

December 2001 ISSN 1650-1942

Vetenskaplig rapport

Lena Klasén, Ove Steinvall, Göran Bolander, Magnus Elmqvist

# Grindad avbildning - Inledande prov vid långa avstånd



Sensorteknik 581 11 Linköping FOI-R--0302--SE December 2001 ISSN 1650-1942 Vetenskaplig rapport

Lena Klasén, Ove Steinvall, Göran Bolander, Magnus Elmqvist

# Grindad avbildning - Inledande prov vid långa avstånd

Utgivare	Rapportnummer, ISRN	Klassificering	
Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI	FOI-R0302SE	Vetenskaplig rapport	
Avdelningen för Sensorteknik	Forskningsområde		
Box 1165 4. Spaning och ledning			
581 11 Linköping	Månad, år	Projektnummer	
	December 2001	E3810	
	Verksamhetsgren		
	5. Uppdragsfinansierad verksamhet		
	Delområde		
	42 Spaningssensorer		
Författare/redaktör Projektledare			
Lena Klasén	Ove Steinvall		
Ove Steinvall	Godkänd av		
Göran Bolander	Ove Steinvall		
Magnus Elmqvist	Uppdragsgivare/kundbeteckning		
	FMV		
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig		
	Ove Steinvall		

## **Rapportens titel**

Grindad avbildning - Inledande prov vid långa avstånd

## Sammanfattning

Denna rapport redovisar inledande prov med grindad avbildning på långa avstånd. Syftet var att studera förutsättningarna för ett system som kan kombineras med en IR-kamera för måligenkänning inom avståndsintervallet 5-10 km. Eftersom kamerarör för 1550 nm inte var tillgängliga, så skedde mätningarna vid 532 nm. För att överföra resultaten till framtida systemprestanda vid 1550 nm användes en modell som tar hänsyn till kamerans och atmosfärens begränsningar av upplösning och övrig bildkvalitet. Kamerans vinkelupplösning var ca. 11µrad/lp. Proven visade hur turbulens kan begränsa upplösningen vid horisontella banor nära mark redan vid så korta avstånd som 2 km. Upplösningen mättes då till 30-40 µrad/lp. Vid prov på 10 km avstånd med en medelhöjd av 60 meter över mark, erhölls upplösningen 15-40 µrad/lp. Metoder för bildförbättring provades, där spatiotemporala tekniker var verksamma. Summering av 5-20 bilder rekommenderas i taktiska tillämpningar, där rörelsekompensering kan krävas. På sikt bör även belysningsutjämning av laserirradiansen ske både hårdvaru- och mjukvarumässigt. Ett taktiskt system vid 1550 nm bör ha bättre prestanda än det vid 532 nm i marknära tillämpningar där atmosfären begränsar prestanda. Möjligheten till utnyttjande av befintliga laseravståndsmätare samt ögonsäkerhet motiverar framtida inriktning mot 1550 nm. I avvaktan på kameror för 1550 nm föreslås fortsatta prov av grindad avbildning 532 nm för undersökning av bildförbättring med utnyttjande av siluettbild för kantuppskärpning, 3D upplösning av målet genom kort grindad lucka, verifiering och vidareutveckling av den framtagna modellen, samt mål- och bakgrundssignaturer vid 1550 nm.

# Nyckelord

Grindad avbildning, laserradar, bildbehandling, långa avstånd.

Övriga bibliografiska uppgifter	<b>Språk</b> Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 70 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista	
	Sekretess: Öppen	

Issuing organization	Report number, ISRN	Report type	
FOI – Swedish Defence Research Agency	FOI-R0302SE Scientific report		
Division of Sensor Technology	Research area code		
PO Box 1165	4. C4ISR		
SE-581 11 Linköping	Month year	Project no.	
	December 2001	E3810	
	Customers code		
	5. Contracted Research		
	Sub area code		
	42 Surveillance Sensors		
Author/s (editor/s)	Project manager		
Lena Klasén	Ove Steinvall		
Ove Steinvall	Approved by		
Göran Bolander	Ove Steinvall		
Magnus Elmqvist Sponsoring agency			
	Swedish Defence Material Administration		
	Scientifically and technically responsible		
	Ove Steinvall		

## Report title (In translation)

Gated Viewing - Initial tests at long ranges

## Abstract

This report describes initial tests with gated viewing at long ranges. The purpose was to study the potential for a system combining an IR camera with a laser camera for target recognition in the range 5-10 km or longer. As camera tubes for 1550 nm were not available, the measurement was done at 532 nm. To extrapolate the results to future system performance at 1550 nm, a theoretical performance model was used which takes into account the camera and atmospheric influence on resolution and image guality. The angular resolution of the camera was 11 µrad/lp. The tests showed how turbulence could limit the resolution for horizontal paths close to ground at such short ranges as 2 km. The resolution was then found to be 30-40 µrad/lp. During tests at 10 km with a mean height above ground of 60 m, a resolution of 15-40 µrad/lp was obtained. This indicates some turbulence influence. Spatiotemporal processing was proven useful for image quality improvement. Image summation of 5-20 images is recommended for tactical applications, which usually requires motion compensation. Hard- and software based methods for obtaining a homogeneous illumination of the target should also be considered. A tactical system at 1550 nm ought to have better performance than the used 532 nm in atmospheric limited application close to ground. The potential to use existing laser range finders and the eye safety issue motivates the future use of 1550 nm for gated viewing. Until such cameras are available, future tests at 532 nm are motivated to investigate the use of the silhouette and a short gate to get a true 3D resolved target, for verification and further development of the mode and target and background signatures at 1550 nm.

## Keywords

Gated viewing, laser radar, image processing, long range.

Further	bibliographic	information
---------	---------------	-------------

Language Swedish

ISSN 1650-1942	<b>Pages</b> 70 p.	
	Price acc. to pricelist	
	Security classification: Unrestricted	

# Innehåll

1	Inledning	7			
<b>2</b>	Provens målsättning				
3	3 Mätapparatur				
4	Genomförda prov         4.1       Älvdalen vecka 47 2000	9 9 13 13 14 14			
5	Modell för grindad avbildning – en första ansats         5.1       Enkel räckviddsmodell för grindad avbildning         5.2       Utökad modell för grindad avbildning         5.2.1       Allmänt         5.2.2       Turbulens         5.2.3       Turbulenseffekter för observationssträckan         5.3       Analys av resultaten         5.3.1       Scintillation         5.3.2       Gränsfrekvens för upplösning under olika turbulensförhållanden         5.3.3       SNR-beräkningar	<b>17</b> 18 19 19 19 28 38 38 38 40 44			
6	Bildförbättring         6.1       Förbearbetning av bilder         6.2       Uppskattat SNR från bilderna         6.3       Sammanläggning av bilder         6.4       Rörelsekompensering         6.5       Spatiella filtreringstekniker         6.6       Adaptiv filtrering         6.6.1       Lokal orientering         6.7       Adaptiv filtrering i 3D         6.8       Ökad upplösning         6.9       Resultat från bildförbättring	<b>45</b> 47 48 49 52 56 56 59 59 60 60			
7	Diskussion         7.1       Prestanda för systemet – jämförelse med teori	<ul> <li>62</li> <li>62</li> <li>62</li> <li>62</li> <li>63</li> </ul>			

8	Sammanfattning	64
9	Förslag till fortsatt verksamhet	65
Re	ferenser	67
Α	Bildsekvenser från Älvdalen vecka 47, 2000	69
В	Bildsekvenser från Kvarn vecka 14, 2001	69
С	Bildsekvenser från Älvdalen vecka 17, 2001	70

# 1 Inledning

Denna rapport redovisar inledande prov med grindad avbildning på långa avstånd som utförts på uppdrag av Saab Avionics, Göteborg via Försvarets Materielverk, FMV. Syftet har varit att studera förutsättningarna för ett system som kan kombineras med en IR-kamera för måligenkänning inom avståndsintervallet 5-10 km.

Grindad avbildning (gated viewing, GV) eller avståndsselektiv avbildning, grundar sig på en tidsstyrd kamera som avbildar ett mål som belyses med en pulsad belysningskälla, vanligtvis laser. Principerna för grindad avbildning finns väl beskriven i relaterade arbeten vid FOI, [1][2][3][4] m fl. Grindad avbildning bör kunna förbättra möjligheterna till måligenkänning över långa avstånd, genom att kombinera tekniken för passiva elektrooptiska bildgenererande system med laserteknik till ett aktivt bildsystem.

Figur 2 visar det taktiska problemet där en IR-bild med indikation om ett misstänkt mål, har använts för invisning av laser för måligenkänning. Illustrationen av ett grindat system återfinns även på framsidan, Figur 1.

Systemtanken för en demonstrator kan vara invisning av det grindade systemet med IR-system, automatisk belysning av området, avståndsbedömning och bildregistrering med ett grindad system samt realtidsprocessande av bilder avsedda för målupptäckt och måligenkänning av en operatör eller med automatiska signal- och bildbehandlingsmetoder.



Figur 2: Övre bilderna från vänster: Visuell bild av målområdet i Älvdalen från 10 km avstånd, invisning med IR sensor samt en ogrindad bild från ljusförstärkare. Nedre bildraden från vänster: Grindad bild av en lastbil som står uppställd i målområdet, processade bilder av lastbilen samt lastbilen på ca 10 meters håll.

# 2 Provens målsättning

Syftet med detta studieprogram är att kartlägga de tekniska förutsättningarna för realisering av en demonstrator för grindad avbildning över långa avstånd, 5-10 km. För ändamålet har mätapparatur anskaffats, och prov har genomförts. Resultatet har analyserats och utvärderats för utformning av krav på detektor och laserlob, samt för en bedömning av vilka signal- och bildbehandlingsmetoder som är lämpliga.

De faktorer som inverkar på systemets förmåga till målupptäckt och igenkänning på långa avstånd är främst atmosfär, detektorprestanda, laserprestanda samt signal- och bildbehandlingstekniker. Syftet med genomförda prov är att samla underlag för bedömning av hur dessa faktorer inverkar på förmågan till målupptäckt och igenkänning på 5-10 km avstånd. Initialt var målsättningan att ha en bildmässig detektering av reflekterad laservåglängd vid ögonsäker våglängd, 1550 nm, men på grund av svårigheter med anskaffning av lämplig detektor valdes att genomföra proven med visuell våglängd, 532 nm. Skillnaderna i systemaspekter mellan visuell och ögonsäker våglängd diskuteras därför teoretiskt. Proven genomfördes i tre omgångar, under vecka 47 2000 vid Älvdalens skjutfält, vecka 14 2001 vid Prästtomta skjutfält i Kvarn och under vecka 17 2001 vid Alvdalens skjutfält. Resultaten har utvärderats med avseende på försökssystemets teoretiska och verkliga prestanda, bildkvalitén och möjligheterna till bildförbättring med signal- och bildbehandling, konsekvenser för 1550 nm utifrån resultat från 532 nm samt behovet av verifiering och vidare utveckling av modell för grindad avbildning.

# 3 Mätapparatur

Följande utrustning ingår i försökssystemet: Sändare/Mottagare: Xybion ISG-750 grindbar kamera, Figur 3 GenIII bildförstärkare Känslig i våglängdsområdet 400-900 nm Systemets upplösning, 30 lp/mm horisontellt, 23 lp/mm vertikalt Gatelucka från 50ns Questar objektiv, under vecka 47 2000 Celestron G8 Schmidt-Cassegrain-teleskop, under vecka 14 samt 17 2001 Brännvidd 2 m apertur 8" Kombinerad med teleconverter 1,5x Quantel Brilliant Nd:YAG Laser Frekvensdubblad till 532 nm PRF 10Hz Max energi i 532 nm 180 mJ Utrustad med 6x strålexpander

## Målområde:

TV-kamera för registrering av stråltvärsnitt

Vit referenstavla frigolit 2x2 m Upplösningstavla frigolit/sammet 4x2 m, reflektionsdata  $\rho_{sammet} = 0.013$ Upplösningstavla frigolit/sammet 120x60 cm, reflektionsdata  $\rho_{frigolit} = 0.95$ , se Figur 11 Terränglastbil 30, se Figur 1 och 2

Mätuppställningen vid fältförsöken i Älvdalen vecka 17 2000, återfinns i Figur 4.

# 4 Genomförda prov

## 4.1 Älvdalen vecka 47 2000

Inför proven vecka 47 2000 hade fyra mätplatser rekognoserats; två platser på avstånd 3 km och 7 km mot gemensamt målområde, samt en plats från gemensam utkikspunkt med målområden på 10 km och 14 km. Försöken på 3 km inledde mätkampanjen med avsikt att ensa utrustningen och verifiera att utrustningen fungerade som tänkt. De egentliga proven utfördes på vstånden 7, 10 och 14 km för att se begränsningarna i systemet.

Utrustningen ensades och tycktes fungera. Mätningar vid 3 km påbörjades när snön började falla, se Figurerna 5 och 6. Nederbörden tilltog och sikten sjönk succesivt till något hundratal meter. Några bilder hade i alla fall samlats in och därmed var mätprogrammet för 3 km avklarat. Utrustningen flyttades till utkiksplatsen 7 km från målområdet där bättre väder inväntades, förgäves. Resten av veckan varierade sikten från 50 m till 500 m. Förteckning över insamlade mätdata finns i Appendix A. Registrerade bildsekvenser vid prov i Älvdalen vecka 47 2000.

## 4.2 Erfarenheter från vecka 47 2000

Några saker framkom trots allt under denna vecka i dimman.

Laserns strålexpander fungerade inte tillfredställande. Vridbordet klarar inte alpin miljö, vid några grader under noll frös det fast och styrelektroniken brann. En annan erfarenhet var att det behövdes bättre stabilisering av kameran, t ex genom att placera utrustningen på marken för att ge stabila bilder på långa avstånd. Under proven var utrustningen placerad på lastbilens lastbrygga och minsta rörelse inducerade även icke önskad rörelse i bildplanet.

Det visade sig också att det var stor skillnad mellan Xybionkamerans upplösning jämfört med upplösningen på bildförstärkaren. Ljusförstärkarens upplösningvilken redovisades i specifikationerna till 70 lp/mm. Däremot visade det sig att systemets upplösning, där både bildförstärkaren och CCD-sensorn ingår, har en spatiell upplösning på 30 lp/mm horisontellt och 23 lp/mm vertikalt.

En av erfarenheterna var således att mätsystemets spatiella upplösning skulle vara otillräcklig för att urskilja små detaljer på avstånd 10 km. Den reella upplösningen i horisontal- respektive vertikalled (GR, ground resolution) vid avstånd L = 2.7 km uppskattades till 3.3 - 3.7 cm/pixel, enligt ekvation



Figur 3: Xybion ISG-750 med kontrollenhet.



Figur 4: Mätuppställning avstånd 10 km i Älvdalen 2001, vecka 17.



Figur 5: Målområdet i Älvdalen som användes för grindad avbildning på 3 km, vecka 47 2000.



Figur 6: Bild av gående person inom målområdet, direkt från ljusförstärkaren utan grindning, avstånd 3 km. Objektiv Questar med fokallängd $\approx 1.5$ m.



Figur 7: Utrustningen uppställd på platsen för registrering av bilder på 7 km. Dåligt väder rådde och bilden visar ogrindad bild av träd i sluttning på ca 150 meters håll.

1-3 och Figur 8. Detta motsvarar ca 13  $\mu$ rad/pixel, dvs ca 26  $\mu$ rad/linjepar. Motsvarande spatiell upplösning på 10 km blir ca 13 cm/pixel.

$$GR_h \lessapprox \frac{lp_{true,vert}}{lp_{pixels,vert}}$$
 (1)

$$GR_v \lessapprox \frac{lp_{true,hor}}{lp_{pixels,hor}}$$
 (2)

Fokallängd  $f \simeq 1.5 \ [m]$ . Uppmätt bredd på vertikala linjepar i antal bildpunkter  $lp_{pixels,vert} = 30$ , 13.5 respektive 7 pixels. Bredden för de horisontella linjeparen på upplösningsmönstret är  $lp_{pixels,hor} = 30$ , 13.5 respektive 7.5 pixels. Motsvarande verklig bredd vertikala linjepar  $lp_{true,vert} = 1.0$ , 0.5 respektive 0.25 [m], horisontella linjepar  $lp_{t,hor} = 1.0$ , 0.5 respektive 0.25 [m].

Sensor-storleken är beräknad med hjälp av uppgifter från Xybion Electronic Systems. Xybionkamerans CCD-sensor av fabrikat SONY, är specifierad för 575 aktiva vertikala bildlinjer och 11  $\mu$ m i storlek per kvadratisk pixel. Ljusförstärkarens bild projiceras på kamerans CCD-sensor med en faktor  $1.46 \pm 5\%$ . Bildformatet för de digitaliserade bilderna är 720 x 576 pixlar för den dpsReality framegrabber som användes för bildfångst, varför faktorn 0.94 används för att korrigera den digitaliserade bildens aspektratio i vertikalled till ett bredd/höjd förhållande på 4 : 3. Xybion ljusförstärkarens effektiva sensornsstorlek i horisontalled blir ca  $s_h = 11.56 \cdot 10^{-3} [m]$  och vertikalled  $s_v = 9.23 \cdot 10^{-3} [m]$ . För att istället erhålla en upplösning om ca 5 cm/pixel på avstånd  $L_{10} = 10$ 



Figur 8: Spatiell upplösning på avstånd 2.7 km, 3.3 - 3.5 [cm/pixel].

km, uppskattades behovet på fokallängd till ca2.5-3 meter, enligt ekvation 3, illustrerat i Figur 9. Beräkningarna tar inte hänsyn till faktorer som systemprestanda, brus, optik eller atmosfärsinverkan.

$$f\left(GR_{h}\right) = \frac{L_{10} \cdot s_{h}}{GR_{h}} \tag{3}$$

## 4.3 Kvarn vecka 14 2001

Fältförsöket på Prästtomta skjutfält i Kvarn var en test av utrustningen inför upprepade mätningar i Älvdalen. Proven genomfördes 2001-04-05. Avståndet till målet var 1910 meter. Sändare och kamera var uppställda inomhus och riktades ut genom ett öppet fönster, se Figur 10. Som mål användes en upplösningstavla i frigolit med sammetsmönster, se Figur 11. Registreringar gjordes även av en person som rörde sig i terrängen.

Försök utfördes både i dager och mörker och resultaten registrerades på videoband, se i Appendix B inspelade bildsekvenser, Älvdalen vecka 14 2001.

## 4.4 Resultat av mätningar i Kvarn vecka 14 2001

Erfarenheterna från vecka 14, 2001 var att mätsystemets spatiella upplösning nu var fullt tillräcklig för att urskilja mål på avstånd 10 km. Det var tidvis kraftig turbulens beroende på luftströmmar genom det öppna fönstret. Spatiella upplösningen mot tavlan varierade mellan 3 och 4 cm på avståndet 1900 m, vilkett ger en reell vinkelupplösning på  $30-40 \ \mu rad/linjepar$ . Detta visar att det var turbulensbegränsat, enligt senare resonemang i kapitel 5.3. Några exempel på bilder kan ses i Figur 12. Förstärkningen är lite för stor på dessa bilder, därav följer att bilden av frigolit blommar ut lite.



Figur 9: Spatiell upplösning i cm/pixel som funktion av fokallängden vid avstånd 10 km, enligt ekvation 3.

## 4.5 Ålvdalen vecka 17 2001

Andra försöket på Älvdalens skjutfält inleddes i klart väder på nyplogade vägar. Denna gång ansågs utrustningen fungera så pass att ingen onödig tid skulle spillas på ensning av utrustning på korta avstånd. Provprogrammet har skurits ner från förra försöken till att bara innefatta 10 och 14 km. Denna gång placerades vridbordet med utrustning i tält för att undvika skakningar i lab-bussen.

Mätningar på avstånd 10 km inleddes fram emot kvällen den 25 april. Sikten uppskattades till god och var gott och väl >10 km enligt kontakter med meterolog. Vid 02:00 flyttades lastbilen och en upplösningstavla till nästa målområde, 14 km från mätplatsen. Innan några registreringar hann göras, började regnet falla och bilden suddades ut och försvann. Resten av veckan var, likt förra gången, en resultatlös väntan i regn och dimma på en glugg mellan molnen.

Förteckning över insamlade mätdata finns i Appendix C, registrerade bildsekvenser, Älvdalen vecka 17 2001.

### 4.6 Erfarenheter från vecka 17 2001

Erfarenheterna från vecka 17, 2001 var att mätsystemets spatiella upplösning (GR) vid avstånd L = 10 km uppskattades till 4.0 - 4.3 cm/pixel, eller  $\simeq 5.5$   $\mu$ rad per pixel, enligt ekvation 1-3 och Figurer 13 och 14. Fokallängd  $f \simeq 3.0$  [m], bredd vertikala linjepar i antal bildpunkter  $lp_{pixels,vert} = 23, 12$  samt 6.5 pixels, bredd horisontella linjepar  $lp_{pixels,horis} = 23, 11$  samt 7 pixels. Motsvarande



Figur 10: Foto av utrustningen på Prästtomta skjutfält. Xybion-kameran med teleskop syns till höger.



Figur 11: Upplösningstavla i frigolit med sammet. Mönster med stapelbredderna 5, 4, 3, 2, 1 och 0.5 cm.



Figur 12: Upplösningstavla 120x60 cm vid 1910 m. Turbulensbegränsad av<br/>bildning. Laserdivergens $0.3~{\rm mrad}.$ 



Figur 13: Upplösningstavlan, grindad och obehandlad bild på 10 km. Laserdivergens 0.7 mrad.



Figur 14: Förstoring av grindad bild föreställande tavlan på 10 km avstånd. Tavlans storlek är 2 x 6 meter. Oprocessad bild, bestående av en videobild (två halvbilder). Notera den intensiva fläcken, eller "hotspot", i laserstrålen som syns på tavlans vänstra del.

verklig bredd vertikala linjepar  $lp_{t,vert} = 1.0, 0.5$  samt 0.225 [m], horisontella linjepar  $lp_{t,hor} = 1.0, 0.5$  samt 0.25 [m]. CCD-sensorns storlek i horisontalled  $s_h = 11.563 \cdot 10^{-3}$  [m] och vertikalled  $s_v = 9.234 \cdot 10^{-3}$  [m], som tidigare. Det är något bättre än väntat, men den verkliga fokallängden var också något längre än förväntat, snarare 3.7 meter än 3.0 meter. Räknat per linjepar är den spatiella upplösningen 11  $\mu$ rad/lp och den uppskattade verkliga upplösningen runt 25 – 30  $\mu$ rad/lp. Detta motsvarar det smalaste av upplösningsmönstren, som ibland syns och ibland inte, i bildsekvenserna från proven. Detta innebär att upplösningen till viss del är turbulensbegränsad.

Beräkning av den spatiella upplösningen enligt ekvation 3 för bilder tagna på 14 km avstånd, ger  $GR_h = \frac{14 \cdot 10^3 \cdot 11.563 \cdot 10^{-3}}{3 \cdot 720} = 0.075$ , dvs ca 7.5 cm/pixel.

Bilder registrerades på 14 km avstånd, men där var inte upplösningsmönstret urskiljbart, se Figur 15, varför den verkliga upplösningen vid 14 km inte kunde uppskattas. Bildkvalitén begränsas främst av det ihållande regnet. En reflex placerades på upplösningstavlan som indikering på eventuell mekanisk rörelse av mätuppställningen och atmosfärsinducerad rörelse. Xybionkameran och optiken var placerade på stativet, som i sin tur stod på marken. Det visade sig att rörelserna i bildplanet var värre än väntat, vilket behandlas i kapitel 5.3 och 6.4.

# 5 Modell för grindad avbildning – en första ansats

FOI har skrivit några rapporter[5] och konferensbidrag[2] som publicerats av FOI och diskuterar upplösning och signalbrusförhållande, kontrast mm, i huvudsak baserade på radiometri och geometrisk optik samt enkel diffraktion. Rapporterna undersöker prestanda för grindad avbildning under olika atmosfärsförhållanden inkluder-ande rök och dimma. Syftet med dessa arbeten var att bedöma prestanda för måligenkänning samt detektion av retroreflekterande



Figur 15: Bild av målområdet på 14 km avstånd. Detaljer på upplösningstavlan och lastbilen är ej urskiljbar eftersom det rådde ett ihållande regn vid provtillfället. Bilden t.h. är en uppförstoring av den vänstra bilden.

mål, och modeller för räckvidder och vissa prestanda för grindad avbildning har utarbetats. Dessa modeller tillåter beräkning av räckvidder baserade på signalbrusförhållandet, där bruset definieras som kamerabrus (utläsningsbrus) och hagelbrus samt bakgrundsljus som kan ge brus i bemärkelsen signal utanför avståndsluckan. Vi återger för fullständighetens skull de viktigaste sambanden och några resultat från dessa referenser nedan, samt genomför en räckviddsuppskattning för den utrustning som behandlas i denna rapport.

## 5.1 Enkel räckviddsmodell för grindad avbildning

Laserradarekvationen för den avståndsstyrda bildförstärkaren mot ett diffust mål kan tecknas:

$$W_{in} = W_{ut} \frac{\left(\frac{d_{pix}}{f}\right)^2}{\pi \left(\frac{\varphi_{laser}}{2}\right)^2} \frac{\rho}{\pi} \frac{A_{mot}}{R^2} \eta_{mot} \eta_{filter} e^{-2\alpha(\lambda)R}$$
(4)

där:

$$\begin{split} W_{in} &= \text{mottagen laserenergi } [J] \\ W_{ut} &= \text{utsänd laserenergi } [J] \\ d_{pix} &= \text{pixelstorlek } [m] \\ f &= \text{brännvidd } [m] \\ \varphi &= \text{divergens laser } [rad] \\ \rho &= \text{reflektans, mål} \\ A_{mot} &= \text{mottagararea } [m^2] \\ R &= \text{avstånd laser-mottagare } [m] \\ \eta_{mot} &= \text{transmission i mottagare} \\ \eta_{filter} &= \text{transmission i filter} \\ \alpha(\lambda) &= \text{extinktionskoefficient } [m^{-1}] \end{split}$$

Den mottagna signalen skall jämföras med bildförstärkarens ekvivalenta brusenergi ENE (Equivalent Noise Energy).

Dämpningen i atmosfären följer uttrycket  $e^{-2\alpha(\lambda)R}$ , där extinktionskoefficienten  $\alpha(\lambda)$  beror av våglängden. För laservåglängden 532 nm kan  $\alpha$  sättas lika med 3,  $91/V_{sikt}$  som gäller för 555 nm. I Figur 16 och 17 visas beräkningar för mottagen effekt vid belysning av frigolit och sammet som funktion av avståndet för några olika siktförhållanden och två divergensvinklar. Följande data har använts vid beräkning av räckvidden för systemet:

$$\begin{split} W_{ut} &= 65 \text{ mJ} \\ \text{Pulslängd} &= 3 \text{ ns} \\ d_{pix} &= 16 \ \mu\text{m} \ (32 \ \text{lp/mm}) \\ f &= 3 \text{ m} \\ \varphi &= 0.3 - 0.7 \text{ mrad} \\ \rho &= 0.013 \ (\text{sammet}), \ 0.95 \ (\text{frigolit}) \\ A_{mot} &= 0.028 \ \text{m}^2 \ (\emptyset \ 20 \ \text{cm}, \ \text{mittspegel} \ \emptyset \ 7 \ \text{cm}) \\ R &\geq 10 \ \text{km} \\ \eta_{mot} &= 0.80 \\ \eta_{filter} &= 0.65 \end{split}$$

Bildförstärkarens EBI (Equivalent Background Illumination) anges av Xybion (Gen III blue) till  $5 \cdot 10^{-11} \text{ lm/cm}^2$  och radiometriskt till  $7 \cdot 10^{-15} \text{ W/mm}^2$  vid 632 nm. Vid 532 nm är responsiviteten i stort sett oförändrad enligt datablad. För ett pixelelement (16  $\mu$ m) och integrationstid  $\frac{1}{25}$  sekund motsvarar detta ENE =  $6.8 \cdot 10^{-20}$  J.

Antag att den visuella sikten låg mellan 10 och 25 km. Vid 10 km sikt och 0.7 mrad laserdivergens, hamnar det radiometriskt beräknade värdet på SNR inom intervallet 1 - 100. Motsvarande SNR vid 0.3 mrad laserdivergens beräknas till 10 - 1000.

## 5.2 Utökad modell för grindad avbildning

## 5.2.1 Allmänt

Den ovan beskrivna radiometriska modellen tar **inte** hänsyn till den upplösningsbegränsning som atmosfärens turbulens och atmosfärsspridning kan ge. Den tar vidare inte hänsyn till den ojämna belysning som laserkällan kan ge i målet. Dessa belysningsvariationer är en kombination av effekter från laserns utgående strålkvalitet samt de irradiansvariationer som scintillationen ger. Figur 18 visar de system och atmosfärseffekter som bör beaktas. Vi skall i korthet beröra de ingående effekterna, men först lite om turbulens eftersom det är grundläggande för hela modellen.

## 5.2.2 Turbulens

Laserutbredning i atmosfären begränsas bl a av turbulens dvs lokala fluktuationer i lufttemperaturen och därmed luftens brytningsindex. Detta ger upphov till strålvandring, irradiansfluktuationer (scintillation) samt spatiella och



Figur 16: Mottagen effekt som funktion av olika siktförhållanden. Divergensvinkel 0.7 mrad.



Figur 17: Mottagen effekt som funktion av olika siktförhållanden. Divergensvinkel $0.3~{\rm mrad}.$ 



Figur 18: System och atmosfärseffekter som bör beaktas vid prestandamodellering av ett grindat avbildande system.

temporala koherensförluster. I denna korta översikt skall vi kommentera turbulensstyrkans beroende av meteorologi, höjd över mark mm samt referera till uppmätta dygns- och årstidsvariationer. Turbulensstyrkan kan för taktiska tillämpningar variera med många tio-potenser och därmed orsaka stora variationer i systemprestanda (t ex upplösning i ett avbildande system).

## Turbulensstyrka - $C_n^2$

Turbulenskonstanten  $\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2$  används för att mäta turbulens i optiska sammanhang. För diskussion av  $\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2$  och koppling till atmosfärens temperaturvariationer hänvisas t ex till Strohbehn[5]. Turbulensen är starkast närmast marken under soliga sommardagar. Värdet på  $\mathbf{C}_{\mathbf{n}}^2$  kan nå  $10^{-12}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup> mitt på dagen nära marken men typiska värden ligger kring  $10^{-13}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup>.

En typisk dygnsprofil visas i Figur 19, tagen från mätningar vid FOI[6]. Maximum uppträder mitt på dagen och minima vid solens upp- och nedgång. Höga momentana fluktuationer under dagen kan förklaras av molnpassage som avbryter soluppvärmningen. Kopeika[7] anger en typkurva för uppskattning av marknära turbulens som funktion av tid på dygnet (timme=0 vid soluppgång) enligt Figur 20.

Meteorologiska institutionen vid Uppsala Universitet har utfört mätningar av temperaturfluktuationer och använt dessa data för att beräkna turbulens[8]. Figurerna 21 och 22 visar frekvensfördelningen av turbulenskonstanten mätt 1 meter ovan mark under natt och dag samt sommar och vinter. Notera skillnaderna mellan vinter och sommar. Turbulensen avtar hastigt med höjden. Höjdavtagandet upp till något hundratal meter brukar modelleras[9] som  $\mathbf{C_n^2} = \mathbf{C_n^2}(1)h^{\alpha}$ , där h är höjden i meter och exponenten  $\alpha$  brukar sättas till  $-\frac{4}{3}$  för dag och  $-\frac{2}{3}$ för natt. Brookner[10] anger följande formel för höjdavtagandet, där  $h_0 =$  ref-



Figur 19: Typisk dygnsvariation under en sommardag f ör  $C_n^2$  mätt 1.5 meter ovan horisontell mark längs en 100 meter lång sträcka, från Eriksson[6].



Figur 20: Typisk dygnsvariation för  $C_n^2$  enligt Kopeika[7].



Figur 21: Frekvensfördelning av turbulens, under vintern, erhållen från Meteorologiska Institutionen vid Uppsala Universitet. Notera skillnader mellan sommar i Figur 22 och vinter samt dygnsskillnaderna mellan årstiderna.



Figur 22: Frekvensfördelning av turbulens, under sommarn, fr ån Meteorologiska Institutionen vid Uppsala Universitet. Notera skillnader mellan sommar och vinter i Figur 21 samt dygnsskillnaderna mellan årstiderna.

erenshöjd:

$$\mathbf{C_n^2} = \mathbf{C_n^2}(1)h^{-\frac{5}{6}}e^{-\frac{h}{h_0}}$$
(5)

För högre höjder brukar följande uttryck användas:

$$\mathbf{C_n^2} = 5.94 \cdot 10^{-3} \left(\frac{v}{27}\right) 2 \left(10^{-5h}\right) 10e^{-\frac{h}{1000}} + 2.7 \cdot 10^{-16} e^{-\frac{h}{1500}} + Ae^{-\frac{h}{100}} \tag{6}$$

där h är höjden i meter, v pseudovinden mätt i m/s och  $A = \mathbf{C}_{\mathbf{n}}^{\mathbf{2}}(0)$ .

För att utveckla laserprestandamodeller är det intressant att se på prognosmodeller för turbulens som funktion av någorlunda mätbara meteorologiska parametrar. Vid FOI har mätningar gjorts som tydligt visar korrelationen mellan vind, solinstrålning och tid på dygnet och turbulenskonstantens värde[6]. Kopeika[11] har angett uttryck för detta samt även försökt korrelera mot aerosolinnehållet i luften.

#### Belysningsvariationer

Det är viktigt att målet blir jämt belyst. Belysningsvariationer kan finns inom strålloben för varje laserskott samt mellan olika skott. Variationerna beror av turbulens och laserkällans strålfluktuationer. Under vårt försök i Älvdalen vecka 17 2001, observerades t ex en intensiv fläck, så kallad "hot spot", under många efterföljande pulser, se upplösningstavlans vänstra del i Figur 14. Man

## LASER BEAM PROJECTORS

- Integrating channel beam homogenizer
- Multi-faceted prism beam homogenizer and projector
  - Compact
  - Lightweight
  - Low loss
  - High uniformity beam projection







Figur 23: Laserstrålprojektor för Magic Lantern. Strålen fördelas till ett kvadratiskt homogent stråltvärsnitt.

bör överväga att i framtida lasersystem forma loben så att den är så jämn som möjligt irradiansmässigt sett. Kaman i USA har utvecklat lasersystemet Magic Lantern för spaning mot sjöminor. Där har man utvecklat en "beam homogenizer" som är anpassad till en grindad kameras synfält, se Figur 23. Notera den fyrkantiga gröna laserstrålprojektionen till vänster i nedre vänstra bilden.

#### Turbulenseffekter för belysningssträckan

De effekter som är av betydelse innefattar scintillation, tilt och isoplanism. De effekter som uppkommer av isoplanism, eller laserstrålens avikelse från centrumlinjen mellan sändaren och mottagaren, kommer inte att behandlas mer här.

## Scintillation vid sfärisk våg och homogen turbulens

Scintillation hänför sig till temporala irradiansfluktuationer inom stråltvärsnittet. Variansen betecknas  $\sigma_I^2 = \langle I^2 \rangle / \langle I^2 \rangle -1$ . Man skiljer mellan stark och svag turbulens beroende på olika effekter och den matematiska behandlingen av problemet. För svag turbulens är logirradiansen (ln I) Gaussfördelad med varians  $\sigma_{\ln I}^2$  och medelvärde  $-0.5\sigma_{\ln I}^2$ . I stället för irradians (eller intensitet som man brukar använda i engelsk litteratur) används ibland fältamplituden U och dess variationer. Logamplitudvariansen betecknas  $\sigma_{\chi}^2$ . Eftersom  $I \approx U^2$ så gäller att amplituden är lognormalfördelad med varians  $\sigma_{\chi}^2=1/4 \sigma_{\ln I}^2$  och medelvärde  $-\sigma_{\chi}^2$ . Följande samband är värdefulla:

$$p(I) = \frac{1}{I\sigma_{\ln I}\sqrt{2\pi}} \exp\left[\frac{-(\ln I + 0.5\sigma_{\ln I}^2)^2}{2\sigma_{\ln I}^2}\right]$$
(7)

$$\sigma_{\ln I}^2 = 4\sigma_{\chi}^2 \tag{8}$$

$$\sigma_I^2 = \exp(\sigma_{\ln I}^2) - 1 \tag{9}$$

där p(I) anger sannolikhetsfördelningsen för I. För sfärisk våg och svag turbulens samt homogenitet längs sträckan L genom atmosfären gäller:

$$\sigma_{\ln I}^2 = 2.24k^{\frac{7}{6}} \int_{o}^{L} C_n^2(z) (\frac{z}{L})^{\frac{5}{6}} (L-z)^{\frac{5}{6}} dz$$
(10)

$$Uniform : \sigma_{\ln I}^2 = 0.5k^{\frac{7}{6}}C_n^2 L^{\frac{11}{6}}$$
(11)

Experimentellt mättas scintillationerna vid  $\sigma_{lnI}^2 \approx 2$  varefter stark turbulens inträder. Vi föreslår därför följande approximation som gäller i båda områdena:

$$\sigma_{\ln I,tot}^2 = \frac{2\sigma_{\ln I}^2}{2 + \sigma_{\ln I}^2} \tag{12}$$

I Figur 24 visas irradiansvariansen  $\sigma_I^2$  för olika turbulensnivåer och olika banor (upp, ned, horisontellt) för start/sluthöjderna 1 resp 50 meter över mark. Notera skillnaden mellan horisontella och sneda banor samt mellan våglängderna (532 samt 1550 mm).

Korrelationslängden för scintillation (storleken på "fläckarna" eller i stråltvärsnittet) brukar betecknas  $\rho_0$  och antar följande värden för svag respektive



Figur 24: Irradiansvariansen  $\sigma_I^2$  för olika turbulensnivåer och avståndet L = 10 km. Tre geometriska konfigurationer avses med två begynnelse/sluthöjder (up/ne)1 och 50 meter samt en horisontell sträcka (hor). Vidare antas två olika laservåglängder, 0.532 respektive 1.55  $\mu$ m. Höjdavtagandet enligt  $C_n^2(h) = C_n^2(1)h^{\alpha}$ ,  $\alpha = -\frac{2}{3}$ , natt.



Figur 25: Korrelationslängd för scintillation enligt ekvation 13. Notera hur liten korrelationslängden blir för stark turbulens. Våglängd 532 nm.

stark turbulens[12]:

$$\rho_{0weak} \approx \sqrt{\lambda L}$$

$$\rho_{0strong} \approx \frac{0.36\sqrt{\lambda L}}{(\sigma_{Rutov}^2)^{\frac{3}{5}}}$$
(13)

där  $\sqrt{\lambda L}$  är Fresnel-radien och  $\sigma_{Rytov}^2$  är den s.k. Rytovvariansen,  $\sigma_{Rytov}^2 = 1.23C_n^2 k^{\frac{7}{6}} L^{\frac{11}{6}}$ . För stark turbulens är den transversella koherenslängden en halv gånger Frieds parameter,  $\rho_0 = \frac{1}{2}r_0$ , se ekvation 17. Figur 25 visar korrelationslängden för olika turbulens och sträckor L. För stark turbulens bryts strålen sönder i isolerade fläckar. Figur 14 visar exempel på stråltvärsnitt i moderat och mättad turbulens.

#### Scintillationens frekvensspektrum

Enligt textböckerna (se t ex Andrews and Phillips[13]) gäller att spektrum för scintillationen (i rumsfrekvens-planet) kan skrivas:

$$H_{scint}(\mathbf{f}) = 2\pi \int_{0}^{L} \left[ k \sin(\mathbf{f}^2 (z(L-z)/(2kL)) \right]^2 \Phi(\mathbf{f}, z) dz$$
(14)

där L är sträckan laser-mål, k vågtalet och  $\Phi(f, z)$  är frekvensspektrum för brytningsindexvariationerna. Detta kan anta olika former beroende på turbulensens orsak. För den lägre atmosfären brukar man använda Kolmogorovs formulering enligt:

$$\Phi(\mathbf{f}) = 0.033 C_n^2 \mathbf{f}^{-\frac{11}{3}} \tag{15}$$



Figur 26: Övergång mellan stråltvärsnitt för moderat (t.v.) till mättad turbulens (t.h.) I detta fall har strålen helt brutits upp i isolerade intensitetsfläckar.

Den spatiella frekvensen f<br/> varierar mellan  $\mathbf{f}_{\min} = \frac{2\pi}{l_0}$  och  $\mathbf{f}_{\max} = \frac{2\pi}{L_0}$ , där<br/>  $l_0$  och  $L_0$  är turbulensens inre respektive ytt<br/>re längdskala. Figur 27 visar ett exempel på frekvens<br/>spektrum för scintillationen räknat som spatiell frekvens i detektorplanet. Notera hur frekvensinne<br/>hållet för höga frekvenser är stort.



Figur 27: Exempel på frekvensspektrum för scintillationerna jämfört med MTF för atmosfär och optik.

#### 5.2.3 Turbulenseffekter för observationssträckan

## Frieds parameter

Atmosfärens koherensdiameter, eller Frieds parameter  $r_0$ , betecknar den aperturdiameter som begränsar upplösningen till följd av turbulens. Detta innebär alltså att Rayleighkriteriet för vinkelupplösning hos en optik med diametern D kan skrivas:

$$\delta\theta = \frac{1.22\lambda}{\min(D, r_0)} \tag{16}$$

För en sfärisk våg kan  $r_0$  skrivas:

$$r_0 = 0.185\lambda^{\frac{6}{5}} \left[ \int_0^L C_n^2(z) \cdot (\frac{z}{L})^{\frac{5}{3}} dz \right]^{-\frac{3}{5}}$$
(17)

Figur 28-29 visar storleken på  $r_0$  för olika turbulensförhållanden och banor. Frieds parameter under höjdavtagendet  $h^{-\frac{4}{3}}$  (dag) skalar som:

$$r_0 \approx \frac{\lambda^{\frac{6}{5}}}{[C_n^2(h=1)L/4]^{\frac{3}{5}}}$$
 för sned bana uppåt (18)

$$r_0 \approx \frac{\lambda^{\frac{9}{5}}}{\left[C_n^2(h=1)L^{-1/3}\right]^{\frac{3}{5}}}$$
för sned bana nedåt (19)

$$r_0 \approx \frac{\lambda^{\frac{2}{5}}}{[C_n^2(h=1)L]^{\frac{3}{5}}}$$
 för horisontell bana (20)

Från Figurerna 28 och 29 kan vi låta följande exempel illustrera  $r_0$  [m] för L = 10 km och dagerförhållande (tabell 1).

$C_n^2$	$m^{-\frac{2}{3}}$	Upp	Ner	Horisontellt
1	$0^{-13}$	0.04	0.14	0.008
1	$0^{-14}$	0.15	0.55	0.03
1	$0^{-15}$	0.59	2.20	0.13
1	$0^{-16}$	2.34	8.75	0.52

**Tabell 1.** Frieds parameter  $r_0$  i meter, för olika markturbulens och sneda banor (h = 1 till H = 50 m och vice versa). Sträcka L = 10 km.

#### Strålvandring/bildvandring

Laserstrålens vågfront distorderas av atmosfären genom att olika delar av strålen får olika fasskift, något som ger strålvandring i målet och "spot dancing" i mottagarkameran. För variansen i vinkelfluktuation hos vågfronten gäller[13]:

$$<\alpha^2>=1.44d^{-\frac{1}{3}}\int\limits_{0}^{L}C_n^2(z)dz$$
 (21)

där  $\alpha$  är vinkeln i rad, d utgående laserstråles diameter alternativt mottagarens diameter, beroende på vad som avses. För aktuell tillämpning och en mottagardiameter d = 0.1 m kan standardavvikelsen för vinkelfluktuationerna uppgå till några 10-tals  $\mu$ rad (några pixlar i en högupplösande mottagare), se Figur 30.



Figur 28: Frieds parameter för olika turbulensnivåer vid mark (h = 1 meter) och horisontella/sneda banor med h = 1 m starthöjd och 50 m sluthöjd. Våglängd 1550 nm. Dagerförhållande, dvs ett höjdavtagande  $h^{-\frac{4}{3}}$  har antagits.



Figur 29: Frieds parameter för olika turbulensnivåer vid mark (h = 1 meter) och horisontella/sneda banor med h = 1 med starthöjd och 50 m sluthöjd. Våglängd 1550 nm motsvarande figur 28 men vid nattförhållanden, dvs ett höjdavtagande som  $h^{-\frac{2}{3}}$ .



Figur 30: Standardavvikelse för vinkelfluktuationerna i sned och horisontell bana.  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ vid marken (h = 1). Mottagardiameter d = 0.1 meter.

## MTF för optik och detetor

MTF för optik begränsas av diffraktion. För en cirkulär apertur med diameter Dgäller:

$$MTF_{optik} = \frac{2}{\pi} \left[ \arccos(\frac{\mathbf{f}}{\mathbf{f}_c}) - \frac{\mathbf{f}}{\mathbf{f}_c} \sqrt{1 - (\frac{\mathbf{f}}{\mathbf{f}_c})^2} \right]$$
(22)

$$f_c = \frac{D}{\lambda} \tag{23}$$

där f utgör spatiell vinkelfrekvens i cykler/rad. För detektorn gäller:

$$MTF_{det} = \operatorname{sinc}(\frac{\pi f}{f_{det}})$$
 (24)

$$f_{det} = \frac{1}{a_{det}}$$
(25)

där  $a_{det}$  är storleken på ett detektorelement. I vårt fall var detektor<br/>n ca 11  $\mu$ m i sida och optik<br/>diametern 20 cm. Notera att för 1550 är detektor<br/>storleken upplösningsbegränsande medan förhållandet är det motsatta för 532 nm.

## MTF för turbulens

För kort exponering gäller följande uttryck för atmosfärens turbulens[7][13]:

$$MTF_{turb} = \exp\left[-3.44\left(\frac{\lambda f_v}{r_0}\right)^{5/3}\left(1 - \left(\frac{1}{b}\right)\left(\frac{\lambda f_v}{D}\right)^{1/3}\right)\right]$$
(26)



Figur 31: MTF för optik och detektor. T.v. 1550 nm och t.h. 532 nm våglängd.

där f<sub>v</sub> är antal cykler/mm (spatiell frekvens), D optikdiametern,  $\lambda$ =våglängd samt  $\frac{1}{h}$  en "tiltfaktor" som

= 0 för lång exponering (tilt med) = 0.5 i fjärrfältet  $(z > D^2/\lambda)$ = 1 i närfältet  $(z < D^2/\lambda)$ 

Med tilt avses vinkelförskjutning i bilden pga avböjning i atmosfären (se diskussionen om strålvandring ovan).

I Frieds klassiska artikel om upplösning[14] definieras total upplösning i en diffraktionsbegränsad optik (ingen detektor) som:

$$R = 2\pi \int_{0}^{\infty} f_{v} MTF_{optik} MTF_{turb} df_{v}$$
(27)

Med användandet av ovanstående uttryck för  $MTF_{optik}$  och  $MTF_{turb}$  blir den maximala upplösningen för stora D:

$$R_{\max} = \frac{\pi r_0^2}{4\lambda^2 f_{fokal}} \tag{28}$$

Om man beräknar  $\frac{R}{R_{max}}$  som funktion av  $\frac{D}{r_0}$  erhålles en kurva enligt Figur 32. Lägg märke till att den maximala upplösningen kan erhållas för  $\frac{1}{b} = 1$  (kort exponering i närfältet) där  $\frac{D}{r_0} = 3.8$ . Figur 33 visar exempel på MTF-kurvor vid 1550 nm våglängd och för olika markturbulens,  $C_n^2 = 10^{-14}$  respektive  $10^{-13}$  m<sup>-2/3</sup> samt sneda banor med start/sluthöjd på 1 och 50 meter och vice versa. Dessutom visas MTF för en horisontell bana 1 meter ovan marken. Avståndet L antas vara 10 km samt ett höjdavtagande för  $C_n^2$  motsvarande dager. Om vi antar, som i vårt fall, att kameran har en upplösningsbegränsning på 30 lp/mm så ser vi att för en 2 % kontrastgräns är den horisontella banan kontrastbegränsande vid en exponering, medan den för  $C_n^2 = 10^{-13}$  m<sup>-2/3</sup> knappt undgår detta. För  $C_n^2 = 10^{-15}$  m<sup>-2/3</sup> skulle inte ens den horisontella banan vara kontrastbegränsande (för 10 km och 1550 nm våglängd), se Figur 34.



Figur 32: Normaliserad upplösning mot optikdiametern D relativt Frieds parameter  $r_0$ , efter Fried[14]. Horisontella axeln anger kvoten  $\frac{D}{r_0}$ .



Figur 33: MTF-turbulenskurvor för horisontella samt sneda banor och 10 km avstånd. Våglängd 1550 nm. Start och sluthöjder 1 och 50 meter och vice versa.

Figur 35 visar MTF för olika tiltkompensation ( $\frac{1}{b}=0$  vid lång exponering,  $\frac{1}{b}=0.5$  tilt i fjärrfältet,  $\frac{1}{b}=1$  tilt i närfältet).

### Aerosol MTF

Vid sämre siktförhållanden (optisk täthet OD > 1) kommer aerosolspridning och absorption att begränsa upplösningen tillsammans med övriga effekter som beskrivits tidigare. Kopeika beskriver detta ingående i sin bok [7]. Följande samband ges:

$$MTF_{aerosol} = \exp(-aL - \sigma_s^*L \cdot (\frac{\mathbf{f}_a}{\mathbf{f}_{ac}})^2), \, \mathbf{f}_a < \mathbf{f}_{ac}$$
(29)

$$MTF_{aerosol} = \exp(-aL - \sigma_s^*L), \, \mathbf{f}_a > \mathbf{f}_{ac}$$
(30)

där a utgör absorption och  $\sigma_s^*$  en mottagarkorrigerad spridningskoefficient för aerosolerna. Gränsfrekvensen f<sub>ac</sub> motsvarar ungefär maximal spridningsvinkel


Figur 34: Se Figur 33, men med  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ .



Figur 35: MTF för olika tiltkompensation (exponering  $\frac{1}{b} = 0$ ,  $\frac{1}{b} = 0.5$  tilt i fjärrfältet,  $\frac{1}{b} = 1$  tilt i närfältet).



Figur 36: T.v. En upplösningsskärm på 4.5 km avstånd sedd genom disig atmosfär, t.v. vid 550 nm och t.h. vid 750 nm. Efter referens [7].

till mottagaren. Beräkningen av aerosolbaserad MTF kräver kännedom om aerosolernas storleksfördelning samt brytningsindex. MTF för aerosoler kan bero starkt av våglängden om aerosolfördelningen innehåller partikelstorlekar av storleksordningen våglängden eller därunder. Kopeika visar ett exempel, enligt Figur 36, där en liten ändring från 550 till 750 nm kan ge markant förbättrad upplösning.

#### SNR-modell för bildkvalitet

Signalbrusförhållandet SNR brukar användas för att karakterisera bildkvalitet inklusive radiometriska prestanda. Det finns flera andra metriker för bildkvalitet[15]. Vad som är lämpligast för lasergenererade bilder återstår att utröna.

Bakgrunden till denna ansats är hämtad från Churoux et. al.[16]. Idén går ut på att beräkna den användbara medelsignalen  $S_{användbar}$  per pixel från målet (t ex i form av antalet elektroner per avståndsintervall) inom aktuellt spatiellt frekvensintervall samt bruset i form av kvadratroten ur den totala variansen, B, som kan hänföra sig till scintillation, specklebrus, hagelbrus (shot-noise) samt kamerabrus (mörkerbrus). Ett mått på bildkvalitet skulle då vara:

$$SNR_{bild} = \frac{S_{anv\ddot{a}ndbar}}{B} \tag{31}$$

För att beräkna  $S_{användbar}$  beräknas mottagen laserenergi per pixel enligt:

$$E_{målpixel} = \frac{4E_{laser}D_{målpixel}^2}{\pi(\theta L)^2}$$
(32)

där  $E_{målpixel}$  är den del av laserenergin som faller på den projicerade målpixlen på målet med diameter  $D_{målpixel}$ ,  $\theta$  är stråldivergensen, L målavståndet samt  $E_{laser}$  den totala laserenergin på målet. I mottagarens pixel faller då energin:

$$E_{pixmott} = \frac{E_{målpixel}\left(\frac{\rho_{mål}}{\pi}\right)\pi D^2 T_{atm}^2}{4L^2}$$
(33)

där  $\rho_{mål}$  är målreflektiviteten vid laservåglängden, D mottagardiametern och  $T_{atm}^2$  den totala atmosfärstransmissionen vid laservåglängden. Medelantalet sig-

nalelekroner per pixel blir:

$$S_{medel} = \frac{G\eta_q E_{pixmott}}{E_{foton}} \tag{34}$$

där Gär kamerans förstärkning och  $\eta_q$  kvantverkningsgraden. Den användbara signalen inom relevant spatiellt frekvensintervall skulle då bli:

$$S_{anv\ddot{a}ndbar}^{2} = \frac{S_{medel}^{2} \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} 2\pi f_{v} \cdot MTF_{turb}^{2} MTF_{optik}^{2} MTF_{det}^{2} df_{v}}{2\pi \int_{0}^{\infty} f_{v} df_{v}}$$
(35)

där  $f_{min}$  ges av min $(f_c, f_{det})$  och  $f_{max} = \frac{L}{maldim \cdot f_{fokal}}$  där  $f_c$  och  $f_{det}$  är optikens/detektorns brytfrekvenser, måldim den största måldimensionen av intresse och och  $f_{fokal}$  är fokallängden.

Brusvariansen <  $B^2$  > består av summan av brusvarianser från speckler, scintillationer, kamera och hagelbrus. För <  $B^2$  > gäller att:

$$< B^{2} >= < B_{sc\,\text{int}}^{2} > + < B_{speckle}^{2} > + < B_{shot}^{2} > + < B_{kamera}^{2} > (36)$$
$$= S_{medel} \cdot G^{2+x} \cdot Var_{scint} + S_{medel} \cdot G^{2+x} \cdot Var_{speckle} + \dots$$
(37)

$$= S_{medel} \cdot G^{2+x} \cdot Var_{scint} + S_{medel} \cdot G^{2+x} \cdot Var_{speckle} + \dots$$
(37)  
$$\dots G^{2+x} \cdot S_{medel} \cdot \frac{f_{\max}^2 - f_{\min}^2}{f_{det}^2} + N_{read}^2 \cdot \frac{f_{\max}^2 - f_{\min}^2}{f_{det}^2}$$

där x är definierat som brusets överskottsfaktor  $F_x = G^x$ . För litet överskottsbrus blir x nära 0 och en signal som överstiger kamerabruset blir SNR snabbt oberoende av förstärkningen G. För x > 0 antar SNR ett maximum för  $G^{2+x} = AC/x$  om vi skriver  $SNR(G) = AG/(BG^{2+x} + C)^{1/2}$ .

Scintillationsvariansen  $Var_{scint}$  beräknas enligt:

$$Var_{scint1} = \sigma_I^2 = \exp\left(\frac{\int_{1}^{f_{max}} 2\pi f H_{scint}(\mathbf{f}_v) \cdot MTF_{tot}^2(\mathbf{f}_v) d\mathbf{f}_v}{2\pi \int_{0}^{\infty} f_v d\mathbf{f}_v}\right) - 1$$
(38)

där  $MTF_{tot} = MTF_{turb} \cdot MTF_{optik} \cdot MTF_{det}$ . För att säkerställa att  $Var_{scint}$  mättas när de överstiger 2 kan man definiera:

$$Var_{scint} = \frac{2Var_{scint1}}{2 + Var_{scint1}} \tag{39}$$

Kameran ger upphov till speckler genom att koherent strålning modulerad med turbulensens fasvariationer och optiken ger speckler i bildplanet. Speckelvariansen beräknas ur:

$$Var_{speckle} = \frac{\int_{\text{fmin}}^{\text{fmax}} 2\pi f_v \cdot H_{speckle,optik} \cdot H_{speckle,turb} \cdot MTF_{\text{det}}^2 df_v}{2\pi \int_{0}^{\infty} f_v df_v}$$
(40)



Figur 37: Profil över marken under laserstrålen vid proven. Sträckan var 10 km.

där  $H_{speckle}$  ges av Dainty[17]:

$$H_{speckle,optik}(\mathbf{f}_v) = (8/\pi\omega_m) \cdot MTF_{optik}$$
(41)

$$\omega_m = \frac{2r}{\lambda D} \tag{42}$$

där r är radien. Turbulensmodulationen  $H_{speckel,turb}$  ges av:

$$H_{speckle,turb} = \exp\left\{-4(\frac{\rho}{\rho_0})^{\frac{5}{3}}\right\}$$
(43)

där  $\rho$ =radie,  $\rho_0 = 2.1r_0$  är transversell koherenslängd. Formel 43 i spatiell frekvens blir:

$$H_{speckle,turb} = \exp(-4(\frac{\lambda f_v}{\rho_0})^{\frac{5}{3}})$$
(44)

Hagelbruset ges av:

$$\langle B_{shot}^2 \rangle = \left[ \sqrt{F_x \cdot G^2 \cdot S_{medel}} \right]^2 \frac{\mathbf{f}_{\max}^2 - \mathbf{f}_{\min}^2}{\mathbf{f}_{det}^2} \tag{45}$$

Utläsningsbruset  $N_{read}$  antas inkludera Johnsonbrus och annat elektroniskt brus.

#### 5.3 Analys av resultaten

#### 5.3.1 Scintillation

Den första frågan som inställer sig vid analys av atmosfärens inverkan är: vilken turbulensnivå rådde under proven?

Figur 37 visar markprofilen under strålen. Om banan antas ha en medelhöjd av 60 m och höjdavtagandet vara av typen  $h^{-\frac{2}{3}}$  (relevant för kväll, natt) samt ett markvärde för  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$  så skulle ett representativt värde för större delen av banan kunna vara  $5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ . Detta är alltså en gissning.

# Utgående stråltvärsnitt utan atmosfär - belysningsutjämning av intensiva fläckar

Stråltvärsnittets ojämnhet beror antagligen till största delen av ojämnheter



Figur 38: T.v. del av laserstråle filmad med TV- kamera på ca 10 meters håll, tavlans dimensioner 2x2 m. T.h. intensitetsprofil längs den horisontella linjen markerad vid pilen i den vänstra figuren.

i frekvensdubblingskristallen. Den utsända strålens fördelning är statisk mellan pulserna men vid förändringar i temperatur eller efter transport måste kristallen justeras för att utenergin ska vara maximal. Vid denna justering ändras stråltvärsnittets form kraftigt. Detta har gjort det svårt att göra belysningsutjämning i bilderna vid dessa mätningar. Med nuvarande laser måste registreringar av stråltvärsnittet göras samtidigt med mätningarna mot mål, detta har inte gjorts vid försöken.

På nära håll ser man dessutom att strålen är uppdelad i ringar på grund av diffraktion i strålexpandern. Dessa ringar suddas ut helt efter 10 km. Med en annan strålexpander med mindre apertur som gav starkare ringmönster kunde ringarna skönjas efter 3 km, se Figur 8.

#### Stråltvärsnitt genom 10 km atmosfär

Figur 38 visar ett exempel på närregistrering med TV kamera av stråltvärsnittet. Avståndet kamera tavla var ca 10 m. Till höger i figuren visas intensitetsprofilen längs en godtycklig horisontell linje genom strålen. Grånivån i tavlan utan laser ligger kring värdet 100 och maxvärden uppåt 200 kunde ses. Figur 39 visar ett annat exempel. Variansen i detta fall blev 0.59 för den normerade signalen (grånivån subtraherad och normerad till medelvärdet). Turbulenscellernas storlek är enligt intensitetsprofilen ca 10 - 30 pixlar motsvarande 3.5 - 10 cm

Detta stämmer rätt väl med turbulenskonstanten  $C_n^2 = 10^{-15}$  till  $10^{-16}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup>, jämför med formel 13.

Variansen för intensiteten  $\sigma_I^2 = 0.59 \text{ motsvarar } C_n^2 = 3.4 \ 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ . Gränsen för mättnad ligger kring  $\sigma_I^2 = 2$ . Strålen har dock börjat brytas upp, något som är karakteristiskt för mättnad.

Om man trösklar bilderna kan man få ett bättre begrepp om strålfördelningan och beräkning av storleken på turbulenscellerna, se Figur 40. Turbulenscellstorleken ges enligt formel 13 av  $\rho_{0,svag} = (\lambda L)0.5$  och  $\rho_{0,stark} = \frac{0.36 \cdot \rho_0}{(\sigma_{Rytov}^2)^{\frac{3}{5}}}$  För



Figur 39: Se Figur 38 men ett annat exempel på stråltvärsnitt. Variansen för den normerade intensiteten beräknas till 0.59 för denna profil (längs den svarta linjen i vänstra bilden).



Figur 40: T.v. TV bild över del av stråltvärsnittet och t.h. en trösklad bild som ger bättre uppfattning om turbulenscellernas storlek.

den svaga turbulensen är cellstorleken  $r_{0,svag}=7.3$  cm och för den starka är den  $\rho_{0,stark}=4.1$  cm till 1.0 cm för  $C_n^2=10^{-16}$  till  $10^{-15}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup>. Motsvarande värden för förnyade mätningar av stråltvärsnittet gav att turbulenscellerna medelstorlek är  $\rho_0 = 4.0$  cm med en varians på 1.5 cm, beräknat på 10 efterföljande videobilder och 5 mätningar per bild, se Figur 41. De svarta horisontella linjerna i bilden beror sannolikt på apparatfel vid inspelningen.

## 5.3.2 Gränsfrekvens för upplösning under olika turbulensförhållanden

Figur 42 till 44 visar exempel på MTF kurvor för detektor, optik och turbulens vid 532 respektive 1550 nm med samma data som för den använda optiken. Antagen turbulens  $C_n^2 = 10^{-15} (10^{-16}) \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$  samt L = 10 km och horisontell re-



Figur 41: T.v. en av de 10 bilder som använts för uppskattning av turbulenscellernas storlek. T.h. en plot av storleksfördelningen. Måtten är i [m], inte [cm] som felaktigt anges på y-axeln.

spektive lutande banor med start- och sluthöjd vid 1 och 50 meter och vice versa. Notera den stora skillnaden mellan upp- och nerfallet. Turbulensavtagande med höjden  $=h^{-\frac{2}{3}}$  (kväll, natt). Vid 532 nm är den diffraktionsbegränsade optikupplösningen 3 ggr bättre jämfört med 1550 nm. Å andra sidan är turbulensinflytandet kraftigare.

MTF för försökssystemet med horisontell, upp och ner bana för starthöjd och sluthöjd =1(50) respektive 50(1) meter. För den horisontella banan med L = 10 km och  $C_n^2 = 10^{-15}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup> blir gränsfrekvensen ca 11 lp/mm för 2% kontrast (kurvorna korsar x-axeln vid MTF=0.02), för uppbana blir gränsfrekvensen 22 lp/mm nära detektorns spatiella gränsfrekvens. Våglängd 532 nm. I Figur 45 visas upplösningens spatiella frekvens för det använda systemets data, 10 km avstånd, olika turbulensnivåer samt för ett system med våglängden 1550 nm. Notera skillnaden mellan olika banor samt mellan olika våglängder. För exempelvis 1550 nm våglängd och  $C_n^2$ =1E-15 är f<sub>upp</sub>=30 lp/mm och f<sub>horiz</sub>=14 lp/mm. Motsvarande värden för 532 nm är 22 lp/mm respektive 12 lp/mm. Tabell 2 visar motsvarande för olika avstånd vid 1550 nm.

	$C_n^2 = 10^{-13} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$		$C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$		$C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$			$C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$				
L[m]	Upp	Ner	Hor	Upp	Ner	Hor	Upp	Ner	Hor	Upp	Ner	Hor
1000	78	>100	28	>100	>100	>100	>100	>100	>100	>100	>100	>100
5000	27	50	10	>100	>100	45	>100	>100	>100	>100	>100	>100
10000	17	32	7	>100	>100	28	>100	>100	>100	>100	>100	>100
30000	8	16	3	38	72	13	>100	>100	63	>100	>100	>100

**Tabell 2**. Gränsfrekvenser för 2% upplösning vid olika avstånd, banor (horupp-ned 1-50 m) samt kontrast. Våglängd 1550 nm.



Figur 42: MTF för försökssystemet med horisontell, upp och ner bana för starthöjd och sluth öjd =1(50) respektive 50(1) meter. För den horisontella banan med L=10 km och  $C_n^2 = 10^{-15} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$  blir gränsfrekvensen ca 11 lp/mm för 2% kontrast (kurvorna korsat x-axeln vid MTF=0.02), för uppbana blir gränsfrekvensen 22 lp/mm nära detektorns spatiella gränsfrekvens. Våglängd 532 nm. Cyan anger MTF optik och lila anger MTF för detektorn.



Figur 43: Samma som Figur 40, men med v åglängden 1550 nm. Cyan anger MTF optik och lila anger MTF för detektorn.



Figur 44: Samma som Figur 43 men med  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ .



Figur 45: T.v. upplösningens spatiella gränsfrekvens. Horisontella samt sneda banor (från 1 till 50 m höjd).

#### 5.3.3 SNR-beräkningar

I detta avsnitt skall vi beräkna SNR för bildkvaliteten enligt formlerna 31-45 med försökssystemets aktuella parametrar, samt se hur denna varierar med olika turbulens och avstånd.

För atmosfärsdämpningen har vi använt följande formel för att relatera dämpning vid olika våglängder (giltig för visuella och nära IR området):

$$\sigma = \left(\frac{3.9}{V}\right) \left(\frac{550}{\lambda}\right)^{0.585V^{0.33}} \tag{46}$$

Vidare har vi gjort vissa förenklingar. För litet överskottsbrus blir x nära 0 och en signal som överstiger kamerabruset blir SNR snabbt oberoende av förstärkningen G varför vi sätter G = 1. Vidare antas i brist på data  $F_x = 1$ . Enligt Xybion var ENE =  $6.8 \cdot 10^{-20}$  J motsvarande ca 1.5 fotoner per pixel och videobild eller ca 0.45 elektroner per pixel och videobild för kvantverkningsgraden 30%. Detta skulle i vår modell kunna motsvara utläsningsbruset  $N_{read}$ . Vid beräkningarna råkade  $N_{read}$  sättas till 0, varför vi antar detta utan att göra några större fel. Syftet med detta avsnitt är att se trender snarare än att göra fullständigt korrekta beräkningar (vi saknar ju vissa kameradata som överskottsbrus etc.). Tabell 3 visar antagna värden.

Laserenergi $E_{laser}$	65 mJ+variation	Excessbrus $F_x$	1
Våglängder	532/1550  nm	Tubulenskonst. $C_n^2$	varierar
Stråldivergens $\theta$	1 mrad	Höjdberoende $C_n^2$	$\alpha = -\frac{2}{3}$ , (kväll,natt)
Fokallängd $f$	3 m	Visuell sikt V km	30 km
Mottagara pertur $D$	0.2 m	Begynnelse (sluthöjd) $h_0$	1 m
Mottagartransmission $T_{optik}$	0.7	Slut (starthöjd) $H$	50 m
Kvantverkningsgrad $\eta_q$	30~%	Målreflektion $r_{mål}$	20 %
Detektorstorlek $a_{det}$	$11 \ \mu m$	L km	10 (20)
Kamera gain $G$	1		
N <sub>read</sub>	0		

Tabell 3. Data för SNR beräkningar

I Tabell 4 ges exempel på beräknad medelsignal, varianser samt SNR för L=10 km och  $C_n^2=1$ E-15 m<sup>- $\frac{2}{3}$ </sup>, samt i övrigt data enligt tabell 3. Vi ser att scintillationsbruset dominerar utom för svaga medelsignaler då hagelbruset blir relativt stort. Vi ser även en fördel med en längre våglängd (1550 mn), övriga parametrar antas de samma som för 532 nm. Detta beror på bl a på minskande scintillationsbrus samt ökande signal pga lägre atmosfärsdämpning.

Parameter	532  nm	$1550~\mathrm{nm}$
Signal_medel (elektr/pix)	1.13	38.4
Var-scint_upp	0.31	2.79
Var-scint_ner	0.29	2.61
Varscint_horiz	1.68	18.55
Var_sp_upp	0.0013	0.55
Var_sp-ner	0.0016	0.57
Var_sp_horiz	0.0009	0.53
Varshot	0.54	1.03
SNR_upp	0.79	8.9
SNR_ned	0.84	9.26
SNR_horiz	0.17	1.62
f_upp	22	31
f_ned	>100	>100
f horiz	12	14

**Tabell 4.** Exempel på medelsignal, varianser, SNR och gränsfrekvenser för L = 10 km och  $C_n^2 = 10^{-15}$  m<sup> $-\frac{2}{3}$ </sup>.

I Figur 46 och Figur 47 visas SNR för olika pulsenergier, banor och turbulensförhållanden. Förutom vid svår turbulens och lågt SNR så beror SNR av pulsenergin som  $\sqrt{E_{laser}}$  Vad SNR formulerat på detta sätt betyder för bild-kvalitet i betydelsen tolkbar för en operatör återstår att utreda. För integration av N bilder (laserexponeringar) borde SNR öka med  $\sqrt{N}$ . Å andra sidan är det svårt att tro att en exponering vid 100 mJ ger en lika bra bild som 10 st integrerade bilder upptagna vid 10 mJ, det senare fallet bör vara bättre frånsett räckviddsbegränsningen vid lägre pulsenergi. Detta visar begränsningen vid användning av enbart enkel metrik för bedömning av bildkvalitet.

Figur 48 visar SNR som funktion av avstånd för en 100 mJ laser och 0.5 mrad stråldivergens. Enkelpulsbilder ut till 15-20 km bör kunna erhållas för sneda banor vid en markturbulens på  $10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$  (natt).

## 6 Bildförbättring

De bilder som genererats av systemet under provomgångarna i Ålvdalen och Kvarn har använts för att testa möjligheterna för bildförbättring samt för att verifiera modellen för grindad avbildning. Främs avser bildförbättringsmetoderna rekonstruera effekter av ojämnheter i laserstrålen, undertrycka brus och inverkan av rörelse i bildplanet. Metoder för att reducera bruset i varje enskild bild provades såväl som metoder som arbetar över bildsekvenser, s. k. spatiotemporala metoder. För ändamålet användes även konventionella metoder, såsom bl a filtrering med lågpass- och medianfilter. Bildförbättringarna har utförts med hjälp av programkod skriven i Mathworks Matlab, samt med programmen Cognitech Video Investigator 2000 och Adobe Photoshop. För att verifiera modellen för grindad avbildning har SNR för bilderna beräknats.



Figur 46: SNR för olika laserpulsenergier. L = 10 km,  $h_0=1$ m, H = 50 m. Kod: u=upp, n=ner och h=horisontell.  $C_n^2=1$ E-14 m<sup>- $\frac{2}{3}$ </sup> (markvärde, höjdavtagande  $h^{-\frac{2}{3}}$ ). Våglängd 532 respektive 1550 nm.



Figur 47: Samma som Figur 46 men med  $C_n^2 = 1\text{E-15 m}^{-\frac{2}{3}}$ .



Figur 48: SNR som funktion av avstånd. Data enligt tabell 4 och/eller inskriven figurtext.

## 6.1 Förbearbetning av bilder

Videoformatet ger 25 bilder per sekund (videobild), där varje videobild innehåller två fält (halvbilder). Eftersom laserns PRF var 10 Hz, och bildfångst med den dpsReality framegrabber arbetar med 25 Hz enligt CCIR-standard, applicerades metoder för att ta bort de mellanliggande bilderna som inte exponerats. Exponering av grindade bilder sker antingen i jämna, udda eller samtidigt i bägge fält, illustrerat i Figur 49. Därför separerades de bägge fälten (halvbilder) i varje videobild men en metod som utvecklats för automatisk separering baserat på en utvald region i bilden.



Figur 49: Bilden till vänster är en videobild (två halvbilder) föreställande upplösningstavlan på 3 km avstånd från proven i Älvdalen vecka 47 2000, där videobilden fälten innehåller två exponerade fält. Bilden i mitten visar ett exponerat fält och ett oexponerat. I bilden till vänster har raderna från det exponerade fältet kopierats till de tomma raderna. Om en pixel  $(x_i, y_j)$  i bilden vid tiden t i en bild av storlek i = 1..n, j = 1..m, har intensiteten I, kan samtliga pixlar i bilden skrivas som  $I_t(\mathbf{x}, \mathbf{y})$ , där  $\mathbf{x} = [x_1, x_2...x_n]$  och  $\mathbf{y} = [y_1, y_2...y_m]$ . Genom att välja en region i en representativ grindad bild och motsvarande region i en oexponerad bild och använda dessa som mallar, eller "templates", kan bildinnehållet i övriga bilder jämföras mot mallarna. Om  $C_1 < C_2$  enligt ekvation 47, tolkas en halvbild som exponerad. Är  $C_1 > C_2$  tolkas bilden som oexponerad.

$$\|I_{\text{ROI}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - I_{\text{templateGV}}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\|^2 = C_1$$
(47)

$$\|I_{\text{ROI}}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) - I_{\text{templateOEXP}}(\mathbf{x}, \mathbf{y})\|^2 = C_2$$
(48)

För att erhålla en bild med rätt radantal, och därmed aspektförhållande, duplicerades raderna i det separerade fältet. Matchningsalgoritmen fungerar tillfredställande även vid liten bildrörelse, men kan enkelt kompletteras för att även fungera för små mål och större bildrörelse, t ex genom att flytta runt mallarna i bilden, s. k. blockmatchning.

Det noterades också att bildkvalitén upplevdes som betydligt bättre halvbilderna, jämfört med motsvarande videobild. Vid kontakt med Xybion angavs att det kan bero på ett fel i systemet som emellanåt förväxlar jämna och udda fält. Detta är inte utrett vidare och tills vidare används separerade halvbilder.

#### 6.2 Uppskattat SNR från bilderna

SNR uppskattningar har gjorts i enlighet med definitionen av SNR i ekvation 31, där  $SNR_{bild}$  uppskattas från bilderna enligt:

$$SNR_{bild} = \frac{E\left[I(\mathbf{x}, \mathbf{y})\right]}{\sqrt{E\left[I(\mathbf{x}, \mathbf{y})^2\right] - \left(E\left[I(\mathbf{x}, \mathbf{y})\right]\right)^2}}$$
(49)

Resultatet från mätningar i kommenteras i kapitel 6.9 som också innehåller en jämförelse mellan SNR för bilder som bearbetats med olika tekniker för bildförbättring.

#### 6.3 Sammanläggning av bilder

Bildkvaliten varierade mellan bilderna, som behandlats i föregående kapitel 5.2 och som illustreras i Figur 50. Eftersom brus och scintillationseffekterna varierar över tiden, kan bilderna förbättras genom att medelvärdesbilda över tiden. Aritmetrisk sammanläggning av k bilder kan då uttryckas som:

$$I_{merged}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = \frac{1}{k} \sum_{t=1..k} I_t(\mathbf{x}, \mathbf{y})$$
(50)

För att få ett bra resultat krävs att samtliga målpixlar  $(x_i, y_j)$  överenstämmer mellan bilderna, s. k. pixelkorrespondens. Det innebär helt enkelt att målet inte får flytta sig i bildplanet. Som redan nämnts rörde sig bildplanet avsevärt, varför metoder för rörelsekompensering behövs. Även om kameran stod på stativ, återfinns rörelser upp till ett tiotal tal pixlar, vilket är rimligt med tanke på turbulens, se Figur 30 och ekvation 21.



Figur 50: Upplösningsvariationer på måltavlan vid 10 km avstånd. Bilderna är oprocessade och innehåller två exponerade halvbilder vardera.

## 6.4 Rörelsekompensering

Vanligtvis när det gäller rörelse, kan *lokal* rörelse användas för att benämna den verkliga rörelsen hos föremålen i en avbildad scen medan *global* rörelse anger kamerans rörelse, se figur 51. Sedan tillkommer eventuellt föremålens egna rörelse, såsom artikulationer och deformationer. Exempelvis förblir en lastbil för det mesta oförändrad i sin form medan människor förändras t ex när de går. För att kompensera för kamerans globala rörelser behöver man först veta



Figur 51: Illustration av förhållandet mellan kamerarörelse, rörelse i bildplanet och rörelse hos avbildade föremål och bakgrund.

förändringen av pixlarnas position. Det finns flera olika tekniker för att estimera hur pixlarna flyttats från en bild till en annan[18]. Generellt sett kan rörelsen beskriva som:

$$\mathbf{u} = \begin{bmatrix} u \\ v \end{bmatrix} = (u, v)^T \tag{51}$$

 $\mathbf{u} = (u, v)^T$  beskriver rörelse i bildplanets x led respektive y led. Om  $\mathbf{p} = (x_i, y_j)$  används för att benämna alla pixlar i en bild, kan man kompensera för rörelse i bildplanet mellan två efterföljande bilder enligt sambandet 52, som givetvis kan utökas till att gälla fler än två efterföljande bilder motsvarande ekvation 50.

$$I_{merged}(\mathbf{x}, \mathbf{y}) = I_{t+1}(\mathbf{p}) + I_t(\mathbf{p} + \mathbf{u})$$
(52)

Ekvationerna 53-60 beskriver sambandet mellan bildens koordinater, (x, y),och det avbildade objektets koordinater, (X, Y, Z). Här förutsätts perspektiv projektionsmodel, vilket ger att sambandet mellan bildpunkterna (x, y) och punkterna på målet (X, Y, Z) kan uttryckas med rotationskomponenterna  $w_X, w_Y, w_Z$  och translationskomponenterna  $T_X, T_Y, T_Z$  och med fokallängden, som  $x = f \frac{X}{Z}$  och  $y = f \frac{Y}{Z}$ , där f anger fokallängden.

$$u = \left(x\frac{T_z}{Z} - \frac{T_x}{Z}\right) + \left(xy\mathbf{w}_x + (1+x^2)\mathbf{w}_y + y\mathbf{w}_z\right)$$
(53)

$$v = \left(y\frac{T_z}{Z} - \frac{T_y}{Z}\right) + \left((1+y^2)\mathbf{w}_x - xy\mathbf{w}_y + x\mathbf{w}_z\right)$$
(54)

Synliga punkter på objektytan kan då beskrivas:

$$Z = Z_0 + pX + qY \tag{55}$$

som kan skrivas om enligt

$$\frac{1}{Z} = \frac{1}{Z_0 + pX + qY} = \frac{(1 - px - qy)}{Z_0}$$
(56)

där p och q är konstanter. Genom att sätta in  $\frac{1}{Z}$  i ekvationerna 53 och 54, samt genom att anta att  $Z_0 = 1$ , erhålls följande samband för rörelse i bildplanet som funktion av global rörelse:

$$u = (x + px^{2} + qxy)T_{z} - (1 + px + qy)T_{x}$$
(57)

$$+(xyw_x + (1+x^2)w_y + yw_z)$$
 (58)

$$u = a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 x y + a_4 x^2 + a_5 y^2$$
(59)

$$v = (y - pxy - qy^2)T_z - (1 - px - qy)T_y$$
(60)

$$+\left((1+y^2)\mathbf{w}_x - xy\mathbf{w}_y + x\mathbf{w}_z\right) \tag{61}$$

$$v = b_0 + b_1 x + b_2 y + b_3 x y + b_4 x^2 + b_5 y^2$$
(62)

I ekvationerna 57 - 60 ser vi att det krävs andragradspolynom för att beskriva rörelsefältet **u**, vilket i praktiken är svårt, eller åtminstone beräkningskrävande. Det finns flera olika sätt att förenklat uppskatta rörelsefältet **u** från bilder. Ett vanligt sätt är att uppskatta den horisontala och vertikala bildrörelsen från det optiska flödet, ekvationerna 63-64, enligt t ex Horn[19], [20], vilket i praktiken fungerar så länge bildens SNR är högt, tiden  $\tau$  mellan två bilder är liten och bildrörelserna u och v är små.

$$I(x+u, y+v, t+\tau) - I(x, y, t) = 0$$
(63)

$$I_x u + I_y v + I_t = 0 \tag{64}$$

I annat fall finns fler tekniker som baserar sig på olika egenskaper i bilderna, som t ex linjesegment eller föremålens form.

När man väl har beräknat bildrörelsen  $\mathbf{u}$ , kan den användas för att hitta korresponderande pixlar för sammanslagning av efterföljande bilder, ekvation



Figur 52: Bilden t.v. är en halvbild i en grindad bild på avstånd ca 2.7 km, vecka 47 2000. Bilden t.h. föreställer ca 5 sammanlagda fields.  $SNR_{bild} = 10$  för den oprocessade bilden och  $SNR_{bild} = 15$  för den sammanlagda.

50 och 52, som kan appliceras på ett godtyckligt antal sekventiella bilder där en av bilderna väljs som referensbild.

En rimlig begränsning är att anta att alla föremål i bilder (lastbilen, mättavlor, mätbussar mm) inte förändras, vilket överenstämmer väl så länge man håller sig till de måltyperna. De metoder som använts, tar inte heller hänsyn till om föremålen i bilden rör sig, eller om föremålen artikulerar eller deformeras. Teknik för att detektera och separera rörliga föremål från bakgrunden, har utvecklas vid FOI[21], men kommer inte att beröras vidare här.

För ändamålet användes främst rörelseestimeringstekniker som baseras på korrelation, linjesegment samt föremålens form. För bilder föreställande upplösningstavlan fungerade linjer bra för att hitta rörelsefälten, medan det för lastbilen var svårare. Där erhölls de (visuellt sett) bästa resultatet genom att använda egenskaper som form (korrelationsbaserat och genom de reflexer som syns från lyktorna). I en taktisk tillämpning finns kanske inte retroreflexer från lyktor att tillgå som tydligt framträdande egenskaper, men metoden fungerade även utan att använda dessa tydligt framträdande egenskaper. Genom att rörelsekompensera bildsekvenser erhölls även stabiliserade video-sekvenser.

Ett antal bildsekvenser har processats enligt ekvation 50 som förbearbetats med rörelsekompensering. Ett par exempel återfinns i Figur 52 till 68. Fyra bildsekvenser har valts ut för sammanläggning av 2, 5,10, 20 och 30 efterföljande och rörelsekompenserade bilder. SNR har beräknats för de olika fallen, med data från beräkningarna enligt tabell 5 plottade i Figur 57.



Figur 53: Upplösningstavlan på 2.7 km avstånd. Överst från vänster: En halvbila, 2 och 5 sammanslagna halvbilder. Nedre raden: 10, 20 respektive 30 sammanslagna halvbilder.

Bild	Oprocessad	2	5	10	20	30
V 47 Figur 53	5.8	8.9	12.1	13.7	19.6	21.7
V 17 Figur 54	6.9	7.8	10.1	11.8	11.3	11.4
V 17 Figur 55	7.5	8.4	10.1	10.0	11.1	13.4
V 17 Figur 56	5.5	6.3	7.4	8.6	9.8	9.9

Tabell 5. SNR<sub>bild</sub> beräknad för ett antal sammanlagda bilder.

#### 6.5 Spatiella filtreringstekniker

Brus i bilderna härrör från flera olika källor, vilket berörts i kapitel 5.3. Många filtreringstekniker är lämpade för en känd typ av brus, men oftast är det svårt att separera bruskomponenternas specifika karakteristik. En metod för reducering av det totala bruset har utvecklats[22], och finns att tillgå kommersiellt i programmet Video Investigator. Bruset reduceras genom en teknik för minimering av den totala brusvariationen. Brusvariansen anges interaktivt där användaren specificerar hur mycket brus det förväntas vara i bilderna. Algoritmen är iterativ. Uppskattning av  $SNR_{bild}$  har gjorts enligt ekvation 49. Exempel på en grindad bild av lastbilen på 10 km håll återfinns i Figurerna 58-61. Först ses en obearbetad bild, sedan samma bild, filtrerad med brusvariansen satt till  $\sigma_{total}^2 = 3$  och 10 iterationer respektive filtrerad med brusvarians  $\sigma_{total}^2 = 5$  och 20 iterationer. Beräknade SNR-värden enligt tabell 6. Som för de flesta



Figur 54: Upplösningstavlan på 10 km avstånd. Överst från vänster: En halvbild, 2 och 5 sammanslagna halvbilder. Nedre raden: 10, 20 respektive 30 sammanslagna halvbilder.



Figur 55: Sämre bild av upplösningstavlan på 10 km avstånd. Överst från vänster: En halvbild, 2 och 5 sammanslagna halvbilder. Nedre raden: 10, 20 respektive 30 sammanslagna halvbilder.



Figur 56: Lastbilen på 10 km avstånd. Överst från vänster: En halvbild, 2 och 5 sammanslagna halvbilder. Nedre raden: 10, 20 respektive 30 sammanslagna halvbilder.



Figur 57: Plot av SNR som funktion av antalet sammanlagda bilder.

Figur 58: Upplösningstavla på 2.7 km avstånd. Från vänster: obearbetad, sedan samma bild filtrerad med brusvariansen satt till  $\sigma_{total}^2 = 3$  och 10 iterationer respektive  $\sigma_{total}^2 = 5$  och 20 iterationer. Videobild bestående av två halvbilder. Bilden är ljusförstärkt för att bättre framhäva skillnader i brus.



Figur 59: Upplösningstavla på 10 km avstånd. Från vänster: obearbetad, sedan samma bild filtrerad med brusvariansen satt till  $\sigma_{total}^2 = 3$  och 10 iterationer respektive  $\sigma_{total}^2 = 5$  och 20 iterationer. Videobild bestående av två halvbilder.



Figur 60: Sämre bild av upplösningstavlan på 10 km avstånd. Från vänster: obearbetad, sedan samma bild filtrerad med brusvariansen satt till  $\sigma_{total}^2 = 3$  och 10 iterationer respektive  $\sigma_{total}^2 = 5$  och 20 iterationer. Videobild bestående av två halvbilder. Bilden är ljusförst ärkt för att bättre illustrera skillnader i brus.



Figur 61: Grindad bild av lastbil på 10 km avstånd. Från vänster: obearbetad, sedan samma bild filtrerad med brusvariansen satt till  $\sigma_{total}^2 = 3$  och 10 iterationer respektive  $\sigma_{total}^2 = 5$  och 20 iterationer. Videobild bestående av två halvbilder. Bilden är ljusf örstärkt för att bättre illustrera skillnader i brus.

brusreduceringsalgoritmer ger ett ökat antal iterationer ytterligare brusreducering, men kan också jämna ut bilden så att önskad information (små detaljer) försvinner.

Bild	Oprocessad	$\sigma_{total}^2 = 3, 10$ iterat.	$\sigma_{total}^2 = 5, 20$ iterat.
V 47 Figur 58	5.4	6.4	7.1
V 17 Figur 59	4.8	5.2	5.6
V 17 Figur 60	5.3	6.2	6.5
V 17 Figur 61	9.5	11.6	13.7

Tabell 6. SNR<sub>bild</sub> beräknad för ett antal bearbetade bilder.

## 6.6 Adaptiv filtrering

Med adaptiva filter menas här ett filter som anpassar sig efter signalens lokala egenskaper. Adaptiva filter används för brusundertryckning och kantförstärkning. Grunderna till och teorierna bakom adaptiv filtrering finns väl beskrivna i [23]. I detta fall av filtrering av bilder kan man förenklat beskriva det som en lågpassfiltrering i riktning längs med linjer och kanter.

Det antas att i en liten region består bilden ofta av en enkel signal. En enkel signal varierar bara längs en riktning och är konstant ortogonalt mot den riktningen, jämför med Figur 62, innanför den vita ringen sägs bilden ha horisontell orientering. I en lokal omgivning med horisontell orientering väljer man ett filter som är ett lågpassfilter vertikalt men ett allpassfilter horisontellt, jämför Figur 64. Resultatet blir då som i Figur 63.

#### 6.6.1 Lokal orientering

För estimeringen av lokal orientering användes ett filterset av kvadraturfilter. I frekvensdomänen är  $H(\bar{u})$  reellt och noll i en halvrymd:

$$H\left(\bar{u}\right) = 0, \text{ för } \bar{u} \cdot \hat{n}_k < 0 \tag{65}$$

 $\hat{n}_k$  är filtrets huvudorientering. I två dimensioner behövs tre stycken kvadraturfilter för att kunna estimera den lokala orienteringen. Huvudorienteringen för



Figur 62: Råbild av en upplösningstavla på 10 km avstånd. I den vita ringen kan bilden antas bestå av en enkel signal, dvs intensiteten varierar endast i horisontell riktning.



Figur 63: Bild filtrerad med adaptiv filtrering



Figur 64: Ett tvådimensionellt filter i Fourierdomänen. Det verkar som lågpassfilter i vertikalled, u, och som allpassfilter i horisontalled, v.

 $\arg(\hat{n}_k) = \frac{(k-1)\pi}{3}, \ k = 1, 2, 3$ 

(66)

dessa filter sprids jämnt i ett halvplan, se Figur 65



Figur 65: Orienteringsvektorerna för kvadraturfiltren.

Eftersom  $H(\bar{u})$  är reellt, är  $h(\bar{x})$  hermitisk i spatialdomänen, dvs  $\operatorname{Re}\{h(\bar{x})\}$ är jämn och  $\operatorname{Im}\{h(\bar{x})\}$  är udda. Ett lämpligt  $H_k(\bar{u})$  är sfäriskt separabelt:

$$H_k(\bar{u}) = R(\rho)D_k(\hat{u}), \operatorname{där} \rho = \|\bar{u}\|$$

$$R(\rho) = e^{-\frac{4}{B^2 \ln 2}\ln^2(\rho/\rho_i)}$$

$$D_k(\hat{u}) = (\hat{u} \cdot \hat{n}_k)^2$$
(67)

 $R(\rho)$ är ett lognormfilter, bandpassfilter med centerfrekvens $\rho_i$ och relativ bandbredd B.  $D_k(\hat{u})$ utgör den riktningskänsliga delen.



Figur 66: Ett fast filterset med riktade högpassfilter.

Med hjälp av filtersvaren kan lokal orientering estimeras i varje bildpunkt, det ger en orienteringsbild. Orienteringen beskrivs av en 2x2 tensor vars egenvektorer beskriver den lokala strukturen.

#### 6.6.2 Filtrering

Bilden filtreras med ett fast filterset bestående i detta fall av ett lågpassfilter och fyra riktningskänsliga högpassfilter, Figur 66. Med hjälp av orienteringsbilden viktas filtersvaren samman i varje enskild pixel. Resultat av filtrering av råbilden, se Figur 62, syns också i Figur 63.

### 6.7 Adaptiv filtrering i 3D

Det är möjligt att på motsvarande sätt som i det tvådimensionella fallet utföra adaptiv filtrering i en spatiotemporal 3D-volym. Bilderna i videosekvensen staplas efter varandra i en 3D-volym. En stillastående linje ger upphov till ett plan i denna volym. En linje som rör sig linjärt ger också ett plan men med en lutning. En stillastående punkt, eller en punkt med konstant hastighet, ger på samma sätt en linje i volymen.

Genom att lågpassfiltrera i volymen i rätt riktning kan planen och linjerna förstärkas. Till skillnad från adaptiv filtrering i 2D kan man även förstärka punkter i bilden eftersom dessa med hjälp av information ifrån intilliggande bilder går att skilja från stokastiska bruspunkter.



Figur 67: En resultatbild från en processad bildsekvens av upplösningstavlan vid 10 km, aptiv filtrering, median filtrering, rörelsekompensering och ökad upplösning (där 15 bilder använts för att öka upplösningen).

## 6.8 Ökad upplösning

En annan teknik för bildförbättring som provats är ökad upplösning genom sammanslagning av bilder[24]. Denna teknik benämns ibland i litteraturen som "super-resolution". Bilderna filtreras med en teknik som integrerar flera efterföljande bilder till en "super-frame". Pixelvärdena i "super-framen" beräknas med hjälp av rörelsefältet mellan flera efterföljande bilder. En svagheten med denna metod, som inte har verifierats med mätningar i nuläget, är att rekonstruktionen även om den ser bra ut inte behöver vara entydig. Detta innebär att bildinformation kan förvrängas, vilket t ex kan ha den effekten att bilder som är för hårt bearbetade med den här tekniken inte lämpar sig för måligenkänning med automatiska metoder.

### 6.9 Resultat från bildförbättring

Resultatet visat att bildförbättringsmetoder ger en avsevärd ökning av bildkvalitén. Bildkvaliten har uppskattats med mätning av SNR, som även om den är kvantitativ snarare än kvalitativ, verifierar påståendet.

Vid de turbulensförhållanden som rådde vecka 17, 2001 och avstånd 10 km erhölls bättre bildkvalité med rörelsekompenserade, sammanslagna bilder. Det är lämpligt att lägga samman ca 5-20 efterföljande bilder. Det beror på rörelser i bildplanet, som i sin tur beror av avstånd och storskaliga brytningsindexeffekter. Längre sekvenser än 20-30 bilder ger i praktiken sämre bilder om inte målet står helt stilla. En anledning är svårigheten att rörelsekompensera över längre sekvenser. Eftersom rörelsekompenseringen utförs med hjälp av närliggande bilder, kan målet vandra iväg i bildplanet när längre sekvenser processas. Därmed erhålls suddigare bilder när längre sekvenser läggs samman. En annan



Figur 68: Exempel på en grindad bild av lastbil på 10 km. Övre raden från vänster: en rådatabild och en bild som kompenserats för rörelse i bildplanet. Nedre raden: 10 respektive 21 rörelsekompenserade, bilder som lagts samman till en bild för att erhålla pixelkorrespondens.

faktor är ojämnheter i laserstrålen, såsom den intensiva fläck som förekom under vecka 17 2001, som när den flyter runt på föremålet orsakar irradiansvariationer i bilderna. För integration av N bilder (laserexponeringar) antogs tidigare, i kapitel 5.3.3, att SNR borde öka med max  $\sqrt{N}$ . Vid 2.7 km erhölls en betydligt bättre ökning av SNR än för 10 km, även om den inte uppgick till  $\sqrt{N}$ , vilket tros bero på att laserenergin är högre vid kortare avstånd. Det bästa resultet erhölls genom att applicera flera olika kombinationer av bildförbättringsmetoder, en bra illustration är Figur 68.

De sekvenser som gav bäst resultat för upplösningsmönstret, behöver nödvändigtvis inte ge det bästa resultatet för lastbilen. Det beror på att upplösningsmönstret är något enklare att processa, eftersom linjerna i bilden ger bättre uppfattning av bildrörelsen. För taktiska tillämpningar föreslås att ett antal bearbetningskedjor provas ut, för att avgöra vilka metoder som är mest lämpade för en viss typ av mål.

## 7 Diskussion

### 7.1 Prestanda för systemet – jämförelse med teori

Radiometrisk räckvidd beräknades till ca 1 - 100 ggr för frigolit, baserade på visuell sikt (10 - 25 km).

Analys av strålkvalitet och banans läge över marken motiverar en gissning av turbulensnivån  $C_n^2$  kring nivån  $5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ . Denna gissning baseras på antagandet om en medelhöjd av 60 meter och höjdavtagandet vara av typen  $h^{-\frac{2}{3}}$  (relevant för kväll, natt) samt ett markvärde för  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$ . Detta skulle i sin tur innebära ett hagelbrus begränsat SNR $\simeq 1$  för laserdivergens 1 mrad. För 0.3 mrad divergens blir SNR $\simeq 9$ . Beräkningar från bilderna antyder SNR $\simeq 9$ .

Den spatiella upplösningen uppskattas till att vara ganska bra, omkring  $25 \pm 10 \ \mu$ rad. Detta innebär att vi var delvis turbulensbegränsade eftersom fabrikantens uppgivna kameraupplösning var ca 30 lp/mm vilket för 3 meters fokallängd motsvarar ca 10  $\mu$ rad. Om vi tittar på turbulensens gränsfrekvens för 2 % kontrast och  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16} \text{ m}^{-\frac{2}{3}}$  så hamnar vi enligt Figur 45, vänstra delen på en gränsfrekvens mellan 25 – 50 lp/mm beroende på om banan lutar eller kan anses horisontell.

Analys av stråltvärsnitttet gav att turbulenscellernas storlek är ca 10 – 30 pixlar stora enligt intensitetsprofilen, vilket motsvarar 3.5-10 cm. Detta stämmer rätt väl med turbulenskonstanten  $C_n^2 = 10^{-15}$  till  $10^{-16}$  m<sup>-2</sup>/<sub>3</sub>. Variansen för intensiteten  $\sigma_I^2 = 0.59$  motsvarar  $C_n^2 = 3 - 4 \ 10^{-16}$  m<sup>-2</sup>/<sub>3</sub>. Gränsen för mättnad ligger kring  $\sigma_I^2 = 2$ . Strålen har dock börjat brytas upp, något som är karakteristiskt för mättnad.

Motsvarande värden för förnyade mätningar av stråltvärsnittet gav att turbulenscellernas medelstorlek är ca 4 cm med en varians på 1.5 cm, beräknat på 10 bilder och 10 mätningar per bild.

#### 7.2 Bildkvalitet

Bildkvalitén från mätsystemet har kunnat förbättras genom att applicera olika tekniker för rörelsekompensering och brusreducering. Det bör utredas om ytterligare förbättring kan göras genom samtidig exponering av udda och jämna fält.

Genom att använda siluettbilder som kompletterande information vid små mål med diffusa kanter, bör bildkvalitén kunna förbättras ytterligare.

En del av dessa är möjliga att implementera i realtids-tillämpningar, som konventionella brusreduceringstekniker och viss aritmetrisk sammanslagning. Andra metoder, som baserar sig på mer beräkningskrävande algoritmer, som t ex temporala filtreringar och kombinationer av förbättringsmetoder, som inte är lika lämpade för realtidshantering, kan arbeta vid sidan om realtidsmetoderna eller appliceras på urvalda sekvenser i en demonstrator.

### 7.3 Möjligheter till bildförbättring

Hur bör ett systen IR/GV laser kunna arbeta?

Det naturliga är att man utifrån IR-bildens målindikation (automatiskt) riktar in laser och GV-kamera och därefter gör en avståndsmätning, för att sedan sedan antingen flodbelysa med grindluckan över målet eller vandra med luckan "genom målet". Det senare alternativet är generellt att föredra ur måligenkänningssynpunkt eftersom man då både kan få siluett och pålysbilder eller rent av en serie bilder med målet upplöst i avståndsled. Nackdelen är förstås att man måste laserbelysa under en något längre tid.

Om man antar att räckviddskravet ligger kring 10-15 km vid klart väder bör en laserenergi kring 100 mJ räcka. Integrationskravet för bra bild beror till stor del av turbulens och laserns strålkvalitet. Det torde ligga mellan 5-20 bilder vid pålysbild och antagligen lite lägre för siluettbild. Det lägre antalet bilder krävs vid förhållanden som låg turbulens, bra spatiell upplösning, mindre brus och/eller kortare avstånd. Det högre antalet bilder krävs vid förhållanden som turbulensinverkan, mer brus och/eller långa avstånd. Med en PRF på 25 Hz innebär att en laserbelysning under 0.5-2 sekunder beroende på grindningsförfarande och upplösningskrav i djupled.

Möjligheten att processa bilder i realtid bör beaktas i ett framtida system. Det kan t ex gälla enkla aritmetriska sammanslagningar, filtreringar och andra bildförbättrande operationer. Vid sidan om realtidsbearnetning kan metoder för målidentifiering/bildförbättring initieras, automatiskt eller av en operatör. För närvarande pågår framtagning av metoder för automatisk målidentifiering och egenskapsextraktion från bildsekvenser vid FOI, vilka bör vara intressanta att anpassa till grindade bilder från framtida försök.

#### 7.4 Konsekvenser för 1550 nm utifrån resultat vid 532 nm

Vi har utfört mätningar vid 532 nm medan framtida system gärna bör arbeta vid 1550 nm. Vid en teoretisk jämförelse mellan 532 nm och 1550 nm (samma rörprestanda antagna) kan man konstatera att:

- 1550 nm är väsentligt bättre vid turbulens- eller aerosolbegränsad avbildning jämfört med 532 nm

- Upplösning i lp/mm ca 1.3 ggr bättre

- SNR-bild ca 5-10 ggr bättre för god sikt

- Vid optikbegränsad avbildning är 532 nm ca $3~{\rm ggr}$  bättre upplösningsmässigt sett

Vidare talar atmosfärstransmissionen till 1550 nm fördel. Med den enkla dämpningsmodellen enligt formel 46 så blir laserenergivinsten betydande om vi antar att vi vill utnyttja ett system till ett avstånd L = V =den visuella sikten, se figur 69. I övrigt antas alla parametrar lika mellan de båda våglängdsfallen.

# 7.5 Modell för grindad avbildning – behov av verifiering och vidare utveckling

Modellen behöver verifieras och modifieras till att innehålla aerosolernas MTF samt bakåtspridning. Vidare bör brusmodellen utredas och jämföras med verkliga kameror. Lämplig metrik för att mäta bildkvalitet bör utarbetas och modelleras.



Figur 69: Laserenergivinst vid olika visuell sikt =målavstånd för 1550 relativt 532 nm. Övriga parametrar antas vara desamma för systemet.

Modellering i form av bildgenerering med utnyttjande av FOIs 3D-laserradar modell[4][3], är en lämplig fortsättning. Det kan bl a ge ökad förståelse för belysningsvariationer och vara användbart för att bestämma vilka bildförbättringsmetoder samt vilka parameteruppsättningar som är mest lämpade för bildförbättring under varierande atmosfärsförhållanden. I så fall kan taktiska fall modelleras med simulerade kamerabilder med lämpliga godhetstal.

## 8 Sammanfattning

De tekniska förutsättningarna för realisering av en demonstrator för grindad avbildning på långa avstånd har studerats.

Radiometriskt beräknade räckvidder  $(SNR_{räckvidd})$  gav ca 100 gånger högre signalnivå, jämfört med brusnivå för frigolit på 10 km avstånd och 25 km sikt (antagna värden). Dessa bedöms vara rimliga antaganden med hänsyn till jämförelse av bilder föreställande upplösningsmönstret.

Systemets upplösning under stark turbulens kunde utvärderas vid 1910 meter. Upplösningen uppskattas till  $30 - 40 \ \mu rad/linjepar$ , vilket innebär turbulensbegränsning.

Systemets upplösning vid 10 km, under svag turbulens (antagna turbulensvärden) varierar, men uppskattas till  $25 \pm 10 \ \mu rad/linjepar$ . Detta innebär en viss turbulensbegränsning eftersom systemets teoretiska prestanda under rådande förhållanden var ca 11  $\mu rad/linjepar$ .

För förbättring av bildkvalitén för en bild i taget, spatiell filtrering, visade sig teknikerna för adaptiv filtrering och filtrering av det totala bruset som verksamma. Resultaten från sammanläggning av efterföljande bilder indikerar att 5-20 summerade bilder bör kunna utnyttjas i taktiska tillämpningar. När det gäller mer komplexa metoder för processande av flera efterföljande bilder, spatiotemporala metoder, är rörelsekompensering före eller samtidigt med filtrering nödvändigt, och genomförbar, för att bildförbättringsmetoderna skall fungera.

I närtid är metoder för bildförbättring med adaptiv spatiotemporal filtrering, bildstabilisering och sammanläggning lämpade.

Konsekvenser av prov vid 532 nm för att förutsäga prestanda vid 1550 nm innebär att under turbulensbegränsad upplösning är 1550 nm bättre än 532 nm, för samma parameteruppsättning i övrigt. För systembegränsad upplösning (rör alternativt CCD) kan ett optiskt teleskop vid 532 nm göras mindre än för 1550 nm, med bevarad upplösning. Nämnas bör att mindre optik dock ger lägre SNR. För optikbegränsad upplösning är 532 nm tre gånger bättre än 1550 nm vid samma aperturstorlek. Övervägande delen av atmosfärsinflytandet samt signal- och bildbehandlingen, bör kunna studeras vid 532 nm och överföras till förhållande för 1550 nm enligt modellberäkningarna.

## 9 Förslag till fortsatt verksamhet

Som förslag till fortsatt verksamhet föreslås:

- Kompletterande mätningar med nuvarande system (turbulens och vädervariationer, långa och korta avstånd).

- Utarbetande av en mätmetod för turbulens som byggs in i systemet, t ex genom utnyttjande av den metod som beskrivs av Belenkii[25] och utnyttjar differentiell bildrörelse i kameran eller genom vidareutveckling av de tekniker som redovisats i denna rapport.

- Analys av mätningar, algoritmutveckling (mot vad som kan implementeras i ett framtida system)

- Utnyttja siluettbild t ex för att få skarpare kanter för rörelsekompensering

- Slutförande av systemmodell-kontroll mot mätningar (MTF-modell med full bildsimuleringsmodell och SNR-beräkningsmodell, t ex från referens [15])

- Studie och anpassning av algoritmer för automatisk måligenkänning, baserat på 2D bilder eller 3D rekonstruktioner

- Kriteria för automatisk invisning och pålysning av mål genom styrning av bl a grindluckans storlek, avstånd och tidsrymd synkroniserat med bildfångstkortet

- Karakterisering av mål, atmosfär, bakgrund, laserbelysning, inklusive polarisationseffekter vid 1550 nm

- Systemanalys vid 1550 nm för några taktiska fall

På lite sikt föreslås metoder för belysningsutjämning med avseende på laserstrålens variationer, metoder för detektering och processande av rörliga och föränderliga föremål samt metoder som använder siluettbilder för att öka föremålens kantskärpa. Ett förslag är att ta fram ett antal bearbetningskedjor som är speciellt anpassade för att hantera variationer i bruskarakteristik och atmosfärsförhållande. Ytterligare ett förslag är att utnyttja kort grindad lucka för 3D upplösning av mål och därtill hörande processmöjligheter, vilket förväntas ge bättre förutsättningar för målidentifiering och extrahering av målegenskaper.

## Referenser

- O. Steinvall, "Theory for laser systems performance modelling," Tech. Rep. Report FOA-R-97-00599-612-SE-SE, Defence Research Establishment, Sweden, October 1997.
- [2] O. Steinvall, H. Olsson, G. Bolander, C. Carlsson, and D. Letalick, "Gated viewing for target detection and recognition," in *Laser Radar Technology* and Applications IV, Proceedings of the International Society for Optical Engineering, vol. 3707, pp. 432–448, SPIE, April 1999.
- [3] O. Steinvall and T. Carlsson, "Three-dimensional laser radar modelling," in Laser Radar Technology and Applications IV, Proceedings of the International Society for Optical Engineering, vol. 4377, SPIE. In press, April 2001.
- [4] T. Carlsson, O. Steinvall, and D. Letalick, "Signature simulation and signal analysis or 3-d laser radar," Tech. Rep. Report FOI-R-0163-SE, Defence Research Establishment, Sweden, July 2001.
- [5] O. Steinvall and G. Bolander, "Performance of gated viewing systems," Tech. Rep. Report FOA-R-98-00712-612-408-SE, Defence Research Establishment, Sweden, February 1998.
- [6] A. Eriksson, "Turbulence constant dependence on meteorological parameters," Tech. Rep. Report FOA D 30751-3.1, Defence Research Establishment, Sweden, December 1993.
- [7] N. Kopeika, A System Engineering Approach to Imaging, SPIE Press, Bellingham, USA, 1998.
- [8] H. Bergström and U. Högström, "A statistical study of the structure parameter of temperature and refractive index," Tech. Rep. Report FMV-27300-93-117-15-001, Defence Material Administration, Sweden, 1994.
- [9] V. I. Tatarski, The Effects of the Turbulent Athmosphere on Wave Propagation, 1971.
- [10] E. Brookner, "Improved model for the structure constant variations with altitude," *Applied Optics* **10**, p. 1960, August 1971.
- [11] D. Sadot and N. Kopeika, "Forecasting optical turbulence strength on the basis of macroscale meteorology and aerosols: models and validation," *SPIE Journal of Optical Engineering* **31**, February 1992.
- [12] R. Fante, "Electromagnetic beam propagation in turbulent media," 63(12), 1975.
- [13] L. Andrews and R. Phillips, Laser Beam Propagation through Random Media, SPIE Press, 1998.

- [14] D. Fried, "Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures," *Journal of Optical Society of America* 56, October 1966.
- [15] R. D. Fiete and T. Tantalo, "Comparison of snr image quality metrics for remote sensing systems," SPIE Journal of Optical Engineering 40, p. 574, April 2001.
- [16] P. Churoux, C. Besson, and J.-P. Bouzinac, "Model of a bust imaging lidar through the atmosphere," in *Laser Radar Technology and Applications*, *Proceedings of the International Society for Optical Engineering*, SPIE, April 2000.
- [17] J. Dainty, Laser Speckle and related Phenomena, Springer Verlag, 1984.
- [18] C. Stiller and J. Konrad, "Estimating motion in image sequences-a tutorial on modeling and computation of 2d motion," *IEEE Signal Processing Magazine*, p. 70, July 1999.
- [19] B. K. P. Horn and B. Schunck, "Determining optical flow," Artificial Intelligence 17, 1981.
- [20] B. K. P. Horn, "Closed-form solution of absolute orientation using unit quaternions," *Journal of Optical Society of America* 4, p. 629, April 1987.
- [21] L. Klasén, H. Li, and R. Forchheimer, "Evaluation of a method for invariant and automated detection and tracking of objects from video," in *Enabling Technologies for Law Enforcement, Investigative Video Processing, Proceedings of the International Society for Optical Engineering*, vol. 4232, pp. 455–463, SPIE, 2001.
- [22] L. I. Rudin and S. Osher, "Total variation based image restoration with free local constraints," in *Proceedings of IEEE International Conference* on Image Processing, vol. 3, p. 527, 1999.
- [23] G. Granlund and H. Knutsson, Signal Processing for Computer Vision, Kluwer Academic Press, 1995.
- [24] F. Guichard and L. I. Rudin, "Velocity estimation from images sequence and application to super-resolution," in *Proceedings of IEEE International Conference on Image Processing*, vol. 3, p. 527, 1999.
- [25] M. Belenkii, D. Roberts, J. Stewart, G. Gimmestad, and W. Dagle, "Experimental validation of the differential image motion lidar concept," *Optics Letters* 25, p. 518, April 2001.

## A Bildsekvenser från Älvdalen vecka 47, 2000

Filnamn	Notering	Avstånd
ta	Lastbil	$2.7~\mathrm{km}$
tb	Upplösningstavla	$2.7~\mathrm{km}$
tc	Lastbil	$2.7~\mathrm{km}$
td	Bil, siluettbild	$2.7~\mathrm{km}$
te1	Bil, framifrån	$2.7~\mathrm{km}$
tf	Bil och bakgrund, större laserstråle	$2.7~\mathrm{km}$
tg	Som tf, men enbart bil	$2.7~\mathrm{km}$
th	Bil, stegning över målet	$2.7~\mathrm{km}$
ti	Registrering i frame-mode	$2.7~\mathrm{km}$
tj	Registrering i field-mode	$2.7~\mathrm{km}$
person	Gående personer i målområdet	$2.7 \mathrm{km}$
person2	Gående personer i målområdet	$2.7 \mathrm{km}$
oa	Träd på 150 meters avstånd i snöfall	7 km

## B Bildsekvenser från Kvarn vecka 14, 2001

VHS, GV-Kvarn 2001-04-05	Avstånd $[m]$	Tid på bandet
Testtavla	1910	0:00-0:45
Testtavla + person	1910	0:46-4:26
Person i rörelse	1910	4:27-5:06
Person i rörelse, silluett	1910	5:07-7:50
Varningsskylt	550	7:51-8:33
Testtavla	1910	9:36-10:47

Filnamn	Notering	Avstånd
irma0424a	Bild från Saabs IR-kamera IRMA	10 km
irma0424a	Bild från Saabs IR-kamera IRMA	10 km
passiv0425a	Passiv bild från ljusförstärkaren	10 km
passiv0425b	Passiv bild från ljusförstärkaren	10 km
passiv0425c	Passiv bild från ljusförstärkaren	10 km
passiv0425d	Passiv bild från ljusförstärkaren, ofokuserad	10 km
pers0425a	Gående personer med reflexer	10 km
uppl0425a	Upplösningstavlor, avstånd 10 km	10 km
uppl0425b	Upplösningstavlor, längre sekvens	10 km
uppl0425c	Upplösningstavlor, stegning	10 km
uppl0425d	Upplösningstavlor, enstaka bild, luckan på tavlan	10 km
uppl0425e	Upplösningstavlor, enstaka bild, senare	$10 \mathrm{km}$
lastb0425a	Lastbil, pålyst på långsidan	$10 \mathrm{km}$
lastb0425b	Lastbil, stegning	10 km
lastb0425c	Lastbil, pålyst sett från 45 grader vinkel	$10 \mathrm{km}$
lastb0425d	Lastbil, stegning sett från 45 grader vinkel	10 km
lastb0425e	Lastbil, siluettbild sett från 45 grader vinke	10 km
u140425a	Upplösningstavlor, avstånd 14 km	14 km

## C Bildsekvenser från Älvdalen vecka 17, 2001
r