطی فرکانس فرستنده، اثرات سیگنال مزاحم کم می‌شود. بخشی از سیگنال فرستنده به

مخلوط کننده^(۱) وارد می شود و به عنوان اسیلاتور محلی عمل می کند، در مخلوط کننده این سیگنال با سیگنال دریافتی از بازتاب از هدف مخلوط شده و تولید سیگنال IF می نماید، که فرکانس IF تابعی از فاصله فرستنده تا هدف می باشد، بنابراین با انتخاب فیلترهای مناسب، سیگنالهای بازتابی ناخواسته از اطراف حذف می گردد.



شکل (۲-۶): بلوک دیاگرام سیستم FMCW برای اندازه گیری RCS

سیستمهای دیگری نیز مانند نوع پالسی، هم‌رنگ و ناهم‌رنگ وجود دارد.

۵-۲) مروری بر تحقیقات انجام شده در زمینه محاسبه RCS منعکس کننده‌ها

بحث تعیین سطح مقطع راداری اجسام مختلف از دیرباز مورد توجه محققین مختلف بوده است و بسته به عصر ظهور هر کدام از روشهای تحلیلی الکترومغناطیس و نیز روشهای "کترومغناطیس عددی، روش‌های مختلفی برای تعیین و ارزیابی آن به کار گرفته شده است. آقای راس (Ross) [۱۶] سطح مقطع راداری یک صفحه مسطح را با دو روش نور فیزیکی و تئوری هندسی پراش با هم مقایسه کرده است. آقای بالانیس (Balanis) به اتفاق آقای گریسر (Griesser) [۴ و ۱] سطح مقطع راداری گوشه‌های دووجهی را برای کاهش مقدار RCS آن مورد مطالعه قرار داده‌اند آقای نات (Knott) [۱۵-۱۳ و ۲] نیز روشهای مختلفی مانند نور فیزیکی و تئوری هندسی پراش را برای تعیین و کاهش مقدار RCS گوشه‌ها مورد مطالعه قرار داده است.

برخی از کارهای انجام شده، بصورت توسعه روشها است که یکی از کاربردهای آن می‌تواند تعیین سطح مقطع راداری اجسام خاص باشد، مانند کارهایی که آقای میکائیلی (Michaeli) [۳۷ و ۹] برای توسعه روش جریانهای معادل^(۱) انجام داده است و با تحقیقاتی که برای توسعه روشهای نور فیزیکی و تئوری پراش هندسی صورت گرفته است [۱۸ و ۳-۱].

ولی یک موضوع که وجه اشتراک اکثر تحقیقات صورت گرفته می‌باشد، تلاش آنها برای کاهش سطح مقطع راداری به منظور خاص می‌باشد. یعنی هدف از انجام اکثر تحقیقات مزبور کاهش RCS هدف مربوطه برای پنهان نگاه داشتن از دید رادار دشمنی می‌باشد که مثلاً آقای نات [۲] چهار روش برای کاهش RCS ارائه می‌دهد که عبارتند از:

الف) شکل دادن هدف

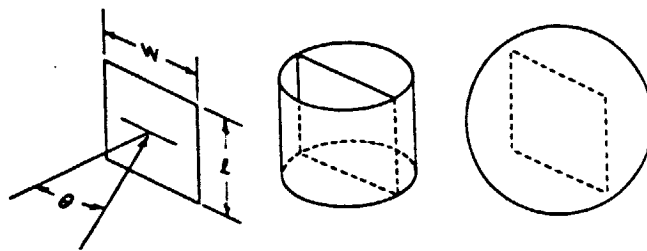
ب) بکارگیری مواد جاذب امواج راداری

1- Method of Equivalent Currents.

ج) حذف غیر فعال

د) حذف فعال

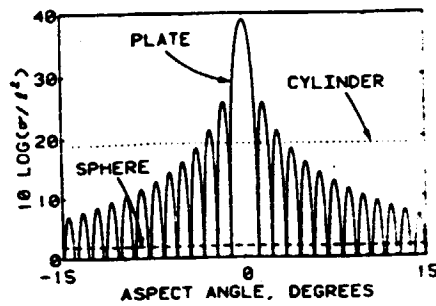
ولی هدف از انجام این تحقیق همانطور که در فصل اول گفته شد، یافتن ساختارهایی است که سطح مقطع راداری بیشتر و مشخص و قابل کنترلی، به منظور استفاده در تست موشکینا و یا کالیبره کردن رادارها و آزمایش برد آنها، داشته باشند. برای تحقق این موضوع با توجه به کارهای صورت گرفته و با هدفی بر خلاف هدف از انجام آنها، مطالعات صورت گرفته است، مثلاً در روش شکل دادن بعنوان یک روش کاهش RCS، سطوحی مانند سطوح صفحه‌ای مربع شکل را بوسیله یک سطح استوانه‌ای شکل و یا کره‌ای شکل که به قدر کافی بزرگ هستند، می‌پوشانند. شکل (۲-۷).



شکل (۲-۷): کاهش RCS صفحه‌ی مسطح با پوشاندن بوسیله استوانه و کره

سطح مقطع راداری سه جسم فوق به ازای ابعادی به طول ۲۵ برابر طول موج در

شکل (۲-۸) نشان داده شده است.



شکل (۸-۲): مقایسه سطح مقطع راداری صفحه مسطح و استوانه و کره

منحنی سطح مقطع راداری صفحه مسطح به صورت تابع سینک می باشد و در زاویه $\theta=0$ دارای مقدار بزرگی است. در حالیکه سطح مقطع راداری استوانه ثابت و نزدیک به ۲۰ دسی بل زیر ماکزیمم مقدار برای صفحه مسطح می باشد و نیز برای کره ثابت و تقریباً ۳۵ دسی بل زیر ماکزیمم مقدار برای صفحه مسطح می باشد.

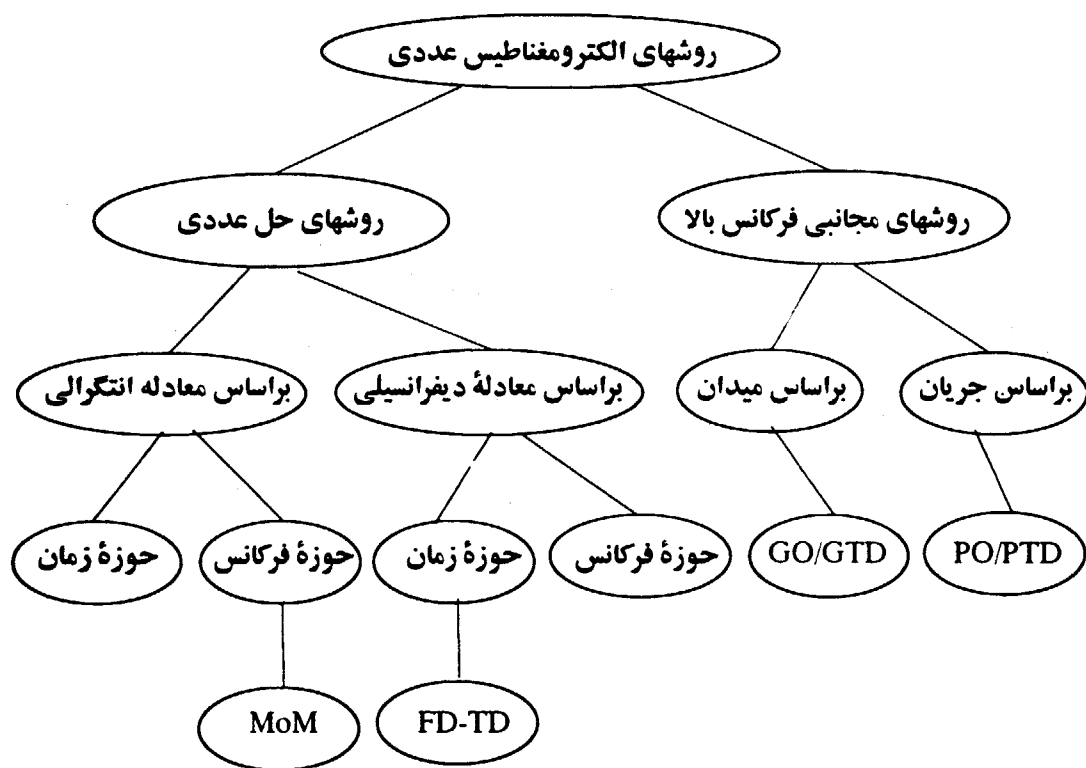
پس با توجه به مقایسه ساده فوق و نیز با توجه به بخشهای ۱-۳-۲ و ۲-۳-۲ می توان دریافت که در زوایایی سطح مقطع راداری ساختارهای صفحه ای دارای لبه هم از کره و هم از استوانه با ابعادی مساوی، بیشتر می باشد ولی عیب ساختار صفحه ای شکل، بستگی شدید مقدار RCS آن به زاویه مشاهده می باشد. به همین دلیل ما به منظور برآورده شدن هدف این تحقیق، ساختارهای صفحه ای و نیز منعکس کننده های گوشه ای را انتخاب می کنیم تا بتوانیم بستگی RCS به زاویه مشاهده نیز کاهش دهیم.

فصل ۳

روشهای فرکانس بالا

برای تخمین RCS

برای تحلیل سیستمهای تشعشی و پراکنشگر امواج استفاده از روش بسط مدی^(۱) فقط به اجسامی محدود می شود که سطح آنها در مختصات منحنی الخط متعامد قابل بیان باشد علاوه بر این اغلب جواب بصورت یک سری بی نهایت بیان می شود که برای اجسام با ابعاد بزرگتر از یک طول موج بطوری کند همگرا می شود بنابراین تحلیل دقیق بسیاری از سیستمهای عملی با این روش ممکن نیست، که باید از روشهای الکترومغناطیس عددی استفاده کرد. طبقه بندی های مختلفی برای روشهای الکترومغناطیس عددی وجود دارد، که ما در این نوشتار دسته بندی آقای استاتزمن (Stutzman) را معرفی می کنیم [۶].



شکل (۳-۱): طبقه بندی روشهای مختلف الکترومغناطیس عددی

برای اکثر مواردی که ابعاد جسم در حدود طول موج باشد از روشهای عددی استفاده می‌شود. مثلاً یک روش مطرح که جواب را بصورت معادله انتگرالی بیان می‌کند بطور قابل توجهی مورد استفاده قرار گرفته است چون هر شکل دلخواهی با این روش قابل حل است که در بیشتر موارد برای محاسبات عددی به رایانه نیاز می‌باشد ولی به دلیل محدودیت ظرفیت رایانه‌های امروزی، این روش فقط برای اجسامی که ابعاد آنها در مقایسه با طول موج خیلی بزرگ نباشند کاربرد دارد. این روش به نام روش معادله انتگرالی^(۱) موسوم است و معمولاً این معادلات به کمک روش ممان^(۲) حل می‌شوند.

وقتی ابعاد جسم چندین طول موج باشد روشهای مجانبی فرکانس بالا مورد استفاده قرار می‌گیرند که خود شامل روشهای مختلفی همچون نور هندسی (GO)، تئوری هندسی پراش (GTD)، نور فیزیکی (PO) و تئوری فیزیکی پراش (PTD)^(۳) می‌باشد. گفتنی است که روش مطرح دیگر که خود از توسعه روش تئوری هندسی پراش بوجود آمده است و کاربردهای فراوانی نیز دارد روش جریانهای معادل (MEC)^(۴) می‌باشد که برخی از محدودیتهای روش تئوری هندسی پراش را ندارد.

در ادامه این فصل به معرفی روشهایی که در این تحقیق بکار گرفته شده‌اند می‌پردازیم که عبارتند از: روش نور هندسی، روش تئوری هندسی پراش، روش نور فیزیکی و نیز روش جریانهای معادل.

۱-۳) روش نور هندسی (GO) [۱]

روش نور هندسی یک روش تقریبی فرکانس بالا برای بررسی انتشار میدانهای تابشی و بازتابشی می‌باشد و چون از مفهوم اشعه^(۵) استفاده می‌کند به آن اشعه نوری^(۶) نیز گفته که

1- Integral Equation Method.

2- Moment Method.

3- Physical Theory of Diffraction.

4- Method of Equivalent Currents.

5- Ray.

6- Ray optics.

می‌شود. برای مسائل بازتاب روش نور هندسی، میدانهای پراکنش شده را فقط در جهت آینه‌ای^(۱) که بوسیله قانون اسنل (یعنی زاویه تابش برابر است با زاویه بازتابش) تعیین می‌شود را پیش‌بینی می‌کند و انتقال توان از یک نقطه به نقطه دیگر در یک محیط بدون تلفات همه سو یکسان^(۲) بر اساس بقای فلوی انرژی در یک دسته‌اشعه^(۳) از شعاعها صورت می‌گیرد. بر اساس نور هندسی کلاسیک اشعه نورانی بین دو نقطه، مسیری را طی می‌کند که فاصله نوری بین آن دو نقطه می‌نیمم باشد.

۱-۱-۳) رابطه دانه

بطور کلی برای سطوح جبهه موج دلخواه مانند شکل (۳-۲) که در آن جبهه موج بوسیله R_1 شعاع انحناء در صفحه zx و R_2 شعاع انحناء در صفحه yz نمایش داده شده و نیز $R_1 \neq R_2$ می‌باشد. برای تعیین مشخصه‌های کانونی‌کنندگی چنین سطحی شعاعهای 1 و 2 و 3 و 4 از چهارگوشه سطح را در نظر می‌گیریم شعاعهای 1 و 2 در P و شعاعهای 3 و 4 در P' و نیز شعاعهای 1 و 4 در Q و شعاعهای 3 و 4 در Q' به هم می‌رسند به چنین سیستمی یک دسته از شعاعهای آستیگمات^(۴) گفته می‌شود، با توجه به شکل (۳-۲) می‌توان نوشت:

$$\left| \frac{E}{E_o} \right| = \sqrt{\frac{dA_o}{dA}} = \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 - S)(\rho_2 + S)}} \quad (3-1)$$

که مثلاً برای جبهه موج کروی:

$$\rho_1 = \rho_2 = \rho_o \quad (3-2)$$

پس

$$\left| \frac{E}{E_o} \right| = \frac{\rho_o}{\rho_o + S} \quad (3-3)$$

1- Specular.

2- Isotropic.

3- Tube.

4- Astigmatic.

و برای جبهه موج استواندای:

$$\rho_1 = \infty, \quad \rho_2 = \rho_0 \quad (3-4)$$

پس

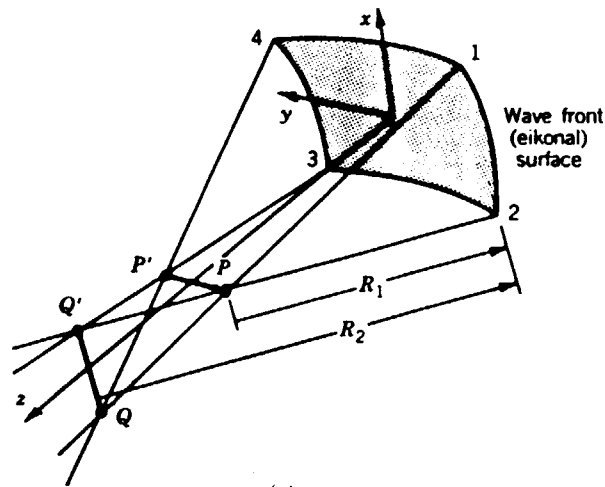
$$\left| \frac{E}{E_0} \right| = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho_0 + S}} \quad (3-5)$$

و نیز برای جبهه موج صفحهای:

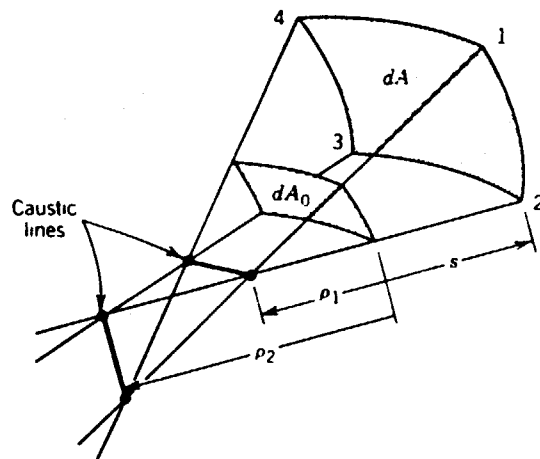
$$\rho_1 = \rho_2 = \infty \quad (3-6)$$

پس

$$\left| \frac{E}{E_0} \right| = 1 \quad (3-7)$$



(a)



(b)

شکل (۳-۲): دسته اشعه آستیگمات

الف) سطح ایکنال

ب) خطوط سوزان

برای وارد کردن فاز در رابطه (۳-۱) از بسط فرکانس بالای لونیبرگ - کلاین^(۱) که بهترین پل بین نور هندسی و پدیده انتشار موج می باشد استفاده می کنیم، برای فرکانسهای بالا، میدان الکتریکی را می توان به صورت زیر بسط داد.

$$\vec{E}(\vec{R}, \omega) = e^{-j\beta_0 \Psi(R)} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\vec{E}_m(\vec{R})}{(j\omega)^m} \quad (3-8)$$

که در آن بردار مکان و β_0 ثابت انتشار فضای آزاد است.

با جای گذاری (۳-۸) در معادلات زیر:

$$\nabla^2 \vec{E} + \beta^2 \vec{E} = 0 \quad (3-9)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (3-10)$$

و مساوی قرار دادن توانهای هم درجه بر حسب ω نتایج زیر بدست می آید:

(الف) معادله ایگوناتال:

$$|\Delta \Psi|^2 = n^2 \quad (3-11)$$

که در آن Ψ جبهه موج و n ضریب شکست است.

(ب) معادلات انتقال:

$$\text{مرتبه اول} \quad \frac{\partial \vec{E}_0}{\partial S} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\nabla^2 \Psi}{n} \right\} \vec{E}_0 = 0 \quad (3-12)$$

$$\text{مرتبه های بالاتر} \quad \frac{\partial \vec{E}_m}{\partial S} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{\nabla^2 \Psi}{n} \right\} \vec{E}_m = \frac{v_p}{2} \nabla^2 \vec{E}_{m-1} \quad m=1,2,3,\dots \quad (3-13)$$

که در آن v_p سرعت نور در محیط است.

ج) معادلات شرطی:

$$\hat{S} \cdot \bar{E}_o = 0 \quad (3-14)$$

$$\hat{S} \cdot \bar{E}_m = v_p \nabla \cdot \bar{E}_{m-1} \quad m=1,2,3,\dots \quad (3-15)$$

که در آن

$$\hat{S} = \frac{\nabla \Psi}{n} \quad (3-16)$$

معمولاً حل مرتبه اول از سری رابطه (3-8) در نظر گرفته می شود، پس

$$\bar{E}(S) \simeq e^{-j\beta_o \Psi(S)} \bar{E}_o(S) \quad (3-17)$$

با ترکیب روابط (3-12) و (3-17) و با توجه به شکل (3-2) ثابت می شود که:

$$\bar{E}(S) \simeq \bar{E}'_o(0) e^{+j\beta_o \Psi(0)} \sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S)(\rho_2 + S)}} e^{-j\beta S} \quad (3-18)$$

که در آن

$$\bar{E}'_o(0) e^{+j\beta_o \Psi(0)} : \text{میدان در نقطه مرجع } S = 0$$

$$\sqrt{\frac{\rho_1 \rho_2}{(\rho_1 + S)(\rho_2 + S)}} : \text{فاکتور تضعیف فضایی}$$

$$e^{-j\beta S} : \text{فاکتور فاز}$$

رابطه (3-18) فقط یک رابطه تقریبی است و هر چه فرکانس بالاتر می رود دقیقتر

می شود. در واقع بیان دقیقتر تقریب نور هندسی با در نظر گرفتن جمله های مرتبه بالا از سری

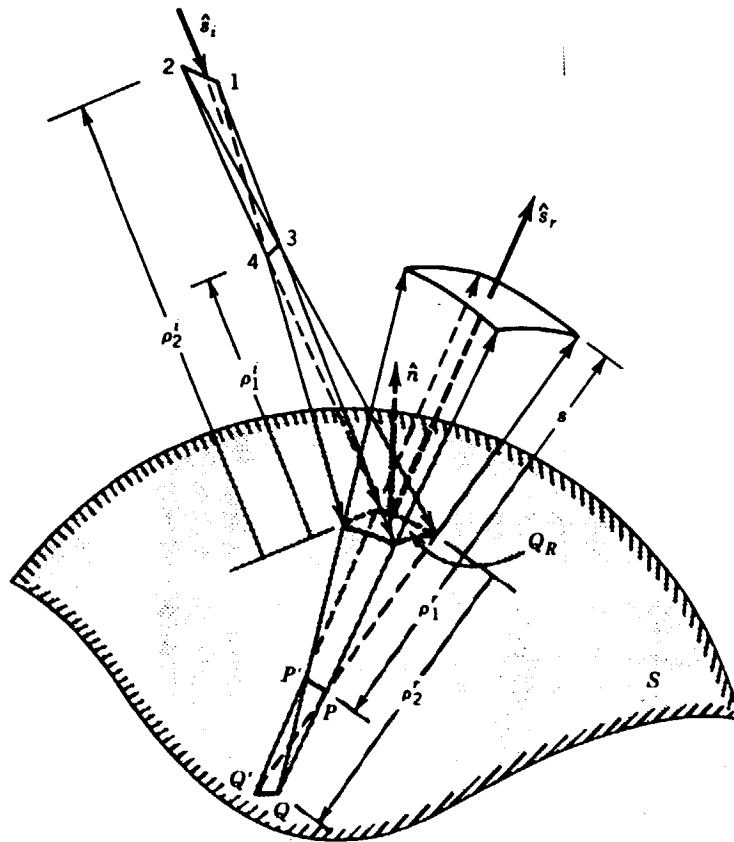
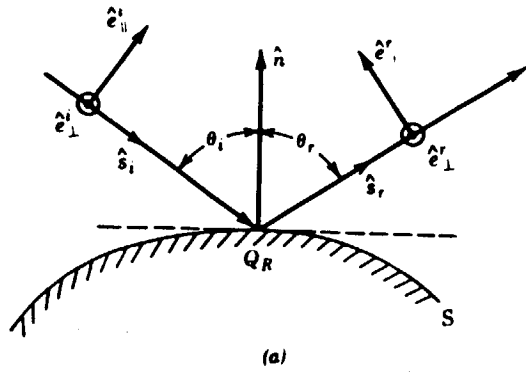
(3-8) و معادلات انتقال (3-13) و معادلات شرطی (3-14) و (3-15) بدست می آید اما این

روش خیلی سخت است علاوه بر آن ناپیوستگی های میدان نور هندسی که در امتداد مرز

تابش و بازتابش بوجود می آید با در نظر گرفتن این جملات اضافه هم، از بین نمی رود.

۳-۱-۳) بازتاب از سطوح

شکل (۳-۳) را در نظر می‌گیریم.



شکل (۳-۳): بازتاب از یک سطح
الف) نقطه بازتابش
ب) دسته اشعه آستیگمات

که در آن :

$$\hat{S}^i = \text{بردار واحد در امتداد تابش}$$

$$\hat{S}^r = \text{بردار واحد در امتداد بازتابش}$$

صفحه تابش = صفحه متشکل از بردار واحد \hat{n} (عمود بر سطح در نقطه Q_R) و \hat{S}^i

صفحه بازتابش = صفحه متشکل از بردار واحد \hat{n} و \hat{S}^r

$\hat{S}_{\parallel}^i =$ بردار واحد میدان الکتريکی در صفحه تابش

$\hat{S}_{\parallel}^r =$ بردار واحد میدان الکتريکی در صفحه بازتابش

$\hat{S}_{\perp}^i =$ بردار واحد میدان الکتريکی در صفحه تابش

$\hat{S}_{\perp}^r =$ بردار واحد میدان الکتريکی در صفحه بازتابش

θ_i زاویه بين \hat{n} و \hat{S}^i

θ_r زاویه بين \hat{n} و \hat{S}^r

طبق قانون اسنل داریم که: $\theta_i = \theta_r$

$$\hat{e}_{\perp}^i \times \hat{S}^i = \hat{e}_{\parallel}^i \quad \text{و} \quad \hat{e}_{\perp}^r \times \hat{S}^r = \hat{e}_{\parallel}^r \quad (3-19)$$

$$\begin{cases} \bar{E}_o^i \times \hat{e}_{\parallel}^i & \hat{E}_{o\parallel}^i + \hat{e}_{\perp}^i E_{o\perp}^i & \text{میدان تابشی} \\ \bar{E}_o^r \times \hat{e}_{\parallel}^r & \hat{E}_{o\parallel}^r + \hat{e}_{\perp}^r E_{o\perp}^r & \text{میدان بازتابشی} \end{cases} \quad (3-20)$$

با اعمال شرایط مرزی صفر بودن مؤلفه مماسی میدان الکتريکی در Q_R خواهیم داشت:

$$\bar{E}_o^i(S=0) = \bar{E}_o^i(Q_R) \cdot \bar{R} = \bar{E}_o^i(Q_R) \cdot \begin{bmatrix} \hat{e}_{\parallel}^i \hat{e}_{\parallel}^r & - \hat{e}_{\perp}^i \hat{e}_{\perp}^r \end{bmatrix} \quad (3-21)$$

که در آن:

\bar{E}_o^r : میدان بازتابش در نقطه بازتابش

(نقطه مرجع برای شعاع بازتاب روی سطح منعکس کننده طوری گرفته شده که $S=0$ باشد)

$\bar{E}_o^i(Q_R)$: میدان تابیده شده به نقطه Q_R

\bar{R} : دیادیک ضریب بازتاب $\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}$

که با ضریب بازتاب موج صفحه‌ای الکترومغناطیسی از صفحه هادی کامل یکسان است

و در عمل کاملاً قابل قبول است چون در فرکانسهای بالا، بازتاب پدیده‌ای موضعی است و به

شکل هندسی سطح درست در نزدیکی نقطه بازتابش بستگی دارد. بنابراین در نزدیکی نقطه

Q_R از تقریب‌های زیر می‌توان استفاده کرد:

الف) سطح منعکس‌کننده را می‌توان با صفحه مماس بر سطح در Q_R تقریب زد.

ب) جبهه موج میدان تابشی را می‌توان صفحه‌ای فرض کرد.

با ترکیب روابط (۳-۱۸) و (۳-۲۱) میدان الکتریکی بازتابی در فاصله S از نقطه بازتابش Q را

می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\bar{E}^r(S) = \bar{E}^i(Q_R) \cdot \bar{R} \sqrt{\frac{\rho_1^r \rho_2^r}{(\rho_1^r + S)(\rho_2^r + S)}} e^{-j\beta S} \quad (3-22)$$

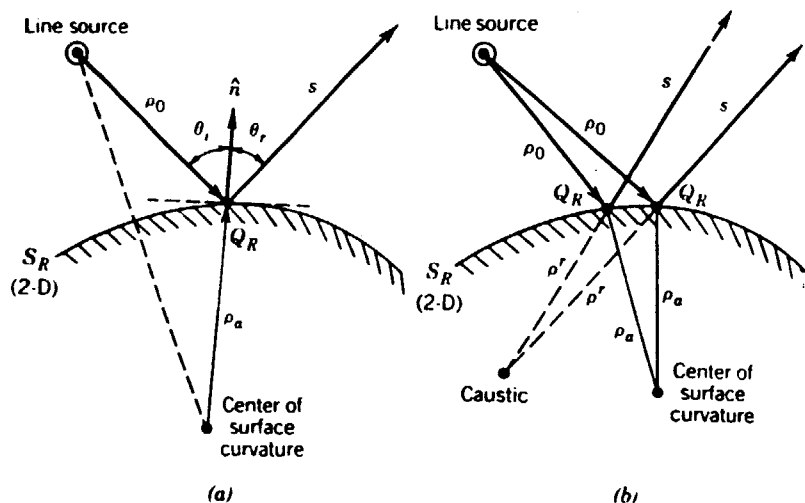
که در آن $\rho_2^r \approx \rho_1^r$ شعاعهای اصلی انحناء جبهه موج بازتابیده در نقطه بازتابش می‌باشند و در

شکل (۳-۳) نشان داده شده‌اند و برای حالت خاص میدان بازتابش استوانه‌ای که در این

تحقیق نیز به کار برده شده. ρ_1^r و ρ_2^r بصورت زیر می‌باشند:

$$\rho_1^r = \rho^r \quad \text{و} \quad \rho_2^r = \infty$$

شکل (۳-۴) یک منبع خطی را در مجاورت یک سطح دوبعدی نشان می‌دهد.



شکل (۳-۴): منبع خطی در مجاورت سطح دوبعدی

الف) نقطه بازتابش

ب) نقطه سوزن

پس برای میدان بازتابی استواندای می توان نوشت:

$$\bar{E}'(S) = \bar{E}^i(Q_R) \cdot \bar{R} \sqrt{\frac{\rho'}{\rho' + S}} e^{-j\beta S} \quad (3-23)$$

حال چنانچه سطح مزبور، صفحه صاف باشد و نیز میدان راه دور مورد نظر باشد و اگر فاصله نقطه بازتابش تا منبع خطی S' باشد آنگاه:

$$\rho' = S' \quad (3-24)$$

و نیز قدر مطلق میدان الکتریکی تابشی در نقطه بازتابش خواهد شد:

$$|\bar{E}^i(Q_R)| \bigg|_{\rho_i = S'} = E_o \frac{e^{j\beta \rho_i}}{\sqrt{\rho_i}} \bigg|_{\rho_i = S'} = E_o \frac{e^{-j\beta S'}}{\sqrt{S'}} \quad (3-25)$$

و در نتیجه فاکتور تضعیف فضایی در رابطه (3-23) به صورت

$$\frac{1}{\sqrt{S'}} \times \frac{\sqrt{S'}}{\sqrt{S' + S}} = \frac{1}{\sqrt{S + S'}} \quad (3-26)$$

در می آید. که در آن $(S + S')$ فاصله بین تصویر منبع نسبت به سطح بازتاب کننده تا نقطه مشاهده می باشد.

خلاصه اینکه روش GO میدان را با در نظر گرفتن جمله او سری لونیبرگ - کلاین برای ω های بزرگ تقریب می زند. اما اگر نقطه مشاهده به مرز سایه روی سطح نزدیک شود میدان نامحدود می شود. علاوه بر آن، روش نور هندسی میدان پراش در ناحیه سایه را بدست نمی دهد و نیز ناپیوستگی های میدان در امتداد مرز سایه ها را اصلاح نمی کند. به دلیل این نواقص و پیچیدگی کامل روش در نظر گرفتن جمله های مراتب بالای سری لونیبرگ - کلاین،

معمولاً ترکیبی از روش نور هندسی و روش تئوری هندسی پراش برای حل مسائل عملی مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۲-۳) تئوری هندسی پراش [۱۷]

روش تئوری هندسی پراش (GTD) توسعه یافته روش نور هندسی (GO) کلاسیک است که برخی از محدودیتهای آن را با تئوری پراش^(۱) اصلاح می‌کند. در فرکانسهای بالا پراش مانند پدیده‌های انکسار و بازتاب، یک پدیده موضعی است و به دو عامل بستگی دارد:

الف) شکل هندسی جسم در نقطه پراش شونده (لبه، نوک، سطح منحنی)

ب) دامنه، فاز و پلاریزاسیون میدان تابشی در نقطه پراش شونده.

به هر شعاع پراش شده یک میدان نسبت داده می‌شود، بعضی شعاعهای پراش شده به نواحی سایه وارد می‌شوند. دامنه میدان بر اساس اصل بقای انرژی در یک دسته اشعه باریک از شعاعها بدست می‌آید، فاز میدان روی یک شعاع، برابر حاصلضرب عدد موج محیط و طول مسیر از یک نقطه مرجع است و همانطوریکه برای بیان میدان بازتابشی از ضریب بازتاب استفاده می‌شود برای بیان میدان پراش شده نیز از ضریب پراش استفاده می‌گردد. شعاعهای پراش شده تا نقطه مشاهده مسیری را طی می‌کنند که کوتاهترین فاصله طی شود که در محیط همگن خط مستقیم می‌باشد.

۱-۲-۳) روابط دامنه، فاز و قطبش

سطح هموار S را مانند شکل (۳-۵) که یک لبه منحنی دارد را در نظر می‌گیریم وقتی موج الکترومغناطیسی به این لبه برخورد می‌کند شعاعهای پراش شده از این لبه با در نظر گرفتن جمله اول حل فرکانس بالا به صورت زیر بیان می‌شود.

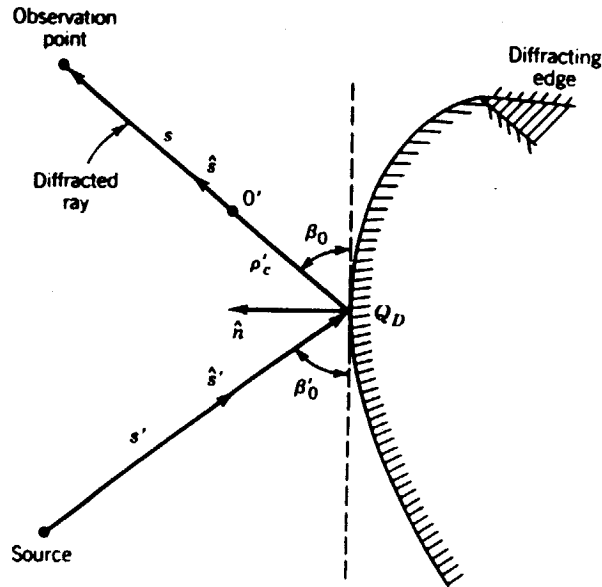
$$\bar{E}^d(\bar{R}) \simeq \frac{e^{-j\beta\Psi_d(\bar{R})}}{\sqrt{\beta}} \bar{A}(\bar{R}) \quad (3-27)$$

Ψ_d

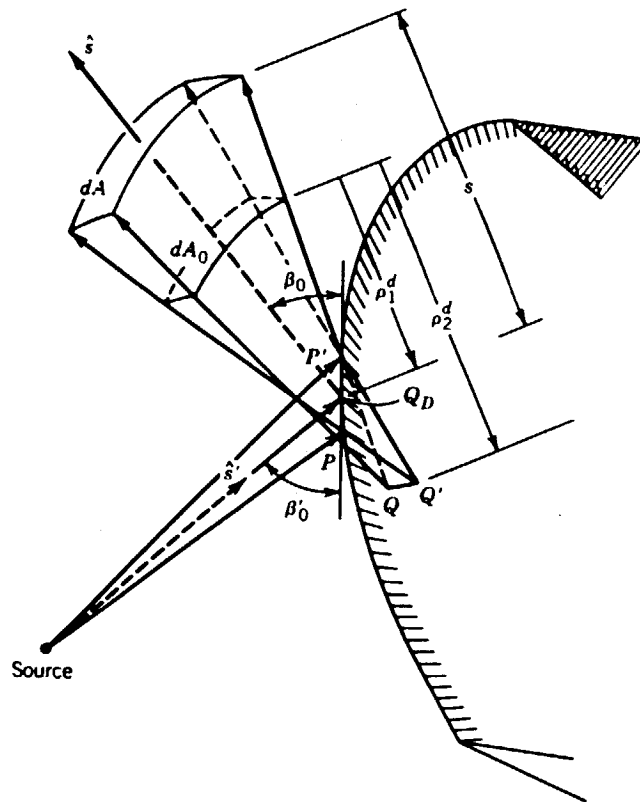
سطح eikonal برای شعاعهای پراش شده:

$\bar{A}(\bar{R})$

فاکتور میدان برای شعاعهای پراش شده:



(a)



شکل (۳-۵): هندسه پراش بوسیله یک لبه منحنی
الف) نقطه پراش شده
ب) دسته اشعه استیگمات

با جایگذاری (۳-۲۷) در معادلات (۳-۹) و (۳-۱۰) و با توجه به شکل (۵-۳-الف) بدست می‌آوریم:

$$\bar{E}^d(S) = \left[\frac{A(o')}{\sqrt{\beta}} e^{-j\beta\Psi_d(o')} \right] \sqrt{\frac{\rho'_c \rho_c}{(\rho'_c + S)(\rho_c + S)}} e^{-j\beta S} \quad (3-28)$$

و یا

$$\bar{E}^d(S) = \left[\bar{E}^d(o') \right] \sqrt{\frac{\rho'_c \rho_c}{(\rho'_c + S)(\rho_c + S)}} e^{-j\beta S} \quad (3-29)$$

که در آن:

$\bar{E}^d(o')$ میدان پراش شده در نقطه مرجع O' :

S فاصله در طول شعاع پراش شده از O' :

ρ'_c فاصله نقطه پراش کننده Q_D (اولین نقطه سوزان میدان پراش شده) تا O' :

ρ_c فاصله نقطه سوزان دوم میدان پراش شده تا O' :

راحت تر است که نقطه O' را منطبق بر Q_D در نظر گرفته شود اما شعاعهای پراش شده

یک دسته اشعه آستیگمات^(۱) مانند شکل (۵-۳-ب) بوجود می‌آورند که خط PP' یک خط

سوزان^(۲) روی لبه است و چون نقطه پراش کننده یک نقطه سوزان میدان پراش شده است، لذا

نقطه مرجع را باید دور از Q_D در نظر بگیریم. اما میدان رابطه (۳-۲۸) باید مستقل از محل O'

باشد به ویژه برای $\rho'_c = 0$ در نتیجه میدان باید طوری باشد که:

$$\lim_{\rho'_c \rightarrow 0} \bar{E}^d(o') \sqrt{\rho'_c} \equiv \text{مقداری محدود} \quad (3-30)$$

و نیز باید

$$\lim_{\rho'_c \rightarrow 0} \bar{E}^d(o') \sqrt{\rho'_c} = \bar{E}^i(Q_D) \cdot D \quad (3-31)$$

که در آن

$\bar{E}^i(Q_D)$ میدان تابشی به نقطه پراش کننده:

\bar{D} دیادیک ضریب پراش:

1- Astigmatic tube.

2- Caustic.

با در نظر گرفتن (۳-۲۹) و (۳-۳۱) داریم:

$$\bar{E}^d(S) = \lim_{\rho'_c \rightarrow 0} \left\{ \left[\bar{E}^d(\rho'_c) \sqrt{\rho'_c} \right] \sqrt{\frac{\rho_c}{(\rho'_c + S)(\rho_c + S)}} e^{-j\beta S} \right\} \quad (3-32)$$

و یا

$$\bar{E}^d(S) = \bar{E}^i(Q_D) \cdot \bar{D} \sqrt{\frac{\rho_c}{S(\rho_c + S)}} e^{-j\beta S} \quad (3-33)$$

که در آن

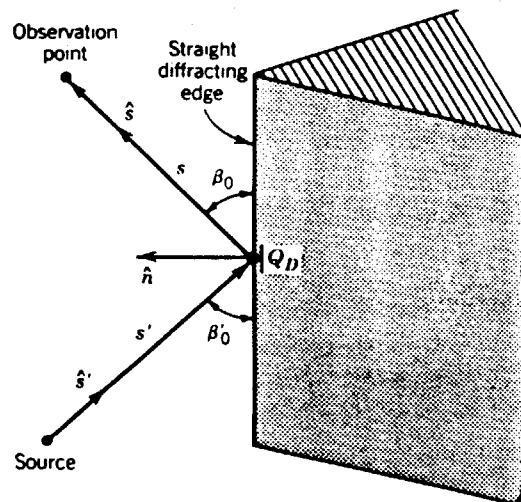
فاصله بین نقطه مرجع Q_D (یا $S=0$) در لبه و دومین نقطه سوزان شعاعهای پراش شده $\rho_c =$

اگر لبه مورد نظر مانند شکل (۳-۶) مستقیم باشد، داریم:

$$\bar{E}^d(S) = \bar{E}^i(Q_D) \cdot \bar{D} A(S', S) e^{-j\beta S} \quad (3-34)$$

که در آن

$$A(S', S) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{S}} & \text{موج تابشی تخت} \\ \frac{1}{\sqrt{\rho}} & \text{موج تابشی استوانه } (\rho = S \sin \beta_0) \\ \sqrt{\frac{S'}{S(S+S')}} & \text{موج تابش کروی} \end{cases} \quad (3-35)$$

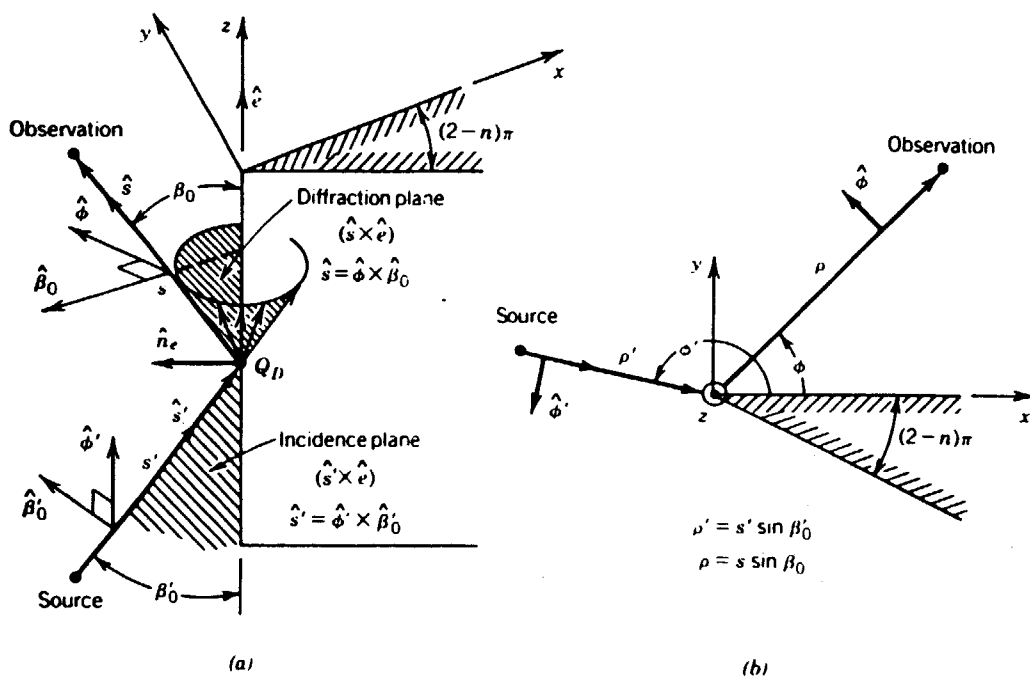


شکل (۳-۶): پراش از یک لبه مستقیم

ضریب پراش معمولاً با حل مجانبی مسائل کانونیک که بطور موضعی شکل هندسی آنها مانند شکل هندسی جسم است. بدست می آید. ساده ترین شکل کانونیک یک لبه هادی است که در ادامه به ضرایب پراش حاصل از آن می پردازیم.

۳-۲-۲ پراش از لبه مستقیم با تابش مایل

این حالت کلی ترین حالت پراش از یک لبه مستقیم می باشد. در این حالت با توجه به شکل (۳-۷) برای منبع، دستگاه مختصات اشعه ثابت (ϕ' و β'_0 و S') و برای نقطه مشاهده دستگاه مختصات اشعه ثابت (ϕ و β_0 و S) در نظر می گیریم.



شکل (۳-۷): پراش از لبه مستقیم با تابش مایل

الف) تابش مایل
ب) دید از بالا

میدان پراش به شکل کلی زیر نوشته می شود:

$$\bar{E}^d(S) = \bar{E}^i(Q_D) \cdot \bar{D}(L, \phi, \phi', n, \beta'_0) \sqrt{\frac{S'}{S(S', S)}} e^{-i\beta S} \quad (3-26)$$

و نیز

$$\hat{S}' = \hat{\phi}' \times \hat{\beta}'_0 \quad (3-27)$$

$$\hat{S} = \hat{\phi} \times \hat{\beta}_0 \quad (3-28)$$

و دیادیک ضریب پراش بصورت زیر می باشد:

$$\bar{D}(L, \phi, \phi', n, \beta'_o) = -\hat{\beta}'_o \hat{\beta}_o D_s(L, \phi, \phi', n, \beta'_o) - \hat{\phi}' \hat{\phi} D_h(L, \phi, \phi', n, \beta'_o) \quad (3-39)$$

در آکوستیک به شرط مرزی نیومن^(۱) پلاریزاسیون سخت (hard) و به شرط مرزی دریکله^(۲) پلاریزاسیون نرم (soft) گفته می شود، اندیسهای s و h نیز از آنجا نشأت گرفته است. پس خواهیم داشت:

$$\begin{bmatrix} E_{\beta'_o}^d(S) \\ E_{\phi}^d(S) \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} D_s & 0 \\ 0 & D_h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{\beta'_o}^i(Q_D) \\ E_{\phi'}^i(Q_D) \end{bmatrix} A(S', S) e^{-j\beta S} \quad (3-40)$$

که فرمولهای زیر که با استفاده روش حل مجانبی فرکانس بالا استخراج شده است ضریب پراش را برای لبه مستقیم بدست می دهند:

$$D_s(L, \phi, \phi', n, \beta'_o) = D^i(L, \phi - \phi', n, \beta'_o) - D^r(L, \phi + \phi', n, \beta'_o) \quad (3-41)$$

$$D_h(L, \phi, \phi', n, \beta'_o) = D^i(L, \phi - \phi', n, \beta'_o) - D^r(L, \phi + \phi', n, \beta'_o) \quad (3-42)$$

که در روابط (۳-۴۱) و (۳-۴۲) توابع D^i و D^r به ترتیب ضریب پراش تابشی و ضریب پراش بازتابشی می باشند که به صورت زیر بیان می شوند:

$$D^i(L, \phi - \phi', n, \beta'_o) = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi\beta \sin \beta'_o}} \left\{ \text{Cot} \left[\frac{\pi + (\phi - \phi')}{2n} \right] F[\beta L g^+(\phi - \phi')] \right\} \quad (3-43)$$

$$+ \text{Cot} \left[\frac{\pi - (\phi - \phi')}{2n} \right] F[\beta L g^-(\phi - \phi')]$$

$$D^r(L, \phi + \phi', n, \beta'_o) = \frac{-e^{-j\pi/4}}{2n\sqrt{2\pi\beta \sin \beta'_o}} \left\{ \text{Cot} \left[\frac{\pi + (\phi + \phi')}{2n} \right] F[\beta L g^+(\phi + \phi')] \right\} \quad (3-44)$$

$$+ \text{Cot} \left[\frac{\pi - (\phi + \phi')}{2n} \right] F[\beta L g^-(\phi + \phi')]$$

1- Neuman.

2- Dirichlet.

که در روابط (۳-۴۲) و (۳-۴۴)

$$L = \frac{S (\rho_c^i + S) \rho_1^i \rho_2^i \sin^2 \beta_o^i}{\rho_c^i (\rho_1^i + S) (\rho_2^i + S)} \quad (3-45)$$

که نهم شعاع انحناء جبهه موج تابشی در صفحه تابش ثابت شده روی لبه می باشد.

$$L = \begin{cases} S \sin^2 \beta_o^i & \text{موج تابشی تخت} \\ \frac{\rho \rho'}{\rho + \rho'} & \text{موج تابشی استوانه‌ای} \\ \frac{S S' \sin^2 \beta_o^i}{S + S'} & \text{موج تابشی کروی و مخروطی} \end{cases} \quad (3-46)$$

پارمترهای n و ϕ' و ϕ و β_o و β_o' روی شکل (۳-۷) مشخص شده است. $F(X)$ تابع

انتقال فرنل^(۱) می باشد که بد صورت تقریبی زیر بیان می شود:

$$\begin{cases} F(X) \simeq \left[\sqrt{\pi X} - 2X e^{j\pi/4} - \frac{2}{3} X^2 e^{-j\pi/4} \right] e^{j(\pi/4 + X)} & x < 0.3 \\ F(X) \simeq \left[1 + j \frac{1}{2X} - \frac{3}{4} \frac{1}{X^2} - j \frac{15}{8} \frac{1}{X^3} + \frac{75}{16} \frac{1}{X^4} \right] & x > 5.5 \end{cases} \quad (3-47)$$

و نیز

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3-48)$$

$$\begin{cases} g^+ (\phi \pm \phi') = 1 + \cos [(\phi \pm \phi') - 2n\pi N^+] \\ g^- (\phi \pm \phi') = 1 + \cos [(\phi \pm \phi') - 2n\pi N^-] \end{cases} \quad (3-49)$$

N^+ و N^- اعداد صحیح هستند که باید با تقریب خیلی خوب در روابط زیر صدق کنند.

$$\begin{cases} 2n\pi N^+ - (\phi \pm \phi') = +\pi & \text{برای } g^+ \\ 2n\pi N^- - (\phi \pm \phi') = -\pi & \text{برای } g^- \end{cases} \quad (3-50)$$

روابط (۳-۲۶) تا (۳-۵۰) بیانگر روش توسعه یافته تئوری هندسی پراش یعنی تئوری

یکنواخت هندسی پراش (یا UTD)^(۱) می‌باشد.

حال چنانچه $\beta Lg^{\pm} \gg 1$ باشد روش UTD به شکل روابط پراش کیر^(۲) که همان روش تئوری هندسی پراش اصلی یا GTD می‌باشد در می‌آید، یعنی با بزرگ شدن βLg^{\pm} تابع انتقال فرنل به سمت یک می‌رود.

$$\beta Lg^{\pm} \gg 1 \Rightarrow F[\beta Lg^{\pm}(\phi \pm \phi')] = 1 \quad (۳-۵۱)$$

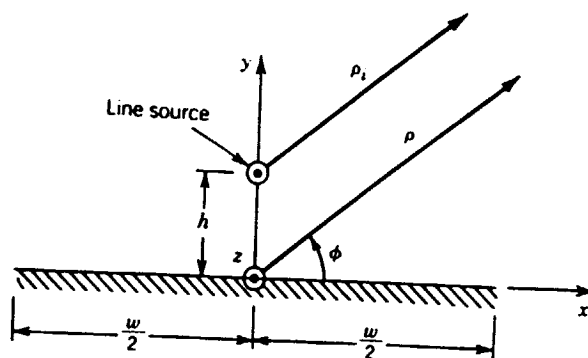
شرط $\beta \rho g^{\pm} \gg 1$ در یکی از سه حالت زیر تحقق می‌یابد و روش توسعه یافته UTD معادل روش اصلی GTD می‌گردد:

الف) $\beta \rho$ و g^{\pm} بزرگ باشند یعنی ρ فاصله نقطه مشاهده زیاد باشد و ϕ زاویه مشاهده دور از هر دو مرز سایه باشد.

ب) $\beta \rho$ بزرگ و g^{\pm} کوچک باشد یعنی فاصله نقطه مشاهده زیاد باشد ولی ϕ زاویه مشاهده به مرزهای سایه نزدیک باشد.

ج) $\beta \rho$ کوچک و g^{\pm} بزرگ باشد یعنی ρ فاصله نقطه مشاهده کوچک باشد ولی ϕ زاویه مشاهده دور از مرزهای سایه باشد.

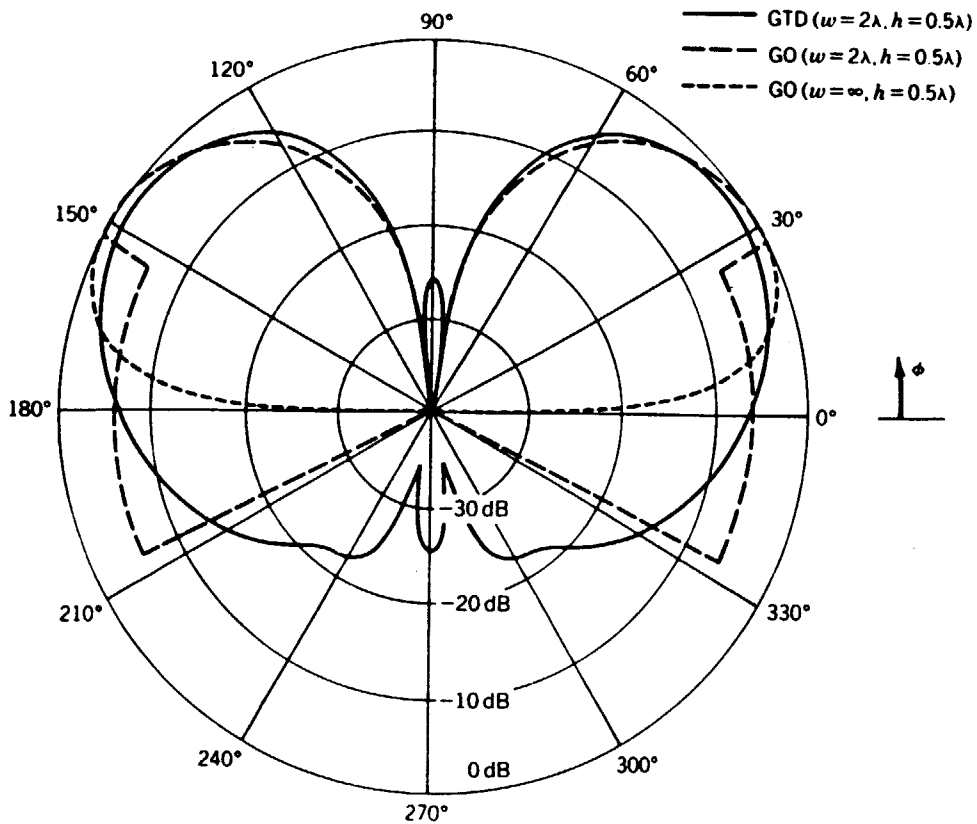
برای مقایسه روشهای GTD و G_0 یک منبع خطی بی‌نهایت با جریان I_0 مانند شکل (۳-۸) بطور متقارن به فاصله h از یک نوار هادی به عرض W قرار دارد. شکل (۳-۹) پترن تشعشی میدانهای G_0 و GTD حاصله را نشان می‌دهد.



شکل (۳-۸): منبع خطی بالای یک نوار هادی به عرض W

1- Uniform Geometrical Theory of Diffraction.

2- Keller.



شکل ۳-۹. پترن تشعشی میدان‌های حاصل از منبع خطی بالای یک نوار

با پهنای محدود با استفاده از روش Go و GTD

۳-۳) روش جریان‌های معادل (MEC) |V|

این روش که خود به نوعی توسعه یافته روش تئوری هندسی پراش برای کاربردهایی خاص می‌باشد، یک روش قوی برای تحلیل میدانهای پراکنش الکترومغناطیسی محسوب می‌شود. عبارت معادل^(۱) در نام این روش نشانگر این واقعیت است که این جریانها، از نوع جریانهای فیزیکی نمی‌باشند، بلکه برای راحتی تحلیل جریانهای معادلی در نظر گرفته می‌شود. این روش علاوه بر اینکه میدانهای پراکنشی را در جهت یک منطقه سوزان^(۲) بدست می‌دهد، با استفاده از آن می‌توان میدانهای پراش حاصل از یک لبه با طول محدود

1- Equivalent.

2- Caustic.

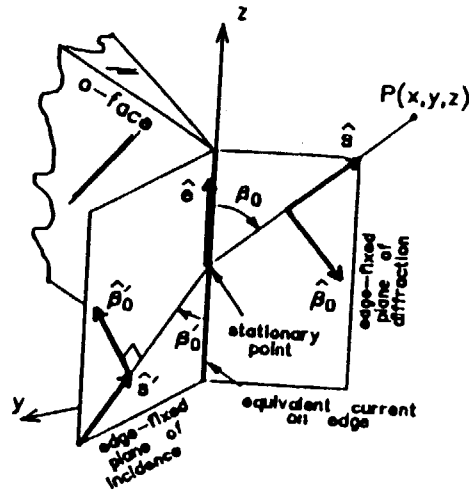
را بدست آورد و نیز میدانهای پراش در زاویه‌های مشاهده دلخواه و حتی خارج از مخروط پراش بدست می‌دهد.

استخراج جریانهای معادل بر اساس محاسبه میدان پراش حاصل از این جریانها بر روی یک لبه به طول بی‌نهایت به کمک تئوری پتانسیل‌های برداری الکتریکی و مغناطیسی و نیز مقایسه آن با نتایج حاصل از روش UTD استوار است. بطوریکه یک منبع خطی جریان معادل با دامنه نامشخص در طول لبه در نظر گرفته می‌شود و با کمک تئوری پتانسیل‌های برداری، از جریان‌های معادل در طول لبه بی‌نهایت انتگرال گرفته می‌شود تا اینکه مقدار میدان پراش در نقطه مشاهده بر حسب دامنه نامشخص جریانهای معادل بدست آید. از طرف دیگر مقادیر میدان پراش را می‌توان در نقطه مشاهده بوسیله روش UTD نیز بدست می‌آید، با معادل قرار دادن این دو میدان پراش، دامنه جریان معادل را بر حسب ضرایب پراش بیان می‌گردد. بنابراین برای محاسبه میدان پراش حاصل از یک لبه به طول محدود، از جریانهای معادل فقط بر روی همان طول محدود لبه انتگرالگیری می‌شود؛ که دامنه جریانهای معادل در طول لبه محدود و نیز لبه به طول بی‌نهایت یکسان فرض می‌شود. که در اینصورت میدان پراش در یک منطقه سوزان نیز دارای مقدار محدود خواهد بود.

اگر یک لبه به طول بی‌نهایت مانند شکل (۱۰-۳) داشته باشیم و فرض کنیم که میدان الکتریکی تابشی یک موج تخت در نقطه خاص $z=z'$ به صورت زیر می‌باشد:

$$\bar{E}^i(z') = E^i e^{-jkz' \cos \beta_0} \hat{e}^i \quad (3-22)$$

که در آن بردار واحد \hat{e}^i نمایانگر قطبش میدان الکتریکی تابشی می‌باشد و نیز با توجه به این قطبش می‌توان جریان معادل الکتریکی یا مغناطیسی و یا هر دو با ضرایب مشخص در نظر گرفت.



شکل (۳-۱۰): جریان معادل بر روی لبه

فرض کنیم جریان معادل الکتریکی (۳-۵۳) در طول لبه شکل (۳-۱۰) جاری است.

$$\bar{I}^e(z') = I^e(z') e^{-jkz' \cos \beta_0} \hat{e} \quad (3-53)$$

بردار پتانسیل مغناطیسی در نقطه مشاهده بر حسب جریان معادل الکتریکی رابطه (۳-۵۳) به

شکل (۳-۵۴) می باشد.

$$\bar{A}(\bar{r}) = \int_{-x}^x I^e(z') \frac{e^{-jks}}{4\pi s} dz' \quad (3-54)$$

که در آن S فاصله یک نقطه طول لبه از نقطه مشاهده می باشد.

که انتگرال (۳-۵۴) را می توان به کمک روشن فاز ساکن^(۱) و بصورت مجانبی حل کرد. با توجه

به اینکه میدان راه دور پراکنشی حاصل از بردار پتانسیل مغناطیسی به شکل (۳-۵۵) می باشد.

$$\bar{E}(\bar{r}) \approx -jkZ\bar{A} \quad (3-55)$$

که \bar{A} مؤلفه عرضی بردار \bar{A} می باشد، میدان الکتریکی پراکنشی حاصل از جریان الکتریکی

1- Stationary phase.

معادله به صورت (۳-۵۶) در می آید:

$$E_{\beta_0} = jkZ \sin \beta_0 Az \quad (3-56)$$

که در آن Z امپدانس محیط می باشد.

از طرفی دیگر مؤلفه $\hat{\beta}_0$ میدان پراکنشی را می توان با استفاده از روش UTD و به شکل (۳-۵۷) بدست آورد.

$$E_{\beta_0}^i = -E_{\beta_0}^i e^{-jkz's \cos \beta_0} D_s \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (3-57)$$

که در آن

$$E_{\beta_0}^i = \frac{\hat{e}^i \cdot \hat{e}}{\sin \beta_0} E^i \quad (3-58)$$

و D_s ضریب پراش نرم در نقطه مربوطه از لبه می باشد و نیز \hat{e} بردار جهت لبه می باشد. با معادل هم قرار دادن معادلات (۳-۵۶) و (۳-۵۷) جریان معادل الکتریکی به شکل (۳-۵۹) در می آید.

$$I^e(z') = \frac{-E_{\beta_0}^i(z')}{Z} \sqrt{\frac{8\pi}{K}} e^{-j\pi/4} D_s(z') \quad (3-59)$$

که در واقع برای هر نقطه ξ از طول لبه بصورت زیر می باشد:

$$\bar{I}^e(\xi) = I^e(\xi) \hat{e} \quad (3-60)$$

با دقت در رابطه (۳-۵۹) و با توجه به اینکه ضریب پراش D_s بستگی به زاویه مشاهده دارد. پس می بایست جریان معادل الکتریکی I^e به زاویه مشاهده وابسته باشد، در حالیکه می دانیم جریانهای فیزیکی مستقل از زاویه مشاهده می باشند، پس غیر فیزیکی بودن جریانهای معادل آشکار است.

با روشی کاملاً مشابه می توان رابطه ای برای جریانها معادل مغناطیسی یافت، بطوریکه

این جریان به شکل رابطه (۳-۶۱) می باشد.

$$I^m(\xi) = -\frac{[\hat{e}^i \cdot (\hat{e} \times \hat{s}^i)]}{\sin \beta_0} E^i(\xi) \sqrt{\frac{8\pi}{k}} e^{-j\pi^2} D_h(\xi) \quad (3-61)$$

و نیز

$$\bar{I}^m(\xi) = I^m(\xi) \hat{e} \quad (3-62)$$

بردارهای پتانسیل الکتریکی و مغناطیسی برای لبه با طول محدود l به شکل روابط (3-63) و (3-64) می‌باشد.

$$\bar{F}(\bar{r}) = \int_{-l/2}^{l/2} \bar{I}^m(r') \frac{e^{-jk(r-\hat{s} \cdot \bar{r}')}}{4\pi r} d_{r'} \quad (3-63)$$

$$\bar{A}(\bar{r}) = \int_{-l/2}^{l/2} \bar{I}^c(r') \frac{e^{-jk(r-\hat{s} \cdot \bar{r}')}}{4\pi r} d_{r'} \quad (3-64)$$

و نیز روابط (3-65) و (3-66) زیر میدانهای الکتریکی پراکنشی را به بردارهای پتانسیل الکتریکی و مغناطیسی مرتبط می‌کند.

$$\bar{E}_e = -jkza \left[\hat{e} - (\hat{e} \cdot \hat{s}) \hat{s} \right] \quad (3-65)$$

$$\bar{E}_m = -jkF (\hat{e} \times \hat{s}) \quad (3-66)$$

حال با جایگذاری (3-64) در (3-66) و (3-61) در (3-63) و با استفاده از روابط (3-65) و (3-66) و با توجه به اینکه میدان الکتریکی پراش کل به شکل مجموع دو میدان \bar{E}_e و \bar{E}_m می‌باشد، یعنی:

$$\bar{E} = \bar{E}_e + \bar{E}_m \quad (3-67)$$

خواهیم داشت:

$$\bar{E} = -jkl \sin C \left[\frac{kg l}{2} \right] \left\{ ZI^c \left[\hat{e} - (\hat{e} \cdot \hat{s}) \hat{s} \right] + I^m (\hat{e} \times \hat{s}) \right\} \frac{e^{-jkr}}{4\pi r} \quad (3-68)$$

و در آن

$$g = \hat{e} \cdot (\hat{s} - \hat{s}^i) \quad (3-69)$$

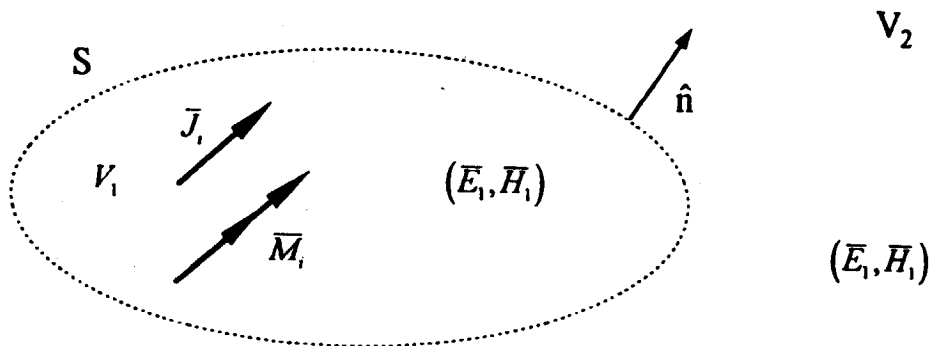
باید دقت داشت که رابطه (3-68) برای موج تابشی تخت و در شرایط میدان راه دور

و با فرض اینکه دامنه جریانهای معادل I^e و I^m در کل طول لبه ثابت هستند، استخراج شده است.

۳-۴) روش نور فیزیکی [۱۰۱]

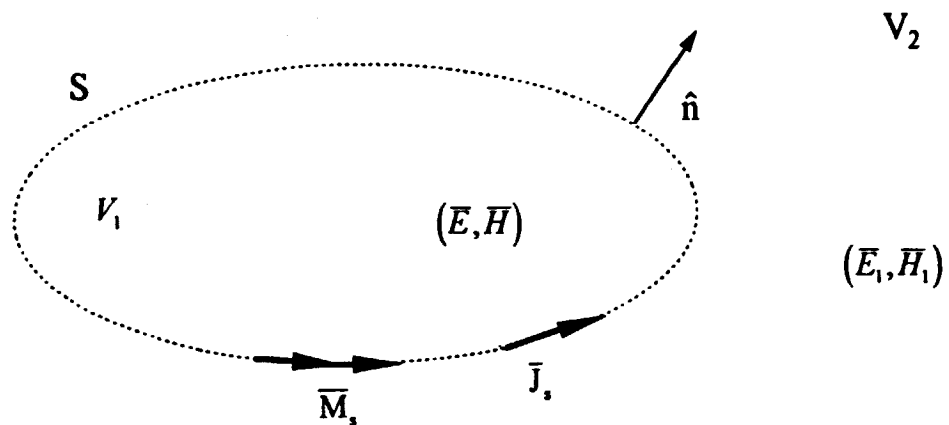
هنگامیکه یک موج بر یک جسم فلزی می‌تابد جریانهایی را بر سطح آن القاء می‌کند. روش نور فیزیکی بر اساس جریانهای سطحی معادل و قضیه تعادل سطحی در الکترومغناطیس استوار است.

شکل (۳-۱۱) را در نظر می‌گیریم که در آن \vec{J}_i و \vec{M}_i به ترتیب چگالی جریان الکتریکی و چگالی جریان مغناطیسی می‌باشند.



شکل (۳-۱۱): مولدهای \vec{J}_i و \vec{M}_i و سطح مجازی S

می‌خواهیم روشی بیابیم که میدان را در بیرون از یک سطح بسته به دست دهد، لذا مطابق شکل (۳-۱۱) سطح بسته S را در نظر می‌گیریم که شامل مولدهای \vec{J}_i و \vec{M}_i باشد. ناحیه داخل S را V_1 و ناحیه خارج از آن را V_2 می‌نامیم. حال برای راحتی حل مسئله خواهان مسئله معادلی مطابق شکل (۳-۱۲) می‌باشیم.



شکل (۳-۱۲): مسئله معادل و جریانهای سطحی

با توجه به شکل (۳-۱۲) چنانچه قرار باشد میدان‌ها در ناحیه V_2 همان (\bar{E}_1, \bar{H}_1) باشد و نیز در ناحیه V_1 این میدان به صورت (\bar{E}, \bar{H}) باشد، می‌بایستی جریانهای سطحی به شکل زیر وجود داشته باشد تا شرایط مرزی را برآورد سازد.

$$\bar{J}_s = \hat{n} \times (\bar{H}_1 - \bar{H}) \quad (۳-۷۰)$$

$$\bar{M}_s = -\hat{n} \times (\bar{E}_1 - \bar{E}) \quad (۳-۷۱)$$

حال در ناحیه V_2 می‌توان میدان‌ها را از معادله‌های زیر بدست آورد:

$$\nabla^2 \bar{A} + \beta^2 \bar{A} = -\mu \bar{J}_s \quad (۳-۷۲)$$

$$\nabla^2 \bar{F} + \beta^2 \bar{F} = -\epsilon \bar{M}_s \quad (۳-۷۳)$$

که در آنها \bar{A} و \bar{F} به ترتیب پتانسیل‌های برداری مغناطیسی و الکتریکی می‌باشند

$$\text{و نیز } \beta^2 = \omega^2 \mu \epsilon.$$

پس خواهیم داشت:

$$\bar{H}_A = \frac{1}{\mu} \nabla \times \bar{A} \quad (۳-۷۴)$$

$$\bar{E}_A = \frac{1}{j\omega\epsilon} \nabla \times \bar{H}_A \quad (۳-۷۵)$$

$$\bar{E}_F = -\frac{1}{\epsilon} \nabla \times \bar{F} \quad (3-76)$$

$$\bar{H}_F = -\frac{1}{j\omega\mu} \nabla \times \bar{E}_F \quad (3-77)$$

و بالاخره

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_A + \bar{E}_F \quad (3-78)$$

$$\bar{H}_1 = \bar{H}_A + \bar{H}_F \quad (3-79)$$

حال چنانچه حجم داخل S هادی الکتریکی باشد، در آنصورت میدانهای داخل S صفر می باشد، پس معادلات (3-70) و (3-71) به صورت زیر در می آیند.

$$\bar{J}_s = \hat{n} + \bar{H}_1 \quad (3-80)$$

$$\bar{M}_s = -\hat{n} + \bar{E}_1 \quad (3-81)$$

ولی از آنجائیکه مؤلفه مماسی میدان الکتریکی بر سطح هادی الکتریکی صفر است، پس معادله (3-81) معادل صفر می گردد.

$$\bar{M}_s = 0 \quad (3-82)$$

می دانیم که منظور از (\bar{E}_1, \bar{H}_1) میدانهای کل در محیط می باشند، یعنی:

$$\bar{H}_1 = \bar{H}^i = \bar{H}^i + \bar{H}^s \quad (3-83)$$

و نیز

$$\bar{J}_s = \hat{n} \times (\bar{H}^i + \bar{H}^s) \quad (3-84)$$

که در آن \bar{H}^i و \bar{H}^s به ترتیب میدان مغناطیسی تابشی و پراکنشی می باشند. اگر هادی را صفحهای بی نهایت در نظر بگیریم، مؤلفه های مماسی میدانهای مغناطیسی تابشی و پراکنشی با هم برابر و هم جهت می باشند، یعنی:

$$\hat{n} \times \bar{H}^i = \hat{n} \times \bar{H}^s \quad (3-85)$$

و بالاخره می توان (3-84) را به شکل زیر نوشت:

$$\bar{J}_s = 2\hat{n} \times \bar{H}^i \quad (3-86)$$

و از طرفی $\bar{M}_s = \bar{0}$ می باشد.

حال تقریبی که در روش نور فیزیکی موجود است، عبارت است از اینکه اگر صفحه هادی محدود باشد اما اندازه اش و همینطور شعاع خمیدگی های آن خیلی بزرگتر از طول موج باشد، جریان القایی بر آن به طور تقریبی همین مقدار خواهد بود. یعنی:

$$\bar{J}_{Po} = 2\hat{n} \times \bar{H}^i \quad (3-87)$$

که در آن زیرنویس PO نمایانگر این است که این جریان با روش نور فیزیکی به دست آمده است.

پس با استفاده از (3-83) و نیز معادلات (3-72) الی (3-79) می توان میدانهای پراکنشی را بدست آورد.

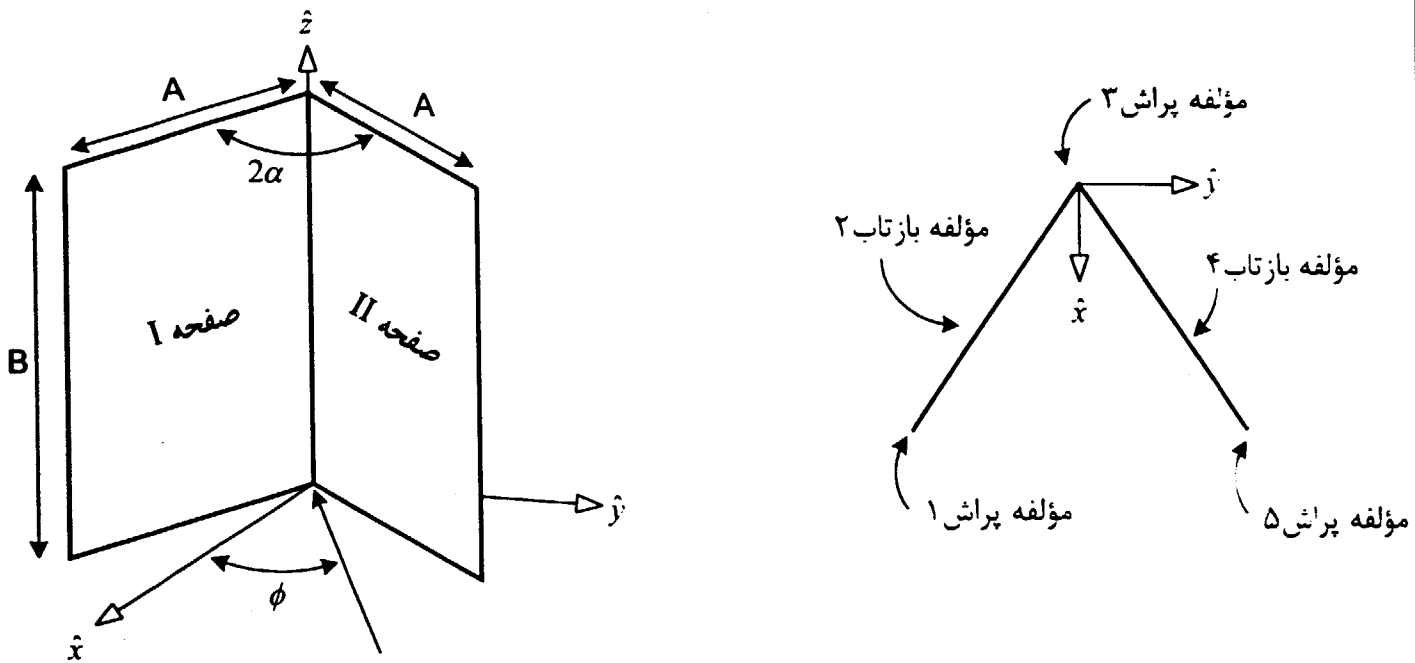
فصل ۴

تخمین RCS منعکس کننده

گوشه‌های دوجبهی

۴-۱ هندسه گوشه دووجهی

منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی از دو صفحه مستطیل شکل تشکیل شده است که فصل مشترک آنها یک لبه هر کدام از صفحات می‌باشد و با همدیگر یک زاویه داخلی برابر 2α می‌سازند. شکل (۴-۱) هندسه منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی را نشان می‌دهد.



شکل (۴-۱): هندسه منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی

برای منعکس کننده گوشه‌ای دووجهی فرض می‌کنیم که فصل مشترک دو صفحه در راستای محور Z دستگاه مختصات دکارتی باشد و نیز لبه‌های پائینی در صفحه X-Y قرار گرفته‌اند و ابعاد صفحات را به صورت $A \times B$ در نظر می‌گیریم و همانطور که در شکل (۴-۱) نشان داده شده آنها را به صورت صفحه I و صفحه II نام‌گذاری می‌کنیم و بازتاب از آنها را به ترتیب به عنوان مؤلفه‌های شماره ۲ و ۴ و نیز پراش‌ها را به عنوان مؤلفه‌های شماره ۱ و ۳ و ۵ در نظر می‌گیریم.

۲-۴) روش تنوری هندسی پراش برای تحلیل گوشه دووجهی

یکی از مرسوم‌ترین روشهای مجانبی فرکانس بالا که برای محاسبه میدانهای پراکنشی بکار می‌رود، روش ترکیبی نور هندسی - تنوری هندسی پراش است، به ویژه نوع یکنواخت تنوری هندسی پراش^(۱) که برخی کاستی‌های نوع قبلی را ندارد. ما نیز برای تخمین سطح مقطع راداری گوشه دووجهی از این روش استفاده می‌کنیم؛ زیرا استفاده از این روش علاوه بر دقت لازم، بخاطر اینکه امکان مشخص کردن مؤلفه‌های مختلف پس پراکنش را بطور مجزا فراهم می‌کند دید خوبی نسبت به مؤلفه‌های مختلف تشکیل دهنده میدان پراکنشی کل ارائه می‌دهد و دیگر اینکه این روش شامل توابعی است که قابل استفاده برای تحلیل عددی در سیستمهای رایانهای می‌باشد و حل آن در مقایسه با حل دقیق و پیچیده مسئله، ساده‌تر می‌باشد.

با توجه به شکل منعکس‌کننده گوشه‌ای دووجهی که شامل دو سطح صفحه‌ای و چند لبه می‌باشد. در میدان پراکنشی کل حاصل از آن دو عامل مهم عبارتند از بازتاب از سطوح و پراش از لبه‌ها، که خوشبختانه روش تنوری هندسی پراش برای هر دو عامل فوق راه حل ارائه می‌دهد.

ما در این فصل می‌خواهیم سطح مقطع راداری تک هنگام حاصل از گوشه دووجهی را برای کل صفحه افقی یعنی برای محدوده $0^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$ محاسبه کنیم. سطح مقطع راداری را برای هر دو نوع قطبش عمودی (نرم) و افقی (سخت) تعیین خواهد شد، بطوریکه در حالت قطبش نرم میدانهای الکتریکی تابشی و پراکنشی که به موازات محور Z می‌باشد در محاسبه در نظر گرفته می‌شود در حالیکه در حالت قطبش سخت میدانهای الکتریکی تابشی و پراکنشی که عمود بر محور Z می‌باشد، در محاسبات لحاظ می‌گردد.

برای محاسبه سطح مقطع راداری حاصل از گوشه دووجهی با توجه به تقارنی که در این

1- Uniform Geometrical Theory of Diffraction.

نوع ساختار وجود دارد و برای راحتی کار محاسبات، بدون اینکه از دقت راه حل کاسته شود می‌توان مسئله اصلی سه‌بعدی را به صورت یک مسئله دوبعدی در آورد، یعنی فرض کرد که طول یک‌بعد منعکس‌کننده تا بی‌نهایت ادامه دارد و از آنجا سطح مقطع راداری دوبعدی و یا به عبارتی سطح مقطع راداری بر واحد طول محاسبه کرد، که حال با داشتن سطح مقطع راداری بر واحد طول، به راحتی می‌توان سطح مقطع راداری سه‌بعدی مربوط به مسئله اصلی (یعنی منعکس‌کننده سه‌بعدی)، را بدست آورد که این کار با استفاده از فرمول معروف زیر که در موارد متعددی از آن بکار گرفته شده است [۸ و ۱۶]، قابل انجام خواهد بود.

$$\sigma^{3D} = \frac{8L^2}{\lambda} \sigma^{2D} \quad (4-1)$$

که در آن منظور از σ^{3D} همان سطح مقطع راداری سه‌بعدی یا سطح مقطع راداری مسئله اصلی است که در پی یافتن آن هستیم، σ^{2D} سطح مقطع راداری دوبعدی مسئله مدل می‌باشد، L عبارت است از طول واقعی بعدی از جسم که در مسئله مدل به بی‌نهایت میل داده شده، و بالاخره λ طول موج در فضای آزاد است.

برای مسئله مدل دوبعدی فرض می‌شود که میدان تابشی بصورت موج استوانه‌ای بر منعکس‌کننده می‌تابد.

میدانهای بازتابی حاصل از سطوح موجود در منعکس‌کننده را می‌توان مطابق رابطه (۲۵-۳) که در فصل سوم برای روش نور هندسی گفته شد و نیز به کمک تئوری تصویر^(۱) بدست آورد که می‌بایست مکان تصویرها را بصورت هندسی پیدا کرد و از روی آنها میدانهای بازتابی را محاسبه کرد. برای موج استوانه‌ای با استفاده از روش نور هندسی میدانهای الکتریکی و مغناطیسی حاصل از یک منبع و یا تصویر یک منبع را می‌توان به صورت معادلات (۲-۴) و (۳-۴) نوشت.

برای قطبش عمودی :

$$\bar{E} = -\hat{z} E_o \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4-2)$$

برای قطبش افقی:

$$\bar{H} = \hat{z} H_o \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4-3)$$

در رابطه (4-2) علامت (-) همان ضریب بازتاب می باشد زیرا همانطور که در رابطه (3-21) دیدیم ضریب بازتاب برای قطبش عمودی یا نرم (-1) است و نیز این ضریب بازتاب برای قطبش افقی یا سخت برابر (+1) می باشد.

در روابط (4-2) و (4-3) منظور از s مسافت مابین نقطه تصویر منبع بوجود آورنده بازتاب و نقطه مشاهده میدان پراکنشی است. پس دامنه و فاز موج بازتابی به مسافتی که موج بین نقاط پراکنشی (منظور نقاط تصویر منبع و نقطه مشاهده میدان پراکنشی است) می پیماید بستگی دارد. حال اگر در مختصات استوانه‌ای دو نقطه P_a و P_b بصورت رابطه (4-4) باشد. مسافتی که موج بین این دو نقطه طی می کند را می توان به صورت رابطه (4-5) نوشت.

$$\begin{cases} P_a = (\rho_a, \phi_a, z) \\ P_b = (\rho_b, \phi_b, z_b) \end{cases} \quad (4-4)$$

$$s = \left[\rho_a^2 + \rho_b^2 - 2\rho_a\rho_b \cos(\phi_a - \phi_b) + (z_a - z_b)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4-5)$$

که در حالت تحلیل دوبعدی متغیرهای z_a و z_b معادل صفر می باشند.

طبق تئوری تصویر شرط اینکه یک بازتاب خاص به ازای یک زاویه مشاهده وجود داشته باشد این است که اشعای که از نقطه تصویر یک منبع به سمت نقطه مشاهده منتشر می شود از سطح صفحه بازتاب کننده بگذرد. حال چنانچه مختصات نقطه شروع اشعه در دستگاه مختصات دکارتی بصورت (x_a, y_a) باشد و نیز مختصات مربوط به نقطه اختتام اشعه در دستگاه مختصات دکارتی بصورت (x_b, y_b) باشد، آنگاه معادله (4-6) مسیر اشعه مزبور بین

آن دو نقطه را توصیف می کند:

$$y = \left[\frac{y_b - y_a}{x_b - x_a} \right] x + \left[\frac{y_a x_b - y_b x_a}{x_b - x_a} \right] \quad (4-6)$$

حال یک نقطه (x, y) که بر روی سطح صفحه بازتاب کننده قرار دارد، را در نظر بگیریم، این نقطه را در مختصات استوانه‌ای به صورت (ρ, ϕ) نشان می دهیم که ϕ زاویه صفحه بازتاب کننده در دستگاه مختصات استوانه‌ای می باشد و ρ مسافت شعاعی مابین نقطه محل تلاقی اشعه با صفحه بازتاب کننده و مبدأ مختصات است که با توجه به رابطه (4-6) می توان نوشت:

$$\rho = \frac{y_b x_a - y_a x_b}{(y_b - y_a) \cos \phi - (x_b - x_a) \sin \phi} \quad (4-7)$$

حال فقط چنانچه $0 < \rho < A$ باشد، بازتاب خاص مورد نظر وجود خواهد داشت منظور از A پهنای صفحات منعکس کننده دوجوهی می باشد. می دانیم به ازای نقاطی که در رابطه (4-8) صدق کند معادله (4-7) جواب نخواهد داشت:

$$\tan \phi = \frac{y_b - y_a}{x_b - x_a} \quad (4-8)$$

پس برای چنین نقاطی، بازتاب وجود ندارد، در ضمن زاویه ϕ برای صفحه I برابر $2\pi - \alpha$ و برای صفحه II برابر α می باشد.

برای محاسبه میدان پراش حاصل از لبه های منعکس کننده گوشه ای دوجوهی از روابط روش تئوری هندسی پراش (3-36) الی (3-50) که در فصل سوم بطور مفصل ذکر گردید، استفاده می شود یعنی میدان پراش حاصل از یک لبه مستقیم را بصورت حاصل ضرب ضریب پراش در فاکتور تضعیف فضایی بدست می آوریم.

چنانچه موج تابشی استوانه‌ای باشد، میدانهای پراش برای قطبشهای عمودی و افقی را

می توان به صورت روابط (۴-۹) و (۴-۱۰) نوشت:

$$\bar{E}^d = \hat{z} E_o \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s'}} D_s (L, \Psi, \Psi_o, n) \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4-9)$$

$$\bar{E}^d = \hat{z} H_o \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s'}} D_h (L, \Psi, \Psi_o, n) \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (4-10)$$

باید توجه کرد که میدانهای فوق برای مسئله مدل دوبعدی می باشد که با گذاشتن $\beta_o' = 90^\circ$ در روابط ضرایب پراش موجود در فصل سوم بدست آمده است و در این روابط n پارامتر زاویه بین دو سطح مختلف مانند شکل (۳-۷) است که فصل مشترکشان تشکیل لبه مورد بحث را می دهد و زاویه مزبور بصورت $(2-n)\pi$ می باشد و نیز پارامتر L به صورت زیر در نظر گرفته می شود:

$$L = \frac{ss'}{s+s'} \quad (4-11)$$

که در روابط فوق منظور از s' مسافتی است مابین منبع و لبه پراش کننده و نیز s عبارت است از مسافت بین لبه پراش کننده و نقطه مشاهده میدان پراکنشی.

همچنین در روابط (۴-۹) و (۴-۱۰) منظور از پارامترهای Ψ و Ψ_o همان زوایای پراش می باشد که در فصل سوم به ترتیب به صورت ϕ و ϕ' نشان دادیم ولی در اینجا برای تمایز نسبت به زاویه ϕ در مختصات قطبی، به این صورت نشان داده ایم. که ضرایب پراش نرم و سخت به شدت تحت تأثیر انتخاب مقدار صحیح این زوایای پراش قرار دارند، بطوریکه تغییر اندکی در این زوایا باعث تغییرات شدیدی در ضرایب مزبور می گردد. لذا باید دقت کافی برای تعیین مقدار صحیح این زوایا و نیز اینکه در کدام یک از ربع های چهارگانه قرار گرفته است، مبذول داشت.

حال چنانچه فرض کنیم که موقعیت لبه شماره i در مختصات دکارتی

بصورت $(x_i$ و $y_i)$ باشد و نیز موقعیت نقاط منبع و مشاهده میدان پراش از این لبه را به ترتیب به صورت $(x_a$ و $y_a)$ و $(x_b$ و $y_b)$ در دستگاه مختصات دکارتی داشته باشیم می توان زوایای پراش Ψ و Ψ_0 را برای لبه های مختلف به صورت زیر پیدا کرد:

الف) برای لبه شماره ۱:

$$\Psi_{o1} = \pi + \alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_a - y_1}{x_a - x_1} \right] \quad (4-12)$$

$$\Psi_1 = \pi + \alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_b - y_1}{x_b - x_1} \right] \quad (4-13)$$

ب) برای لبه شماره ۳:

ب-۱) در حالت گوشه داخلی

$$\Psi_{o3i} = \alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_a - y_3}{x_a - x_3} \right] \quad (4-14)$$

$$\Psi_{3i} = \alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_b - y_3}{x_b - x_3} \right] \quad (4-15)$$

ب-۲) در حالت گوشه بیرونی

$$\Psi_{o3e} = -\alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_a - y_3}{x_a - x_3} \right] \quad (4-16)$$

$$\Psi_{3e} = -\alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_b - y_3}{x_b - x_3} \right] \quad (4-17)$$

ج) برای لبه شماره ۵:

$$\Psi_{o5} = -\alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_a - y_5}{x_a - x_5} \right] \quad (4-18)$$

$$\Psi_5 = -\alpha + \tan^{-1} \left[\frac{y_b - y_5}{x_b - x_5} \right] \quad (4-19)$$

حال چنانچه بخواهیم بازتاب یا پراش مراتب بالاتر و نیز ترکیب بازتاب از یک سطح و سپس پراش از یک لبه و یا برعکس را محاسبه کنیم، می بایست تدابیری برای مکان نقاط،

تصویر و همینطور ملاحظاتی در روابط (۴-۸) و (۴-۹) و نیز شرایطی برای قابل رؤیت بودن یک لبه و یا یک سطح، در نظر گرفت. بطوریکه برای هر دنباله بازتاب - پراش که با یک بازتاب شروع می‌شود و یا به یک بازتاب خاتمه می‌یابد، سطح بازتاب‌کننده می‌بایست به ترتیب از دید منبع و نقطه مشاهده میدان پراکنشی قابل رؤیت باشد. در حالت سطح مقطع راداری تک هنگام سطح مزبور در زاویه‌های خاصی ممکن است بطور کامل قابل رؤیت باشد در حالیکه در زوایای دیگری اصلاً قابل رؤیت نباشد و یا قسمتی از آن قابل رؤیت باشد.

با توجه به هندسه مسئله و دستگاه مختصات مربوطه برای بازتاب از صفحه I در

شکل (۴-۱) شرایط زیر حاکم است:

الف) برای محدوده‌های $0 < \phi < \alpha$ یا $2\pi < \phi < \pi - \alpha$ کل سطح صفحه I قابل رؤیت می‌باشد.

ب) برای محدوده زاویه‌ای $\phi < \pi - \alpha < \cos^{-1} [ACos(\alpha)/R]$ سطح صفحه I اصلاً قابل رؤیت نمی‌باشد. که در آن R فاصله نقطه مشاهده از مبدأ مختصات می‌باشد.

ج) در خارج از محدوده‌های گفته شده در بندهای الف و ب فقط قسمتی از سطح صفحه I قابل رؤیت می‌باشد، که اگر فاصله شعاعی مبدأ مختصات را تا هر نقطه روی سطح صفحه بازتاب I را به صورت ρ_1 نشان دهیم. قسمت قابل رؤیت صفحه I به صورت زیر مشخص می‌شود:

$$A \frac{\sin(\phi - \alpha)}{\sin(\phi + \alpha)} \leq \rho_1 \leq A \quad (۴-۲۰)$$

بطور مشابه برای بازتاب از صفحه II در شکل (۴-۱) شرایط زیر را داریم:

الف) برای محدوده‌های $0 < \phi < \pi + \alpha$ یا $2\pi < \phi < 2\pi - \alpha$ کل سطح صفحه II قابل رؤیت می‌باشد.

ب) برای محدوده زاویه‌ای $\pi + \alpha < \phi < 2\pi - \cos^{-1} [ACos(\alpha)/R]$ سطح صفحه III اصلاً قابل رؤیت نمی‌باشد. که در آن R فاصله نقطه مشاهده از مبدأ مختصات می‌باشد.

ج) در خارج از محدوده‌های گفته شده در بندهای الف و ب فقط قسمتی از سطح صفحه II قابل رؤیت می‌باشد. که اگر فاصله شعاعی مبدأ مختصات را تا هر نقطه روی سطح صفحه بازتاب II را به صورت ρ_2 نشان دهیم، قسمت قابل رؤیت صفحه II به صورت زیر مشخص می‌شود:

$$A \frac{\sin(\phi + \alpha)}{\sin(\phi - \alpha)} \leq \rho_2 \leq A \quad (4-121)$$

برای هر دنباله پراش - بازتاب که با یک پراش از لبه شروع می‌شود و یا به یک پراش از لبه خاتمه می‌یابد نیز می‌بایست لبه پراش‌کننده به ترتیب از دید منبع و نقطه مشاهده میدان پراکنشی قابل رؤیت باشد. که برای منعکس‌کننده گوشه‌ای دووجهی و برای لبه‌های سه‌گانه آن حالت‌های زیر را خواهیم داشت:

الف) لبه شماره ۱ فقط در محدوده‌های زیر قابل رؤیت می‌باشد:

$$0 < \phi < \cos^{-1} \left[\frac{A \cos(\alpha)}{R} \right] \quad \text{یا} \quad \pi - \alpha < \phi < 2\pi \quad (4-22)$$

که در آن R فاصله نقطه مشاهده از مبدأ مختصات می‌باشد.

ب) لبه شماره ۳ را می‌توان به دو صورت مختلف در نظر گرفت یکی وقتی که گوشه داخلی (یعنی روبروی شکل (۴-۱)) مورد نظر باشد و دیگری هنگامی است که گوشه بیرونی (یعنی پشت شکل (۴-۱)) مورد نظر باشد. که برای هر کدام از دو حالت فوق محدوده‌های قابل رؤیت به صورت زیر می‌باشند:

$$0 < \phi < \alpha \quad \text{یا} \quad 2\pi - \alpha < \phi < 2\pi \quad (4-23)$$

ب-۲) برای گوشه خارجی

$$\alpha < \phi < 2\pi - \alpha$$

(۴-۲۴)

ج) لبه شماره ۱ فقط در محدوده‌های زیر قابل رؤیت می‌باشد:

$$0 < \phi < \pi + \alpha \quad \text{یا} \quad 2\pi - \text{Cos}^{-1} \left[\frac{AC \text{Cos}(\alpha)}{R} \right] < \phi < 2\pi \quad (۴-۲۵)$$

برای محاسبه میدان‌های بازتاب و پراش مراتب بالاتر و دنباله‌های بازتاب - پراش نیز می‌توان با استفاده از روابط مرتبه اول، روابط جدیدی را استخراج کرد. بطوریکه برای محاسبه بازتاب‌های چندگانه و برای قطبش‌های عمودی و افقی می‌توان از روابط زیر بهره جست:

$$\bar{E} = \pm \hat{z} E_o \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (۴-۲۶)$$

$$\bar{H} = \hat{z} H_o \frac{e^{-jks}}{\sqrt{s}} \quad (۴-۲۷)$$

که در رابطه (۴-۱۸) علامت (+) برای تعداد بازتاب زوج و علامت (-) برای تعداد بازتاب فرد بکار می‌رود.

برای محاسبه پراش‌های چندگانه و برای قطبش‌های عمودی و افقی می‌توان روابطی

مانند روابط (۴-۹) و (۴-۱۰) بصورت زیر بدست آورد:

$$\bar{E} = \hat{z} E_o \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s'}} \prod_{i=1}^N D_s (L_i, \Psi_i, \Psi_{oi}, n_i) \frac{e^{-jks_i}}{\sqrt{s_i}} \quad (۴-۲۸)$$

$$\bar{H} = \hat{z} H_o \frac{e^{-jks'}}{\sqrt{s'}} \prod_{i=1}^N D_h (L_i, \Psi_i, \Psi_{oi}, n_i) \frac{e^{-jks_i}}{\sqrt{s_i}} \quad (۴-۲۹)$$

که در روابط فوق N تعداد پراش‌ها می‌باشد.

برای محاسبه میدانهای حاصل از دنباله‌های بازتاب - پراش نیز می‌توان از روابط

(۴-۲۸) و (۴-۲۹) بهره گرفت، با این توصیف که برای هر بازتاب تصویر متناسب با خودش را در

نظر بگیریم و نکته دیگر اینکه رابطه (۴-۲۸) را در $(-1)^{N_r}$ ضرب کنیم که منظور از N_r تعداد

بازتاب‌ها می‌باشد.

۳-۴) محاسبه RCS گوشه دووجهی

برای محاسبه سطح مقطع راداری گوشه دووجهی از روش تئوری تصویر بطور مکرر استفاده می‌کنیم. در سیستم مختصات استوانه که در شکل (۴-۱) نشان داده شده است، منبع و تمامی تصویرهای مربوط به آن برای گوشه دووجهی در صفحه X-Y واقع می‌شوند. فرض می‌کنیم که فاصله منبع تا مبدأ مختصات برابر R باشد و A نشانگر پهنای هر کدام از صفحات بازتاب می‌باشد.

حال موقعیت هر کدام از نقاط منبع، تصویرها و نقاط پراش در مختصات استوانه‌ای به

شکل (ρ, ϕ) عبارتند از:

الف) موقعیت منبع: $P = (R, \phi)$

ب) نقطه پراش روی لبه شماره (۱): $P_1 = (A, 2\pi - \alpha)$

ج) نقطه پراش روی لبه شماره (۳): $P_3 = (0, 0)$

د) نقطه پراش روی لبه شماره (۵): $P_5 = (A, \alpha)$

ه) تصویر منبع نسبت به سطح بازتاب شماره (۲): $P_2 = (R, 2\pi - 2\alpha - \phi)$

و) تصویر منبع نسبت به سطح بازتاب شماره (۴): $P_4 = (R, 2\alpha - \phi)$

ز) تصویر P_2 نسبت به سطح بازتاب شماره (۴): $P_{24} = (R, 4\alpha + \phi - 2\pi)$

ح) تصویر P_4 نسبت به سطح بازتاب شماره (۲): $P_{42} = (R, 2\pi - 4\alpha + \phi)$

ط) تصویر P_1 نسبت به سطح بازتاب شماره (۴): $P_{14} = (A, 3\alpha)$

ی) تصویر P_5 نسبت به سطح بازتاب شماره (۲): $P_{52} = (A, 2\pi - 3\alpha)$

ما برای محاسبه سطح مقطع راداری منعکس‌کننده گوشه‌ای دووجهی همه مؤلفه‌های بازتاب و پراش را تا مرتبه دوم در نظر می‌گیریم و از مؤلفه‌های مراتب بالاتر بخاطر اینکه برای گوشه‌های با زاویه داخلی قائمه و منفرجه تأثیر خیلی ناچیزی دارند، صرف‌نظر می‌کنیم. برای انجام این کار می‌بایست روشی برای نامگذاری کلیه مؤلفه‌های مختلف پراکنشی هم از نوع

بازتابش و هم از نوع پراش. در نظر گرفت. به همین منظور به هر کدام از پراش از لبه‌ها و بازتاب از سطوح یک شماره اختصاص یافته است. همانطور که شکل (۱-۴) نشان می‌دهد، این شماره گذاری‌ها عبارتند از:

- 1 : پراش از لبه بیرونی صفحه I
- 2 : بازتاب از سطح صفحه I
- 3 : پراش از لبه فصل مشترک صفحات I و II
- 4 : بازتاب از سطح صفحه II
- 5 : پراش از لبه بیرونی صفحه II

با شماره گذاری فوق می‌توان به هر مؤلفه ممکن از میدان پراکنشی یک عدد منحصر به فرد نسبت داد بطوریکه ترتیب بازتاب و پراش را نیز مشخص می‌کند. در ضمن ما هر کدام از این مؤلفه‌ها را به صورت یک حرف C (که منظور مؤلفه^(۱) می‌باشد) و عدد مربوط به مؤلفه نشان می‌دهیم. در این نوع نشان دادن ترتیب ارقام نشانگر ترتیب رخ دادن بازتاب و یا پراش می‌باشد. به عنوان مثال C25 بیان‌کننده مؤلفه میدان پراکنشی است که موج تابشی ابتدا از سطح شماره ۲ بازتاب شده و پس از آن پراش از لبه شماره ۵ صورت گرفته است و به سمت نقطه مشاهده گسیل داده شده است.

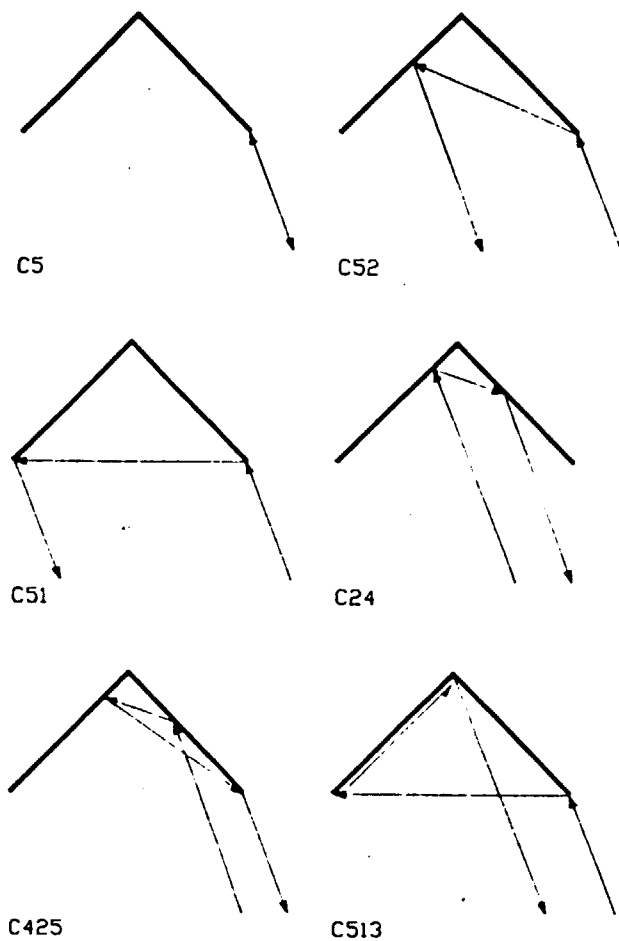
با روش نام‌گذاری که شرح داده شد، میدان پس پراکنشی کل از جمع برداری کلید مؤلفه‌ها بدست می‌آید. که مؤلفه‌های مزبور که تا بازتاب و پراش مرتبه دوم در نظر گرفته شده است به صورت زیر می‌باشند:

الف) مؤلفه‌های بازتاب مرتبه اول: C4 و C2

ب) مؤلفه‌های پراش مرتبه اول: C5 و C3 و C1

ج) مؤلفه‌های بازتاب مرتبه دوم: C42 و C24

د) مؤلفه‌های شامل یک بازتاب و یک پراش: C52 و C25 و C41 و C14
 ه) مؤلفه‌های پراش مرتبه دوم: C51 و C15 و C35 و C31 و C13
 شکل (۲-۴) برخی از این مؤلفه‌های پراکنشی را نشان می‌دهد.



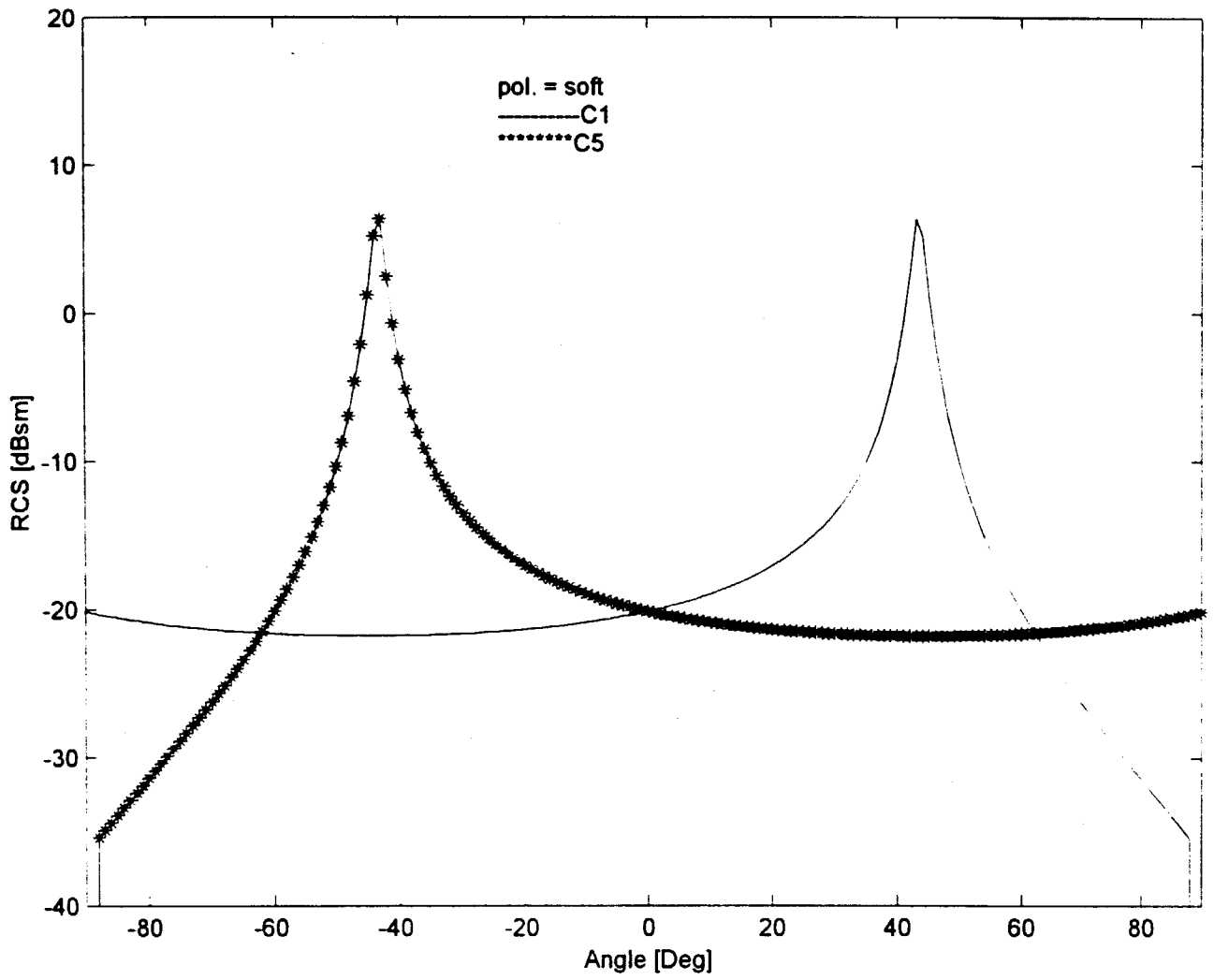
شکل (۲-۴): مثالهایی از میدان پس پراکنشی حاصل از روش تئوری هندسی پراش

کلیه این مؤلفه‌ها در محاسبه سطح مقطع راداری برای منعکس‌کننده گوشه‌ای دووجهی در نظر گرفته شده است. که با این ترتیب یک تحلیل بازتاب - پراش مرتبه دوم کامل صورت گرفته است. البته برخی از مؤلفه‌های ذکر شده فوق بخاطر ترتیب شماره‌ها، معادل هم هستند.

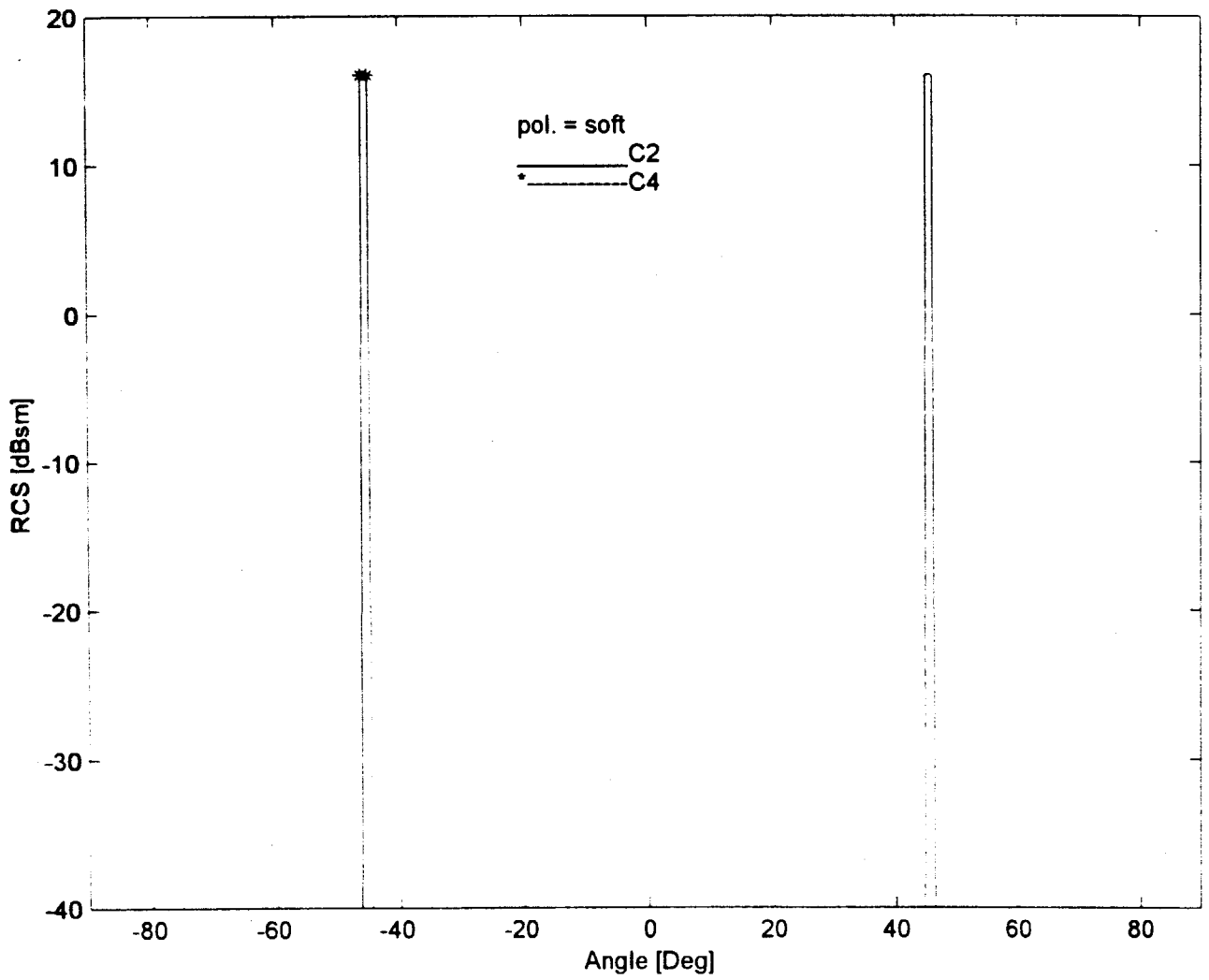
مثلاً مؤلفه‌های C24 و C42 با هم و یا مؤلفه‌های C52 و C25 با همدیگر معادل هستند.

برای محاسبه عددی و شبیه‌سازی رایانه‌ای همانطور که در بیوست توضیح داده شده است در محیط Matlab برنامه‌هایی نوشته شده که همه مؤلفه‌های فوق را محاسبه می‌کند و از آنجا سطح مقطع راداری کل گوشه دووجهی برای زوایای داخلی 2α مختلف و برای هر دو نوع قطبش عمودی و افقی و صفحات با ابعاد مختلف بدست می‌دهد.

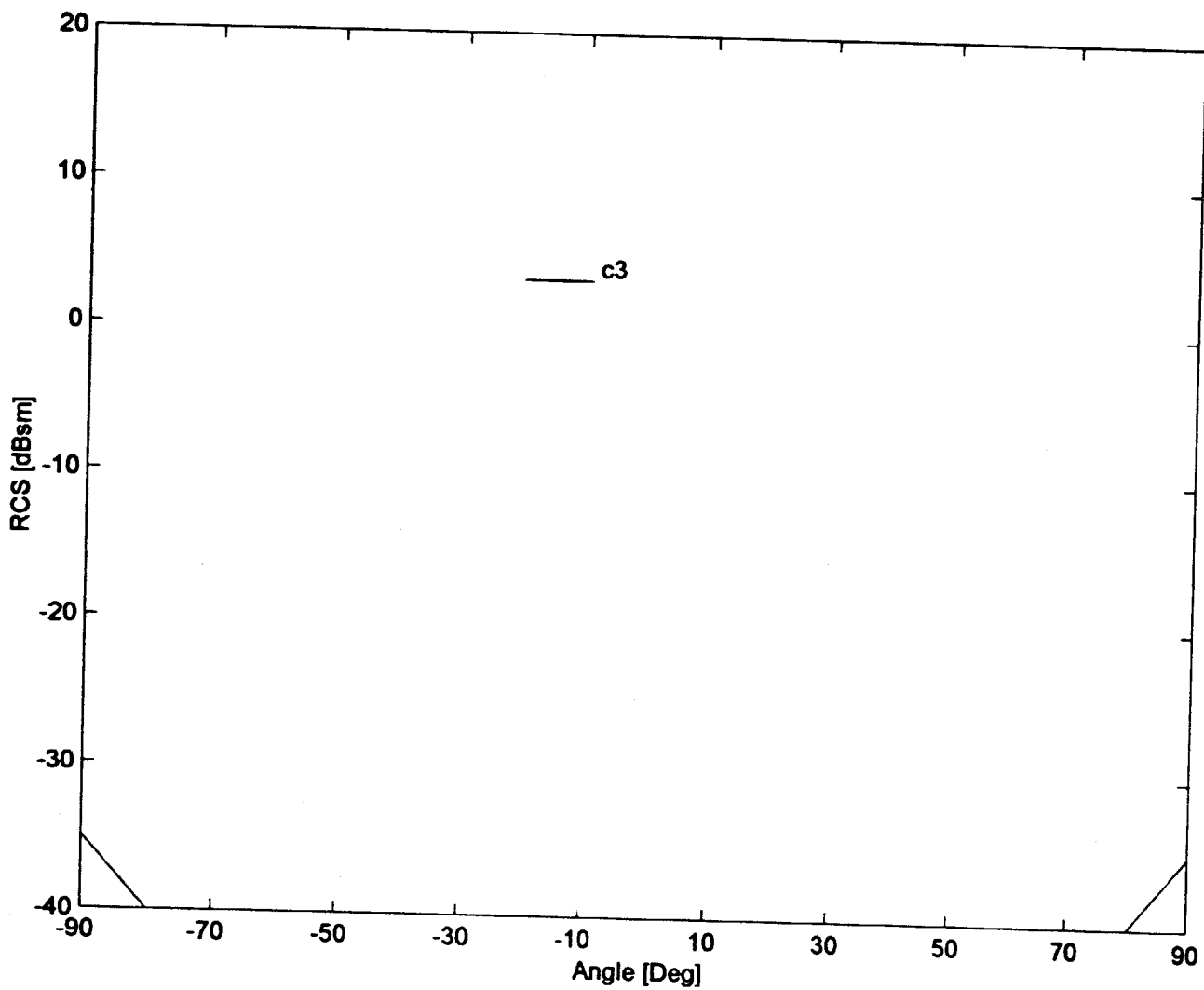
شکل‌های (۴-۳) الی (۴-۹) مؤلفه‌های مختلف سطح مقطع راداری برای قطبش عمودی را برای گوشه دووجهی با زاویه داخلی $2\alpha=90^\circ$ و برای فرکانس کار $f=9.4\text{GHz}$ و به ازای صفحات منعکس‌کننده مربع شکل به ابعاد $A=B=6\lambda$ و نیز با فرض $R=200\lambda$ را نشان می‌دهد. گوشه با زاویه داخلی $2\alpha=90^\circ$ را گوشه قائم می‌نامیم.



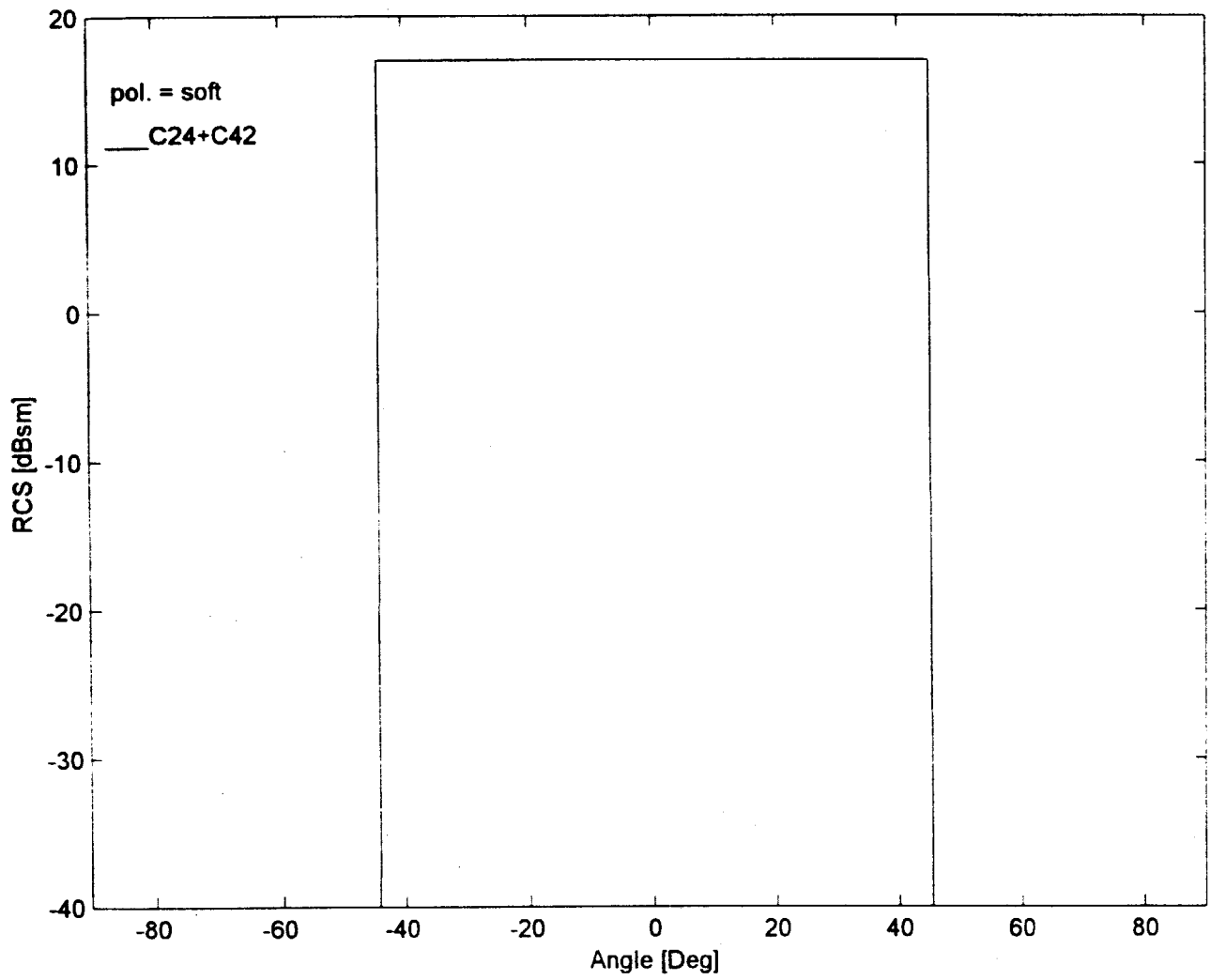
شکل (۴-۲): مؤلفه‌های C1 و C5 برای گوشه قائم - قطبش عمودی



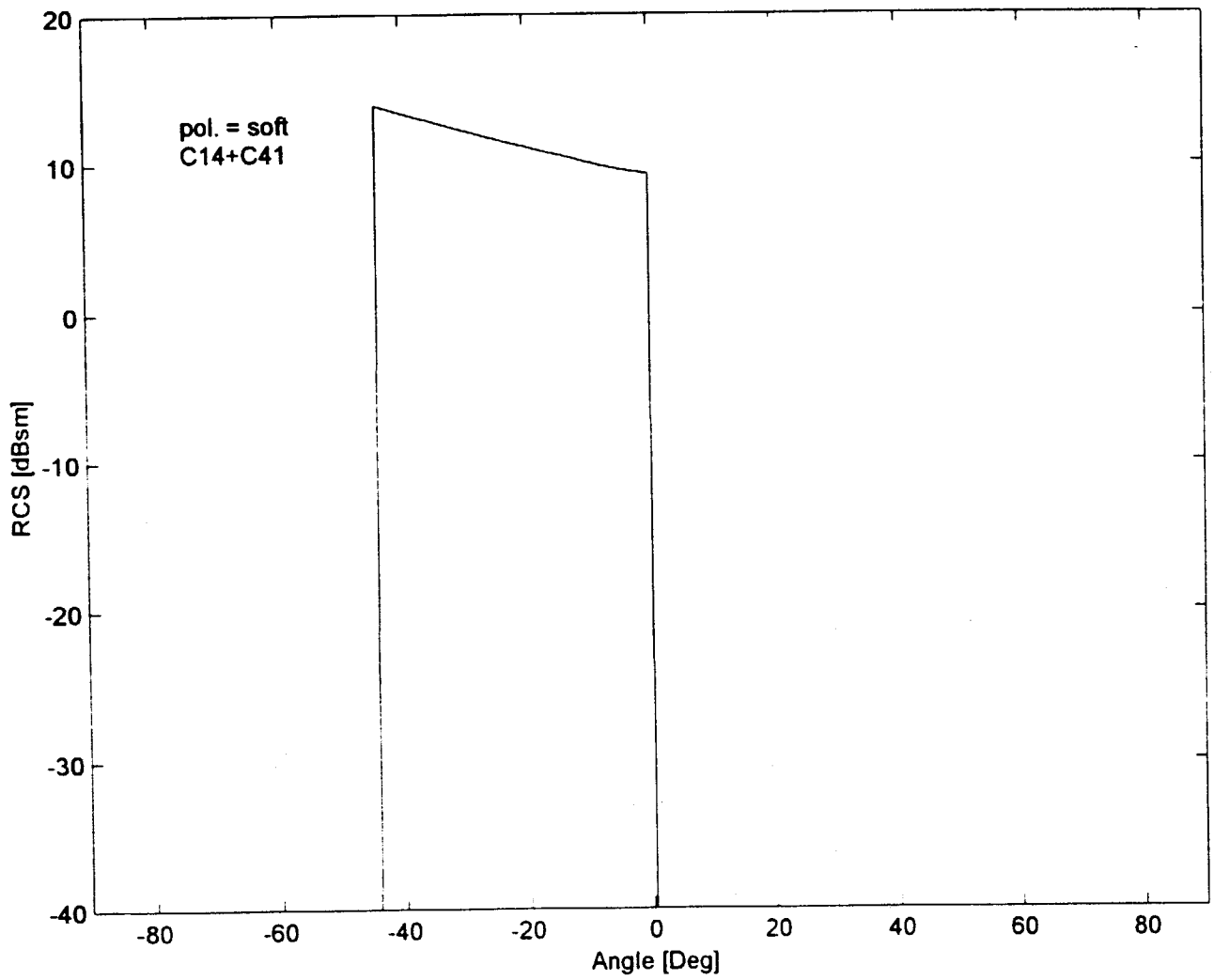
شکل (۴-۴): مؤلفه‌های C2 و C4 برای گوشه قائم - قطبش عمودی



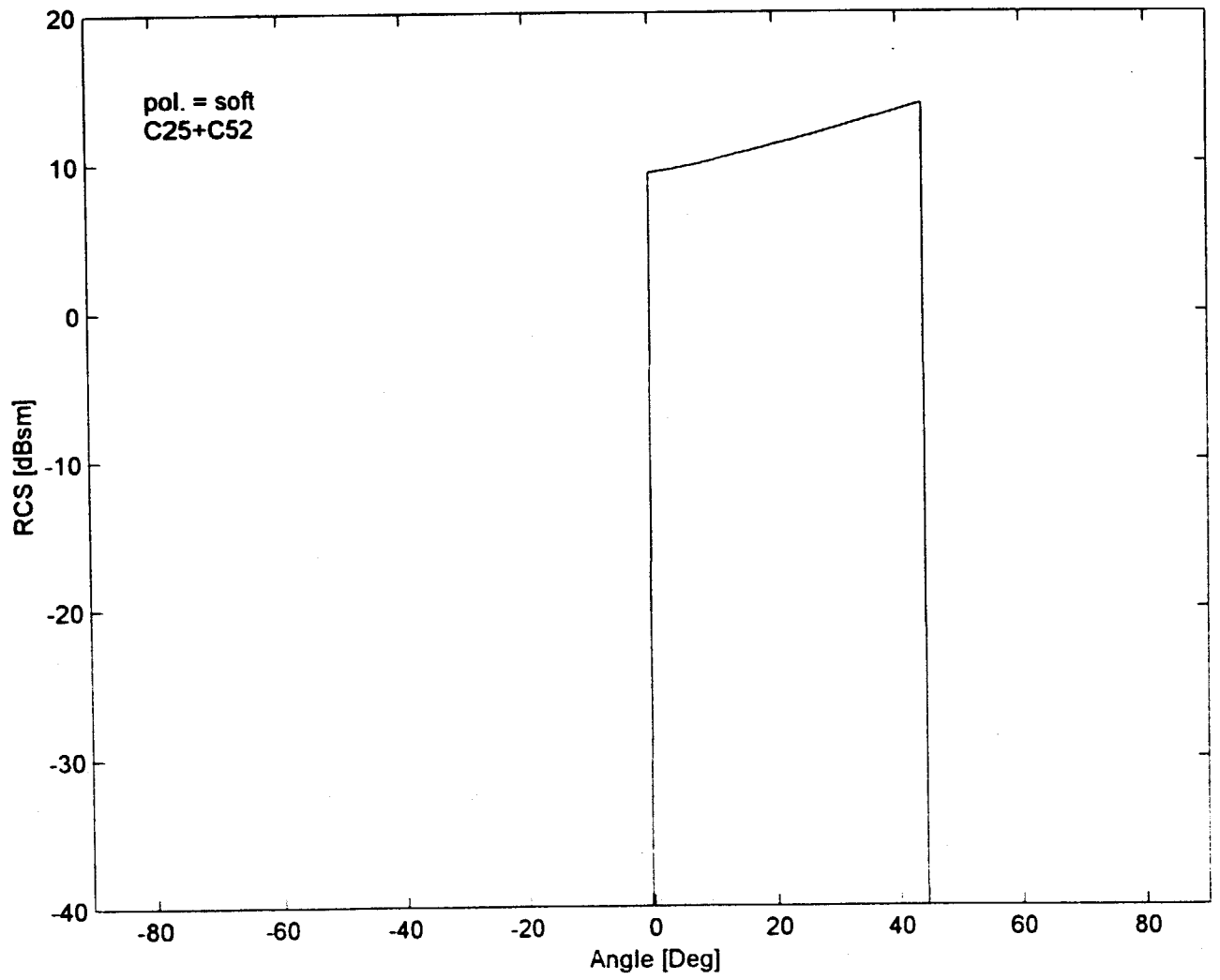
شکل (۴-۵): مؤلفه C3 برای گوشه قائم - قطبش عمودی



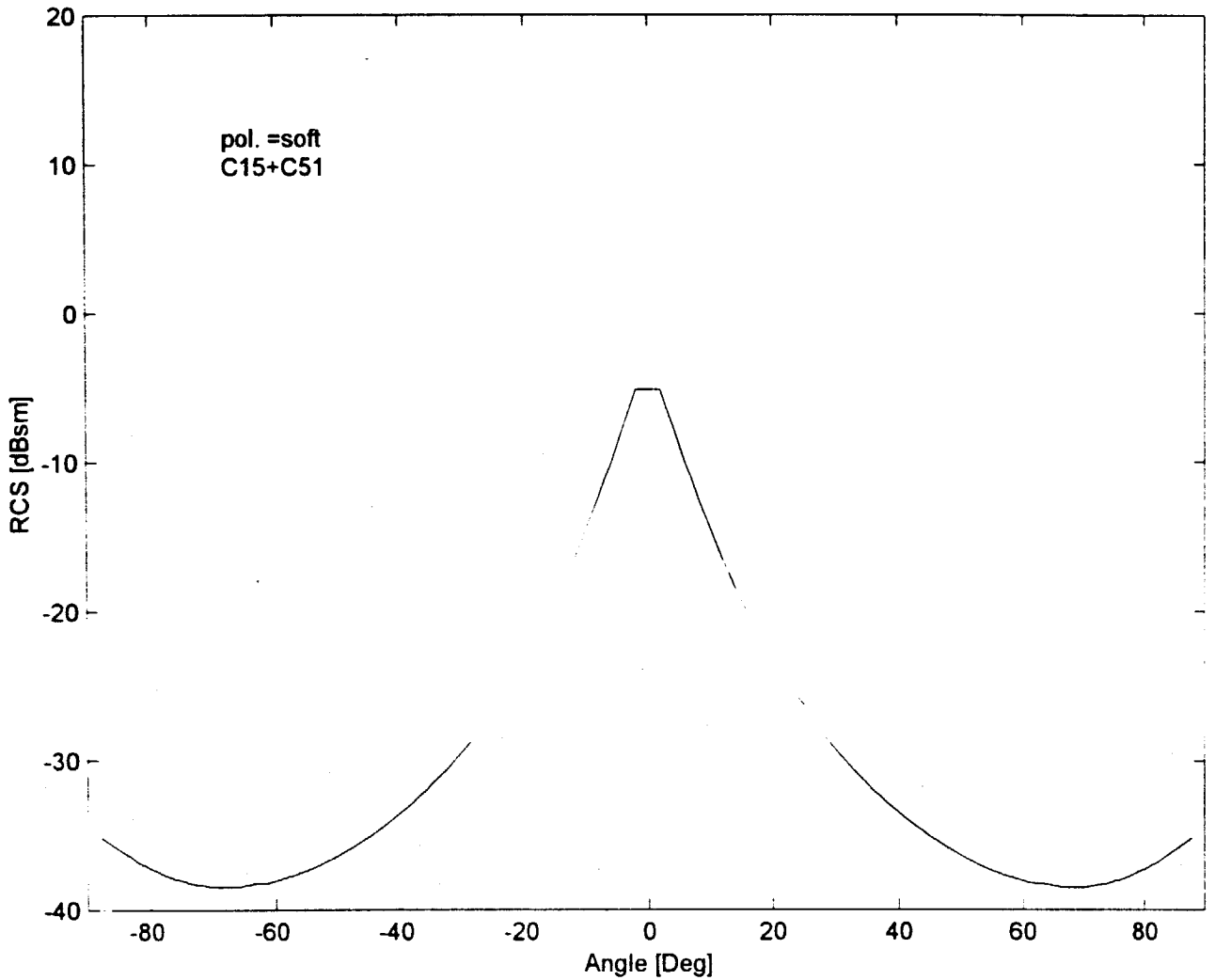
شکل (۴-۶): مؤلفه‌های C24+C42 برای گوشه قائم - قطبش عمودی



شکل (۴-۷): مؤلفه‌های C14+C41 برای گوشه قائم - قطبش عمودی

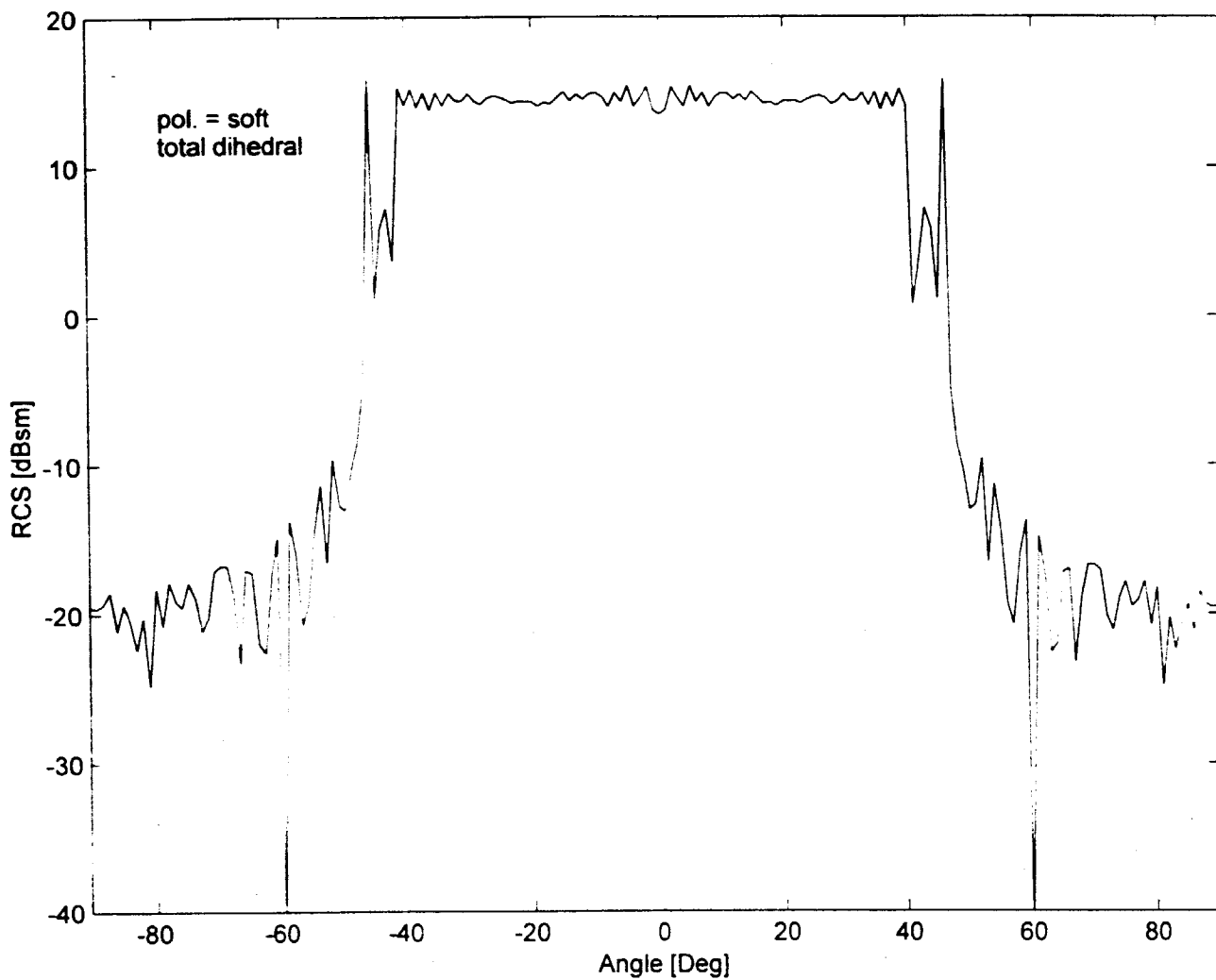


شکل (۸-۲): مؤلفه‌های C25+C52 برای گوشه قائم - قطبش عمودی



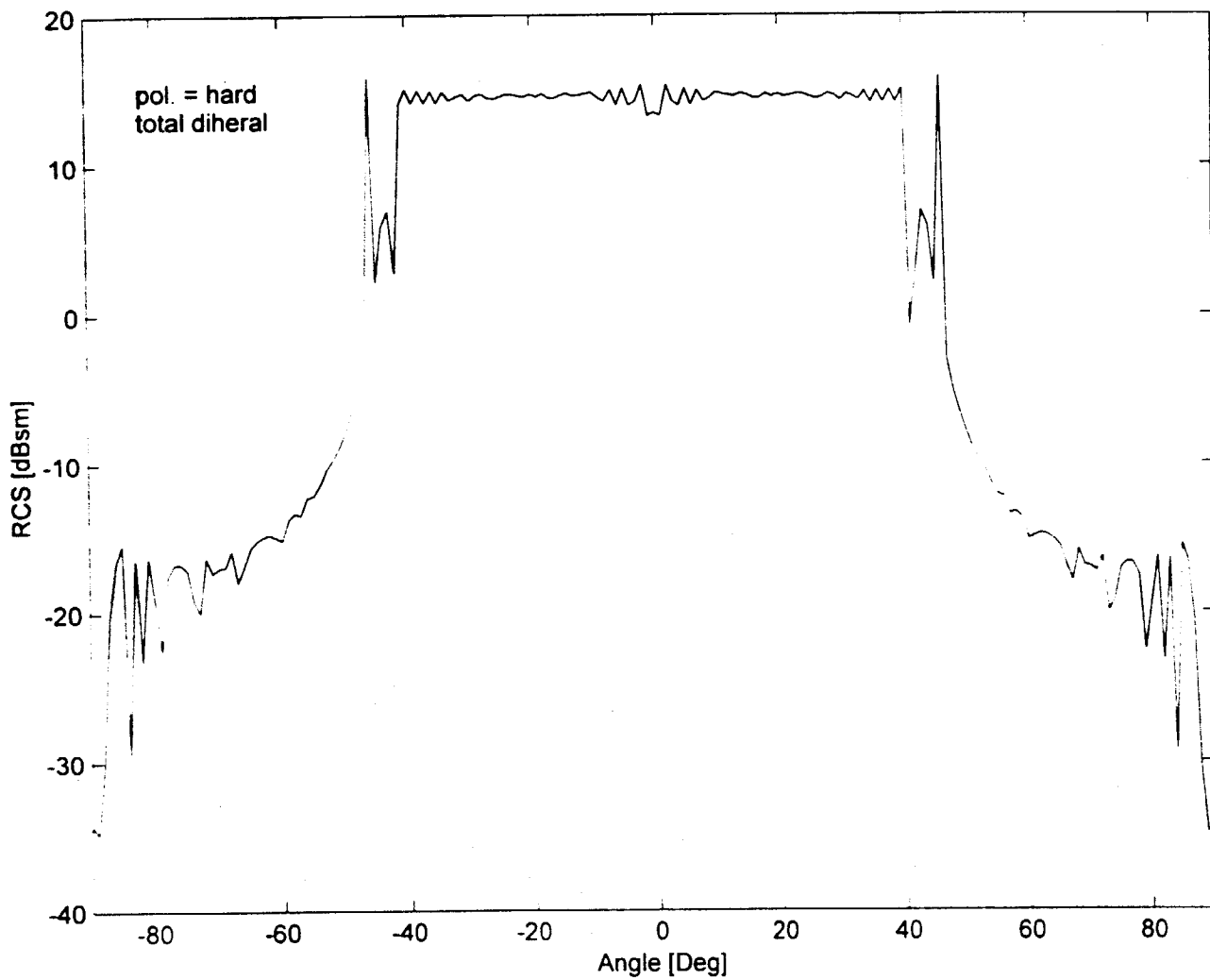
شکل (۴-۹): مولفه‌های C15+C51 برای گوشه قائم - قطبش عمودی

شکل (۴-۱۰) سطح مقطع راداری کل برای قطبش عمودی را برای گوشه دوجبهی با زاویه داخلی $2\alpha=90^\circ$ و با فرکانس کار $f=9.4\text{GHz}$ و به ازای صفحات مربع شکل به ابعاد $A=B=6\lambda$ و نیز با فرض $R=200\lambda$ را نشان می‌دهد.



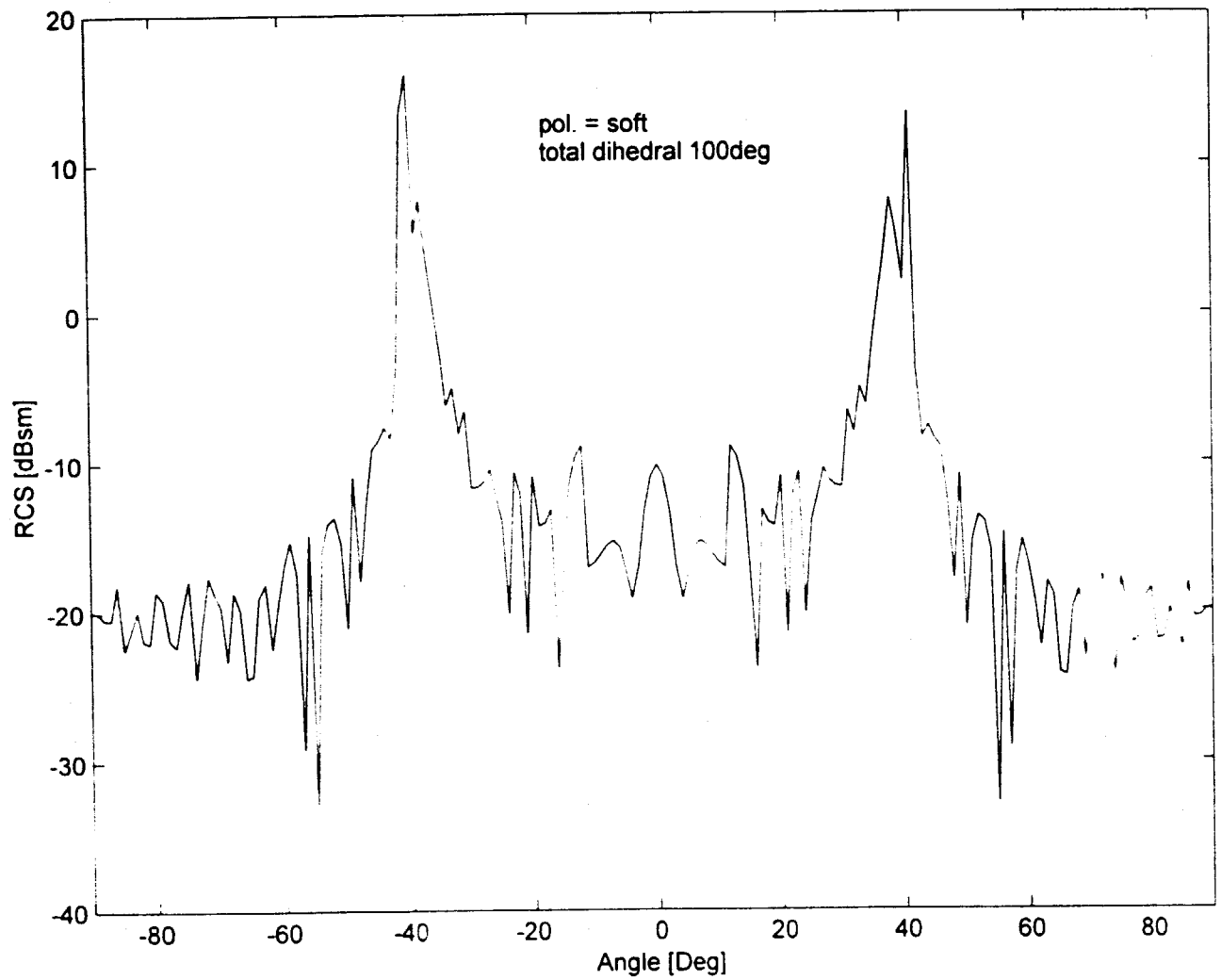
شکل (۴-۱۰): سطح مقطع راداری گوشه دووجهی قائم (قطبش عمودی)

شکل (۴-۱۱) سطح مقطع راداری کل برای قطبش افقی را برای گوشه دووجهی با زاویه داخلی $2\alpha = 90^\circ$ و با فرکانس کار $f = 9.4\text{GHz}$ و به ازای صفحات مربع شکل به ابعاد $A = B = 6\lambda$ و نیز با فرض $R = 200\lambda$ را نشان می‌دهد.



شکل (۴-۱۱): سطح مقطع راداری گوشه دووجهی قائم (قطبش افقی)

سطح مقطع راداری کل برای قطبش عمودی و برای گوشه دووجهی با زاویه داخلی $2\alpha = 100^\circ$ و با همان فرکانس کار $f = 9.4\text{GHz}$ و صفحات مربع شکل با همان ابعاد $A = B = 6\lambda$ و نیز با فرض $R = 200\lambda$ را در شکل (۴-۱۲) نشان داده شده است.

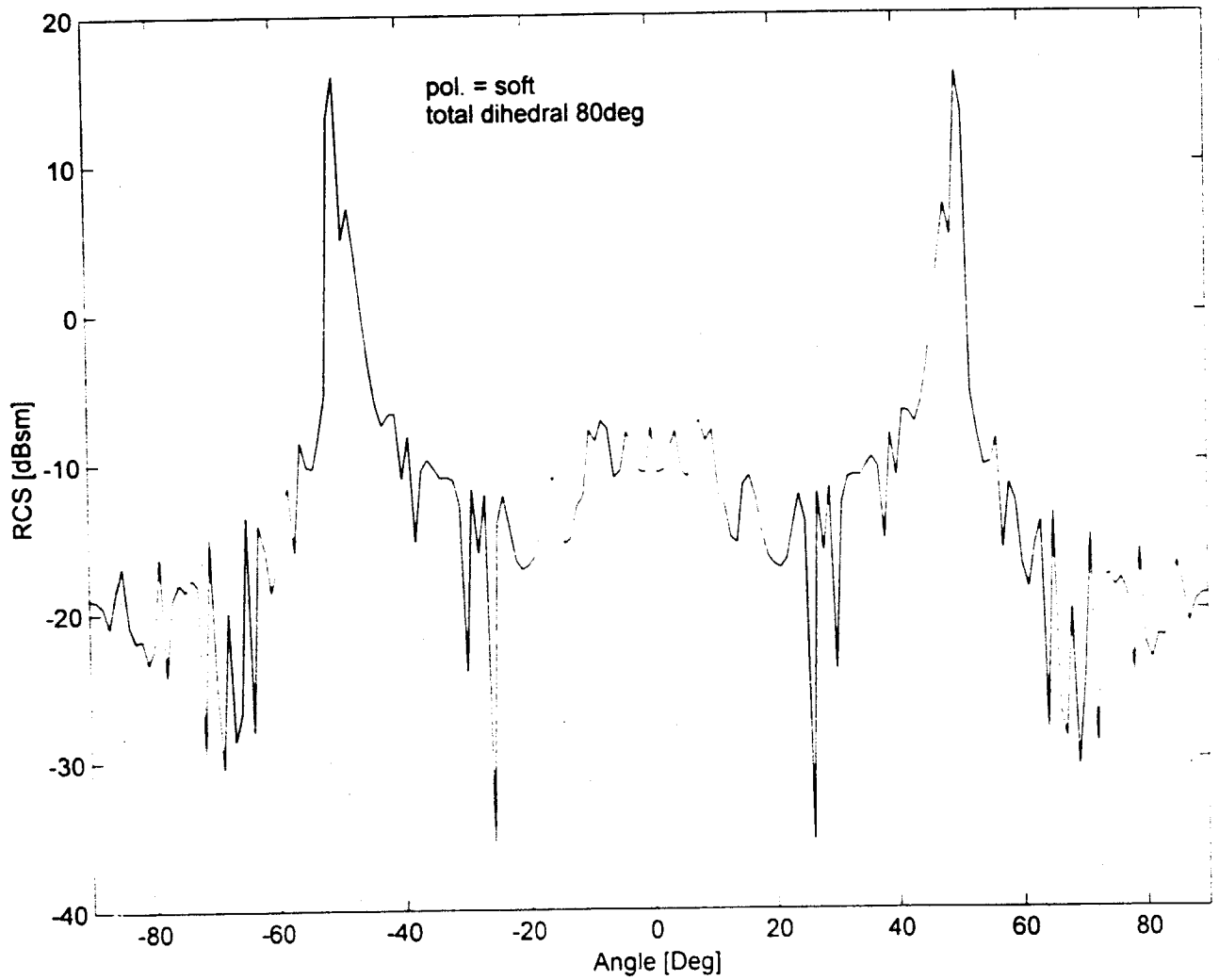


شکل (۴-۱۲): سطح مقطع راداری گوشه دووجهی (زاویه داخلی $2\alpha=100^\circ$) - قطبش عمودی

سطح مقطع راداری کل برای قطبش عمودی و برای گوشه دووجهی با زاویه داخلی

$2\alpha=80^\circ$ و با همان فرکانس کار $f=9.4\text{GHz}$ و صفحات مربع شکل با همان ابعاد $A=B=6\lambda$ و

نیز با فرض $R=200\lambda$ را در شکل (۴-۱۳) نشان داده شده است.



شکل (۴-۱۳): سطح مقطع راداری گوشه دووجهی (زاویه داخلی $2\alpha=80^\circ$) - قطبش عمودی

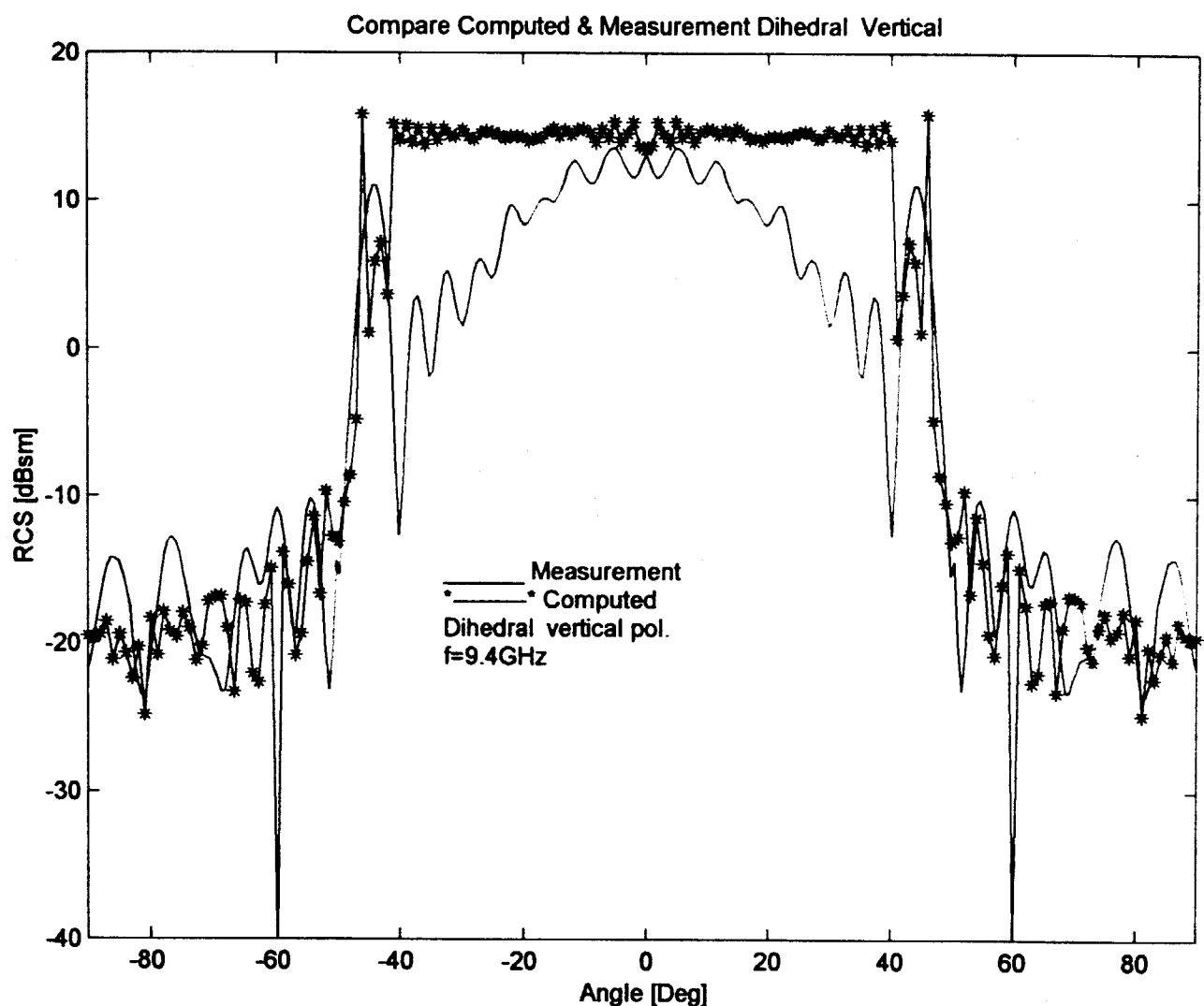
۴-۴) ساخت و اندازه گیری RCS گوشه دووجهی

برای بررسی و مقایسه نتایج حاصل از تحلیل و شبیه سازی یک منعکس کننده گوشه ای

دووجهی را با استفاده از دو صفحه مربع شکل به ابعاد $A=B=19\text{cm}$ و با زاویه قائمه

(یعنی $2\alpha=90^\circ$) ساختیم بد این صورت که دو صفحه مربع شکل با ابعاد فوق را از جنس آلومینیوم نازک انتخاب کرده و با استفاده از جوش آلومینیوم آنها را بصورت گوشه دوجوهی قائم در آوردیم.

در آزمایشگاه آنتن سطح مقطع راداری حاصل از آن را در صفحه افقی اندازه گیری نمودیم که نتایج حاصل از تحلیل و شبیه سازی با نتایج اندازه گیری برای قطبش عمودی در شکل (۴-۱۴) با هم مقایسه شده اند.



شکل (۴-۱۴): مقایسه نتایج سطح مقطع راداری حاصل از محاسبه و اندازه گیری - قطبش عمودی

از شکل (۴-۱۴) ملاحظه می‌کنیم که نتایج حاصل از روش تحلیل و شبیه‌سازی بکار گرفته شده تا حدود زیادی با نتایج اندازه‌گیری مطابقت دارد و این نشان می‌دهد که روش تحلیل ترکیبی نور هندسی - تئوری هندسی پراش روش بسیار مناسبی برای تحلیل مسائل پراکنش می‌باشد.

فصل ۵

تخمین RCS منعکس کننده

گوشه‌های سه‌وجهی

منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای که برای محدوده‌های زاویه‌ای و فرکانسی وسیعی دارای سطح مقطع راداری نسبتاً بزرگی می‌باشند، برای تست رادارها، اهداف راداری جالبی به نظر می‌رسند. در فصل چهارم خواص پراکندگی منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای دوجهی را با استفاده روش ترکیبی نور هندسی - تئوری هندسی پراش مورد تحلیل و بررسی قرار گرفت و سطح مقطع راداری این نوع گوشه محاسبه گردید.

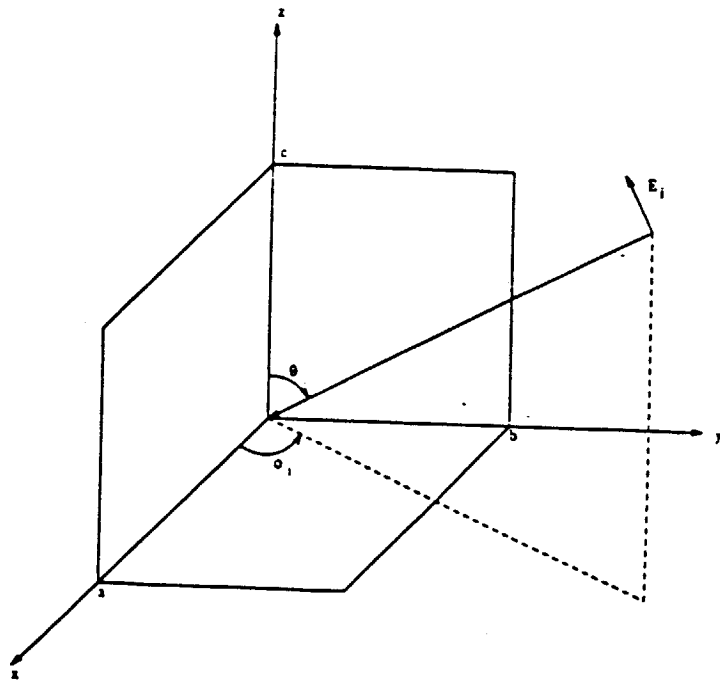
برای تحلیل منعکس‌کننده‌های گوشه‌ای سه‌وجهی^(۱)، باید یک تحلیل کامل سه‌بعدی انجام شود که روابط مورد استفاده برای انجام آن خیلی پیچیده‌تر از گوشه دوجهی می‌باشد. ما برای تحلیل این نوع گوشه از روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل استفاده کرده‌ایم.

۵-۱) هندسه گوشه سه‌وجهی

گوشه سه‌وجهی شامل سه صفحه مستطیل شکل می‌باشد که فصل مشترک هر دو صفحه از آنها یک لبه از آن دو صفحه می‌باشد بطوریکه هر دو صفحه با همدیگر زاویه ۹۰ درجه می‌سازند. شکل (۵-۱) هندسه گوشه سه‌وجهی را نشان می‌دهد. که هر کدام از فصل مشترکها در امتداد یکی از محورهای مختصات در نظر می‌گیریم.

۵-۲) تقریب نور فیزیکی برای میدانهای بازتابی

برای محاسبه میدان بازتابی حاصل از سطوح مختلف گوشه سه‌وجهی و همچنین بازتابش‌های مراتب بالاتر از تقریب نور فیزیکی استفاده می‌کنیم. برای انجام این کار و به منظور پرهیز از انتگرالگیری چندگانده. بدنبال فرم بسته‌ای برای محاسبه میدان بازتابی می‌باشیم. برای ساختارهای هندسی مختلف، فرم‌های بسته مختلفی وجود دارد. که ما با استفاده از فرم بسته میدان بازتابی از یک مثلث قائم زاویه فلزی که در [۱۰] استخراج شده و با توسعه آن برای کاربرد بازتابش‌های مراتب بالاتر، میدان‌های بازتابی از سطوح مختلف گوشه سه‌وجهی را بدست می‌آوریم.



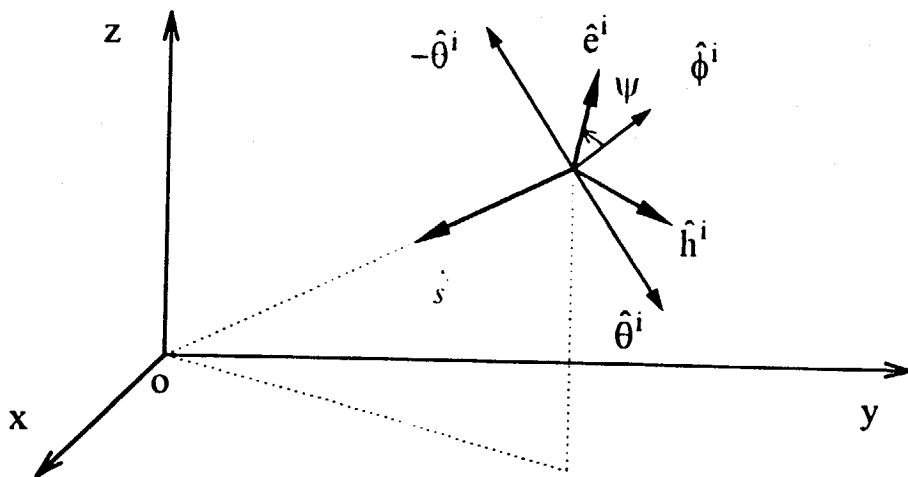
شکل (۵-۱): هندسه منعکس کننده گوشه ای سه وجهی

جهت موج تابشی بردار واحد \hat{s} یا بطور معادل با دو زاویه θ^i و ϕ^i بیان می شود.

شکل (۵-۲) موج تابشی، جهت و قطبش آن را نشان می دهد. قطبش موج با زاویه ψ .

یعنی زاویدای که بردار واحد میدان الکتریکی (\hat{e}^i) از $\hat{\phi}^i$ به سمت $-\hat{\theta}^i$ می سازد.

مشخص می گردد.



شکل (۵-۲): موج تابشی، جهت و قطبش آن

با توجه به شکل (۵-۲) در حالت کلی بردارهای واحد قطبش الکتریکی و مغناطیسی موج

تابشی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\hat{e}^i = \cos \Psi \hat{\phi}^i - \sin \Psi \hat{\theta}^i \quad (5-1)$$

$$\hat{h}^i = \sin \Psi \hat{\phi}^i + \cos \Psi \hat{\theta}^i \quad (5-1)$$

و نیز در مختصات کروی

$$\hat{\phi}^i = -\sin \phi^i \hat{x}^i + \cos \phi^i \hat{y}^i \quad (5-3)$$

$$\hat{\theta}^i = \cos \phi^i \cos \theta^i \hat{x}^i + \sin \phi^i \cos \theta^i \hat{y}^i - \sin \theta^i \hat{z}^i \quad (5-4)$$

برای بیان بردارهای واحد \hat{e}^i و \hat{h}^i در مختصات دکارتی، روابط (۵-۳) و (۵-۴) را در

روابط (۵-۱) و (۵-۲) جایگزین می کنیم، که به دست می آید:

$$\hat{e}^i = - \left[\sin \phi^i \cos \Psi + \cos \phi^i \cos \theta^i \sin \Psi \right] \hat{x}^i + \left[\cos \phi^i \cos \Psi - \sin \phi^i \cos \theta^i \sin \Psi \right] \hat{y}^i + \left[\sin \theta^i \sin \Psi \right] \hat{z}^i \quad (5-5)$$

$$\hat{h}^i = \left[\cos \phi^i \cos \theta^i \cos \Psi - \sin \phi^i \sin \Psi \right] \hat{x}^i + \left[\cos \phi^i \sin \Psi - \sin \phi^i \cos \theta^i \cos \Psi \right] \hat{y}^i - \left[\sin \theta^i \cos \Psi \right] \hat{z}^i \quad (5-6)$$

موج تخت تابشی منتشر شونده در فضا در جهت \hat{z} به صورت زیر بیان می شود:

$$\bar{E}^i = \hat{e}^i E_o e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-7)$$

$$\bar{H}^i = \hat{h}^i H_o e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-8)$$

که در روابط (۵-۷) و (۵-۸)، $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ می باشد.

حال با استفاده از تقریب نور فیزیکی که با رابطه (۳-۸۷) فصل سوم بیان شد و با

در نظر گرفتن رابطه (۵-۸)، برای یک مثلث قائمه الزاویه، که بردار موقعیت \bar{r} بر سطح آن به

صورت $\bar{r}' = \bar{r}$ فرض می شود، خواهیم داشت:

$$\bar{J}_{P_o} = 2H_o \left[\hat{n} \times \hat{h}^i \right] e^{-jk\hat{s} \cdot \bar{r}'} \quad (5-9)$$

و این جریان سطحی القایی بر سطح هادی، باعث بازتابش از آن سطح می‌شود. برای یافتن میدان الکتریکی بازتابشی حاصل از این جریان سطحی، از پتانسیل برداری هرتز می‌توان استفاده کرد، که از کانولوشن^(۱) چگالی جریان سطحی و تابع گرین فضای آزاد، پتانسیل برداری هرتز بدست می‌آید:

$$\bar{\Pi}_e(\bar{r}) = -j \frac{Z_o}{k} \int_S \bar{J}_s(\bar{r}') \frac{e^{-jk|\bar{r}-\bar{r}'|}}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}'|} ds' \quad (5-10)$$

و از ضرب پتانسیل برداری هرتز در عملگر هلم هولتز میدان الکتریکی بازتابشی بدست می‌آید:

$$\bar{E}^r(\bar{r}) = \nabla^2 \bar{\Pi}_e + k^2 \bar{\Pi}_e \quad (5-11)$$

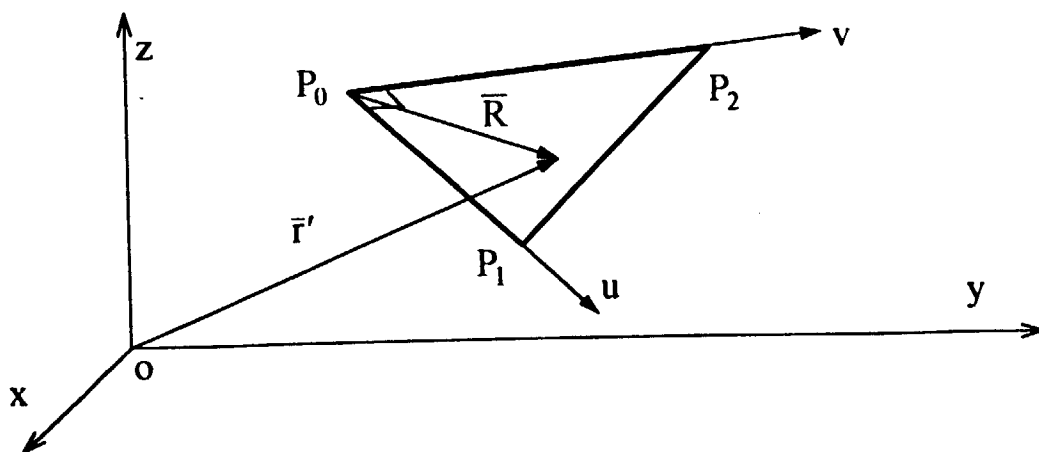
با توجه به اینکه میدانهای راه دور مورد نظر است پس ضمن اینکه موج کروی وار منتشر می‌شود در راستای انتشار هم مؤلفه‌ای ندارد، رابطه میدان بازتابش (5-11) را می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$\bar{E}^r(\bar{r}) = \frac{-jk\eta}{4\pi r} e^{-jkr} \int_S \left[\bar{J}_{P_o}(\bar{r}') - \hat{r} \cdot \bar{J}_{P_o}(\bar{r}') \hat{r} \right] e^{jk\hat{r} \cdot \bar{r}'} ds' \quad (5-12)$$

حال با جایگزین کردن (5-9) در (5-12)، برای میدان بازتابشی رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\bar{E}^s(\bar{r}) = \frac{-jk\eta}{4\pi r} e^{-jkr} \int_S 2H_o \left[\hat{n} \times \hat{h}^i - \hat{r} \cdot (\hat{n} \times \hat{h}^i) \hat{r} \right] e^{jk\hat{s} \cdot \bar{r}'} e^{jk\hat{r} \cdot \bar{r}'} ds' \quad (5-13)$$

که در رابطه (5-13) منظور از S سطح مثلث است که جریان نور فیزیکی بر روی آن جریان دارد. حال برای پیدا کردن فرم بسته انتگرال در رابطه (5-13)، مانند شکل (5-3) مختصات جدید u-v را بر سطح مثلث در نظر گرفته می‌شود.



شکل (۵-۳): مختصات جدید $u-v$ بر سطح مثلث

حال با تعریف پارامترهای زیر

$$\bar{q} \triangleq \hat{r} - \hat{s} \quad (5-14)$$

$$a \triangleq |\overline{P_0 P_1}| \quad (5-15)$$

$$b \triangleq |\overline{P_0 P_2}| \quad (5-16)$$

$$P_0 = (x_0, y_0, z_0) \quad (5-17)$$

$$P_1 = (x_1, y_1, z_1) \quad (5-18)$$

$$P_2 = (x_2, y_2, z_2) \quad (5-19)$$

خواهیم داشت:

$$\hat{u} = \frac{1}{a} \overline{P_0 P_1} \quad (5-20)$$

$$\hat{v} = \frac{1}{b} \overline{P_0 P_2} \quad (5-21)$$

$$\overline{OP_0} + \bar{R} = \bar{r}' \quad (5-22)$$

که می‌توان فرم بسته رابطه (۵-۱۳) را به صورت زیر نوشت [۱۰]:

$$\bar{E}'(\bar{r}) = \frac{jE_0}{2\pi k} \frac{e^{-jkr}}{r} \left[\hat{n} \times \hat{h}^i - \hat{r} \cdot (\hat{n} \times \hat{h}^i) \hat{r} \right] \times ab \times \quad (5-22)$$

$$\frac{e^{jk\overline{OP}_0 \cdot \bar{q}}}{(\bar{q} \cdot \bar{u}) (\bar{q} \cdot \bar{v})} \left[1 + \frac{\bar{q} \cdot \bar{v} e^{jk\bar{q} \cdot \bar{u}} - \bar{q} \cdot \bar{u} e^{jk\bar{q} \cdot \bar{v}}}{\bar{q} \cdot \bar{u} - \bar{q} \cdot \bar{v}} \right]$$

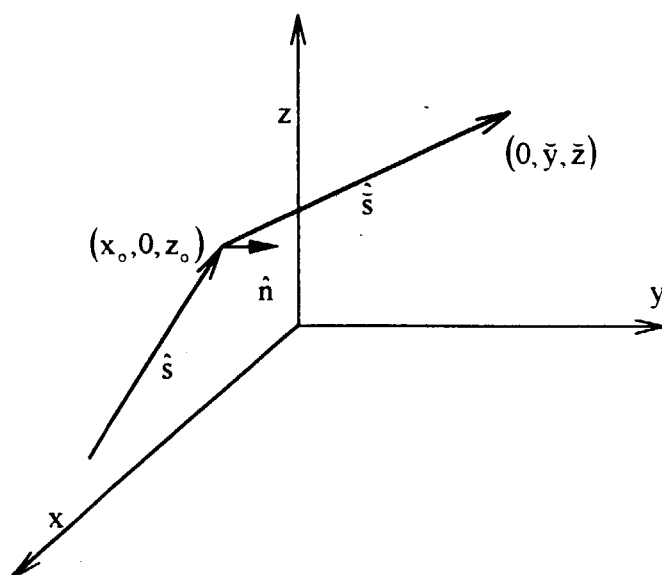
جمله $\frac{e^{-jkr}}{r}$ در رابطه (۵-۲۳) کرویت موج بازتابشی را نشان می‌دهد. حال با استفاده

رابطه (۵-۲۳) می‌توان بوسیله تقریب نور فیزیکی میدان بازتابشی از سطح هر مثلث قائمه‌الزاویه در فضا را بدست آورد.

۵-۳ پردازش هندسی

با توجه به اینکه رابطه (۵-۲۳) فرم بسته میدان بازتابشی برای یک مثلث قائمه‌الزاویه بدست می‌دهد، پس باید کل سطحهایی که باعث بازتابش می‌شوند را به مثلثهای قائمه‌الزاویه تقسیم کرد و با بدست آوردن جریان نور فیزیکی بر سطح هر مثلث از روی میدان تابشی به آن سطح، می‌توان میدان بازتابش حاصل از آن را حساب کرد، که این میدان اخیر جزئی از میدان پراکنشی کل می‌باشد.

منعکس‌کننده گوشه‌ای سه‌وجهی شکل (۵-۱) از منظر یک هشتم اول دستگاه مختصات سه‌بعدی، یک جسم مقعر به حساب می‌آید، پس ممکن است که بازتاب از یک سطح به سطح دیگری بتابد، بنابراین برای یک موج تابشی خاص باید تعیین کنیم که چه سطحهایی از گوشه سه‌وجهی و بوسیله کدام موج روشن می‌شود. آنچه مسلم است برای بازتاب مرتبه اولی هر سه صفحه گوشه سه‌وجهی بوسیله همان موج تابشی روشن می‌شوند، حال بوسیله یک پردازش هندسی و به کمک روش نور هندسی مشخص می‌شود که کدام سطحها بوسیله بازتاب از سطحهای دیگر روشن می‌گردند و نیز مشخص می‌شود که قطبش و جهت موج روشن‌کننده چیست.



شکل (۵-۴): هندسه بازتاب از صفحه X-Z

۱-۳-۵) مشخصات موج بازتاب مرتبه دوم

برای پیدا کردن روشی کلی که بتواند نواحی روشن شده از سطحها را مشخص و نیز قطبش و جهت موج روشن کننده را بدست دهد. در شکل (۵-۴) نقطه دلخواه $(x_0, 0, z_0)$ بر روی صفحه X-Z در نظر می‌گیریم و تعیین می‌کنیم که با توجه به قطبش و جهت موج تابشی به کدام نقطه از دو صفحه دیگر برخورد می‌کند. موج تابشی به صورت زیر می‌باشد:

$$\hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \quad (۵-۲۴)$$

که در آن s_x و s_y و s_z همگی منفی هستند (چون در یک هشتم اول دستگاه مختصات می‌باشد).

در شکل (۵-۴) بردار واحد \hat{s} جهت موج بازتابشی از صفحه X-Z را نشان می‌دهد که با توجه به قانون اسنل داریم:

$$\hat{s} \cdot \hat{n} = -\hat{s} \cdot \hat{n} \quad (5-25)$$

که در اینجا $\hat{n} = \hat{y}$ می باشد پس :

$$\hat{s}_y = -\hat{s}_y \quad (5-26)$$

و از طرفی دیگر قانون اسنل می گوید که سه بردار \hat{s} و \hat{s} و \hat{n} در یک صفحه هستند پس :

$$\hat{n} \times \hat{s} = \hat{n} \times \hat{s} \quad (5-27)$$

و از آنجا می توان نتیجه گرفت که:

$$\hat{s}_x = \hat{s}_x \quad (5-28)$$

$$\hat{s}_z = \hat{s}_z \quad (5-29)$$

پس فقط مؤلفه در جهت \hat{y} بردار موج تابشی تغییر علامت می دهد.

ابتدا فرض می کنیم که بازتاب از صفحه X-Z به صفحه Y-Z برخورد می کند و نقطه

برخورد بازتاب بر صفحه Y-Z را $(0, \tilde{y}, \tilde{z})$ می نامیم. می دانیم که با توجه به شکل (5-4) باید

$\tilde{y} > 0$ و $\tilde{z} > 0$ باشد. شرط $\tilde{y} > 0$ به خاطر شرایط مسئله همواره برقرار است. اگر $\tilde{z} > 0$ باشد بازتاب به

صفحه Y-Z می تابد و اگر چنانچه $\tilde{z} < 0$ باشد به صفحه X-Y برخورد می کند.

معادله پارامتری خط بازتاب از صفحه X-Z بصورت زیر می باشد:

$$\begin{cases} x = s_x t + x_0 \\ y = -s_y t \\ z = -s_z t + z_0 \end{cases} \quad (5-30)$$

که در آن t پارامتر اختیاری است که با تغییر آن در راستای خط بازتاب حرکت می کنیم. حال

چنانچه خط بازتاب به صفحه Y-Z برخورد کند:

$$x = 0 \Rightarrow t = -\frac{x_0}{s_x} \quad (5-31)$$

با جایگذاری مقدار پارامتر t از رابطه (5-31) در (5-30) می توان مقدار y را بدست آورد.

$$\tilde{y} = -\frac{s_y}{s_x} x_0 \quad (5-32)$$

که y همواره مثبت است، زیرا x_0 مثبت و s_y و s_x منفی می باشند و با جایگذاری (5-31) در

رابطه (۵-۳۰) برای z می توان نوشت:

$$\tilde{z} = z_0 - \frac{s_z}{s_x} x_0 \quad (5-33)$$

پس برای اینکه بازتاب به صفحه $Y-Z$ برخورد کند (یعنی $\tilde{z} > 0$ باشد) با توجه به اینکه s_x منفی می باشد، داریم:

$$\tilde{z} > 0 \Rightarrow s_x z_0 - s_z x_0 < 0 \quad (5-34)$$

حال چنانچه $\tilde{z} < 0$ باشد، بازتاب به صفحه $X-Y$ برخورد می کند یعنی:

$$\tilde{z} < 0 \Rightarrow s_x z_0 - s_z x_0 > 0 \quad (5-35)$$

پس به طور خلاصه بازتاب از نقطه $(x_0, 0, z_0)$ بر صفحه $X-Z$ در شکل (۵-۴) می تواند تحت شرایط زیر بد نقطه ای بر صفحه $Y-Z$ و یا بد نقطه ای بر صفحه $X-Y$ برود:

$$\left\{ \begin{array}{l} \left[0, \frac{s_y}{s_x} x_0, z_0 - \frac{s_y}{s_x} x_0 \right] \\ \left[x_0 - \frac{s_x}{s_z} z_0, \frac{s_y}{s_z} z_0, 0 \right] \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{اگر } s_x z_0 - s_z x_0 < 0 \text{ باشد,} \\ \text{اگر } s_x z_0 - s_z x_0 > 0 \text{ باشد,} \end{array} \quad (5-36)$$

اگر موج تابشی با جهت \hat{s} بتابد، برای میدانهای تابشی داریم:

$$\bar{E}^i = E_0 \hat{e}^i e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-37)$$

$$\bar{H}^i = \frac{E_0}{Z_0} \hat{h}^i e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-38)$$

که در آنها $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ و $\lambda = \frac{c}{f}$ می باشد و

$$\hat{h}^i = \hat{s} \times \hat{e}^i \quad (5-39)$$

حال برای تعیین قطبش موج بازتابیده از صفحه $X-Z$ ، میدانهای بازتابش از صفحه $X-Z$ را به صورت زیر در نظر می گیریم.

$$\bar{E} = E_0 \hat{e} e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-40)$$

$$\bar{H} = \frac{E_0}{Z_0} \hat{h} e^{-jks \cdot \bar{r}} \quad (5-41)$$

که جهت موج بازتابشی از صفحه $X-Z$ و \hat{e} و \hat{h} نیز بردارهای واحد قطبش هستند.

با توجه به شرایط مرزی، قطبش \hat{e} باید طوری باشد که کل میدان الکتریکی مماسی در صفحه X-Z صفر شود. یعنی:

$$\bar{E}^t = \bar{E}^i + \bar{E}^r = E_0 \left[\hat{e}^i e^{-jks \cdot \hat{r}} + \bar{\hat{e}} e^{-jks \cdot \hat{r}} \right] \quad (5-42)$$

و نیز

$$\hat{n} \times \bar{E}^t |_{[x_0, 0, z_0]} = \bar{0} \quad (5-43)$$

در نقطه $(z_0, 0, z_0)$ برای بردار موقعیت خواهیم داشت:

$$\bar{r} = x_0 \hat{x} + z_0 \hat{z} \quad (5-44)$$

پس با توجه به اینکه $\hat{s}_y = -\hat{s}_y$ و با جایگذاری (5-44) در (5-42) خواهیم داشت:

$$\bar{E}^t |_{[x_0, 0, z_0]} = E_0 e^{-jk[x_0 + s_x + z_0 s_y]} \left[\hat{e}^i + \hat{\bar{e}} \right] \quad (5-45)$$

با جایگذاری (5-45) در (5-43) خواهیم داشت:

$$\hat{y} \times \left[\hat{e}^i + \hat{\bar{e}} \right] = \bar{0} \quad (5-46)$$

یعنی $\hat{e}^i + \hat{\bar{e}}$ باید به موازات \hat{y} باشد، پس:

$$\begin{cases} e_x^i + \tilde{e}_x = 0 \Rightarrow e_x^i = -\tilde{e}_x \\ e_z^i + \tilde{e}_z = 0 \Rightarrow e_z^i = -\tilde{e}_z \end{cases} \quad (5-47)$$

اما \hat{e} و \hat{e}^i بردارهای واحد هستند، پس:

$$\begin{cases} (e_x^i)^2 + (e_y^i)^2 + (e_z^i)^2 = 1 \\ (\tilde{e}_x)^2 + (\tilde{e}_y)^2 + (\tilde{e}_z)^2 = 1 \end{cases} \quad (5-48)$$

از روابط (5-47) و (5-48) در می یابیم که:

$$(e_y^i)^2 = (\tilde{e}_y)^2 \Rightarrow e_y^i = \pm \tilde{e}_y \quad (5-49)$$

که با توجه به اینکه مجموع آنها برداری در جهت \hat{y} باید باشد فقط جواب با علامت (+) قابل

قبول است. پس:

$$\hat{\bar{e}} = -e_x^i \hat{x} + e_y^i \hat{y} - e_z^i \hat{z} \quad (5-50)$$

با توجه به (5-39) خواهیم داشت:

$$\hat{h} = h_x^i \hat{x} - h_y^i \hat{y} + h_z^i \hat{z} \quad (5-51)$$

پس بطور خلاصه می توان گفت:

فرض کنیم موج تخت \hat{s} در یک هشتم اول دستگاه مختصات سه بعدی به یکی از

صفحات گوشه سه وجهی بتابد، و بردارهای واحد تابش و قطبش بصورت زیر باشند:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} + h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-52)$$

می توان بردارهای واحد بازتابش و قطبش یعنی \hat{s} و \hat{h} برای موج بازتاب از هر کدام از صفحات

به صورت زیر نوشت:

الف) اگر موج از صفحه X-Z بازتاب کند:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} - s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} - h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-53)$$

ب) اگر موج از صفحه X-Y بازتاب کند:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} - s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} + h_y \hat{y} - h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-54)$$

ج) اگر موج از صفحه Y-Z بازتاب کند:

$$\begin{cases} \hat{s} = -s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = -h_x \hat{x} + h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-55)$$

۲-۳-۵) انواع بازتاب های مختلف

ما در اینجا بازتاب های مرتبه اول و دوم را در نظر می گیریم. البته بازتاب های مرتبه سوم هم ممکن است وجود داشته باشد ولی بخاطر پیچیده شدن خیلی زیاد مسئله و مخصوصاً برنامدنویسی. از آنها صرف نظر شده است.

حال برای راحتی تعیین سطح های روشن صفحات مختلف با استفاده از روش هندسی که شرح داده شد، طول هر ضلع از صفحات شکل (۱-۵) را برابر یک متر در نظر می گیریم و حال برای هر گوشه سه وجهی مربعی شکل که ابعاد صفحات آن مقدار مشخصی می باشد با هنجار کردن طول موج (و یا به عبارتی فرکانس) موج تابشی می توان برای آن گوشه نیز نتایج را به کاربرد؛ مثلاً اگر گوشه ای سه وجهی با طول هر ضلع برابر a (بر حسب متر) در معرض موج تابشی با فرکانس f را در نظر بگیریم، می توان a را برابر یک متر فرض کرد و فرکانس را

بصورت $a \times f$ هنجار کرد.

فرض می‌کنیم که موج تابشی در جهت بردار واحد \hat{s} و با بردار واحد قطبش \hat{h} بصورت

زیر داریم:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} + h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-56)$$

(الف) بازتاب‌های مرتبه اول از سه صفحه X-Y و Y-Z و Z-X:

برای بازتاب‌های مرتبه اول که همواره وجود دارد، می‌توان سطح‌های آن را به صورت

شش مثلث نوشت یعنی هر صفحه مربعی به دو مثلث تقسیم می‌شود که هر مثلث را بصورت

مختصات دکارتی سه رأس آن می‌نویسیم، پس شش مثلث مربوط به بازتاب مرتبه اول

عبارتند از:

$$(0,1,0) \quad (0,1,1) \quad (0,0,0)$$

$$(0,0,1) \quad (0,0,0) \quad (0,1,1)$$

$$(1,0,0) \quad (0,0,0) \quad (1,0,1)$$

$$(0,0,1) \quad (1,0,1) \quad (0,0,0)$$

$$(1,0,0) \quad (1,1,0) \quad (0,0,0)$$

$$(0,1,0) \quad (0,0,0) \quad (1,1,0)$$

در این حالت موج روشن‌کننده مثلث‌ها دارای مشخصات زیر است:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} + h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-57)$$

(ب) بازتاب مرتبه دوم:

(ب-1) بازتاب از صفحه Y-Z:

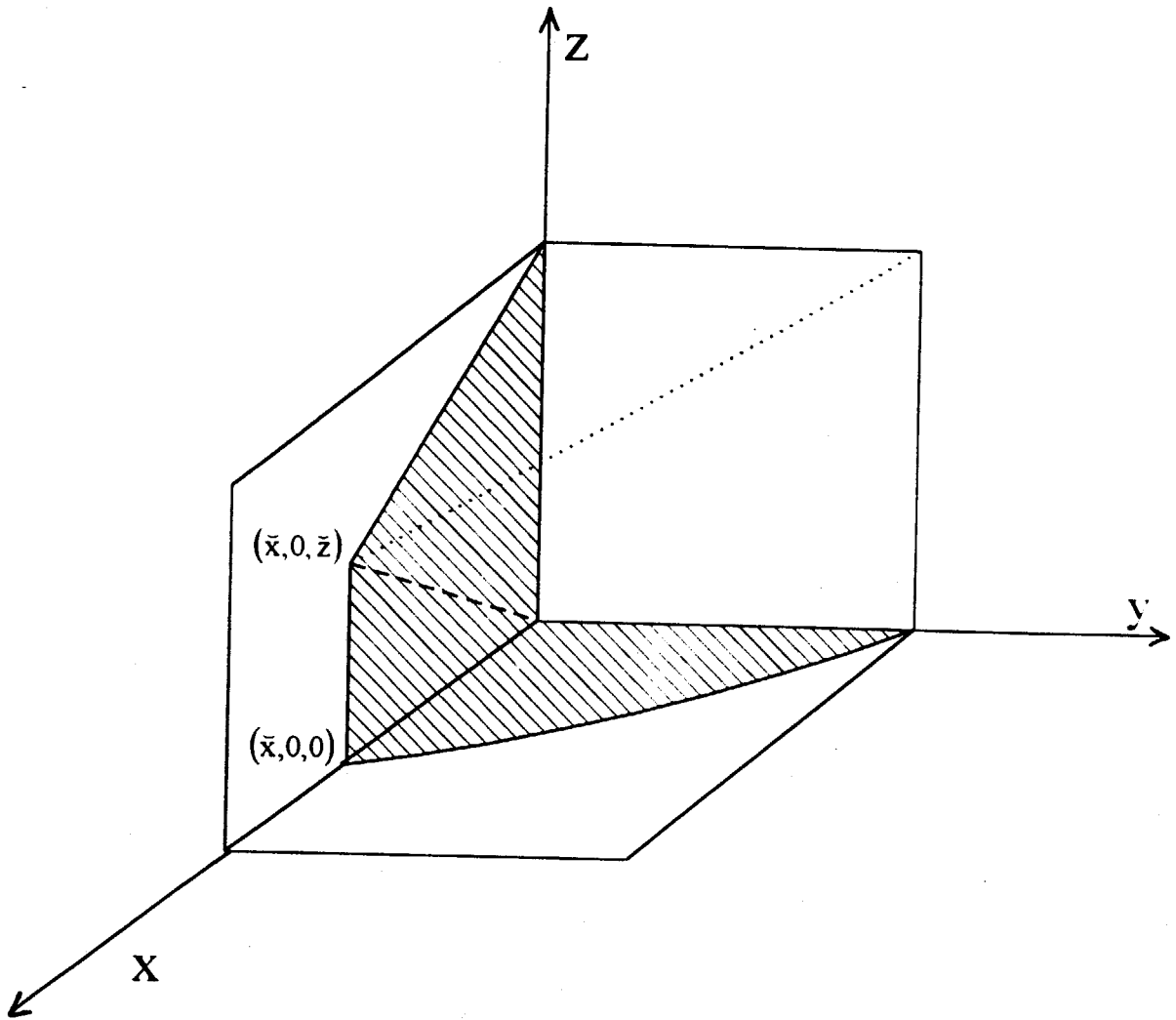
$$\begin{cases} \hat{s} = -s_x \hat{x} + s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = -h_x \hat{x} + h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-58)$$

(ب-1-1) بازتاب از صفحه Y-Z به صفحه X-Z: پس باید

$$s_y < s_z \quad (5-59)$$

ب-۱-۱-۱) حالت $\tilde{x} < 1$

در این صورت مانند شکل (۵-۵) نقطه $(\tilde{x}, 0, \tilde{z})$ داخل مربع صفحه X-Z می افتد.



شکل (۵-۵): سطح روشن شده برای $\tilde{x} < 1$

که در شکل (۵-۵) داریم:

$$\begin{cases} \tilde{x} = \frac{s_x}{s_y} \\ \tilde{z} = 1 - \frac{s_z}{s_y} \end{cases}$$

(۵-۶۰)

مطابق شکل (۵-۵) سه ممتد زیر روشن می شوند:

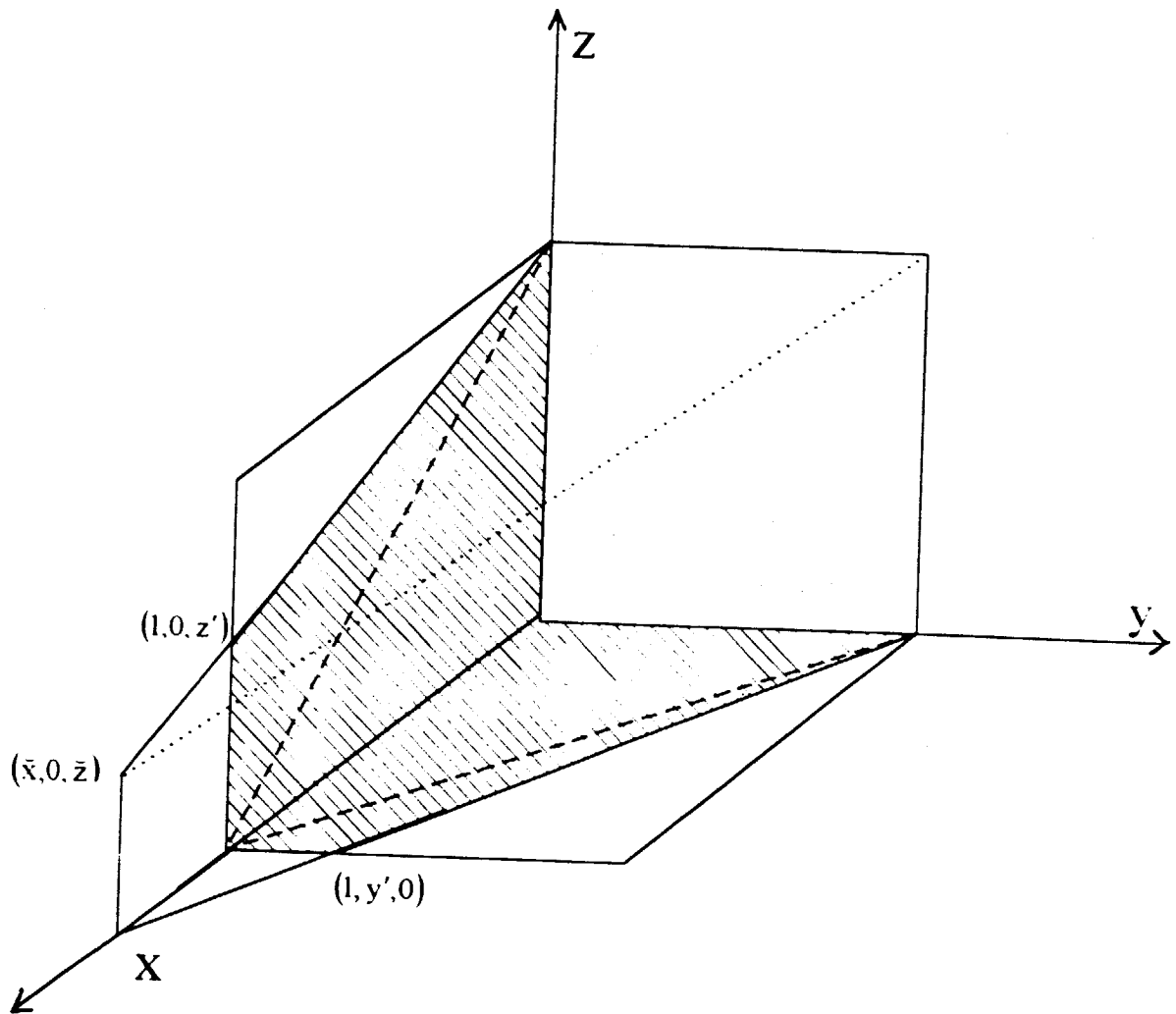
$(0,0,0)$ $(0,0,1)$ $(\bar{x}, 0, \bar{z})$

$(0,0,0)$ $(\bar{x}, 0, \bar{z})$ $(\bar{x}, 0, 0)$

$(0,0,0)$ $(\bar{x}, 0, 0)$ $(0,1,0)$

ب-۱-۱-۲) حالت $\bar{x} > 1$

در این صورت مانند شکل (۵-۶) نقطه $(\bar{x}, 0, \bar{z})$ در خارج از مربع صفحه X-Z می افتد.



شکل (۵-۶): سطح روشن شده برای $\bar{x} > 1$

که در شکل (۵-۶) داریم:

$$\begin{cases} z' = 1 - \frac{s_z}{s_x} \\ y' = 1 - \frac{s_y}{s_x} \end{cases} \quad (۵-۶۱)$$

پس مطابق شکل (۵-۶) در این حالت چهار مثلث زیر روشن می‌شوند:

(0,0,0)	(0,0,1)	(1,0,0)
(0,0,1)	(1,0,z')	(1,0,0)
(0,0,0)	(1,0,0)	(0,1,0)
(1,0,0)	(1,y',0)	(0,1,0)

ب-۱-۲) بازتاب از صفحه Y-Z به صفحه X-Y:

پس باید

$$s_y > s_z$$

(۵-۶۲)

ب-۱-۲-۱) حالت $\tilde{x} < 1$

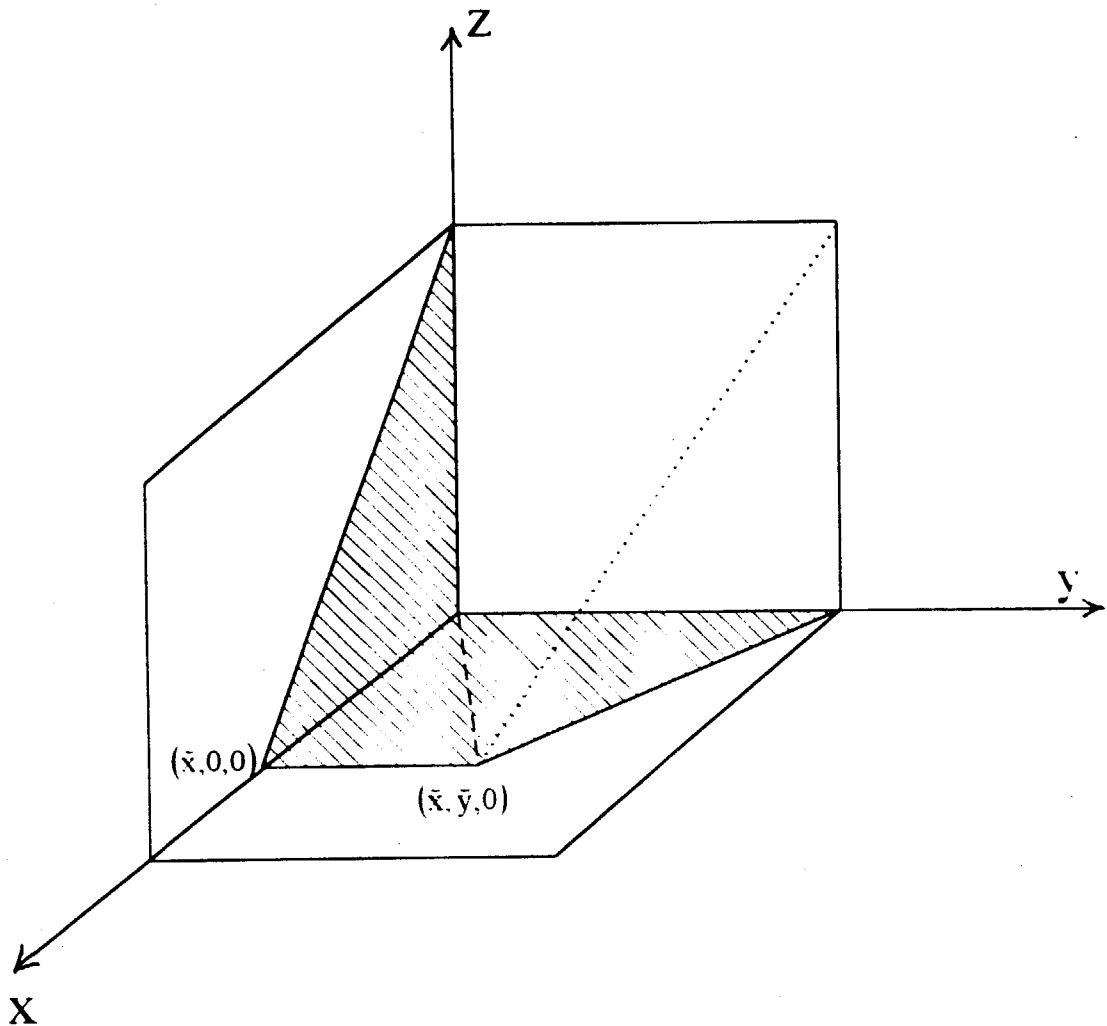
در این صورت مانند شکل (۵-۷) نقطه $(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$ داخل مربع صفحه X-Y می‌افتد.

که در شکل (۵-۷) داریم:

$$\begin{cases} \tilde{x} = \frac{s_x}{s_z} \\ \tilde{y} = 1 - \frac{s_y}{s_z} \end{cases} \quad (۵-۶۳)$$

پس مطابق شکل (۵-۷) در این حالت سه مثلث زیر روشن می‌شوند:

(0,0,0)	(0,0,1)	$(\tilde{x}, 0, 0)$
(0,0,0)	$(\tilde{x}, 0, 0)$	$(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$
(0,0,0)	$(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$	(0,1,0)



شکل (۵-۷): سطح روشن شده برای $\tilde{x} < 1$

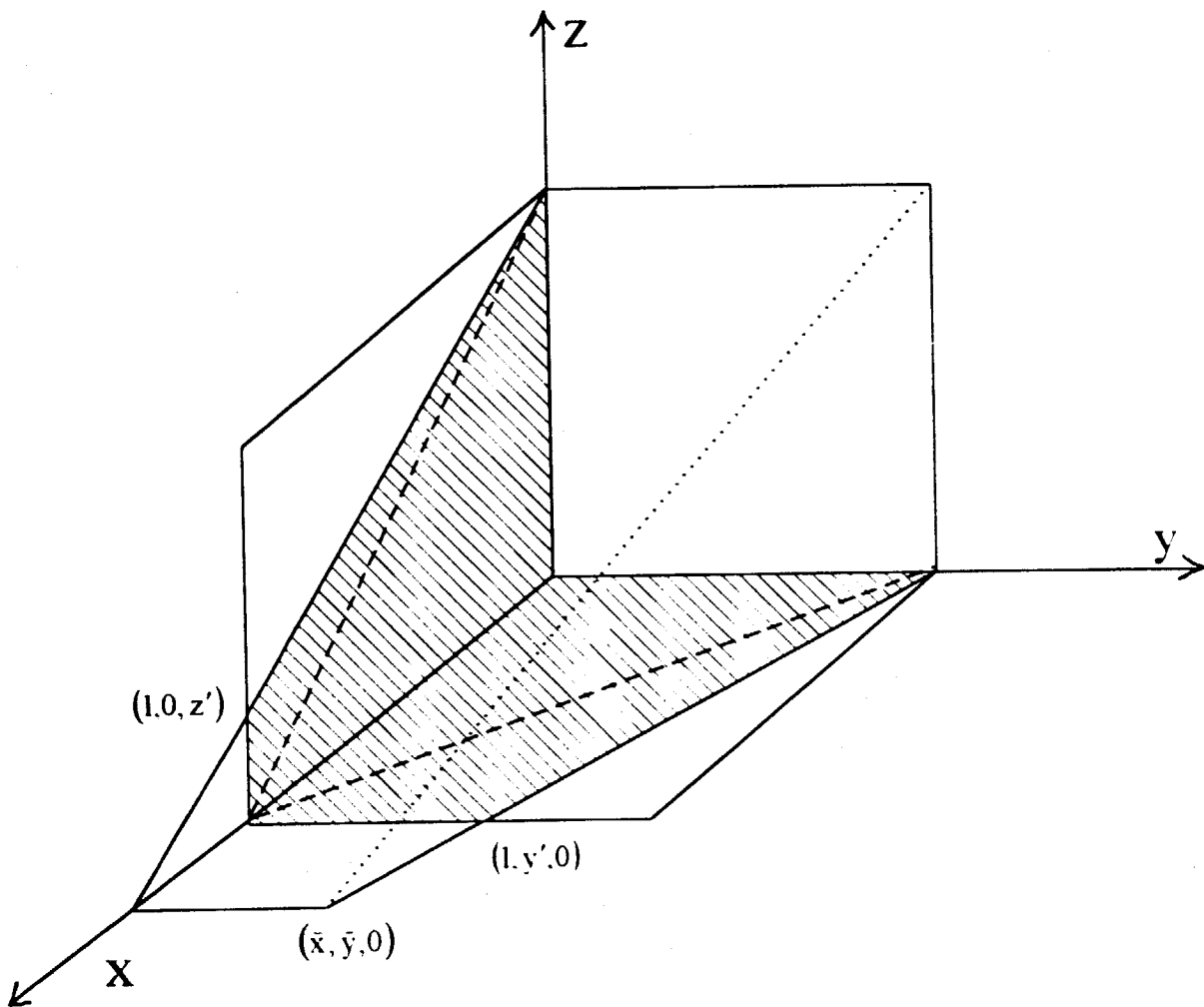
ب-۱-۲-۲ حالت $\tilde{x} > 1$

در این صورت مانند شکل (۵-۸) نقطه $(\tilde{x}, \tilde{y}, 0)$ خارج از مربع صفحه X-Y می افتد.

که در شکل (۵-۸) داریم:

$$\begin{cases} y' = 1 - \frac{s_y}{s_x} \\ z' = 1 - \frac{s_z}{s_x} \end{cases}$$

(۵-۶۴)



شکل (۵-۸) سطح روشن شده برای $\bar{x} > 1$

پس مطابق شکل (۵-۸) در این حالت چهار مَشْت زیر روشن می شوند:

(0,0,0)	(0,0,1)	(1,0,0)
(0,0,1)	(1,0,z')	(1,0,0)
(0,0,0)	(1,0,0)	(0,1,0)
(1,0,0)	(1,y',0)	(0,1,0)

همانند آنچه برای بازتاب از صفحه Y-Z گفته شد، برای بازتاب از صفحات X-Y و X-Z

نیز خواهیم داشت، که با توجه به تقارن مسئله نسبت به چرخش $x \rightarrow y \rightarrow z \rightarrow x$ می توان برای

این صفحات، سطحهای روشن شده را بدست آورد. که بطور خلاصه بصورت زیر بیان می شود:

ب-۲) بازتاب از صفحه X-Z:

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} - s_y \hat{y} + s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} - h_y \hat{y} + h_z \hat{z} \end{cases} \quad (5-65)$$

$$\begin{cases} s_y < s_x \\ \tilde{x} = 1 - \frac{s_x}{s_z} \\ \tilde{y} = \frac{s_y}{s_z} \\ \tilde{y} < 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (1,0,0) & (x, \tilde{y}, 0) \\ (0,0,0) & (x, \tilde{y}, 0) & (0, \tilde{y}, 0) \\ (0,0,0) & (0, \tilde{y}, 0) & (0,0,1) \end{cases} \quad (5-66)$$

$$\begin{cases} s_y < s_x \\ x' = 1 - \frac{s_x}{s_y} \\ z' = 1 - \frac{s_z}{s_y} \\ \tilde{y} > 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (1,0,0) & (0,1,0) \\ (1,0,0) & (x',1,0) & (0,1,0) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,0,1) \\ (0,1,0) & (0,1,z') & (0,0,1) \end{cases} \quad (5-67)$$

$$\begin{cases} s_y < s_x \\ \tilde{y} = 1 - \frac{s_y}{s_x} \\ \tilde{z} = 1 - \frac{s_z}{s_x} \\ \tilde{y} < 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (1, \tilde{y}, \tilde{z}) & (0,0,1) \\ (0,0,0) & (0, \tilde{y}, 0) & (0, \tilde{y}, \tilde{z}) \\ (0,0,0) & (1,0,0) & (0, \tilde{y}, 0) \end{cases} \quad (5-68)$$

$$\begin{cases} s_y > s_x \\ x' = \frac{s_x}{s_y} \\ y' = 1 - \frac{s_z}{s_y} \\ \tilde{y} > 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (1,0,0) & (0,1,0) \\ (1,0,0) & (x',1,0) & (0,1,0) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,0,1) \\ (0,1,0) & (0,1,z') & (0,0,1) \end{cases} \quad (5-69)$$

$$\begin{cases} \hat{s} = s_x \hat{x} + s_y \hat{y} - s_z \hat{z} \\ \hat{h} = h_x \hat{x} + h_y \hat{y} - h_z \hat{z} \end{cases} \quad (\Delta-70)$$

$$\begin{cases} s_y > s_x \\ \tilde{y} = 1 - \frac{s_y}{s_x} \\ \tilde{z} = \frac{s_z}{s_x} \\ \tilde{z} < 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (1,0,\tilde{z}) & (1,0,0) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,\tilde{y},\tilde{z}) \\ (0,0,0) & (0,\tilde{y},\tilde{z}) & (0,0,\tilde{y}) \end{cases} \quad (\Delta-71)$$

$$\begin{cases} s_y > s_x \\ x' = 1 - \frac{s_x}{s_z} \\ y' = 1 - \frac{s_y}{s_z} \\ \tilde{z} > 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (0,0,1) & (1,0,0) \\ (0,0,1) & (x',0,1) & (1,0,0) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,0,1) \\ (0,1,0) & (0,y',1) & (0,0,1) \end{cases} \quad (\Delta-72)$$

$$\begin{cases} s_y < s_x \\ \tilde{x} = 1 - \frac{s_x}{s_y} \\ \tilde{z} = \frac{s_z}{s_x} \\ \tilde{z} < 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (\tilde{x},0,\tilde{y}) & (1,0,0) \\ (0,0,0) & (0,0,\tilde{z}) & (\tilde{x},0,\tilde{z}) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,0,\tilde{z}) \end{cases} \quad (\Delta-73)$$

$$\begin{cases} s_y < s_x \\ x' = 1 - \frac{s_x}{s_z} \\ y' = 1 - \frac{s_y}{s_z} \\ \tilde{z} > 1 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} (0,0,0) & (0,0,1) & (1,0,0) \\ (0,0,1) & (x',0,1) & (1,0,0) \\ (0,0,0) & (0,1,0) & (0,0,1) \\ (0,1,0) & (0,y',1) & (0,0,1) \end{cases} \quad (\Delta-74)$$

۴-۵) محاسبه RCS گوشه سه وجهی

همانطور که گفته شد برای تحلیل گوشه سه وجهی از روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل استفاده می‌کنیم، یعنی به کمک روش نور فیزیکی مؤلفه‌های بازتابشی، میدان پراکنشی رابدست می‌آوریم و نیز با استفاده از روش جریانهای معادل، مؤلفه‌های پراش از لبه‌ها را می‌یابیم، سپس با ترکیب میدانهای حاصل از دو روش فوق، میدان پراکنشی کل را محاسبه می‌کنیم.

در بخش قبل (پردازش هندسی) برای گوشه سه وجهی، کلیه سطحهایی که برای بازتاب‌های مرتبه اول و دوم روشن می‌شوند را پیدا کردیم و بصورت مثلث‌هایی در آوردیم، از آنجائیکه فرم بسته میدان بازتابشی (۲۳-۵) برای سطح یک مثلث قائمه‌الزاویه می‌باشد، هر کدام از مثلثهای روشن شده را به دو مثلث قائمه‌الزاویه تقسیم می‌کنیم، سپس با استفاده از فرم بسته میدان بازتابشی (۲۳-۵) میدان بازتابشی را بدست می‌آوریم.

از طرفی دیگر با توجه به جهت موج تابشی و نیز با در نظر گرفتن تمامی لبه‌های گوشه سه وجهی که در شکل (۱-۵) مشاهده می‌شود، می‌توان به کمک رابطه (۶۸-۳) فصل سوم برای هر کدام از لبه‌ها، میدان پراش مربوطه را حساب کرد.

به عنوان مثال برای لبه بیرونی صفحه xz در شکل (۱-۵) می‌توان نوشت:

$$\hat{e} = (0, 0, 1) \quad (۵-۷۵)$$

از طرفی در مختصات کروی برای بردار موقعیت نقطه مشاهده داریم:

$$\hat{s} = \sin \theta \cos \phi \hat{x} + \sin \theta \sin \phi \hat{y} + \cos \theta \hat{z} \quad (۵-۷۶)$$

و نیز برای زاویه پراش می‌توان نوشت:

$$\beta_0 = \cos^{-1}(\hat{s} \cdot \hat{e}) \quad (۵-۷۷)$$

حال با توجه به روابط فوق و با استفاده از روابط (۵۹-۳) و (۶۱-۳) از فصل ۳ می‌توان

جریانهای معادل الکتریکی و مغناطیسی بر روی لبه مورد نظر را بدست آورد و از آنجا با

جایگذاری I^e و I^m در رابطه (۳-۶۸) میدان پراش حاصل از آن لبه بدست می‌آید.

البته ما بجای I^e و I^m فوق از روابطی که آقای میکائیلی [۹] برای جریانهای معادل الکتریکی و مغناطیسی با زاویه مشاهده دلخواه به صورت زیر ارائه داده است؛ استفاده می‌کنیم:

$$I_{back}^e = E_o \left[\hat{e}^i \cdot \hat{e} \right] \frac{Y (\cos \phi - 1)}{jk \sin^2 \beta_o \cos \phi} - H_o \left[\hat{h}^i \cdot \hat{e} \right] \frac{2 \cos \beta_o (1 + \cos \phi)}{jk \sin^2 \beta_o \sin \phi} \quad (5-78)$$

$$I_{back}^m = H_o \left[\hat{h}^i \cdot \hat{e} \right] \frac{Z (\cos \phi + 1)}{jk \sin^2 \beta_o \cos \phi} \quad (5-79)$$

به همین طریق می‌توان میدان پراش حاصل از هر کدام از لبه‌های دیگر شکل (۵-۱) را بدست آورد که با جمع برداری میدانهای پراش از کلیه لبه‌های گوشه سه‌وجهی، میدان پراش کل حاصل می‌گردد.

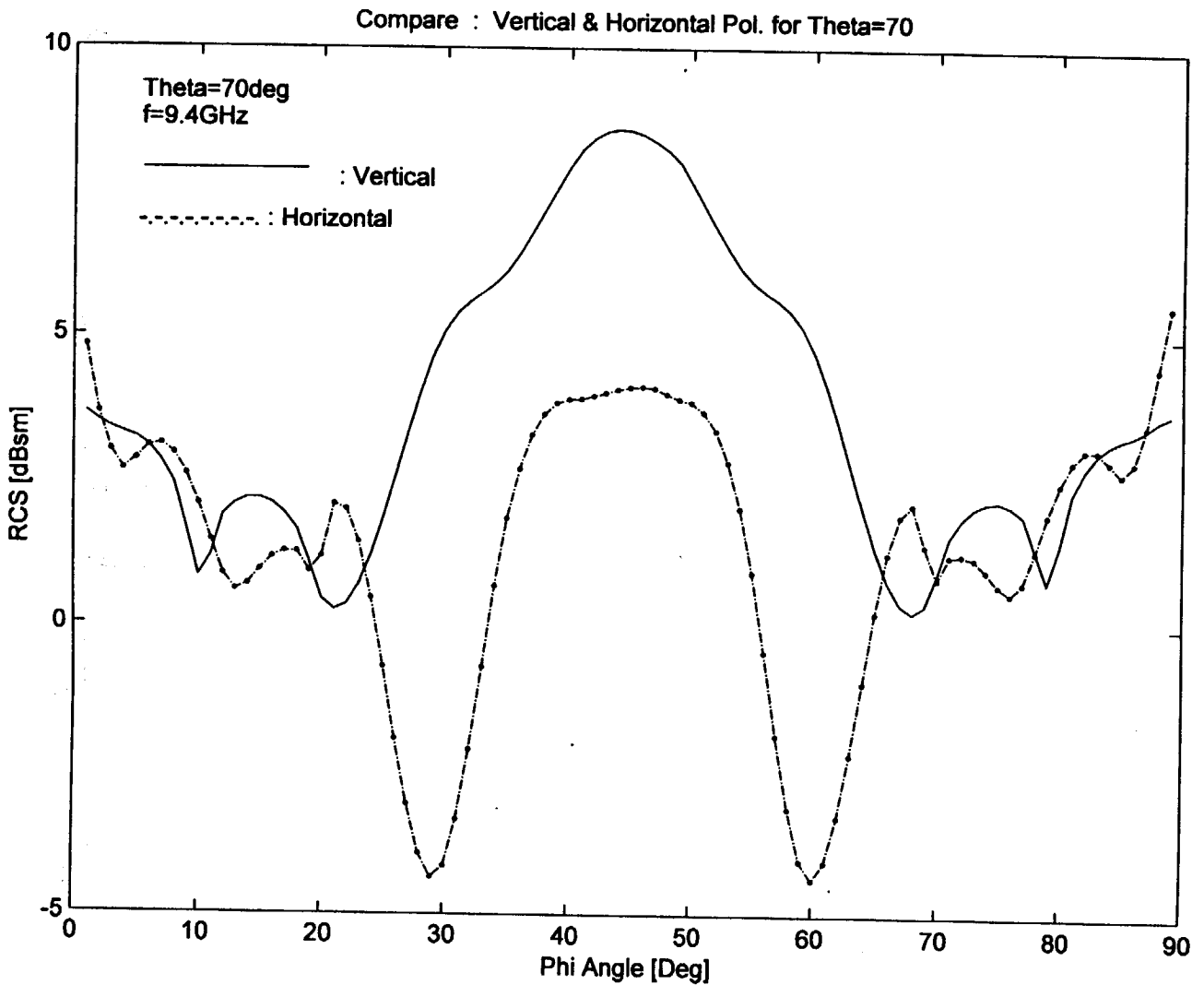
حال با جمع کردن میدان بازتابشی کل و میدان پراش کل، به میدان پراکنشی کل برای گوشه سه‌وجهی می‌رسیم، یعنی:

$$\bar{E}^s = \bar{E}^r + \bar{E}^d \quad (5-80)$$

که در آن \bar{E}^s میدان پراکنشی کل حاصل از گوشه سه‌وجهی، \bar{E}^r میدان بازتابشی کل حاصل از کلیه بازتابش‌های مرتبه اول و دوم و \bar{E}^d میدان پراش کل حاصل از کلیه لبه‌های گوشه می‌باشد.

برای محاسبه عددی و شبیه‌سازی رایانه‌ای همانطور که در پیوست آمده است، در محیط Matlab برنامه‌هایی نوشته شده که هم میدان پراش از لبه‌ها و هم میدان بازتابش از سطوح را محاسبه می‌کند، و سپس با استفاده از روابط (۲-۱۰) و (۲-۷) سطح مقطع راداری گوشه را بدست می‌دهد.

شکل (۵-۹) سطح مقطع راداری یک گوشه سه‌وجهی مربعی به ابعاد هر ضلع ۱۹cm و برای زاویه $\theta=70^\circ$ و در فرکانس 9.4GHz برای قطبش‌های عمودی و افقی را نشان می‌دهد.

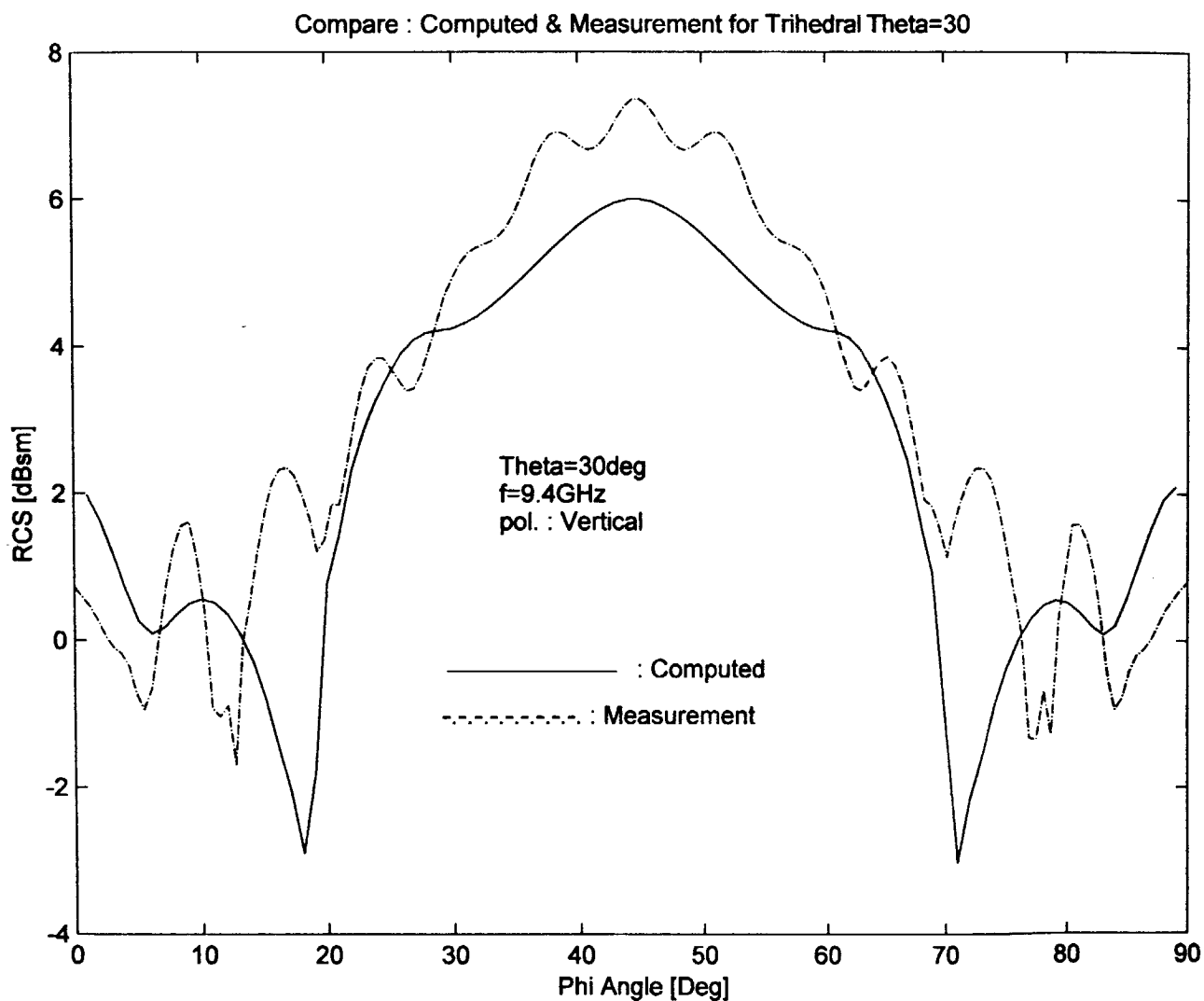


شکل (۵-۹): سطح مقطع راداری گوشه سه‌وجهی برای $\theta=70^\circ$ و قطبش‌های عمودی و افقی

۴-۵) ساخت و اندازه‌گیری RCS گوشه سه‌وجهی

برای بررسی و مقایسه نتایج حاصل از تحلیل و شبیه‌سازی، یک منعکس‌کننده گوشه‌ای سه‌وجهی را با استفاده از سه صفحه مربع شکل به ابعاد ۱۹ سانتیمتر ساختیم. به این صورت که دو صفحه مربع شکل به ابعاد فوق را از جنس آلومینیم انتخاب کرده و با استفاده از جوش آلومینیم آنها را به صورت گوشه سه‌وجهی در آوریم.

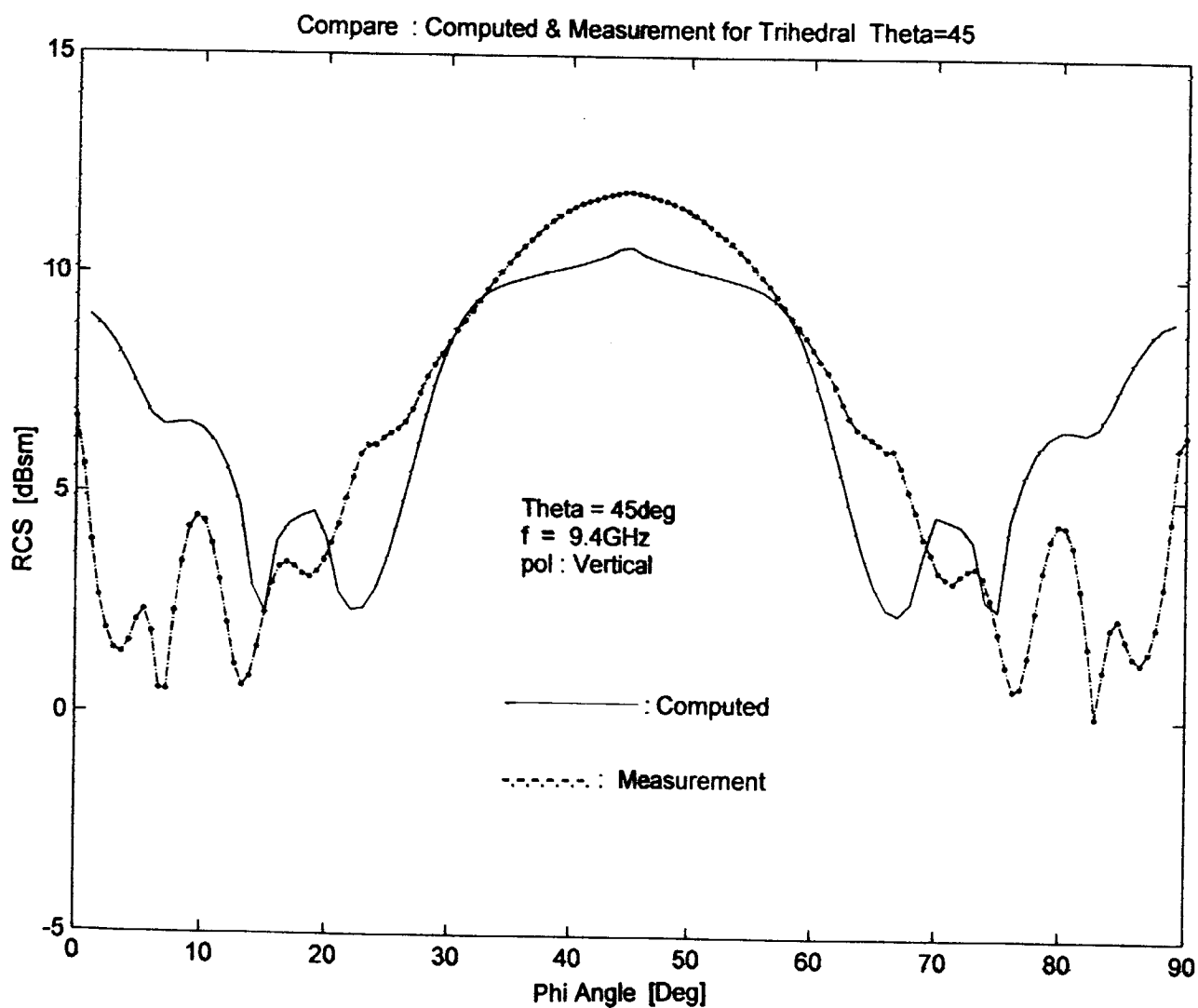
در آزمایشگاه آنتن سطح مقطع راداری حاصل از آن را اندازه گیری نمودیم. نتایج حاصل از محاسبه با نتایج اندازه گیری برای یک گوشه سه وجهی مربعی به ابعاد 19cm و برای $\theta=30^\circ$ و فرکانس 9.4GHz و قطبش عمودی در شکل (۱۰-۵) با هم مقایسه شده است



شکل (۱۰-۵): مقایسه نتایج RCS حاصل از محاسبه و اندازه گیری برای گوشه سه وجهی - قطبش عمودی

شکل (۵-۱۱) نیز نتایج محاسبه و اندازه‌گیری را برای همان گوشه و در همان فرکانس

برای $f=9.4\text{GHz}$ و $\theta=45^\circ$ و قطبش عمودی با هم مقایسه می‌کند.



شکل (۵-۱۱): مقایسه نتایج RCS حاصل از محاسبه و اندازه‌گیری برای گوشه سه‌وجهی - قطبش عمودی

با توجه به شکل‌های (۵-۱۰) و (۵-۱۱) که نتایج حاصل از محاسبه را با نتایج اندازه‌گیری مقایسه می‌کند، اختلاف‌هایی بین این دو نوع نتایج مشاهده می‌شود که بخشی از این اختلافها بخاطر صرف‌نظر کردن از بازتاب‌های مرتبه‌های بالاتر از دوم می‌باشد.

البته تقریب‌های دیگری نیز داشته‌ایم، مثلاً برای پیدا کردن بازتاب‌های مرتبه دوم با استفاده از روش نور هندسی، ناحیه‌های روشن شده صفحات را مشخص نموده‌ایم، که همه این‌گونه تقریب‌ها، باعث بوجود آمدن خطا در محاسبات می‌گردد.

فصل ۶

نتیجه‌گیری و پیشنهادات

برای منعکس کننده گوشه‌های دووجهی، با استفاده از روش ترکیبی نور هندسی - تئوری هندسی پراش کلیه مؤلفه‌های بازتابش و پراش تا مرتبه دوم محاسبه گردید و از آنجا سطح مقطع راداری گوشه دووجهی را بدست آوردیم. برای گوشه دووجهی از ساده‌سازی دوبعدی بهره جستیم که کار برنامه رایانه ای را تا حدودی آسان کرده است. برای این نوع گوشه از بازتابش‌ها و پراش‌های مرتبه سوم به بالا صرف‌نظر شده است که این امر باعث خطای کمی در نتایج شده است.

برای تحلیل منعکس کننده گوشه‌های سه‌وجهی، از روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل استفاده شده است، یعنی یک تحلیل سه‌بعدی برای بازتابش‌ها و پراش‌های تا مرتبه دوم انجام شده است. برای یافتن میدانهای بازتابشی از فرم بسته برای روش نور فیزیکی بر سطح یک مثلث قائمه‌الزاویه استفاده کرده‌ایم ولی صرف‌نظر کردن بازتابش‌های مرتبه سوم به بالا باعث خطا در محاسبه میدان بازتابشی می‌شود. که در نظر گرفتن مؤلفه‌های مراتب بالاتر باعث دقت بهتر در تخمین RCS گوشه سه‌وجهی خواهد شد.

برای داشتن تخمین بهتری از سطح مقطع راداری منعکس کننده‌های گوشه‌ای می‌توان، با استفاده از روش UTD میدانهای پراکنشی از منعکس کننده گوشه‌ای را بر روی یک سطح S که گوشه را می‌پوشاند بدست آورد و از این میدانهای پراکنشی برای پیدا کردن جریان معادل الکتریکی و مغناطیسی بر روی سطح S استفاده می‌کنیم. حال می‌توان این جریان‌ها را در معادلات انتگرالی گذاشت و میدانهای پراکنشی از منعکس کننده گوشه‌ای را بدست آورد که این روش دیگر مشکلات راه دور UTD ندارد، چونکه در اینجا روش UTD برای یافتن میدان راه نزدیک روی سطح S بکار گرفته می‌شود که این روش دقیق‌تر پیشنهادی می‌باشد.

همینطور برای فراهم کردن سطح مقطع راداری بزرگتر می‌توان از ترکیب گوشه‌های دووجهی با هم و یا ترکیب گوشه‌های سه‌وجهی با همدیگر بهره جست، که در آنصورت بستگی سطح مقطع راداری به زاویه تابش کمتر می‌گردد و تقریباً از هر جهتی سطح مقطع راداری

بزرگی خواهد داشت. که می‌توان با روشهایی ساختار جدید را تحلیل کرد.
ساختار دیگری که می‌توان برای فراهم کردن سطح مقطع راداری بزرگ، مورد بررسی
قرار داد. ساختار لنز لونیبرگ است که در صورت تهیه مواد عایق بوجود آورنده آن در داخل
کشور، می‌توان آن را تحلیل و طراحی کرد و ساخت و اندازه‌گیری نمود.

- [1] C. A. Balanis, Advanced Engineering Electromagnetics, John Wiley & Sons, 1988, pp. 254-261, 329-334, 570-571, 577-578, 743-850.
- [2] E. F. Knott, Radar Cross Section, Artech House, 1985, pp. 113-216.
- [3] Z. O. Al-hekail, W. D. Burnside, "Scattering from Corner Reflectors; a Hybrid Approach," IEEE AP. Society International Symposium, 1993. AP-S. Digest, 1993, pp.1428-1431.
- [4] T. Griesser, C. A. Balanis, "RCS Analysis and Reduction foe Lossy Dihedral Corner Reflectors," Proceedings of the IEEE, Vol 77, No. 5, May 1989.
- [5] G. Ferrara, F. Mattia, F. Posa, "Backscattering Study on non-orthogonal trihedral Corner reflectors," IEE Proc. Microw. Antennas Propag., Vol. 142. No.6. December 1995.
- [6] W. L. Stutzman, G. A. Thiele, Antenna Theory and Design, John Wiley & Sons, 1998, pp. 427-428, 546-613.
- [7] D. A. McNamara, C. W. I. Pistorius. J. A. G. Malherbe, Introduction to the Uniform Geometrical Theory of Diffraction. Artech House, 1990, pp.1-329.
- [8] W. Ross Stone, Radar Cross Section of Complex Objects, IEEE Press, 1990, pp.260-274.
- [9] A. Michaeli, "Equivalent Edge currents for Arbitrary Aspects of Observation," IEEE Trans. Antennas & Propagot, Vol. 32, No. 3, March 1984.
- [۱۰] دیناری، نبی، سطح مقطع راداری هدفهای دریایی با استفاده از تقریب نور فیزیکی، پایان‌نامه کارشناسی ارشد، دانشگاه صنعتی شریف، مهرماه ۱۳۷۸.

- [11] T. Griesser, C. A. Balanis. "Backscatter Analysis of Dihedral Corner Reflectors Using Physical Optics and the Physical Theory of Diffraction." IEEE Trans. Antenna & Propagat., Vol. 35, No. 10, October 1987.
- [12] F. A. Sikta, W. D. Burnside. "First-order Equivalent Current and Corner Diffraction Scattering from Flat Plate Structures," IEEE Trans. Antennas & Propagat: Vol. 31, No. 4, July 1983.
- [13] E. F. Knott, "RCS Reduction of Dihedral Corners," IEEE Trans. Antennas & Propagat., Vol. 25, No. 3, May 1977.
- [14] E. F. Knott, "A Progression of High-Frequency RCS Prediction Techniques." Proceedings of the IEEE, Vol. 73, No. 2, February 1985.
- [15] E. F. Knott, T. B. A. Senior. " Comparison of Three High-Frequency Diffraction Techniques," Proceedings of the IEEE. Vol. 62, No. 11, November 1974.
- [16] R. A. Ross, "Radar Cross Section of Rectangular Flat Plates as a Function of Aspect Angle." IEEE Trans. Antennas & Propagat., Vol. 14, No. 3, May 1966.
- [17] A. X. Polycarpou, C. A. Balanis. "A new approach to improve RCS Patterns of trihedral Corner reflectors," Antennas & Propagat. Society International Symposium. 1994. Ap-S. Digest. Vol. 3, 1994.
- [18] K. Sarabandi, T. Chiu. "Optimum Corner Reflectors Design." Radar Conference. 1996. Proceedings of the 1996 IEEE National, 1996.
- [19] A. Fourie, D. Nitch, "SuperNEC: Antenna and Indoor-Propagation Simulation Program," IEEE Antennas and Propagat. Magazine, Vol. 42, No. 3, June 2000.

- [20] R. G. Kouyoumjian, P. H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," Proceeding of IEEE, Vol. 62, 1974.
- [21] G. L. James, Geometrical Theory of Diffraction for Electromagnetic Waves, Peter Peregrinus Ltd., 1986, pp. 117-178.
- [22] J. W. Crispin, K. M. Siegel(ed.), Methods of Radar Cross-section Analysis, Academic Press, 1968, pp. 83-152.
- [23] N. C. Currie, Radar Reflectivity Measurement, Artech House, 1989, pp. 29-58, 61-90, 105-110, 543-591.
- [24] F. EL Dabbaghi, K. Morgan, K. Parrott, J. Periaux(ed.), Approximations and Numerical Methods for the Solution of Maxwell's Equations. Clarendon Press Oxford, 1998, pp. 275-300.
- [25] G. T. Ruck(ed.), Radar Cross Section Handbook, Vol. 2, Plenum Press, 1970, pp. 506-534, 588-602.
- [۲۶] ابوتراب، سیدمحسن، روشهای اندازه‌گیری مشخصات آنتن، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، مهرماه ۱۳۷۰.
- [۲۷] سلیمانی، محمد(مترجم)، مقدمه‌ای بر سیستمهای رادار، پژوهشکده الکترونیک و مخابرات شهید بهشتی، ۱۳۷۰.
- [28] R. J. Sullivan, Microwave Radar Imaging and Advanced Concepts, Artech House, 2000, pp. 65-78.
- [29] J. B. Keller, "Geometrical Theory of Diffraction," J. opt. of America, Vol. 52, No.2 Feb. 1962.
- [30] W.D. Burnside, L. Peters, "Axial-Radar Cross Section of finite Cones by the

equivalent-Current Concept with higher-order diffraction," *Radio Science*, Vol. 7, oct. 1972.

[31] W. C. Anderson, "Consequences of Nonorthogonality on the Scattering Properties of Dihedral Reflectors," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, Vol. 35, No. 10, October 1987.

[32] G. Pelosi, R. Tiberio, "Applying GTD to Calculate the RCS of Palygonal Plates," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, Vol. 38, No. 5, May 1990.

[33] C. A. Balanis, *Antenna Theory*, John Wiley & Sons, 1982, pp. 785-794.

[34] B. M. Kolumdzija, J. S. Ognjanovic, T. K. Sarkar, R. F. Harrington, "A Program for Electromagnetic modeling of Composite-Wire and Plate Structures," *IEEE Antennas & Propagat. Magazine*, Vol. 38, No. 1, February 1996.

[35] M. Domingo, R. P. Torres, M. F. Catedra, "Calculation of the RCS from the interaction of edges and facets," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, Vol. 42, No. 6, June 1994.

[36] K. Barkeshli, *Advanced Electromagnetics and Scattering Theory*. Sharif University of Technology, 1996.

[37] A. Michaeli, "Elimination of Infinities in Equivalent Edge Currents, Part I: Fringe Current Components," *IEEE Trans. Antennas & Propagat.*, Vol. 34, No. 7, July 1986.

[38] C. Gennarelli, G. Pelosi, G. Riccio. "Physical Optics analysis of the field backscattered by a depolarising trihedral corner reflector," *IEE Proc. Microw. Antennas Proppag.*, Vol. 145, No. 3, June 1998.

[39] P.Z Peebles, *Radar Principles*, John Wiley & Sons, 1998, pp. 227-235.

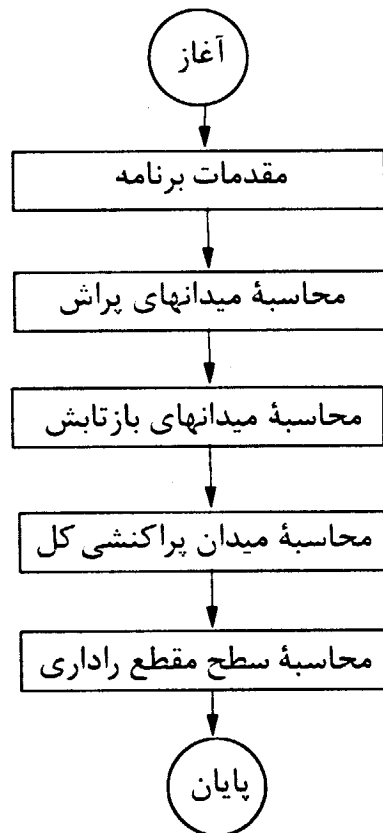
<i>Backscattering</i>	پس پراکنش
<i>Bistatic</i>	دو هنگام
<i>Caustic line</i>	خط سوزان
<i>Caustic point</i>	نقطه سوزان
<i>Component</i>	مؤلفه
<i>Computer</i>	رایانه
<i>Corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای
<i>Creeping wave</i>	موج خزنده
<i>Diffraction field</i>	میدان پراش
<i>Diffraction</i>	پراش
<i>Dihedral corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای دووجهی
<i>Effective area</i>	سطح مؤثر
<i>Geometrical theory of diffraction</i>	تئوری هندسی پراش
<i>Hard polarization</i>	قطبش سخت
<i>Incident field</i>	میدان تابشی
<i>Interaction</i>	میان کنش
<i>Isotropic</i>	همه سو یکسان
<i>Local oscillator</i>	اسیلاتور محلی
<i>Mixer</i>	مخلوط کننده
<i>Modal</i>	مدی
<i>Monostatic</i>	تک هنگام
<i>Physical optics</i>	نور فیزیکی
<i>Polarization</i>	قطبش
<i>Radar Cross Section</i>	سطح مقطع راداری
<i>Reflected field</i>	میدان بازتابشی
<i>Reflection</i>	بازتاب
<i>Reflector</i>	منعکس کننده
<i>Scattering field</i>	میدان پراکنشی
<i>Scatterer</i>	پراکننده
<i>Scattering</i>	پراکندگی
<i>Soft polarization</i>	قطبش نرم
<i>Trihedral corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای سه وجهی
<i>Unit vector</i>	بردار واحد

<i>Local oscilator</i>	اسیلاتور محلی
<i>Reflection</i>	بازتاب
<i>Unit vector</i>	بردار واحد
<i>Diffraction</i>	پراش
<i>Scattering</i>	پراکندگی
<i>Scatterer</i>	پراکننده
<i>Backscattering</i>	پس پراکنش
<i>Geometrical theory of diffraction</i>	تئوری هندسی پراش
<i>Monostatic</i>	تک هنگام
<i>Caustic line</i>	خط سوزان
<i>Bistatic</i>	دو هنگام
<i>Computer</i>	رایانه
<i>Effective area</i>	سطح مؤثر
<i>Radar Cross Section</i>	سطح مقطع راداری
<i>Polarization</i>	قطبش
<i>Hard polarization</i>	قطبش سخت
<i>Soft polarization</i>	قطبش نرم
<i>Component</i>	مؤلفه
<i>Mixer</i>	مخلوط کننده
<i>Modal</i>	مدی
<i>Corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای
<i>Dihedral corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای دووجهی
<i>Trihedral corner reflector</i>	منعکس کننده گوشه ای سه وجهی
<i>Reflector</i>	منعکس کننده
<i>Creeping wave</i>	موج خزنده
<i>Interaction</i>	میان کنش
<i>Reflected field</i>	میدان بازتابشی
<i>Diffraction field</i>	میدان پراش
<i>Scattering field</i>	میدان پراکنشی
<i>Incident field</i>	میدان تابشی
<i>Caustic point</i>	نقطه سوزان
<i>Physical optics</i>	نور فیزیکی
<i>Isotropic</i>	همه سو یکسان

پیوست: برنامه رایانه‌ای

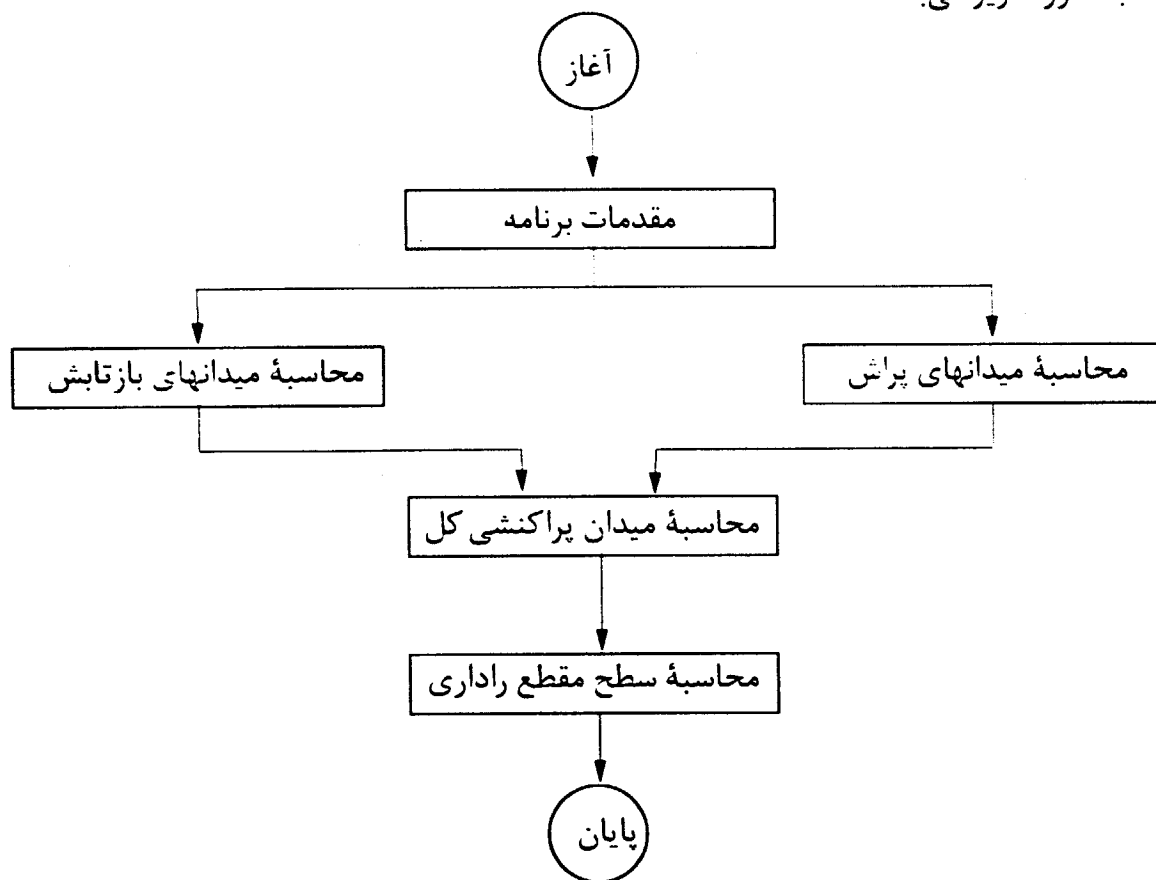
الف) محاسبه سطح مقطع راداری گوشه دووجهی:

برای این نوع گوشه که از روش ترکیبی نور هندسی - تئوری هندسی پراش استفاده شده است یک فایل به نام dihedral.m به عنوان برنامه اصلی برای محاسبه سطح مقطع راداری است که در محیط نرم‌افزاری Matlab نوشته شده است با اجرای این برنامه ضمن درخواست ورودی‌های لازم، برنامه‌های دیگری که برای محاسبه پراش از لبه‌ها و بازتابش از سطوح نوشته شده است را صدا می‌کند و با محاسبه و جمع برداری همه عوامل بازتابشی و پراش تا مرتبه دوم، میدان پراکنشی کل را حساب کرده و از آنجا سطح مقطع راداری گوشه دووجهی را به دست می‌دهد. که فلوجارت این برنامه به صورت زیر می‌باشد:



ب) محاسبه سطح مقطع راداری گوشه سدوجهی

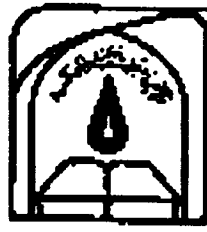
برای این نوع گوشه از روش ترکیبی نور فیزیکی - جریانهای معادل استفاده شده است. یک فایل به نام trihedral.m به عنوان برنامه اصلی برای محاسبه سطح مقطع راداری این گوشه می باشد که در محیط نرم افزاری Matlab نوشته است. با اجرای این برنامه ضمن درخواست متغیر جاروب که یکی از سه متغیر f ، ϕ و θ می باشد، برنامه دیگری که مشخصات سطح های بازتاب کننده در آن می باشد را صدا می کند و با توجه به جهت تابش موج، سطح های روشن را تشخیص می دهد و با استفاده فرمول بسته روش نور فیزیکی، میدان بازتابشی را برای سطح های روشن محاسبه می کند، همچنین میدان پراش حاصل از تمامی لبه های گوشه سدوجهی را به کمک فرمول جریانهای معادل بدست می آورد و از آنجا با جمع برداری میدانهای بازتابشی و پراش، میدان پراکنش کل را بدست می آورد و با استفاده از آن سطح مقطع راداری گوشه سدوجهی را بدست می دهد. که فلوچارت این برنامه به صورت زیر می باشد.



Abstract :

The analysis and design of large RCS electromagnetic wave reflectors is the subject of this thesis. Corner reflectors are very interesting radar targets because they provide large monostatic radar cross section over a broad range of observation angles and frequencies. The monostatic radar cross section of dihedral corner reflector is first computed by using a hybrid GO-GTD method. Then, physical optics (PO) and Method of Equivalent Currents (MEC) are applied to the square trihedral corner reflector and its monostatic radar cross section is evaluated. At last the computed results are compared with experiment.

Keywords: RCS, Corner Reflector, PO, GO, GTD, MEC.



دانشگاه تربیت مدرس

Tarbiat Modarres University
Faculty of Engineering
Department of Electrical Engineering
Communications Group

M.S. Thesis

***Design and Construction of Large RCS Electromagnetic
Wave Reflectors***

By : Ali Ghaedi

Advisor : Dr. Mohammad Hakak

Co-Advisor : Dr. Kasra Barkeshli

April 2001

۳۹۹۸۷