

Magnus Gustafsson

Implementering av bistatisk markspridningsmodell baserad på IEM

TOTALFÖRSVARETS FORSKNING SINSTITUT

Sensorteknik
Box 1165
581 11 Linköping

FOI-R--1158--SE

Januari 2004

ISSN 1650-1942

Metodrapport

Magnus Gustafsson

Implementering av bistatisk markspridningsmodell baserad på IEM

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI Sensorteknik Box 1165 581 11 Linköping	Rapportnummer, ISRN FOI-R--1158--SE	Klassificering Metodrapport
	Forskningsområde 6. Telekrig	
	Månad, år Januari 2004	Projektnummer E 3015
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 62. Signaturanpassning	
Författare/redaktör Magnus Gustafsson	Projektledare Jonas Rahm	
	Godkänd av Jonas Rahm	
	Uppdragsgivare/kundbeteckning Försvarmakten	
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig Jonas Rahm	
Rapportens titel Implementering av bistatisk markspridningsmodell baserad på IEM		
Sammanfattning (högst 200 ord) Rapporten syftar till att kortfattat beskriva implementeringsarbetet av IEM samt att presenterar resultat från denna. Resultaten beräknade med IEM (Integral Equation method) visar att den diffusa spridningen inte är försumbar om marken har ett medel till brett spektrum av höjdskillnader ($k\sigma > 0.25$). Om markens elektriska egenskaper kan anses som goda bör man ta hänsyn till diffus spridningen även för mark med litet spektrum av höjdvariationer.		
Nyckelord IEM, diffus spridning, bakgrundsmodellering, markmodell, multipelreflexion, radarsignatur, radarmålearea		
Övriga bibliografiska uppgifter	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 14 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista	

Issuing organization FOI – Swedish Defence Research Agency Division of Sensor Technology P.O. Box 1165 SE - 581 11 Linköping	Report number, ISRN FOI-R--1158--SE	Report type Methodology Report
	Research area code 6. Electronic warfare	
	Month year January 2004	Project no. E 3015
	Customers code 5. Contracted research	
	Sub area code 62. Stealth Technology	
Author/s (editor/s) Magnus Gustafsson	Project manager Jonas Rahm	
	Approved by Jonas Rahm	
	Sponsoring agency Swedish Armed Forces	
	Scientifically and technically responsible Jonas Rahm	
Report title (In translation) Implementation of bistatic ground scattering model based on the IEM		
Abstract (not more than 200 words) <p>The purpose of this report is to briefly describe the implementation of IEM (integral equation method) and to present some results from the method.</p> <p>The results show that the non coherent scattering term can't be neglected if the ground surface has average to rough height spectrum ($k\sigma > 0.25$). If the ground has good electrical properties one must also consider non coherent scattering even for surfaces with small variation of heights.</p>		
Keywords Background modelling, ground surface model, multiple reflection, radar signature, IEM, non coherent scattering		
Further bibliographic information	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 14 p.	
	Price acc. to pricelist	

Innehåll

1	Inledning	5
2	Teori.....	5
3	Implementering.....	7
4	Resultat	7
4.1	Hävning av singularitet.....	7
4.2	Bistatisk beräkning på perfekt ledare.....	8
4.3	Bistatisk beräkning på torr sand.....	11
5	Slutsatser	13
6	Fortsatt arbete	13
7	Referenser	14

1 Inledning

För att ur radarsynpunkt kunna signaturanpassa ett objekt krävs kännedom om elektromagnetisk växelverkan mellan objekt och bakgrund. För sjö/markfallet kan denna växelverkan vara avgörande för objektets smygegenskaper.

Vid utvecklingen av de flesta plattformar av idag har liten, eller ingen hänsyn, tagits till omgivningens påverkan på objektet. I den mån hänsyn har tagits har växelverkan enbart beräknats med hjälp av strålgångsoptik, s.k. F-faktor, vilket innebär att man missar omgivningens diffusa spridningsegenskaper. För ett icke smyganpassat objekt, som står eller flyter på, plan mark eller spegelblank sjö, torde F-faktor modellen ge en relativt bra beskrivning av växelverkan bakgrund/objekt. Om däremot bakgrunden varierar snabbt i förhållande till våglängden, eller om objektet är smyganpassat kan bakgrundens diffusa spridning vara avgörande för hur pass bra objektet smälter in i omgivningen.

Under våren 2003 genomfördes en litteraturstudie över markspridningsmodeller som bedömdes vara intressanta föra att beskriva den diffusa mål/mark- växelverkan. Den markspridningsmodell som bedömdes vara mest intressant för beskrivning av markens diffusa spridningsegenskaper var Integral Equation Method (IEM).

Den här rapporten syftar till att kortfattat beskriva implementering av IEM samt presentera beräkningsresultat från denna.

I kapitel 2 redovisas kortfattat teorin bakom IEM-metoden. I kapitel 3 beskrivs implementering av metoden. Resultat redovisas i kapitel 4. Slutsatser presenteras i kapitel 5 och i kapitel 6 ges förslag på fortsatt arbete rörande modellering av diffus mål/markväxelverkan.

2 Teori

I detta kapitel beskrivs kortfattat teorin bakom IEM. För en mer detaljerad beskrivning av metoden och dess teori hänvisas läsaren till [1] eller [2].

Metodens grundansats är att ytströmmarna som uppkommer då ytan belyses av en elektromagnetisk våg beskrivs i termer av det infallande fältet, den s.k. fysikalisk-optik approximationen [3]. Fältet i en punkt på ytan beräknas genom att summera fysikalisk-optik bidragen från övriga punkter på ytan. När detta gjorts för punkter beräknas fjärrfältet genom att integrera strömmarna som uppkommer från dessa fält. För att beräkna fjärrfältet krävs en kvadrupelintegral.

Vanligtvis beskrivs en markyta med en stokastisk höjdfördelningsfunktion. Oftast är denna fördelningsfunktion Gaussisk, men andra typer höjdfördelningsfunktioner kan förekomma, men leder ofta till mer komplicerade uttryck vilka kan vara svåra eller omöjliga att beräkna. Det bör påpekas att i all litteratur som låg till grund för litteraturstudien [2] påträffades bara Gaussiska höjdfördelningsfunktioner.

Medelvärde av det spridda fältet betraktas som ytans koherenta spridning och om ytan har en tillräckligt snabb variation i förhållande till våglängden kommer denna bli liten. Den diffusa spridningen som också kallas ickekoherent spridning beräknas genom att medelvärdesbilda den spridda energin.

Eftersom IEM bygger på fysikalisk-optik approximationen vilket i sin tur medför att Maxwells ekvationer inte blir kopplade integralekvationer, vilket gör att fält av högre ordning än två inte beaktas. Vidare tas ingen hänsyn till fenomen som yt- och krypvågor då endast reella strålar beaktas. Metoden klarar ändå av att förklara högre ordningens fenomen som utökad bakåtspridning och depolarisation i infallsplanet.

Genom att identifiera termer som interagerar med varandra kan man separera enkel- (1) och multipelspridningstermer (2). Dessa delar kan sedan studeras separat.

$$\sigma_{qp}^s = \frac{k^2}{2} e^{-\sigma^2(k_z^2 + k_{sz}^2)} \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{2n} |I_{qp}^n|^2 \frac{W^{(n)}(k_{sx} - k_x, k_{sy} - k_y)}{n!} \quad (1)$$

där:

$$I_{qp}^n = (k_{sz} + k_z)^2 f_{qp} e^{-\sigma^2 k_z k_{sz}} + \frac{(k_{sz})^n F_{qp}(-k_x, -k_y) + (k_z)^n F_{qp}(-k_{sx}, -k_{sy})}{2}$$

$$\sigma_{qp}^M = \frac{k^2}{4\pi} e^{-\sigma^2(k_z^2 + k_{sz}^2)} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \int_0^k \int_0^{2\pi} \left(e^{-\sigma^2 k_z k_{sz}} \frac{(k_{sz}(k_{sz} + k_z))^n}{n!} \frac{(k_z(k_{sz} + k_z))^m}{m!} \right). \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & Re(f_{qp} * F_{qp}(\rho \cos(w), \rho \sin(w))) + \frac{k_{sz}^{2n} k_z^{2m}}{4n! m!} |F_{qp}(\rho \cos(w), \rho \sin(w))|^2 + \frac{(k_z k_{sz})^{n+m}}{4n! m!} \\ & F_{qp}(\rho \cos(w), \rho \sin(w)) F_{qp}^*(-\rho \cos(w) - k_x - k_{sx}, \rho \sin(w) - k_y - k_{sy}) \\ & W^{(n)}(k_{sx} + \rho \cos(w), k_{sy} + \rho \sin(w)) \cdot W^{(m)}(k_x + \rho \cos(w), k_y + \rho \sin(w)) \rho \cdot d\rho dw \end{aligned}$$

Här representerar $W^{(n)}$ fouriertransformen av n:te potensen av ytans korrelationsfunktion, s.k. ytans grovhetsspektrum.

k representerar vågtalet för den infallande vågen. f_{qp} och F_{qp} kan tolkas som

polarisationskoefficienter för första- respektive andra ordningens spridda fält. q och p representerar element i spridningsmatrisen. För en mer detaljerad beskrivning av ingående parametrar hänvisas läsaren till [1].

För ytor med stort spektrum av ytojämnheter i förhållande till våglängden, d.v.s. då många ytlutningar bidrar till det spridda fältet, kan ekv (1) och ekv (2) representeras av något mer kompakta uttryck som, åtminstone för enkelspridningsfallet, är mer numeriskt lätthanterliga.

3 Implementering

Implementering av ekv (1) och ekv (2) har gjorts i Matlab 6.0. P.g.a. ekv (2) inte är analytiskt integrerbar krävs att den beräknas numeriskt. Om funktionen som skall integreras är snabbt varierande eller har någon form av singularitet krävs ofta ett större antal datapunkter för att integralen skall kunna beräknas tillräckligt noggrant. Detta medför stor minnesåtgång och att beräkningstiden tenderar att bli relativt lång. En hel del möda har därför lagts ned för att snabba upp koden, vilket har medfört att beräkningstiden kunnat reduceras med ca en faktor tre relativt den ursprungliga koden. Det är dock önskvärt med ytterligare uppsnabbningar, för att kunna beräkna ett stort antal spridningsvinklar inom rimlig beräkningstid.

Inledningvis har metoden implementerats för ytor med Gaussisk korrelationsfunktion, men med ganska små ändringar i koden kan programmet utökas till att klara av andra typer av korrelationsfunktioner.

4 Resultat

4.1 Hävning av singularitet

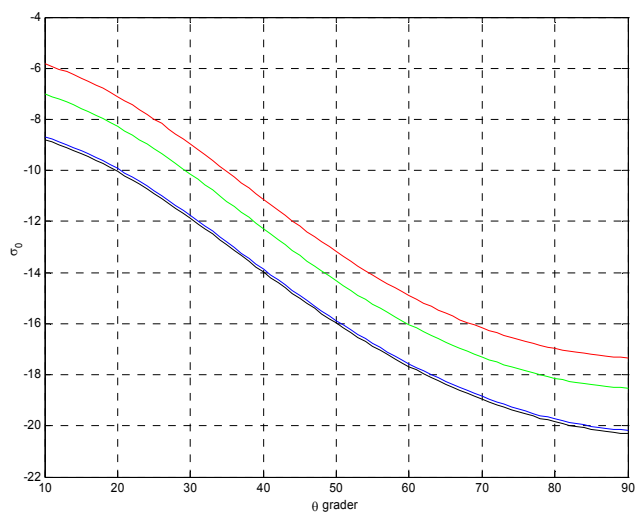
Den andra, och i bakåtspridningsfallet tredje termen i ekv (2) kommer att innehålla icke integrerbara singulariteter då $k = r$. Detta medför att det blir problem med konvergens vid beräkningen av ekv (2). Genom att multiplicera ekv (2) med en funktion g som definieras enligt ekv (3) fås att ekv (2) blir integrerbar.

$$g = \begin{cases} 1 & k - r > T \\ \sqrt{T} \sqrt{k - r} & k - r \leq T \end{cases} \quad (3)$$

En sådan multiplikation motiveras av att de strålar som i spektraluppdelningen har vågtal $r=k$ kommer att propagera längs xy-planet och därmed totalt skuggas av ytans höjder. Eftersom IEM inte tar hänsyn till avtagande strålar på ytan kommer en eventuell skuggningsfunktion att vara av formen (7.51) i [2]. Utveckling av (7.51) då $\theta_s \rightarrow \pi/2$ visar att funktionen går mot noll p.s.s. (3).

Skalfaktorn \sqrt{T} i (3) har lagts till för att (2) skall bli kontinuerlig.

Effekten blir mer märkbar när en tät beräkningsgrid används för att beräkna (2), vilket illustreras i figur 1.

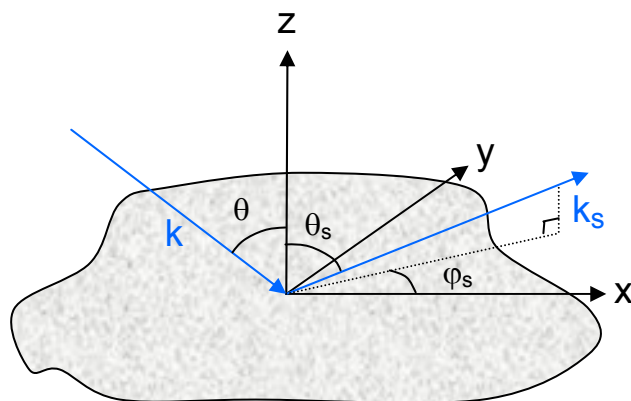


Figur 1: Illustrera den monostatiska normerade markmålaran σ^0 vid 10GHz som funktion av infallsvinkeln θ definierad enligt fig 2. Röd och grön kurva visar σ^0 där avståndet mellan två beräkningspunkter är 0,001 m respektive 0,01 m där singulariteten inte hävts. Blå och svart illustrerar samma beräkningar som röd och grön kurva, men då singulariteten hävts.

Avvikelsen mellan kurvorna för vilka singulariteten inte hävts (röd och grön) resp de kurvor där singulariteten hävts (blå och svart) minskar då avståndet mellan beräkningspunkterna minskar. Detta beror på att den numeriska integrationen sker enligt mittpunktsmetoden [4] som inte beräknar värdet av ekv (2) då $r=k$ utan då $r = k - \Delta/2$ där Δ betecknar avståndet mellan två punkter i beräkningsgriddens. Detta gör att avståndet mellan T i (3) och $k - \Delta/2$ minskar då Δ minskar, vilket förklarar varför skillnaden minskar mellan kurvor där singulariteten hävts och de, där den inte hävts.

4.2 Bistatisk beräkning på perfekt ledare

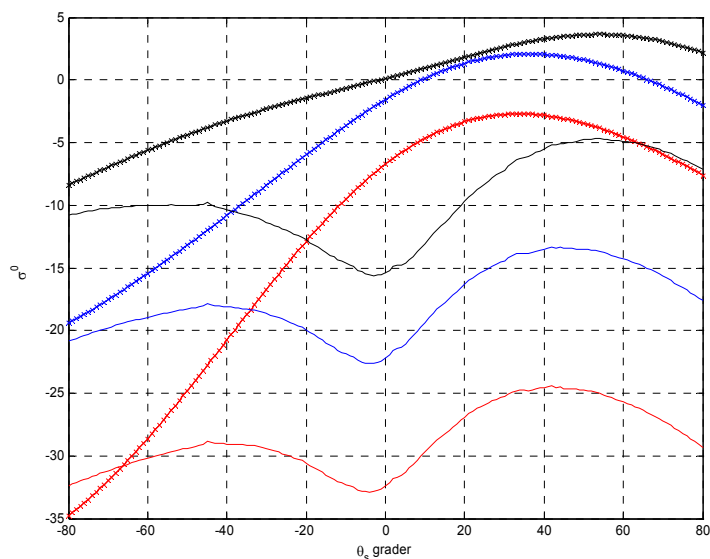
För att undersöka hur ingående parametrar påverkar markmålaran presenteras ett antal beräkningar baserade på IEM-metoden. Ingående vinklar och andra storheter definieras enligt figur 2.



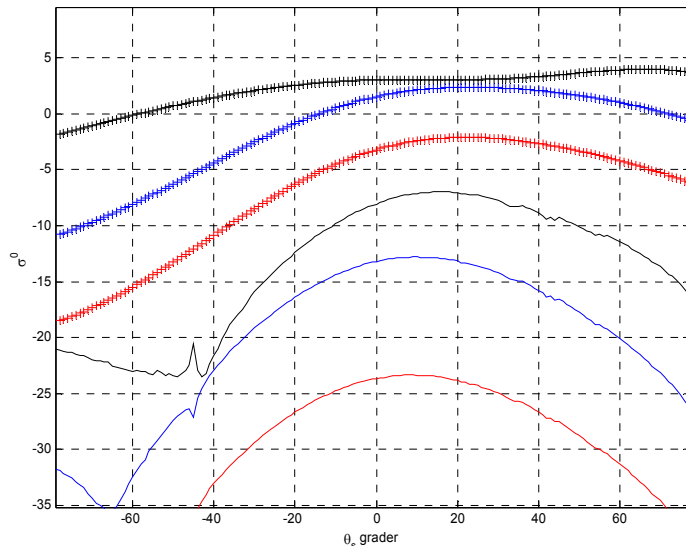
Figur 2: Definierar ingående vinklar vid gjorda beräkningar.

Som tidigare nämnts tar IEM hänsyn till andra ordningens spridda fält vilket, medför att man kan separera markens direktbidrag från högre ordningens spridningstermer. Det har visat sig

beräkningskrävande att inkludera högre ordningens fält. Det är därför viktigt att undersöka ifall dessa termer kan ignoreras. En jämförelse mellan första och andra ordningens termer har gjorts för en perfekt ledande yta och resultaten presenteras i fig 3-5.



Figur 3: Illustrerar första- (kurvor med + tecken) och andra ordningens bistatiska spridningstermer (heldragna kurvor) för HH-polarisation som funktion θ_s då $\theta = \pi / 4$ för en yta med isotrop Gaussisk korrelationsfunktion där $kL=3$ och $k\sigma=1$ (svart), 0.5 (blå) och 0.25 (röd).

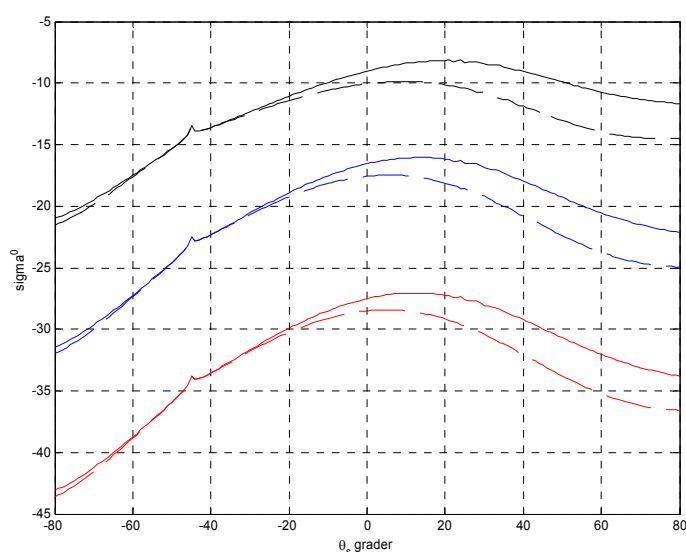


Figur 4: Illustrerar första- (kurvor med + tecken) och andra ordningens bistatiska spridningstermer (heldragna kurvor) för VV-polarisation som funktion θ_s då $\theta = \pi / 4$, för en yta med isotrop Gaussisk korrelationsfunktion där $kL=3$ och $k\sigma=1$ (svart), 0.5 (blå) och 0.25 (röd).

Första ordningens spridningsbidrag dominerar för både HH- och VV-polarisation då ytan har liten medellutning. Skillnaden till andra ordningens spridning minskar då $k\sigma$ ökar och är mest påtaglig för HH-polarisation där det som minst skiljer ca 10 dB. Vidare noteras att det spridda fältets vinkelberoende minskar vid en ökande medellutning och att denna minskning är störst för HH-polarisation som i fallet $k\sigma=0.25$ uppvisar ett tydligt lobmönster med låga nivåer i bakåtspridningsområdet och där en stor del av den spridda energin finns nära spekulärriktningen. Den inbördes nivåskillnaden minskar då medellutningen ökas.

Andra ordningens spridning uppvisar stora skillnader i principutseende mellan HH- och VV-polarisation. För HH-polarisation syns en tydlig minskning vid $\theta_s = 0^\circ$. Vidare utgör andra ordningens spridningen en större andel av den totala diffusa spridningen för HH- än för VV-polarisation. Vid $\theta_s = 45^\circ$ syns en kraftig topp för VV-polarisation $k\sigma=1$. En liten topp noteras vid $\theta_s = 45^\circ$ för samtliga medellutningar även för HH-polarisation. Dessa toppar benämns utökad bakåtspridning (enhanced backscattering) och finns beskriven i [2]. Dessa blir mer påtagliga vid stora medellutningar. Eftersom utökad bakåtspridning inte förekommer i första ordningens termer är IEM den enda av kända metoder för beräkning av markmålarea som modellerar utökad bakåtspridning.

Resultaten för korspolarisationstermerna illustreras i figur 5.



Figur 5: Illustrerar andra ordningens spridningstermer för HV- (heldragen linje) och VH-polarisation (streckad linje) som funktion av θ_s då $\theta = \pi/4$, för en yta med isotrop Gaussisk korrelationsfunktion där $kL=3$, $k\sigma=1$ (svart), 0.5 (blå) och 0.25 (röd).

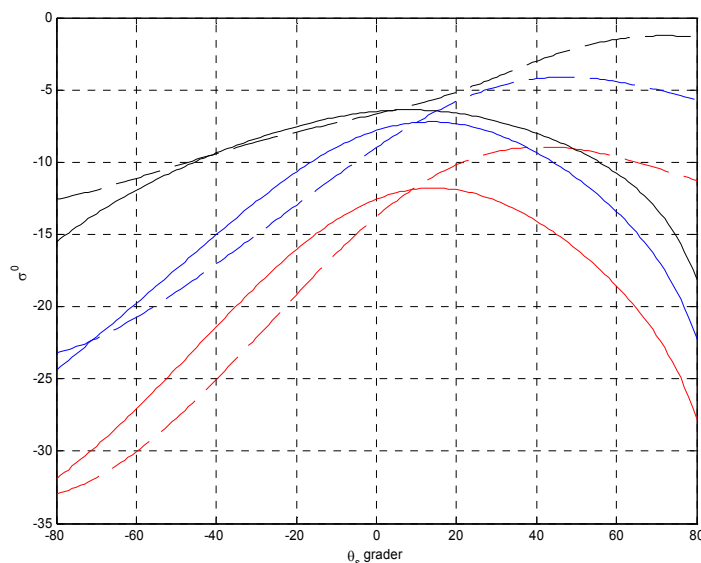
Direktspridningsbidraget från ytan blir noll för samtliga ytlutningar, vilket gör att depolarisation i infallsplanet kan ses som en effekt av interaktion mellan ytans delytor [2].

Detta skiljer sig från Kirchoffmetoden [2], där depolarisation i infallsplanet beskrivs som en effekt av högre ordningens lutningstermer. Precis som för HH- och VV-polarisationerna ökar markmålarean då ytans medellutningar ökar och att HV är större eller lika med VH för alla spridningsvinklar. Detta innebär att metoden är icke-reciprok, skillnaden mellan korspolarisationerna är dock liten (<3 dB) vilket gör att metoden kan anses som semi-reciprok.

I bakåtspridningen är skillnaden noll vilket är i enlighet med fysikalisk-optik.

4.3 Bistatisk beräkning på torr sand

För att studera markens dielektriska egenskaper presenteras beräkningar gjorda på typisk torr sand där $\epsilon_r = 5$ [5]. För markens övriga egenskaper gäller samma parametrar som i tidigare avsnitt. En beräkning av markens direktspredningsbidrag illustreras i figur 6, medan andra ordningens spridningstermer visas i fig 7.

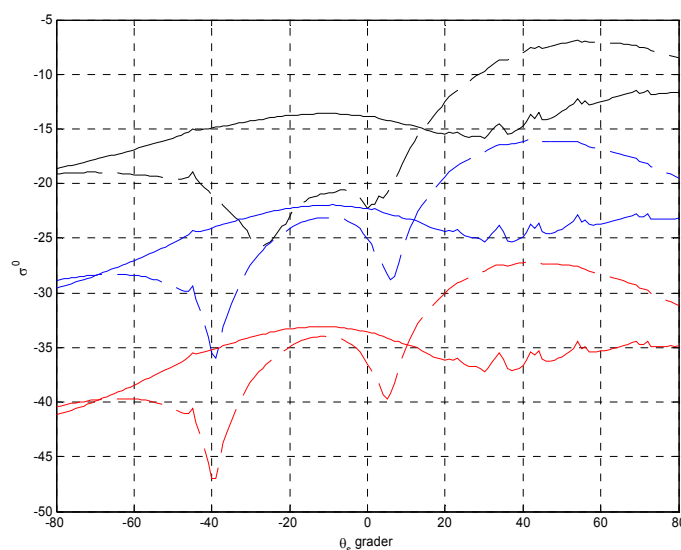


Figur 6: Illustrerar det bistatiska direktbidraget från torr sand ($\epsilon_r = 5$) då $f=10$ GHz och $kL=3$. Beräkningen har gjorts för HH- och VV-polarisation (streckade resp heldragna kurvor) vid $\theta = \pi / 4$ då $k\sigma = 1$ (svart), 0.5 (blå) och 0.25 (röd).

De principiella utseendena vid HH-polarisationen (streckad kurvor) skiljer sig inte nämnvärt från PEC fallet. Den mest påtagliga skillnaden är den ca 5-7 dB lägre signalnivå vilket ungefärligen motsvarar Fresnelkoefficientens värde i $\theta = 45^\circ$. För VV-polarisation är däremot skillnaden i principutseende mellan σ_0 för torr sand och PEC påtaglig. Detta beror på att vid HH-polarisation är högre ordningens spridningstermer i direktbidraget (andra termen i (1)) av samma storleksordning som direktbidragets Kirchoffterm och därvid kompenserar för Kirchofftermens reduktion. Så är inte fallet vid VV-polarisation där den största delen av spridningen utgörs av Kirchofftermen när $\theta_s \rightarrow 90^\circ$ vilket medför en kraftigt reducerad signalnivå.

Eftersom inte någon skuggningsfunktion är implementerad i IEM bör resultaten för spridningsvinklar i intervallet $70-90^\circ$ betraktas med en viss försiktighet [2].

Andra ordningens spridningstermer för torr sand illustreras i figur 7.



Figur 6: Illustrerar andra ordningens spridningsterm från torr sand ($\epsilon_r = 5$) då $f=10$ GHz och $kL=3$. Beräkningen har gjorts för HH- och VV-polarisation (streckade resp heldragna kurvor) vid $\theta = \pi / 4$ och då $k\sigma = 1$ (svart), 0.5 (blå) och 0.25 (röd).

Vid -40° och 5° uppvisar HH-polarisationskurvorna kraftiga lokala minvärden. Mellan dessa värden avviker resultaten mycket från PEC-fallet som i intervallet har ett lokalt minima. En tänkbar förklaring till fenomenet är att olika polarisationstermer interagerar konstruktivt med varandra inom detta intervall. Intressant och se, är att skillnaden i nivå och principutseende minskar då vi närmar oss området $20^\circ < \theta_s < 80^\circ$, vilket som kan ses som spekulärbidragsområde för koherent spridning. Inbördes är kurvorna som representerar HH-polarisation mycket lika utseendemässigt, den ökning av nivå som följer med en allt grövre yta. Denna relativa ökning avtar då $k\sigma$ blir tillräckligt stor.

Även för VV-polarisation fås betydande avvikelser från PEC-fallet för alla spridningsvinklar. Man noterar att den utökade bakåtspridningen har reducerats betydligt för torr sand jämfört med PEC-ytan, då $k\sigma=1$. Vidare är spridningen för torr sand mer riktningsoberoende, vilket gör att kurvorna uppvisar högre nivåer kring bakåtspridningsriktningen och betydligt lägre nivåer i spekulär riktning jämfört med PEC-fallet. I området $30^\circ < \theta_s < 60^\circ$ uppvisar kurvorna ett "rippel" som bara framträder svagt för PEC-fallet. Klart är att denna effekt inte beror av markens höjdfördelning eller dielektriska egenskaper utan är troligen någon form av interaktionsbidrag mellan olika delspridare.

5 Slutsatser

Beräkningarna som gjorts med IEM och har presenterats här visar att den diffusa spridningen inte är försumbar då markens grovhet blir stor i förhållande till den infallande vågens våglängd. För ytor med höga brytningsindex (som exempelvis våt mark) genererar även ytor med liten grovhet ett inte försumbart diffust spridningsbidrag.

Andra ordningens spridningstermer kan inte anses försumbara då ytan är grov eller medelgrov. Detta bidrag utgör en större del av den totala spridningen då markytan har sämre elektriska egenskaper. Vid spridning mot relativt plan mark med goda elektriska egenskaper, (exempelvis PEC-material) kan emellertid andra ordningens termer ignoreras vilket gör att beräkningstiden mycket kraftigt reduceras.

6 Fortsatt arbete

Nedan följer förslag på fortsatta arbeten rörande beräkning av mål-markinteraktion beräknade m.h.a. IEM.

- Implementera internskuggningsfunktion så att metodens validitetsområde utökas
- Genomföra beräkningar av BRDF för hela övre halvplanet och vid en mängd olika frekvenser och validera dessa mot mätningar.
- Utöka programmet till att klara andra typer av korrelationsfunktioner.
- Snabba upp metoden och inkorporera den i ett program för beräkning av mål/markinteraktion.
- Utöka IEM för beräkningar av mark med icke Gaussisk statistik.

7 Referenser

- [1] A. K. Fung, *Microwave Scattering and Emission Models and Their Applications*. Boston: Artech House, 1994.
- [2] M. Gustafsson, S. Nilsson, J. Rahm, and E. Zdansky, "Modelleringsmetoder för bistatisk markspridning - Litteraturstudie-," FOI-R--0825--SE, 2003.
- [3] G. Kristensson, *Spridningsteori med antenntillämpningar*. Lund: Studentlitteratur, 1999.
- [4] L. Råde and B. Westergren, *Mathematics Handbook*. Lund: Studentlitteratur, 1998.
- [5] D. J. Daniels, *Surface-penetrating Radar*: The Institution of Electrical Engineers, 1996.