

Vurdering av teknologier for avstandsdeteksjon av radiologisk materiale

Gunnar Rustad

Forsvarets forskningsinstitutt (FFI)

1. desember 2009

FFI-rapport 2009/02192

111602

P: ISBN 978-82-464-1718-9

E: ISBN 978-82-464-1719-6

Emneord

Fjernmåling

Radioaktive stoffer

Radioaktivitet – Måling

Masseødeleggelsesvåpen

Godkjent av

Hans Christian Gran

Prosjektleder

Jan Ivar Botnan

Avdelingssjef

Sammendrag

Rapporten gir en oversikt over teknologier som kan brukes i jakten på radioaktivt materiale eller kjernevåpen som er utenfor deteksjonsavstanden til tradisjonelle detektorer som for eksempel geiger-tellere. Mulige teknologier spenner fra bruk av eksisterende miljøovervåkningsteknikker for å se etter gasser som dannes ved radioaktivitet til utvikling av partikkelakseleratorer for gjennomlysning av containere for å se etter skjermede kjernefysiske stridshoder. Oversikten over teknologiene er delvis basert på resultat fra arbeid i to NATO-grupper i tillegg til et litteraturstudium. Rapporten gir anbefalinger om innretting av en eventuell videre forskningsaktivitet ved FFI.

English summary

A review of technologies that may potentially be used in detection of radiological material or nuclear warheads that are outside the range of traditional detection techniques, e.g. Geiger counters. Possible technologies span from the use of environmental surveillance techniques to search for gases that are products of radiolysis of air, to development of particle accelerators that can be used to screen containers in the search for shielded nuclear warheads. The review is partly based on the work of two NATO groups and partly on a literature survey. Recommendations are given regarding the content of a potential research activity at FFI.

Innhold

1	Innledning	7
2	Arbeid innen NATO	8
2.1	RNDSG	8
2.2	NIAG SG 112	8
2.3	ET65	9
3	Scenarioer	9
3.1	Radiologiske scenarioer	10
3.1.1	R1	10
3.1.2	R2	10
3.1.3	R3	10
3.1.4	R5	10
3.1.5	R6	10
3.1.6	R7	10
3.2	Nukleære scenarioer	10
3.2.1	N1	10
3.2.2	N2	10
3.2.3	N3	11
3.3	Tidslinje	11
3.4	Oppsummering	11
4	Teknologier	12
4.1	Direkte deteksjon av radioaktivt materiale	12
4.1.1	FTIR av radioaktivt materiale	12
4.1.2	Lidar-måling av radioaktivt materiale	13
4.1.3	Laserindusert nedbrytningsspektroskopi	13
4.1.4	Røntgenindusert fluorescens	13
4.1.5	Calixarenes	14
4.2	Deteksjon av produkter av radioaktivitet	14
4.2.1	FTIR av produkter av radioaktivitet	14
4.2.2	Termisk utstråling	14
4.2.3	Strålingsindusert fluorescens	14
4.2.4	Optisk stimulert luminescens	15
4.2.5	Laserindusert fluorescens	15
4.2.6	Måling av mikrobølgestråling	15

4.2.7	Radarmåling av elektrontetthet	16
4.2.8	Scintillasjon i omkringliggende materialer	16
4.3	Deteksjon av materiale med høy tetthet	16
4.3.1	Passiv myontomografi	17
4.3.2	Aktiv myonspredning	18
4.3.3	Spredning av energirik stråling	18
4.3.4	Gravitasjonsfelt	18
4.4	Deteksjon av kjerner	18
4.4.1	Generering av fisjon	18
4.4.2	Gammaindusert kjernefluorescens	18
5	Overslagsberegninger	19
5.1	Radiolyse av luft	19
5.1.1	Regneeksempel med ozon	20
5.2	FTIR	21
5.2.1	Andre fjermålingsteknikker	22
5.3	Deteksjon av plasma med radar	22
6	Anbefalinger og konklusjoner	25
	Referanser	25
	Appendix A Liste over forkortelser	28
	Appendix B Beregning av konsentrasjon-lengde produkt	29
	Appendix C Deteksjonsterskel for avstandsdeteksjon med FTIR	31
	Appendix D Mie-spredning	32

1 Innledning

Radioaktivt materiale kjennetegnes ved at det sender ut ioniserende stråling, og slikt materiale lokaliseres vanligvis ved å detektere denne strålingen. Det er flere begrensninger knyttet til dette. For det første kan den ioniserende strålingen være farlig for mennesker hvis intensiteten er over gitte grenseverdier. For det andre har noen typer stråling kort eller svært kort rekkevidde i luft, og det vil derfor være vanskelig å finne materiale på avveie. Det mest kjente eksempelet på dette er den tidkrevende gjennom søkningen av hotellrom i London etter spor av det radioaktive stoffet ^{210}Po i etterkant av Litvinenko-saken. ^{210}Po er en α -emitter, og siden denne strålingen bare har en rekkevidde på noen få cm i luft, må måleapparatet innenfor denne avstanden fra det radioaktive materialet for å kunne detektere materialet. Rekkevidden til ulike typer radioaktiv stråling i luft er avhengig av energien til strålingen og overslagsverdier for typiske energier er gitt i tabell 1.1.

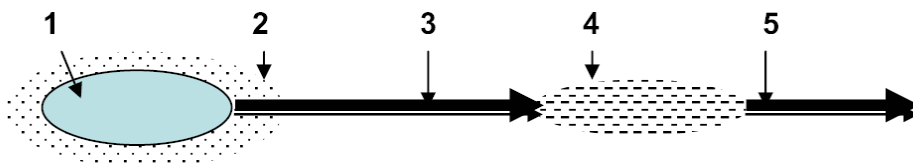
Stråling	Består av	Rekkevidde i luft
α	He^{2+}	~5 cm
β	Elektroner	~1 m
γ	Fotoner	~1 km
n	Nøytroner	~100 m

Tabell 1.1 Omtrentlig rekkevidde av radioaktiv stråling i luft¹

På grunn av disse begrensningene i konvensjonelle deteksjonsteknikker er det relevant å undersøke om strålingen kan detekteres på en annen måte enn ved direkte deteksjon. Med *avstandsdeteksjon* menes i denne forbindelse deteksjon utenfor rekkevidden til konvensjonelle detektorer. Denne rapporten er en gjennomgang av mulige teknikker for slik deteksjon. Figur 1.1 skisserer mulige deteksjonsveier av radioaktivt materiale mens en forklaring på disse deteksjonsveiene er listet i tabell 1.2.

Internasjonalt har det vært økende interesse for denne problemstillingen, og *NATO Industry Advisory Group* (NIAG) utarbeidet i 2007-8 en rapport hvor en lang rekke teknikker ble gjennomgått, og hvor man identifiserte i alt 13 forskjellige teknikker som lovende [1]. I etterkant av rapporten har det blitt opprettet en forskningsgruppe under NATO/RTO/SET-panelet (ET65) som skal vurdere ulike teknologier for avstandsdeteksjon med utgangspunkt i NIAG-rapporten, samt forsøke å koordinere forskningsinnsatsen innen NATO-landene. Norge deltar i denne gruppen sammen med Canada, USA og Storbritannia. Innholdet i denne rapporten baserer seg til en viss grad på funn i NIAG-rapporten samt arbeider i regi av ET65, i tillegg til egne beregninger.

¹ Rekkevidden vil avhenge av kinetisk energi. Størrelsene i tabellen angir overslag for dempningslengdene, dvs D i uttrykket $e^{-x/D}$



Figur 1.1 Skisse av mulige deteksjonsveier for avstandsdeteksjon. Tallene er forklart i tabell 1.2

Nr	Beskrivelse	Eksempel på teknikk
1	Direkte deteksjon av radioaktivt materiale	Refleksjonsspektroskopi av U
2	Deteksjon av hvordan materialet (kjemisk) endrer sine omgivelser	Gasspektroskopi av UO_2
3	Deteksjon av radioaktiv stråling	Tradisjonell deteksjon, scintillasjonsteller
4	Deteksjon av produkter av ioniserende stråling	Gasspektroskopi av ozon eller NO_x
5	Deteksjon av egenstråling fra produkter av ioniserende stråling	Termisk stråling fra absorberende materiale

Tabell 1.2 Beskrivelse av deteksjonsveier skissert i figur 1.1

Rapporten starter med en kort oversikt over hvilke grupper innen NATO som arbeider med problemstillingene, etterfulgt av en gjennomgang av scenarioene som er brukt i vurderingene av teknikkene. I kapittel 4 tas det utgangspunkt i NIAG og ET65 sine arbeider, og de ulike teknikkene som disse gruppene prioriterer blir beskrevet i mer detalj. I kapittel 5 presenteres noen enkle beregninger for å vurdere potensialet til deteksjon for noen av teknologiene.

2 Arbeid innen NATO

2.1 RNDSG

Joint Radiation and nuclear defence sub-group (RNDSG) er en undergruppe av *Joint Capabilities Group for Chemical, Biological, Radiological and Nuclear Defence* (JCG CBRN) som igjen er underlagt *NATO Army Armament Group* (NAAG). RNDSG skal gi råd i forbindelse med tekniske spørsmål knyttet til forsvar mot radiologiske våpen og kjernevåpen, og har i flere år vært ledet av Tom Cousins fra DRDC (Canada). Han har nå sluttet, og ny leder er i skrivende stund ikke utpekt. Cousins er imidlertid aktiv i ET65 (se under). Norsk representant i RNDSG er Elin Enger fra FFI. Gruppen bestilte i 2007 en rapport om potensialet til nye teknologier for avstandsdeteksjon av radiologiske og kjernevåpen fra forsvarsindustrien i NATO gjennom NIAG.

2.2 NIAG SG 112

NIAG består av representanter for forsvarsindustrien i NATO-landene og ligger under *Conference of National Armament Directors* (CNAD), dvs. på samme nivå som NAAG. NIAG etablerte *Sub-Group 112* for å besvare henvendelsen fra RNDSG. SG112 besto av 17 deltagere

fra Canada, Finland, Frankrike, Polen, Storbritannia og USA, og ble ledet av Ian Jarvis fra firmaet Smiths Detection. SG112 fokuserte på tre hovedområder: Én gruppe utarbeidet scenarier, én gruppe kartla eksisterende detektorteknologi og én gruppe gjennomgikk mulige teknikker for avstandsdeteksjon og vurderte potensiell nytte av disse i de ulike scenarioene. Gruppen leverte sin rapport til RNDSG i 2008 [1].

2.3 ET65

I etterkant av NIAG SG112-studien ble det foreslått opprettet en forskningsgruppe under NATOs *Research and Technology Organization* (RTO). En av RTOs undergrupper, *Sensors and Electronics Technology Panel* (SET-panelet), godkjente i 2008 opprettelsen av et *Exploratory Team* (ET) med avstandsdeteksjon av radiologisk materiale som tema. ET65, som hadde sitt første møte i april 2009, er ledet av Tom Cousins på oppdrag av DRDC, og har deltagere fra Canada, Norge, Storbritannia og USA. Gruppen har et ett års mandat med to hovedoppgaver:

- Vurdere konklusjonene i NIAG SG112-studien
- Utarbeide en plattform for et lengre forskningssamarbeid gjennom en 3-årig *Task Group* (TG) under SET-panelet

ET65 er fortsatt aktiv og har dels arbeidet med en *Figure of Merit* (FOM) for å kunne sammenligne ulike teknologier, og dels lagt arbeidsplaner for en ny TG innen temaet [2, 3]. Forslag om ny TG vil bli fremmet for RTO i løpet av 2010. Det ligger an til at man vil konsentrere seg om en håndfull teknologier og samarbeid om disse i arbeidsplanene for denne gruppen.

3 Scenarier

NIAG SG112 tok utgangspunkt i noen scenarier med angrep av radiologiske våpen eller kjernevåpen. Disse scenarioene har blitt utviklet av en annen NATO-gruppe, RTO/SAS-061 (hvor Monica Endregard har vært norsk representant), og inkluderer 6 scenarier med utslipp av radioaktivitet og 3 med nukleær detonasjon. De 9 scenarioene er kort sammenfattet under. Det er brukt opprinnelig nummerering og scenario R4 mangler fordi dette ble trukket tilbake av SAS-061 og følgelig ikke vurdert av NIAG SG112.

Måleenheter for radioaktivitet:

Bequerel (Bq): En radioaktiv hendelse pr sekund

Curie (Ci): $3.7 \cdot 10^{10}$ hendelser pr sekund (1 Ci = 37 GBq). 1 Ci tilsvarer omtrent aktiviteten i 1 g ^{226}Ra

3.1 Radiologiske scenarier

3.1.1 R1

Skitten bombe på en militær flyplass. Utslipp av 10 kCi av ^{137}Cs i form av CsCl (omtrent 150 g). ^{137}Cs sender ut β -stråling og strålingsproduktet (^{137}Ba) sender ut γ -stråling.

3.1.2 R2

En gjemt 10 kCi ^{60}Co -kilde på en travel bussholdeplass (omtrent 10 g). ^{60}Co sender ut γ -stråling og kan gi akutte stråleskader ved eksponering.

3.1.3 R3

Forurensning av vannforsyning i en liten by/stor base og mel i stedets bakeri med to 10 kCi ^{90}Sr -kilder (hver omtrent 70 g). ^{90}Sr sender ut β -stråling og er mest farlig hvis den kommer inn i kroppen. Rapporten antyder at ~25% av alle som spiser kontaminert brød vil dø i et slikt scenario.

3.1.4 R5

Spredning av 10 Ci ^{241}Am (omtrent 3 g) via aerosoler i ventilasjonssystemet i en bygning. ^{241}Am er en α -stråler og er farlig ved innånding.

3.1.5 R6

Tsjernobyl-type ulykke etter terroristangrep på kjernekraftverk med spredning av mye av reaktorkjernen. Det er vanskelig å vurdere hvilken nytte ulike avstandsdeteksjonsteknologier vil ha i et slikt scenario. Dette scenarioet ble derfor ikke vurdert av NIAG.

3.1.6 R7

Som R1, men med en 10 Ci Am-Be-kilde (omtrent 3 g) som er en nøytron- og α -stråler². Et slikt scenario vil antagelig ikke føre til omkomne, men vil kunne sette flyplassen ut av spill pga radioaktiv forurensning.

3.2 Nukleære scenarier

3.2.1 N1

Detonasjon av 20 kT (kilotonn) plutoniumbasert stridshode utenfor atmosfæren. Faren ved dette scenarioet er en elektromagnetisk puls over et stort område.

3.2.2 N2

Detonasjon av et teknologisk enkelt 10 kT uranbasert stridshode på en liten båt i en havn. I tillegg til de initiale skadene inkluderer dette scenarioet radioaktivt nedfall og nedbør.

² Beryllium (Be) er i utgangspunktet ikke radioaktivt, men ved bestråling med α -partikler fra ^{241}Am emitterer den nøytroner. En slik kilde er mye brukt av oljeindustrien i forbindelse med monitorering av oljebrønner

3.2.3 N3

Detonasjon av 20 kT plutoniumbasert stridshode i en lastebil i en bykjerne. I tillegg til de initiale skadene inkluderer dette scenarioet radioaktivt nedfall og nedbør.

3.3 Tidslinje

NIAG SG112 utviklet en tidslinje i 17 steg for radiologiske våpen og kjernevåpen for å identifisere hvilke deteksjonsmuligheter man har i forbindelse med produksjon og bruk av denne type våpen. Denne tidslinjen er gjengitt i tabell 3.1.

Steg	Beskrivelse	Kommentar
1	Utvinning av råmateriale	Lovlig bruk
2	Transport av råmateriale	
3	Prosessering	
4	Legitim isotopproduksjon	
5	Transport av radioisotoper	
6	Legitim montering/vedlikehold	
7	Transport av legitime kilder	
8	Lagring av legitime kilder	
9	Avledning til ulovlig bruk	Pre-event
10	Omgjøring til våpen	
11	Transport til utslippssted	
12	Oppbevaring på utslippssted	
13	Utslipp	Post-event
14	Spredning	
15	Forurensning av mennesker og områder	
16	Sekundær forurensning og spredning	
17	Transport av forurensede masser	Sikring av avfall
18	Lagring av forurensede masser	

Tabell 3.1 Oversikt over tidslinjen som er brukt i analyse av forskjellig teknikker. Fargekodene indikerer hvilke steg som er brukt i vurderingene av teknologiene

Trinn 1-8 omhandler legitim bruk og vil i de fleste tilfeller være vanskelig å benytte for deteksjon. Trinn 9-12 omhandler forberedelser til illegal bruk. Det er klart at mulighet for deteksjon her kan forhindre utslipp fra å skje og vil være svært nyttig. Trinn 13-16 omhandler selve hendelsen, skadebegrensning og opprydning, mens trinn 17-18 tar for seg sikring av forurensede masser. I analysene har man konsentrert seg om trinn 9-12 som *pre-event* og trinn 13-16 som *post-event* og vurdert om ulike teknologier kan være nyttige i en slik setting.

3.4 Oppsummering

Det er ikke gitt hvilke scenarioer som vil være mest relevante sett med norske øyne i vurderingen av teknologiene. NIAG SG112 sidestilte alle scenarioene i sin vurdering (men så bort fra scenario R6). I ET65 ble scenarioene samlet i tre grupperinger; nukleære scenarioer (N1-N3), scenarioer

med γ - og n -emittere (R1, R2, R7) og scenarioer med α - og β -emittere (R3, R5 og R7), fordi man anså at utfordringene knyttet til scenarioene innen hver gruppe ville ha mye til felles.

4 Teknologier

NIAG SG112 brukte metodikken beskrevet over til å vurdere et 40-talls teknologier og ideer til deteksjon av radiologisk materiale, og kom frem til en liste på 13 teknologier som ble anbefalt med høy eller middels prioritet. En del av vurderingene i rapporten har vært spekulative, særlig når det gjelder teknologier som det ikke har vært forsket på ennå.

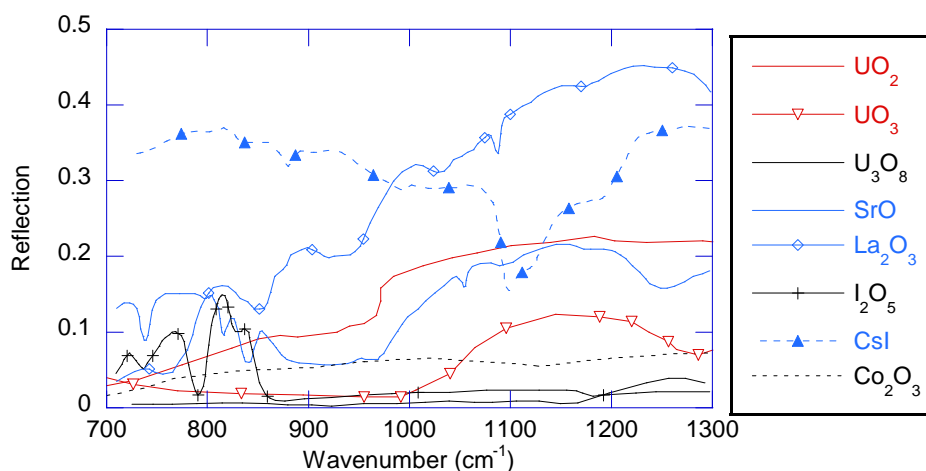
ET65 har tatt for seg NIAG-listen og lagt til ytterligere noen teknologier. Dette kapittelet beskriver kort forskjellige deteksjonsteknologier. I kapittel 5 er noen av teknologiene vurdert nærmere, og det er gitt overslag over følsomheten som kan oppnås. Grunnprinsippet i teknologiene spenner over et vidt område. Her er disse forsøkt gruppert etter **hva** som detekteres snarere enn **hvordan**, se figur 1.1. Teknikkene er i første rekke vurdert i et aktivt ettersøkningsperspektiv og ikke i passiv overvåkning.

4.1 Direkte deteksjon av radioaktivt materiale

Denne type deteksjon vil kreve at det radioaktive materialet er synlig for måleinstrumentet. Deteksjonen baserer seg på spektroskopiske egenskaper til materialet, og vil derfor normalt ikke kunne skille mellom ulike isotoper av det radioaktive stoffet, for eksempel mellom radioaktive og stabile isotoper.

4.1.1 FTIR av radioaktivt materiale

Fourier Transform Infrared (FTIR) spektroskopi er en teknikk som relativt raskt kan måle spekteret over et stort spektralområde. Brukt i denne anvendelse måles spekteret til bakgrunnsbelysning fra for eksempel himmelen som reflekteres på radioaktivt materiale eller bakken. Alle materialer har karakteristiske absorpsjons- og refleksjonsspektra, og materialet kan finnes ved å se etter karakteristiske kjennetegn. Det har blitt utført noen innledende forsøk hos DRDC i Canada hvor slike spektra har blitt målt på ~60 m avstand [4, 5]. Figur 4.1 viser eksempel på målte spektra av aktuelle forbindelser.



Figur 4.1 Refleksjonsspekteret fra ulike forbindelser med radioaktive stoffer [4, 5]

Det knytter seg usikkerhet til om teknikken er tilstrekkelig følsom til å ha noen verdi innen avstandsdeteksjon av radioaktivt materiale, blant annet fordi naturlige variasjoner i bakgrunnen vil være betydelige og at man antagelig vil kreve at en betydelig del av synsfeltet til instrumentet er dekket av radioaktivt materiale.

4.1.2 Lidar-måling av radioaktivt materiale

De samme egenskapene som måles med FTIR kan også måles med en laserbasert teknikk. Her belyses materialet med to bølgelengder, én hvor det er absorpsjon og én hvor det er lavere absorpsjon (*differential absorption lidar*, DIAL). For å lete etter flere stoffer vil flere bølgelenger kreves, noe som kompliserer systemet fordi flere og/eller avstembare lasere kreves. Denne teknikken vil antagelig være (langt) mer følsom enn FTIR, men er teknologisk noe mindre moden.

4.1.3 Laserindusert nedbrytningsspektroskopi

I laserindusert nedbrytningsspektroskopi (LIBS) belyses en overflate med en så kraftig laserpuls at molekylene i et overflatesjikt brytes ned til et plasma (ioner og elektroner). Når ionene fanger inn elektronene igjen sendes det ut elektromagnetisk stråling som er karakteristisk for det enkelte stoffet. LIBS er en følsom kortholdsteknikk, som kan finne svært små mengder av et stoff. Det pågår arbeidet med å øke deteksjonsavstanden, men vi er ikke kjent med noen resultater fra dette arbeidet.

4.1.4 Røntgenindusert fluorescens

Røntgenindusert fluorescens er også en kortholds teknikk. Her eksiteres elektronene i de indre elektronshallene med røntgenstråling, og karakteristiske røntgenspektra emitteres fra materialet når elektronene deeksiteres. Det er antatt at teknikken kan brukes til å finne α - og β -emittere³, men bruk av røntgenstråling fører antagelig til et strengt sikkerhetsregime. Teknikken vil imidlertid ha potensial til å detektere skjult materiale.

³ Teknikken kan finne alle typer radioaktive materialer, men ikke utenfor rekkevidden til γ - og nøytronstråling og er derfor mest aktuell for α - og β -emittere.

4.1.5 Calixarenes

Dette er en samlebetegnelse på en gruppe kjemiske stoffer som kan lages slik at de binder seg til bestemte atomer/molekyler og kan virke som en markør for dette stoffet senere. Følsomheten til en slik teknikk vil være svært god, men det krever at stoffet først kommer i kontakt med det radioaktive materialet og at det siden kan detekteres, for eksempel med noen av teknikkene beskrevet i dette kapitlet. Ingen av deltagerne i ET65 kjenner til forskning på feltet med tanke på avstandsdeteksjon.

4.2 Deteksjon av produkter av radioaktivitet

Radioaktiv stråling kan påvirke omgivelsene på flere måter som kan detekteres. Hvis strålingen treffer luft vil O_2 , N_2 og H_2O spaltes til ioner eller enkeltatomer som siden kan reagere med hverandre eller med O_2 , N_2 eller H_2O og danne for eksempel ozon, ulike nitrogenoksider (NO_x) og HNO_3 . Dette kalles radiolyse av luft og er behandlet i noe mer detalj i kapittel 5. Den radioaktive strålingen kan også absorberes i omliggende materiale og varme opp dette, eller påvirke dette på andre måter som også kan måles.

4.2.1 FTIR av produkter av radioaktivitet

Dette er en teknikk som benytter tradisjonell gasspektroskopi til å lete etter unormale forekomster av ozon og NO_x . Ozon har sterke absorpsjonslinjer rundt $10 \mu m$ som kan brukes til deteksjon med FTIR. Dette er en vel utviklet teknikk for andre anvendelser. Utfordringene i avstandsdeteksjon av radioaktivt materiale er om FTIR vil kunne ha tilstrekkelig følsomhet for de konsentrasjoner av for eksempel ozon man kan få. En annen problemstilling med teknikken er at følsomheten avhenger av temperaturdifferansen mellom gassen det måles på og bakgrunnen i synsfeltet, og vil være null hvis det ikke er noen temperaturdifferanse. Siden rekkevidden av α - og β -stråling er kort er det rimelig å anta at gassene det letes etter vil være bakkenære, slik at bakgrunnen i mange tilfeller vil være bakken i nærheten av gassen. Dermed vil antagelig også temperaturforskjellen bli liten med dårlig følsomhet som resultat. Denne teknikken er studert i noe mer detalj i kapittel 5 og i appendiks C.

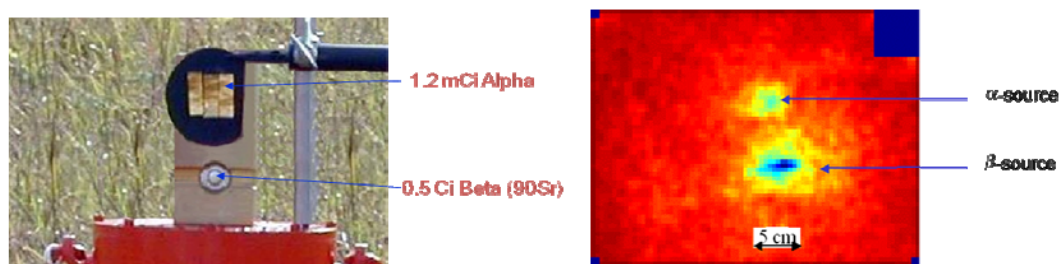
4.2.2 Termisk utstråling

Radioaktiv stråling som absorberes av omgivelsene vil føre til en temperaturøkning som kan detekteres med et termisk kamera. Eksempelvis utvikler plutonium omtrent 13 W/kg [6], og et plutoniumbasert stridshode vil derfor kunne ha betydelig overtemperatur som er lett å detektere. Adskillig vanskeligere vil det være å detektere noen få gram av et skjult radioaktivt stoff. For eksempel er den kinetiske energien til alfastrålingen som sendes ut av ett gram ^{241}Am anslagsvis 100 mW . Det er også betydelige utfordringer i forhold til falsk alarmrate med et slikt system. Siden teknologien er moden er dette likevel et felt med betydelig interesse innen ET65-landene.

4.2.3 Strålingsindusert fluorescens

Når et stoff blir ionisert eller eksitert av radioaktiv stråling, vil deeksitasjon føre til fluorescens. Denne er ofte i det ultrafiolette eller synlige spektralområdet og kan observeres med enkle

systemer. DRDC i Canada har demonstrert et system som detekterer fluorescens fra luft i et avbildende system. Ved hjelp av seks CCD kameraer med felles synsfelt hvor strålingen skilles med spektrale filtre detekteres strålingen i seks kanaler i ultrafiolette og synlige spektralområder [7, 8]. Med dette systemet har α - og β -emittere blitt detektert på flere hundre meters avstand, se figur 4.3. Fordi systemet detekterer fluorescens i det synlige området kreves det mørke ved operasjon. Det bør også bemerkes at det demonstrerte systemet krever en eksponeringstid på mange minutter. DRDC har også et prosjekt for å utvikle et kortholds (noen meter) deteksjonssystem basert på de samme prinsipper, som er tenkt brukt for eksempel inne i bygninger.



Figur 4.3 Resultater fra et canadisk system basert på strålingsindusert fluorescens. Til venstre: Bilde av kildene, til høyre er måleresultatene på 30 m avstand, men systemet er også demonstrert på flere hundre meters avstand [8]

4.2.4 Optisk stimulert luminescens

Optisk stimulert luminescens baserer seg på at mange materialer som eksponeres for ioniserende stråling endrer luminescensegenskaper, og vil kunne gløde svakt etter belysning. Ved studier av denne luminescensen kan man dermed finne at materialet har vært bestrålt [9, 10]. Teknikken er en kortholdsteknikk som krever mørke og som anses mest aktuell i etterforskning fordi de endrede egenskapene i mange tilfeller sitter lenge i materialet.

4.2.5 Laserindusert fluorescens

Produkter av radioaktivitet, slik som ozon og NO_x , kan måles med laserindusert fluorescens. Med denne teknikken belyses gassen med en laserbølglengde som absorberes og fluorescensen fra gassen kan måles. Denne fluorescensen vil ha et spektrum som er karakteristisk for gassen og kan slik brukes til deteksjon. Ozon absorberer stråling med kortere bølglengde enn 290 nm. Laserindusert fluorescens er en velkjent teknikk innen ulike typer fjernmåling, men det er usikkert om den vil ha tilstrekkelig følsomhet for å detektere de konsentrasjonene av ozon eller NO_x man kan forvente rundt en radioaktiv kilde.

4.2.6 Måling av mikrobølgestråling

Radioaktiv bestråling av vanndamp og H_2 kan gi resultere i atomært hydrogen (H). Hyperfinsplittingen av elektronorbitalene til atomært hydrogen (spinn opp/spinn ned) gir opphav til en mikrobølgestråling på 1420 MHz som er velkjent innen astronomi. Imidlertid er sannsynligheten for denne overgangen veldig lav ($\sim 3 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ [11]), slik at deteksjon av en slik stråling for å påvise mindre mengder radioaktivt materiale synes å være lite egnet. Teknikken har

imidlertid blitt demonstrert ifm deteksjon av større utslipp av ^{85}Kr fra reprosesseringsanlegg for kjernefysisk brensel [12]. Teknikken er en av de prioriterte i NIAG-rapporten, men ET65s medlemmer har ikke prioritert den.

4.2.7 Radarmåling av elektrontetthet

Ioniserende stråling fører i tillegg til ozon og lignende gasser også til økt tetthet av fri elektroner. Dette fører til en endring i brytningsindeksen som kan måles med radar hvis denne endringen skjer over en avstand som er liten i forhold til bølgelengden. Teknikken er så vidt vites ennå ikke studert eksperimentelt, og er beskrevet i noe mer detalj i kapittel 5.

4.2.8 Scintillasjon i omkringliggende materialer

Mange stoffer scintillerer (sender ut lysblink) når de belyses med ioniserende stråling. Det man ser etter i denne teknikken er derfor lysblink i de synlige og ultrafiolette spektralområdene. Det er usikkert hvor sterkt signalet vil bli, og det er lansert som en idé i NIAG-rapporten. Teknikken har omtrent samme anvendelse og begrensning som strålingsindusert fluorescens som er beskrevet over.

❖ *Myoner: Elektronlignende elementærpartikkel (lepton) som dannes i atmosfæren ved kollisjon med kosmisk stråling. Myonet har omtrent 200 ganger hvilemassen til elektronet, og myonene som er generert av kosmisk stråling beveger seg med omtrent $0.998c$ og har dermed ~ 1.7 GeV total energi. Myonene har stor gjennomtrengingskraft og er observert i gruver dypt nede i bakken. Det er en flukstetthet på omtrent 10 000 myoner per m^2 per minutt på jordoverflaten [13].*

Energirik elektromagnetisk stråling karakteriseres ofte på bakgrunn av sitt opphav. Stråling med samme energi vil for øvrig ha de samme egenskaper. Man skiller mellom:

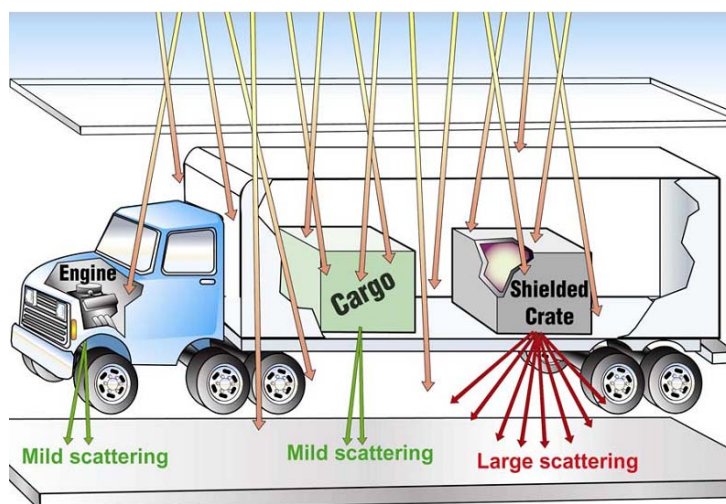
- ❖ *Røntgenstråling: Emitteres ved elektronoverganger i atomer (energi: 120 eV-120 keV)*
- ❖ *Gammastråling: Emitteres ved energioverganger inne i kjernen (energi: 100 keV- 10 MeV)*
- ❖ *Bremsstrahlung (bremsstråling): Emitteres når ladete partikler bremses/avbøyes rundt atomkjerner, som regel ved at elektroner skytes mot et materiale som stopper det (energi: avhenger av energi til akselererte elektroner)*

4.3 Deteksjon av materiale med høy tetthet

Denne type teknikker kan være godt egnet til å finne skjermet og skjult materiale, f eks inne i containere. De baserer seg stort sett på at energetiske partikler eller stråler spres mer på tunge atomkjerner enn på lette, og man kan slik finne tunge radioaktive materialer som uran eller plutonium skjult blant lettere materialer.

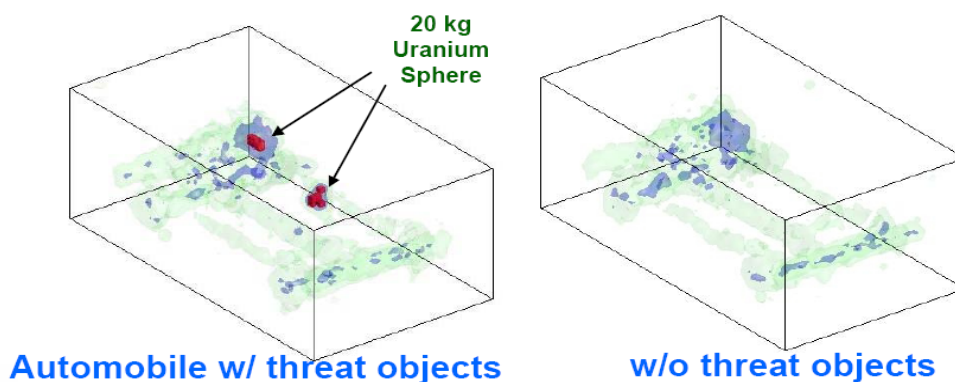
4.3.1 Passiv myontomografi

Myoner (se faktaboks) generert av kosmisk stråling har blant annet blitt brukt til å undersøke pyramider [14], og det er nå en betydelig forskningsinnsats i flere land for å benytte disse myonene til å undersøke for eksempel containere. Hovedutfordringene med denne teknikken ligger i utvikling av detektorene. Man ønsker en tomografisk avbildning av massetetthetene inne i containeren ved å måle hvorledes myonene spres inne i den. Dette gjøres ved å ha en sensor over og en under det som skal undersøkes, som illustrert i figur 4.4.



Figur 4.4 Illustrasjon av hvordan passiv myontomografi kan finne mistenkelig materiale i en lastebil [15]

De er antatt at undersøkelsen vil ta ~10 minutter pr container, og vil slik sett være best egnet til å undersøke containere andre sensorer har markert som mistenkelige. Et eksempel på informasjon en kan få med denne teknikken er vist i figur 4.5 hvor en skitten bombe var gjemt i en bil. Denne teknikken har et viktig fortrinn i at den er passiv og derfor ufarlig for det som skal undersøkes.



Figur 4.5 Tomografisk bilde vha myonspredning av en bil med (venstre) og uten (høyre) uran gjemt [15]

4.3.2 Aktiv myonspredning

Det arbeides også med aktive teknikker basert på de samme prinsippene. Utfordringene her er flere. Generering av en myonstråle vil kreve store partikkelakseleratorer⁴ og ikke minst vil sikkerhet for personell og innhold i f.eks. containere være viktig. USA og Storbritannia har programmer for generering av myonstråler i portable enheter.

4.3.3 Spredning av energirik stråling

Man kan også benytte energirik elektromagnetisk stråling, slik som røntgen eller gammastråling, til gjennomlysning. Også i dette tilfellet vil generering av strålingen være en betydelig utfordring. Det arbeides her med ulike tilnærminger, både via den 'vanlige' måten med elektronkanon og generering av *bremstrahlung* og med terawatt lasere via *Laser Wakefield Accelerator* [16]. Utviklingen av kilder vil også her sammen med sikkerhetskriterier være et kritisk punkt. Det er aktiviteter i både USA, Storbritannia og Canada på dette.

4.3.4 Gravitasjonsfelt

Måling av gravitasjonsfelt brukes i dag i landbasert olje- og mineralletting for å avbilde tettheten under overflaten. Man ser for seg at dette også kan brukes til å avdekke områder med unormalt stor tetthet, for eksempel på et containerskip [17]. Til denne bruken er teknikken foreløpig på idéstadiet, og det er uklart om dagens systemer har tilstrekkelig oppløsning til å detektere for eksempel et stridshode i relevante avstander.

4.4 Deteksjon av kjerner

Det er også mulig å indusere stråling fra atomkjernene. Denne strålingen vil ha et spektralt innhold som er spesifikt for den enkelte isotop slik at man kan skille forskjellige isotoper fra hverandre.

4.4.1 Generering av fisjon

Man kan indusere fisjon i fissilt materiale ved å belyse materialet med nøytroner med riktig energi. Kjernen som fisjonerer vil emitte en karakteristisk gammastråling som kan måles og dermed brukes til å identifisere hva som fisjonerte. Denne type undersøkelse vil kunne brukes til å finne skjernet materiale og er mest egnet til å finne kjernefysiske stridshoder og skitne bomber med utarmet uran. Både USA og Storbritannia studerer denne teknologien.

4.4.2 Gammaindusert kjernefluorescens

På samme måte som elektronene har sine bestemte energinivåer i atomer og molekyler, har også kjernene sine energinivåer og kan eksiteres med gammastråling (eller stråling med tilsvarende energi). Fluorescensspekteret er karakteristisk for ulike isotoper og kan brukes til identifikasjon av disse [18, 19]. Det finnes et program i USA for gjenkjenning av pass, men det er uklart om teknikken kan brukes i forbindelse med avstandsdeteksjon.

⁴ Myoner har ~105 MeV hvileenergi, hvis det skal akselereres til 0.9c kreves ~240 MeV totalenergi

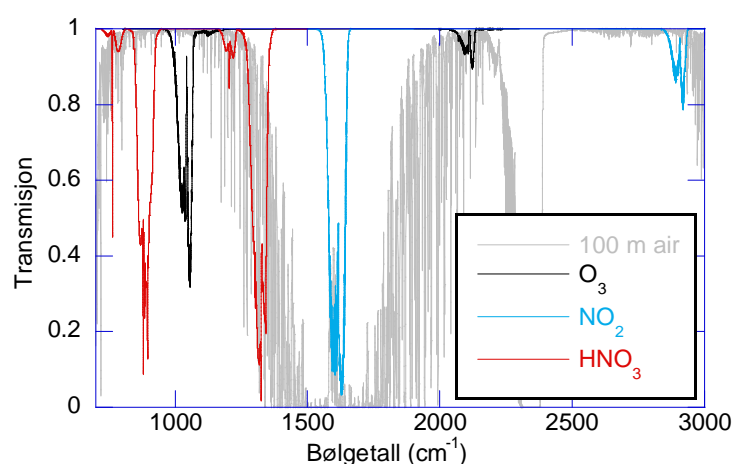
5 Overslagsberegninger

Anbefalingene av teknologiene fra NIAG og ET65 er i noen tilfeller basert på synsing. I dette tilfellet vil vi presentere overslagsberegninger for noen av teknologiene for å gi et estimat på hvilken følsomhet man kan regne med å få i et instrument basert på de ulike teknologiene. Beregningene er ikke ment å vise hvilke teknologier som anses som mest lovende, snarere er det vist regneeksempler for en kjent (FTIR) og en mindre kjent (radar) teknikk for deteksjon av produkter av radioaktiv stråling i luft. Et naturlig startpunkt for en eventuell videre aktivitet innen avstandsdeteksjon av radiologiske stridmidler på FFI vil være å utvide disse beregningene til flere av teknikkene beskrevet i kapittel 4 for slik å kunne velge hvilke teknikker som bør studeres mer i detalj.

I avsnitt 5.1 er det gjort estimater for radiolyse av luft, dvs. hvilke molekyler som dannes ved radioaktiv stråling. I avsnitt 5.2 er det sett på deteksjon av ozon med FTIR, mens det i avsnitt 5.3 er regnet på deteksjon av elektroner med radar.

5.1 Radiolyse av luft

Ioniserende stråling taper omtrent 35 eV kinetisk energi for hvert elektron-ione-par som genereres. Dette er uavhengig av type stråling og strålingens totale energi [20, 21]. Det finnes også målinger av antall molekyler og ioner av forskjellig slag som produseres i luft pr 100 eV energi. Dette antallet beskrives i litteraturen ofte med parameteren G [22, 23]. Simuleringer som bruker disse resultatene sammen med ratekonstanter som beskriver hvordan produktene av radioaktiv stråling reagerer videre med hverandre har vist at de viktigste gassene er NO_2 , O_3 og HNO_3 [24-26]. Konsentrasjonen av HNO_3 avhenger imidlertid sterkt av absolutt luftfuktighet. I figur 5.1 er absorpsjonsspekteret i det infrarøde spektralområdet vist for disse tre molekylene. Det er her antatt 10 m lengde og 100 ppm konsentrasjon⁵ av hver av gassene (dvs 1000 ppm·m 'tykkelse').



Figur 5.1 Transmisjon gjennom 10 m med 100 ppm av O_3 , NO_2 , og HNO_3 beregnet med Fascode [27, 28]. Den grå kurven viser transmisjon gjennom 100 m luft

⁵ ppm – parts per million (10^{-6})

Også vist i figur 5.1 er beregnet transmisjon gjennom 100 m standardatmosfære. Området mellom 1300 cm^{-1} og 2000 cm^{-1} ($5\text{--}8\text{ }\mu\text{m}$) har lav transmisjon, og kan bare brukes til kortholdsdeteksjon. Ozon og HNO_3 har begge kraftig absorpsjon rundt 1000 cm^{-1} ($10\text{ }\mu\text{m}$) som kan brukes til deteksjon. NO_2 har sin kraftigste absorpsjon rundt 1700 cm^{-1} ($\sim 6\text{ }\mu\text{m}$) hvor det også er kraftig absorpsjon i atmosfæren (bare noen meter transmisjon), men også noe absorpsjon rundt 2900 cm^{-1} ($\sim 3.5\text{ }\mu\text{m}$) som antagelig kan brukes til deteksjon. Det er imidlertid også mange andre naturlige forekommende gasser som har absorpsjonslinjer rundt $3\text{ }\mu\text{m}$, slik at målinger i dette spektralområdet antagelig vil kreve høy spektral oppløsning for å kunne skille linjene til forskjellige gasser fra hverandre.

Den største usikkerheten i estimer av hvilke konsentrasjoner som kan forventes fra stråling fra en radioaktiv kilde er hva som skjer med molekylene etter de er dannet, for eksempel spredning på grunn av vind eller diffusjon. Levetiden for mange av molekyltypene som dannes er relativt lang og antagelig mye lengre enn molekylene vil være i nærheten av den radioaktive kilden. Derfor blir estimer for konsentrasjon svært avhengig av hvilke parametre som velges for molekylspredning. Raten, R , som molekylene dannes med er gitt av

$$R = \frac{r_A E_A G}{100} \quad (5.1)$$

hvor r_A er den radioaktive raten (enhet s^{-1} eller Bq), E_A er energi til radioaktiv stråling (enhet eV) og G beskriver hvor mange molekyler som dannes pr 100 eV energi. For ozon er denne rapportert å være 6.4 [22], for HNO_3 1.5 [29] og for NO_2 ~ 5 [30]. I appendiks B er det vist hvordan denne raten gir opphav til et lengde-konsentrasjonsprodukt som er relevant for deteksjon.

5.1.1 Regneeksempel med ozon

Under er det estimert hvilke ozonkonsentrasjoner som kan forventes i nærheten av radioaktive kilder. Siden raten molekylene genereres med skalerer lineært med faktoren G i ligning (5.1) og det antatt at levetiden til molekylene er lang i forhold til tidsskalaen det regnes på, kan konsentrasjonene til andre molekyler hvor levetidsantagelsen holder, beregnes ved å skalere ozonkonsentrasjonene med G/G_{ozon} .

5.1.1.1 α -stråling

^{241}Am gir 5.5 MeV α -partikler med raten 3.5 Ci ($1.3 \cdot 10^{11}\text{ s}^{-1}$) pr gram. Dette vil si at det produseres omtrent $4.5 \cdot 10^{16}$ ozonmolekyler hvert sekund fra α -strålingen fra ett gram ^{241}Am . Siden α -stråling har kort absorpsjonslengde, vil disse ozonmolekylene dannes i et lite volum. Hvis dette volumet antas å være en halvkule med radius 5 cm (antar at materialet ligger på bakken og at halvparten av strålingen treffer bakken), vil 1 g ^{241}Am gi opphav til 100 ppm ozon i dette volumet i løpet av omtrent 30 sekunder. Til sammenligning er typiske bakgrunnsverdier av ozon 0-100 ppb ved bakken⁶. Ved å bruke uttrykkene i appendiks B med $a = 20\text{ m}^{-1}$ og $r_0 = 5\text{ cm}$, finnes at $CL \sim 10\text{ ppm}\cdot\text{m}$ etter 10 minutter med 1 g ^{241}Am .

⁶ ppb – parts per billion (10^{-9})

5.1.1.2 β -stråling

Konsentrasjonen er naturligvis sterkt avhengig av volumet strålingen absorberes i. For en β -emitter vil strålingen absorberes i en halvkule med ~ 1 m radius. Det vil da kreves en mye høyere aktivitet for å oppnå samme konsentrasjon i et slikt volum, men til gjengjeld vil også lengden på løypen gjennom gassen en detektor ser, vanligvis være lenger. ^{90}Sr er en 0.2 MeV β -emitter med rate 140 Ci/g. For å oppnå 100 ppm i en halvkule med 1 m radius i løpet av 10 minutter trenger man ~ 260 g ^{90}Sr (antar fortsatt at halve strålingen treffer bakken). Ved å bruke uttrykkene i appendiks B med $a = 1$ m $^{-1}$ og $r_0 = 10$ cm, finnes at $CL \sim 10$ ppm·m etter 5 minutter med 10 g ^{90}Sr . Dette avhenger sterkt av hvor nær kilden en kan klare å detektere. Hvis minste deteksjonsavstand, r_0 , er 50 cm trengs 120 g ^{90}Sr for å oppnå samme verdi for CL på samme tid.

5.1.1.3 γ - og nøytronstråling

For γ - og nøytronstråling blir absorberende volum mye større (se tabell 1.1). Ved å bruke uttrykkene i appendiks B med $a = 0.001$ m $^{-1}$ og $r_0 = 0.5$ m for 100 g ^{60}Co , som er en 0.13 MeV γ -emitter med rate 8600 Ci/g, finnes at $CL \sim 2$ ppm·m etter 10 minutter.

En Am-Be-kilde som beskrevet i avsnitt 3.1.6, emitterer nøytroner med 4.5 MeV kinetisk energi med en rate på 3.4 Ci/g. Hvis absorpsjonslengden antas å være 100 m og minste deteksjonsavstand er 0.5 m, vil en kilde på 10 Ci (3 gram) gi $CL \sim 8$ ppb·m i løpet av 10 minutter.

5.2 FTIR

I FTIR gasspektroskopi er signalet avhengig av en temperaturdifferanse mellom bakgrunnen i synsfeltet og gassen en skal måle. I den type målinger en kan tenke seg her, vil bakgrunnen antagelig være i nærheten av gassen som skal måles og temperaturdifferansen vil i mange tilfeller være liten. Hvis bakgrunnen har en temperatur T_B og gassen (luften) en temperatur T_G , så kan et instrument med en gitt NETD (*Noise equivalent temperature difference*) detektere gasser med en optisk tykkelse gitt av (se appendiks C)

$$\begin{aligned} |T_B - T_G| \left(1 - e^{-\alpha_G(\nu)L}\right) &\geq \text{NETD} \\ OD = \left(1 - e^{-\alpha_G(\nu)L}\right) &\approx \alpha_G(\nu)L = \sigma_G(\nu)N_G L \geq \frac{\text{NETD}}{|T_B - T_G|} \end{aligned} \quad (5.2)$$

hvor $\alpha_G(\nu)$ og $\sigma_G(\nu)$ er henholdsvis absorpsjonskoeffisient og absorpsjonstverrsnitt på frekvens ν , N_G er tetthet av absorberende gass og L er dybden på gasskyen i synsfeltet til detektoren. Hvis det antas en temperaturdifferanse på 2K og et instrument med NETD på 0.2 K 7 , betyr dette at instrumentet ikke er i stand til å detektere konsentrasjoner av gasser som gir mindre enn 10% endring av transmisjonen på den aktuelle frekvensen. Fra figur 5.1 kan det sees at 1000 ppm·m ozon absorberer rundt 60% ved 1050 cm $^{-1}$ (9.5 μm). Deteksjonsgrensen for ozon med de nevnte betingelser er derfor i området 150-200 ppm·m. Hvis temperaturforskjellen kan økes, for

⁷ NETD $\sim 0.2\text{K}$ er verdien til FFIs FTIR-instrument (Bomem DA5). $\Delta T = 2\text{K}$ er en typisk temperaturdifferanse mellom bakke og bakkenær luft [31]

eksempel ved at himmelen er bakgrunnen vil følsomheten gå opp og deteksjonsterskelen ned tilsvarende (se ligning 5.2). Det kan imidlertid, basert på disse beregningene, synes tvilsomt om FTIR har tilstrekkelig følsomhet for deteksjon av de ozonkonsentrasjoner som kan forventes av strålingen fra mindre mengder radioaktivt materiale.

5.2.1 Andre fjermmålingsteknikker

Ozon kan måles med flere fjermmålingsteknikker, og i miljøovervåkning er ikke følsomheter i ppb-området uvanlig. Dette gjelder imidlertid ofte i scenarier hvor måleløypene er lange eller hvor man har en lukket måleløype. Aktive teknikker som DIAL (differential absorption lidar) har rapportert følsomhet i ppb-området for ozondeteksjon både i UV-området [32] og i IR-området [33] og kan være et godt alternativ.

5.3 Deteksjon av plasma med radar

Teknikken er prioritert i NIAG-rapporten og beskrevet i avsnitt 4.2.7, men har ikke blitt demonstrert for deteksjon av radioaktivt materiale. Prinsippet er at elektronene i plasmaet som genereres av den ioniserende strålingen endrer brytningsindeksen slik at dette gir en refleksjon for radarsignalet. De følgende beregningene tar utgangspunkt i hva som skal til for å lage et radartverrsnitt på 0.1-1 m², som er omtrent det som trengs for å kunne skille signalet fra støy og andre refleksjoner i en komplisert scene [34].

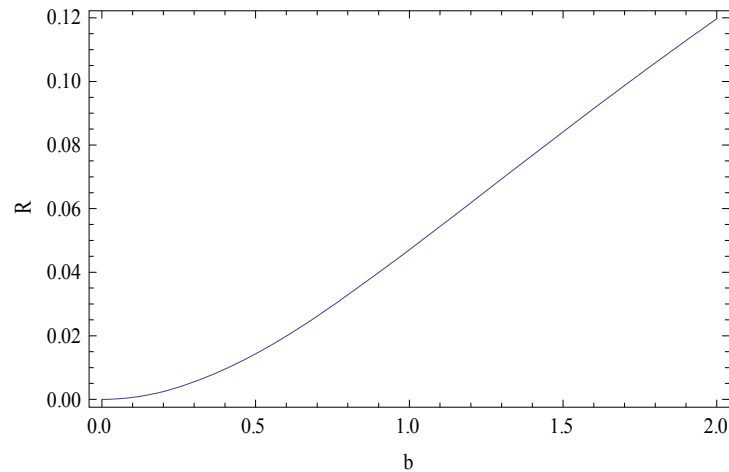
Permittiviteten til en elektrongass som er påtrykt et elektrisk felt kan skrives som [35]

$$\varepsilon_r = 1 - \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e \nu^2 (1 + \omega^2 / \nu^2)} + i \frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e \nu \omega (1 + \omega^2 / \nu^2)}, \quad (5.3)$$

der n_e , m_e og e er tetthet, masse og ladning til elektronene, ν er kollisjonsfrekvensen til elektroner (1.6·10¹¹ s⁻¹ ved bakken ved 300 K), og ω er frekvensen til påtrykt felt. Det er sett bort fra bidragene fra andre ioner i dette uttrykket, men leddene som beskriver ionene vil ha samme form og det sees lett at siden ioner har >1000 ganger større masse vil disse leddene bli av neglisjerbar størrelse for sammenlignbare tettheter. Refleksjonen fra grenseflaten er gitt av

$$R = \left| \frac{E_0^R}{E_0} \right|^2 = \left| \frac{1 - \sqrt{\varepsilon_r}}{1 + \sqrt{\varepsilon_r}} \right|^2 \quad (5.4)$$

der E_0^R er reflektert felt. Ved å skrive $\varepsilon_r = 1 - a + i \cdot b$ og bruke at $b \gg a$ for vanlige radarfrekvenser (10⁸-10⁹ Hz) er det mulig å finne $R(b)$. I figur 5.3 er denne plottet som funksjon av verdien for b .



Figur 5.3 Beregnet refleksivitet fra et luft/plasma-grensesjikt som funksjon av $b = \text{Im}(\epsilon_r)$

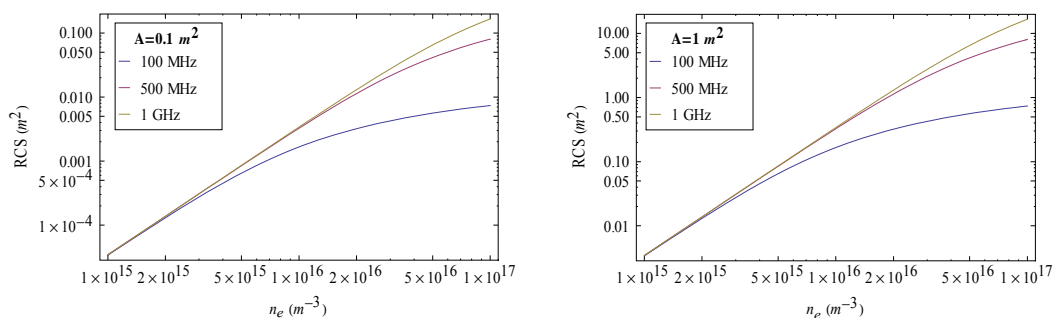
Radartverrsnittet (RCS) til en flate med areal A vil i grensen $A \gg \lambda^2$ være gitt av

$$\sigma_0 = 4\pi \frac{A^2}{\lambda^2} \quad (5.5)$$

Når bølgelengden er sammenlignbar med dimensjonene til det som reflekterer, må Mie-teori benyttes. Denne gir omtrent samme verdier for bølgelengder opp til samme størrelse som flatedimensjonene, mens for lengre bølgelengder går den raskt mot 0 [36], se appendiks A. For å finne et estimat for RCS for et elektronplasma multipliseres refleksiviteten med arealet, noe som gir

$$RCS \sim R(b) \sigma_0 . \quad (5.6)$$

Dette er plottet i figur 5.4 som funksjon av elektrontetthet for $A = 0.1 \text{ m}^2$ og 1 m^2 og for 100 MHz, 500 MHz og 1 GHz radarfrekvens.



Figur 5.4 RCS som funksjon av elektrontetthet for tre forskjellige verdier av radarfrekvensen for $A=0.1 \text{ m}^2$ (venstre) og $A=1 \text{ m}^2$ (høyre)

Av disse estimatene kan det se ut som om det er en fordel med høy radarfrekvens. Det ser også ut som om nødvendig elektrontetthet for å oppnå $RCS \sim 0.1\text{-}1 \text{ m}^2$ er i størrelsesorden $n_e \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$.

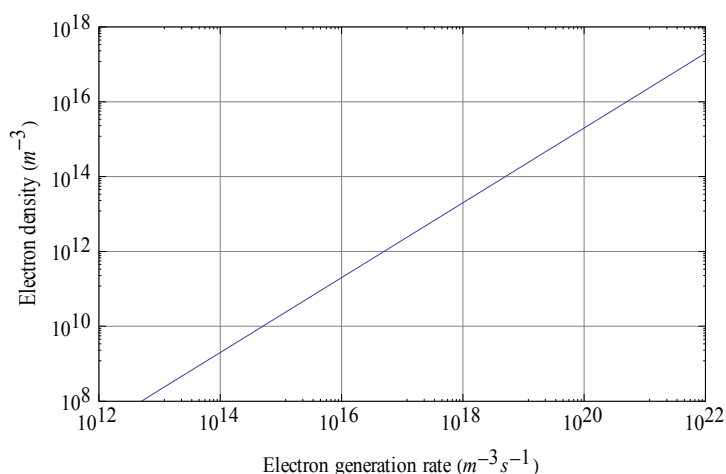
Tettheten av fri elektroner i nedre del av atmosfæren, n_e , er beskrevet av den ikkelineære differensialligningen [37, 38]

$$\frac{dn_e}{dt} = R_e - \alpha_e n_e^2 - \beta_e n_e, \quad (5.7)$$

hvor R_e er genereringsraten, α_e beskriver elektron-ion rekombinasjon og β_e beskriver elektroninnfangning. Asymptotisk verdi for n_e er derfor

$$n_e = \frac{\sqrt{4R_e\alpha_e + \beta_e^2} - \beta_e}{2\alpha_e}. \quad (5.8)$$

Typiske verdier for decaykonstantene er $\alpha_e \sim 10^{-12}$ - $10^{-11} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ og $\beta_e \leq 5.4 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$ [37]. I figur 5.5 er n_e vist som funksjon av genereringsraten, R_e . For å oppnå $n_e \sim 10^{16} \text{ m}^{-3}$ trengs en genereringsrate på omtrent $10^{21} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$.



Figur 5.5 Beregnet konsentrasjon av fri elektroner som funksjon av genereringsraten

Det er kjent at det genereres omtrent 3 elektroner for hver 100 eV ioniserende stråling (35 eV pr ionisering) [20, 21]. Aktiviteten til 1 gram ^{90}Sr (β : 140 Ci, 0.2 MeV) gir dermed omtrent $3 \cdot 10^{16}$ ioniseringer i sekundet. Hvis denne aktiviteten absorberes i et volum på $0.5 \times 0.5 \times 0.5 \text{ m}^3$ vil det være nødvendig med $\sim 4 \text{ kg } ^{90}\text{Sr}$, som naturligvis er en urealistisk stor mengde. Tilsvarende beregning for en α -emitter (^{241}Am , 3.5 Ci/g, 5.5 MeV) hvor strålingen antas absorbert i et $10 \times 10 \times 10 \text{ cm}^3$ volum tilsier at en mengde på omtrent 50 gram er nødvendig. Dette er omtrent en faktor 10 over mengdene som ble antatt i scenario R5 i avsnitt 3.1.4.

Basert på disse estimatene kan det se ut som om deteksjon av radioaktivt materiale ved hjelp av radardeteksjon av fri elektroner ikke har tilstrekkelig følsomhet til å detektere interessante mengder radioaktivt materiale på avstand. Større mengder kan imidlertid antagelig detekteres.

6 anbefalinger og konklusjoner

Avstandsdeteksjon av radioaktivt materiale synes å være et forskningsfelt med tiltagende internasjonal interesse. Tilnærmingene til problemet er svært varierende, fra utvikling av store, men mobile, partikkelakseleratorer for gjennomlysning av containere, til bruk av teknikker for miljøovervåkning for å finne ozon og andre produkter av ioniserende stråling. Grunnen til at det er betydelig innsats innen de mer ressurskrevende teknologiene er at dette gir en mulighet til å finne skjulte kjernefysiske våpen og slik hindre bruk av dem. Med unntak av den passive myotomografiteknikken beskrevet i avsnitt 4.3.1 synes det imidlertid å være langt frem før slike systemer kan komme i aktiv tjeneste. Når det gjelder de mindre ressurskrevende teknikkene, er oppgaven å utvide anvendelser av eksisterende deteksjonsteknikker til også å kunne detektere radioaktivt materiale eller spor av radioaktivitet. Hovedutfordringen fremover vil være å finne ut hvilke av deteksjonsteknikkene som er best egnet for denne bruken. Dette er en type arbeid FFI er godt rustet for gjennom aktivt arbeid med mange av kandidatteknologiene i andre sammenhenger, og jeg tror en forskningsinnsats fra FFI med en slik avgrensning vil være verdifullt både for Forsvaret og for den nye TG-en som er under planlegging under SET-panelet.

Referanser

- [1] NIAG SG 112: *Standoff detection technologies for radiological threats*, Brussel, Belgia: NATO Industrial Advisory Group (NIAG), 2008.
- [2] G Rustad (2009). *Rapport fra første møte i ET65 om avstandsdeteksjon av radioaktivt materiale i Ottawa 28-30 april 2009*. FFI-reiserapport 2009/00931 (Unntatt Offentlighet), FFI.
- [3] G Rustad and H Breivik (2009). *Andre møte i NATO/RTO/SET/ET65: Avstandsdeteksjon av radiologiske stridsmidler*. FFI-Reiserapport 2009/01812 (Unntatt Offentlighet), FFI.
- [4] E Puckrin and J M Theriault. Passive standoff detection of radiological products by Fourier-transform infrared radiometry. *Opt. Lett.*, 29: 1375-1377, 2004.
- [5] E Puckrin, DRDC, Valcartier, Canada, Personal communication. 2009
- [6] NEA. *The safety of the nuclear fuel cycle*. OECD, Paris, 2005.
- [7] Artikkel: "Stand and deliver," *CBRNe World*, 2006, pp. 56-59.
- [8] E Inrig, DRDC, Ottawa. Personal communication. 2009
- [9] D A Radovsky and H Brumberger. Electron-beam Dosimetry using the Radiation-induced Fluorescence of Polyethylene. *Nature*, 216: 469-470, 1967.
- [10] J M Schwantes, S D Miller, R K Piper, M K Murphy, J E Amonette, S Bonde, and D C Duckworth. Intrinsic dosimetry of glass containers used to transport nuclear materials: Potential implications to the fields of waste management and nuclear forensics. *Radiat. Meas.*, 44: 405-408, 2009.
- [11] Wikipedia. *Hydrogen line*, Wikipedia.org, 2009.

- [12] L K Chistyakova, V Y Chistyakov, D V Losev, S T Penin, Y K Tarabrin, V P Yakubov, and I A Yurjev. Microwave radiation of atomic hydrogen in plumes of radioactive emissions from nuclear reprocessing plants. *Microwave and Optical Technology Letters*, 16: 255-260, 1997.
- [13] M Wolverton. Muons for Peace. *Scientific American*, 297: 26-28, 2007.
- [14] L W Alvarez, J A Anderson, Elbedwe.F, J Burkhard, A Fakhry, A Girgis, A Goneid, F Hassan, D Iverson, G Lynch, Z Miligy, A H Moussa, Mohammed, and L Yazolino. Search for hidden chambers in pyramids. *Science*, 167: 832, 1970.
- [15] R C Schirato. *Cosmic ray tomography for the detection of high-Z objects*. Presented at PANIC05, Santa Fe, NM, 2005. www.panic05.lanl.gov
- [16] C G R Geddes, C Toth, J van Tilborg, E Esarey, C B Schroeder, D Bruhwiler, C Nieter, J Cary, and W P Leemans. High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, 431: 538-541, 2004.
- [17] J Parmentola. The Gravity Gradiometer as a Verification Tool. *Science & Global Security*, 2: 43-57, 1990.
- [18] J Pruet, D P McNabb, C A Hagmann, F V Hartemann, and C P J Barty. Detecting clandestine material with nuclear resonance fluorescence. *Journal of Applied Physics*, 99: 2006.
- [19] N Kikuzawa, R Hajima, N Nishimori, E Minehara, T Hayakawa, T Shizuma, H Toyokawa, and H Ohgaki. Nondestructive Detection of Heavily Shielded Materials by Using Nuclear Resonance Fluorescence with a Laser-Compton Scattering gamma-ray Source. *Applied Physics Express*, 2: 2009.
- [20] A R Jones. Radiation-induced reactions in the N₂-O₂-H₂O-system. *Radiation Research*, 10: 655-663, 1959.
- [21] K B Mitchell. Fluorescence efficiencies and collisional deactivation rates for N₂ and N₂⁺ bands excited by soft X-rays. *Journal of Chemical Physics*, 53: 1795, 1970.
- [22] Y Kanda, Y Oki, A Endo, M Numajiri, and K Kondo. Airborne gaseous N-13 species and noxious gases produced at the 12 GeV proton synchrotron. *J. Radioanal. Nucl. Chem.*, 247: 25-31, 2001.
- [23] C Willis and A W Boyd. Excitation in radiation-chemistry of inorganic gases. *International Journal for Radiation Physics and Chemistry*, 8: 71-111, 1976.
- [24] C E Moss, R M Goeller, D F Milligan, J E Valencia, and J Zinn. Remote sensing of radiation. In: *9th Symposium on Radiation Measurements and Applications*, (Elsevier Science Bv, 1998), pp 832-836.

- [25] H Tomita, K Watanabe, J Kawarabayashi, and T Iguchi. Development of novel radiation remote-sensing method based on laser spectroscopic measurement of radiation induced radicals. In: *Conference on Hard X-Ray and Gamma-Ray Detector Physics V*, L A Franks, A Burger, R B James, and P L Hink, eds (Spie-Int Soc Optical Engineering, 2003), pp 281-288.
- [26] J Dignon, M Frank, and N Cherepy (2005). *Remote sensing of alpha and beta sources - modeling summary* UCRL-TR-216377, Lawrence Livermore National Laboratory.
- [27] *FASCODE*, v 3. Air Force Research Labs, Hanscom AFB, MA.
www.kirtland.af.mil/library/factsheets/factsheet.asp?id=7913
- [28] E Brendhagen, FFI, Kjeller. Personal communication. 2009
- [29] Y Kanda, Y Oki, S Yokoyama, K Sato, H Noguchi, S Tanaka, and T Iida. Measurement of radiolytic yield of nitric acid in air. *Radiation Physics and Chemistry*, 74: 338-340, 2005.
- [30] M T Dmitriev and S Y Pshezhetskii. Radiation oxidation of nitrogen. 6. Sensitization of the nitrogen oxidation process based on nitrogen molecule recharging with ions of noble gases. *Zhurnal Fizicheskoi Khimii*, 35: 1010-1018, 1961.
- [31] Å Fällman, M Strömqvist, P Wästerby, A Beil, C Nelsson, and M Hansson (2003). *Laboratory Experiments using passive FTIR and a study of the Swedish infrared background*. FOI User Report, FOI-R--0958--SE, FOI.
- [32] B Calpini, V Simeonov, F Jeanneret, J Kuebler, V Sathya, and H vandenBergh. Ozone LIDAR as an analytical tool in effective air pollution management: The Geneva 96 campaign. *Chimia*, 51: 700-704, 1997.
- [33] C G Alonso, T Gasmi, and A Urena. Dial remote sensed ethylene and ozone-ethylene correlation in presence of urban NOx. *Journal of Atmospheric Chemistry*, 50: 159-169, 2005.
- [34] T Sparr, FFI, Kjeller. Personal communication. 2009
- [35] Ø Lie-Svendsen, FFI, Kjeller. Personal communication. 2009
- [36] E F Knott, J F Shaeffer, and M T Tuley. *Radar cross section*. Artech House, Boston, 1993.
- [37] P W Gorham. On the possibility of radar echo detection of ultra-high energy cosmic ray- and neutrino-induced extensive air showers. *Astroparticle Physics*, 15: 177-202, 2001.
- [38] L Thomas. Lower ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 33: 157, 1971.
- [39] R Beer. *Remote sensing by fourier transform spectrometry*. J D Winefordner, ed, Chemical Analysis, John Wiley & Sons, Inc, New York, vol 120, 1991.

Appendix A Liste over forkortelser

Forkortelse	Forklaring
α	alfa, brukes om alfastråling (He^{2+})
Am	Americium, grunnstoff
β	beta, brukes om betastråling (e^-)
Ba	Barium, grunnstoff
Be	Beryllium, grunnstoff
Bq	Bequerel, måleenhet for radioaktivitet, se faktaboks i kapittel 3
γ	gamma, brukes om gammastråling (fotoner)
Ci	Curie, måleenhet for radioaktivitet, se faktaboks i kapittel 3
Cl	Klor, grunnstoff
CNAD	Conference of National Armament Directors (under NATO)
Co	Kobolt, grunnstoff
Cs	Cesium, grunnstoff
DIAL	Differential absorption lidar, laserbasert fjernmålingsteknikk
DRDC	Defence Research and Development Canada, 'Canadas FFI'
ET	Exploratory team (under SET)
eV	Elektronvolt, enhet for energi ($1.6 \cdot 10^{-19}$ J)
FTIR	Fourier Transform Infrared, metode å måle infrarøde spektre på
IR	Infrarød
JCG CBRN	Joint Capabilities Group for Chemical Biological Radiological and Nuclear defense
kT	Kilotonn, sprengkraft tilsvarende 1000 tonn TNT
NAAG	NATO Army Armament Group (under CNAD)
NETD	Noise Equivalent Temperature Difference, minste temperaturdifferanse en infrarød detektor kan måle
NIAG	NATO Industry Advisory Group (under CNAD)
Po	Polonium, grunnstoff
Ra	Radium, grunnstoff
RCS	Radar Cross Section
RNDSG	Joint Radiation and Nuclear Defence Sub Group (under JCG CBRN)
RTO	Research and Technology Organisation, NATOs forskningsorganisasjon
SAS	System Analysis & Studies (panel under RTO)
SET	Sensors and Electronics Technology (panel under RTO)
Sr	Strontium, grunnstoff
TG	Task Group (under SET)
U	Uran, grunnstoff
UV	Ultrafiolett

Appendix B Beregning av konsentrasjon-lengde produkt

I et sjikt med tykkelse Δr i avstand r ($\Delta r \ll r$) fra en rundstrålende kilde er produksjonsraten av en atmosfærekomponent med produksjonsfaktor G , gitt av

$$R_{\Sigma}(r) = \frac{r_A E_A G}{100} a e^{-a \cdot r} \Delta r, \quad (\text{B.1})$$

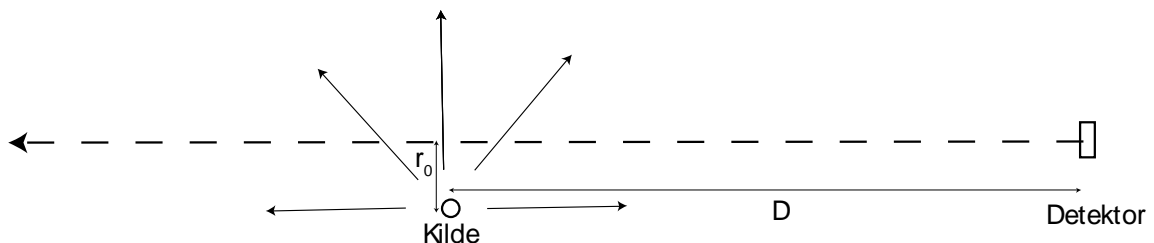
der a er absorpsjonslengden for strålingen og de andre parametrene er definert i kapittel 5.1. Energien er antatt gitt i eV og tallet 100 i nevner kommer av at G er oppgitt i #/100 eV. Denne raten fordeler seg i et volum $4\pi r^2 \Delta r$. Genereringsraten pr volumenhet i avstand r fra kilden er dermed gitt ved

$$R(r) = \frac{r_A E_A G}{4\pi r^2 100} a e^{-a \cdot r} \quad (\text{B.2})$$

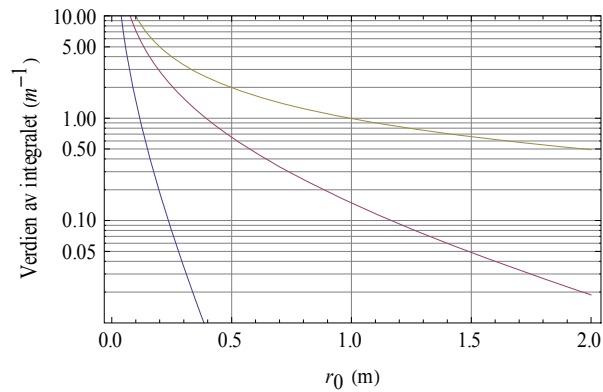
for $r > 0$. Ved å integrere denne fra en observatør i avstand D til et punkt r_0 nær kilden og videre til uendelig som skissert i figur B.1, finnes ved å anta at $R(D) \sim 0$:

$$R_{\Sigma} D = 2 \frac{r_A E_A G}{4\pi 100} a \int_{r_0}^D \frac{e^{-a \cdot r}}{r^2} dr \quad (\text{B.3})$$

der faktoren 2 kommer av at løypen integreres videre til uendelig. Verdien av integralet avhenger sterkt av verdien på r_0 , som vist i figur B.2.



Figur B.1 Skisse av oppsett i beregningene



Figur B.2 Verdi av integralet i ligning C.3 som funksjon av minste avstand r_0 for $a=10 \text{ m}^{-1}$, 1 m^{-1} og 0.001 m^{-1} (nedenfra og opp) og $D = 1000 \text{ m}$

Gasser som ozon har relativt lang levetid i atmosfæren. Konsentrasjonen etter en gitt tid kan dermed finnes ved å multiplisere raten i (B.3) med eksponeringstiden. For å finne relativ atmosfærekonsentrasjon må beregnet konsentrasjon deles på totalt molekyltetthet i atmosfæren som ved havoverflaten er

$$N_{tot} = \frac{N_A}{V_{mol}} = 2.46 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3} \quad (\text{B.4})$$

der N_A er Avogadros tall og V_{mol} er volumet av et mol gass. Lengde-konsentrasjonsproduktet uttrykt i ppm·m er da gitt ved

$$CL = t \frac{R_{\Sigma} D}{N_{tot}} 10^6 \quad (\text{B.5})$$

Dette er brukt i beregningene i kapittel 5.

Appendix C Deteksjonsterskel for avstandsdeteksjon med FTIR

Signalet fra en black/greybody er gitt av Plancks strålingslov

$$J(\nu, T) = \varepsilon(\nu) B(\nu, T) = \varepsilon(\nu) \frac{c_1 \nu^3}{e^{c_2 \nu / T} - 1} \quad (\text{C.1})$$

der ε er emissivitet, c_1 og c_2 er konstanter, T er temperatur (K) og ν er frekvens (cm^{-1}). For J i enheter av $\text{W}/(\text{cm}^2 \text{sr cm}^{-1})$ er konstantene gitt av $c_1 = 1.9111 \cdot 10^{-12}$ og $c_2 = 1.4388$ [39]. Strålingen til en mottager fra en bakgrunn (ε_B, T_B) gjennom en sky (ε_C, T_C) med transmisjon t_C er gitt av

$$J_D = t_C \cdot J_B + J_C = (1 - \varepsilon_C) \varepsilon_B B(T_B) + \varepsilon_C B(T_C) \approx B(T_B) + \varepsilon_C \Delta B \quad (\text{C.2})$$

hvor det er brukt at for en gass er $t = 1 - a = 1 - \varepsilon$ og $\Delta B = B(T_C) - B(T_B)$ og det i tilnærmelsen er antatt ideell blackbody ($\varepsilon_B = 1$). For typiske temperaturer og frekvenser (300K, 1000 cm^{-1}) har B nær en lineær avhengighet av T slik at $\Delta B = B' \Delta T$, dvs. at

$$J_D = B(T_B) + \varepsilon_C \frac{dB}{dT} \Delta T \quad (\text{C.3})$$

Den minste temperaturforskjellen en detektor kan detekterer er *NETD* (*Noise Equivalent Temperature Difference*) som gir et uttrykk for den minste forskjell i signal som kan måles

$$\Delta J_{\min} = \frac{dB}{dT} \text{NETD} \quad (\text{C.4})$$

Ved å sette (C.3) lik (C.4) finnes for minste ε_C som kan detekteres:

$$\varepsilon_{C, \min} = \frac{\text{NETD}}{T_C - T_B} \quad (\text{C.5})$$

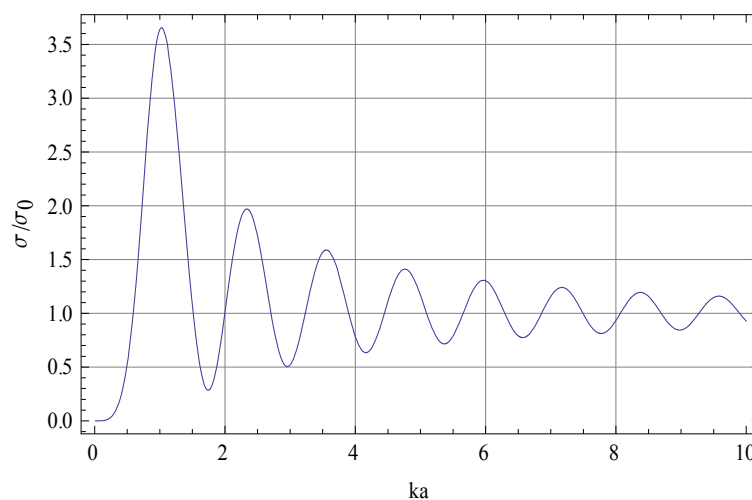
For $\text{NETD} = 0.2\text{K}$, som verdien for FFIs FTIR-instrument (Bomem DA5) og $\Delta T = 2\text{K}$ [31] finner vi da at $\varepsilon_{C, \min} = 0.1$, dvs. at skyen må absorbere 10% av strålingen på en gitt frekvens for å kunne detekteres.

Appendix D Mie-spredning

Radartverrsnittet for ledende kule med radius a vil i grensen $a \gg \lambda$ være lik det projiserte arealet til kulen,

$$\sigma_0 = \pi a^2$$

Når dette ikke er tilfelle må Mie-teori benyttes. Denne gir omtrent samme verdier for bølgelengder opp til samme størrelse som flatedimensjonene, mens for lengre bølgelengder går den raskt mot 0 [36]. I figur D.1 er forholdet mellom beregnet RCS for en ledende kule og σ_0 plottet som funksjon av ka (forhold mellom kuleomkrets og bølgelengde). I overslagsberegningene i kapittel 5 er dette forholdet antatt lik 1, noe som virker som et godt estimat siden form og omfang av elektrongassen er usikker. Det er imidlertid klart fra figuren at radarfrekvensen må være tilstrekkelig høy slik at bølgelengden ikke er større enn omfanget av elektrongassen.



Figur D.1 Plot av RCS for en ledende kule som funksjon av forholdet mellom omkretsen til kulen og bølgelengden