

Protonnordlys:  
Atomære prosesser og transport av ladd og  
nøytralt hydrogen i den øvre atmosfæra

Stig Asle Synnes

Cand. Scient. oppgåve



Fysisk institutt  
Universitetet i Bergen  
Oktober 1997



Figur 0.1: Nordlys sett frå verdensrommet.

# Forord

I denne hovudfagsoppgåva ved Universitetet i Bergen har eg utvikla eit program for simulering av protonnordlys. Programmet har eg nytta til å simulere nordlys med forskjellige karakteristikkar. Resultata kan både vere med å forklare den grunnleggjande dynamikken kring protonnordlys og kan knyttast opp mot bakke-, rakett- og satellittmålinger for tolking av dei.

For å kunne skildre protonnordlyset har eg måttet sette meg grundig inn i både romfysikk og atomfysiskk og har jobbet med emner i forskingsfronten innan begge fagfelta. Som vegleiarar har eg hatt førsteamamuensis Jan-Petter Hansen frå atomfysikkgruppa og professor Finn Søraas frå seksjon for romfysikk. Eg vil spesielt takke Jan-Petter Hansen for meget god hjelp med atomfysikken og for gjennomgang av modellen og simuleringsprogrammet.

Ellers vil eg takke alle studentane ved Fysisk Institutt som eg har blitt kjent med under arbeidet med hovudfagsoppgåva. Desse har vore gode støttespelarar både fagleg og sosialt. Eg vil spesielt takke Jun Bai Wang og Halvor Nilsen for lærerike diskusjonar. Til slutt vil eg takke min kjæreste Kristina Mayumi Jonsson som har vore til god støtte også når arbeidet med oppgåva tok mykje tid.

Bergen, 8. oktober 1997

Stig Asle Synnes

# Innhald

<b>1 Innleiing</b>	<b>5</b>
<b>2 Atomære kollisjoner</b>	<b>8</b>
2.1 Einelektron atomkollisjonar . . . . .	8
2.1.1 Støtparameter metoden (SCA) . . . . .	10
2.1.2 Tidsutvikling . . . . .	11
2.1.3 Sansynsamplitudar . . . . .	11
2.1.4 Kollisjonstverrsnitt . . . . .	13
2.2 Utrekning av proton-hydrogen kollisjonstverrsnitt . . . . .	14
2.2.1 Virkemåten til $PSgatc.f$ . . . . .	14
2.2.2 Val av basis . . . . .	15
2.2.3 Repetisjon av rekninger til Fritch og Lin ('83) . . . . .	17
2.2.4 Min 30 tilstandsbasis, $n = 1$ til $n = 4$ . . . . .	19
2.2.5 Teoretiske og eksperimentelle resultat . . . . .	20
2.3 Kollisjonstverrsnitt for nordlysphysikk . . . . .	23
2.3.1 $p$ og $H$ kollisjonar med $H$ og $N_2$ . . . . .	23
2.3.2 $p$ og $H$ kollisjonar med $O_2$ og $O$ . . . . .	27
2.3.3 Likevektfordeling . . . . .	28
2.4 Oppsummering . . . . .	29
<b>3 Nordlys</b>	<b>30</b>
3.1 Nordlys og nordlysutbrudd . . . . .	30
3.1.1 Elektronnordlys og protonnordlys . . . . .	32
3.2 Partikkeldynamikk . . . . .	33
3.2.1 Krefter på lada partiklar i atmosfæra . . . . .	33
3.2.2 Adiabatiske invariantar . . . . .	34
3.2.3 Rørsla til energetiske lada partiklar . . . . .	35

3.2.4	Rørsla til dei nøytrale partikklane . . . . .	37
3.2.5	Partikkelintensitet og pitchvinkelfordeling . . . . .	37
3.3	Simulering . . . . .	38
3.3.1	Atmosfæreremodell . . . . .	38
3.3.2	Magnetfelt . . . . .	39
3.3.3	Koordinatsystem . . . . .	40
3.3.4	Rørsla til partiklane . . . . .	40
3.3.5	Endring av retning . . . . .	41
3.3.6	Veglengd . . . . .	42
3.4	Programskisser . . . . .	43
3.4.1	Simuleringsprogrammet . . . . .	43
3.4.2	Visualiseringsrutiner . . . . .	46
3.5	Oppsumering . . . . .	47
<b>4</b>	<b>Resultat</b> . . . . .	<b>48</b>
4.1	Reproduksjon av kjente resultat . . . . .	48
4.1.1	Stoppetverrsnitt (stopping cross section) . . . . .	48
4.1.2	Samanlikninga med Davidson '65 . . . . .	51
4.1.3	Samanlikning med Inglesias og Vondrak '74 . . . . .	53
4.2	Nye data frå simuleringa . . . . .	54
4.2.1	$H\alpha$ -emisjon ved forskjellege magnetfeltretninger . . . . .	55
4.2.2	$H\alpha$ -emisjon ved forskjellege protonenergiar . . . . .	58
4.2.3	Speglar og returnerte partiklar over atmosfæra . . . . .	59
4.2.4	Azimut- og pitchvinkelfordeling til ENA over atmosfæra . . . . .	62
4.2.5	Protonintensitet frå ENA avbilding . . . . .	63
4.3	Oppsumering . . . . .	64
<b>5</b>	<b>Konklusjon og forslag til vidare arbeid</b> . . . . .	<b>65</b>
<b>Litteratur</b>		<b>66</b>
<b>A Fordeling av ENA</b>		<b>73</b>
<b>B Programlistinger</b>		<b>76</b>
Simuleringsprogram . . . . .		76
Programlisting, <i>nordlys.cxx</i> . . . . .		76

Eksmpel på innputtfil . . . . .	99
Visualiseringsrutiner . . . . .	100
$H\alpha$ -visualisering, <i>halfa.m</i> . . . . .	100
Pitchvinkel-visualisering, <i>pitch.m</i> . . . . .	105
ENA-fordeling, <i>ENAfordeling.m</i> . . . . .	108

# Kapittel 1

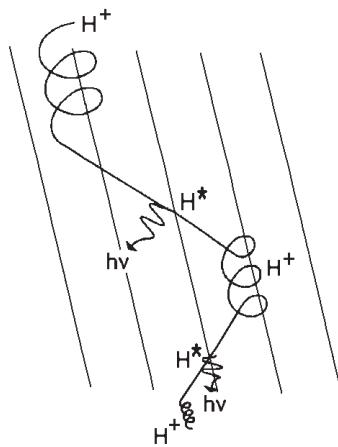
## Innleiing

Denne oppgåva er resultat av eit samarbeid mellom seksjon for romfysikk og atomfysikkgruppen ved Universitetet i Bergen. I oppgåva skildrar eg prosessar kring nordlys ved hjelp av kjente tilhøve frå både atomfysikk og romfysikk.

Nordlys vert laga av lada partiklar som kjem inn i atmosfæra langs magnetfeltlinjene. Når partiklane kjem ned i den tette atmosfæra vil dei kollidere med atoma og molekyla der. Desse atoma og molekyla blir eksiterte og sender ut lys som er nordlyset.

Av partiklane som lager nordlyset dominerer elektron og proton kraftig. I denne oppgåva ser eg i hovudsak på protondelen som i nokre tilfeller kan dominere nordlyset heilt.

Rørsla til protona vert i hovudsak styrt av magnetfeltet til jorda, slik at protona vil spiralere rundt magnetfeltlinjene. Kolliderer protona med atmosfærepartiklar, kan dei fange opp eit elektron. Protonet blir då eit nøytralt hydrogenatom som ikkje er påverka av magnetfeltet, og vil dermed gå i rett linje. Dette er skildra skjematiske i figur (1.1).



Figur 1.1: Prosessane som gjer seg gjeldande i nordlys frå protonnedbør.

Når proton har hatt elektroninnfanging og blitt eit eksitert hydrogenatom, vil vi kunne observere emisjoner frå hydrogen, som ellers finnast i den lavare atmosfæra. Dei første

målingane av emisjonslinjer frå hydrogen i nordlys vart gjort av Vegard allerede i 1939 [Va39].

Kring 1950 var dynamikken til partiklane med ladningsendringer kjent. Dette har sidan vorte nytta til å lage modeller som gir samanhengen mellom Dopplerforskyvinga og energifordelinga og pitchvinkelen (vinkelen som partikkelen si fartsretning danner med magnetfeltlinja). Denne informasjonen kan nyttast til å skaffe informasjon om partiklane som danner nordlyset. Sjå [Sø94] eller [Si96] for meir om studien om Dopplerforskyvinga.

I 1965 kartla Davidson [Da65] den romlege fordelinga til  $H\alpha$ -emisjon ved hjelp av Monte Carlo simuleringer av proton i eit magnetfelt. Johnstone [Jo72] utvikla også ein modell som gav eit brukbart oversyn over den romlege spreiinga ut frå det første leddet som nøytral partikkel. Modellen er reint høgdeavhengig, og tek ikkje omsyn til at magnetfeltet ikkje vil vere retta reint vertikalt. Modellen til Johnstone vart senare nytta av Inglesias og Vondrak [In74] til å uttrykkje intensiteten og pitchvinkelfordelinga til partiklar frå ein protonboge mot avstanden frå bogesenteret. Protonbogen er samlinga av proton som kjem inn mot atmosfæra og danner nordlyset.

Fysisk institutt ved Universitetet i Bergen tar del i fleire sattelittmålinger som registrerer ladning, masse og energi til partiklar i den øvre atmosfæra. Instituttet har også tatt del i fleire målinger kring nordlys med raketter. Med rakett- og satellittmålinger har ein fått presise målinger av intensitet- og pitchvinkelfordelinga i protonbogane. Som eksempel har Søraas og Aarsnes funnet variasjoner i partikelintensiteten med azimutretning [Sø96]. Når detektoren på raketta dei nytta pekte mot området med nordlysaktivitet var den detekterte samla fluksen av lada og nøytrale atom størst. Dei konkluderte med at dei hadde detektert nøytralt hydrogen som kom frå protona i protonbogen.

Ein del av protona vil også returnere over atmosfæra. Veit ein då kor stor del av dei innfallade partiklane som vert returnert som nøytrale partiklar, kan ein få informasjon om den opphavlege protonbogen ved å detektere desse nøytrale partiklane [Wi92].

Målet med oppgåva vert å lage eit dataprogram som kan simulere proton som kjem inn i atmosfæra og danner nordlys. Sentralt i oppgåva ligg skildring av dynamikken både til lada partiklar, og til nøytrale partiklar, i tillegg til lys-emisjonane. Vidare vert det presentert resultat som gir numerisk samanheng mellom den opphavlege intensiteten av proton og detektert ENA ved satellittmålinger. Dette vil kunne nyttast til tolking av nye satellittdata.

For å få informasjon om pitchvinkelfordelinga og spegla/returnerte partiklar, vil eg utføre Monte Carlo utrekninger av protonnordlys etter omrent samme metode som Davidson nytta. Eg vil imidlertid i tillegg til å kartlegge lysemisjon, også lagre informasjon om dei enkelte partiklane ved ulike høgder, slik at eg får informasjon om pitchvinkelfordelinga og ladninga til partiklane. Ut frå pitchvinkelfordelinga finn eg også delen av spegla og reflekterte partiklar.

For å kunne bygge opp realistiske simuleringer og tolke resultata, må sansyna for dei atomære prosessane vere kjent. I kapittel 2 gjer eg greie for teorien for atomkollisjonar og nytter ein aproksativ metode til å rekne ut kollisjonstverrsnitta ved  $p - H$  kollisjonar. Frå litteraturen finn eg dei siste tilgjengelege kollisjonstverrsnitta for  $H - H$ ,  $p - N_2$  og  $H - N_2$  kollisjonar. Kollisjonstverrsnitta for  $p - H$  og  $H - H$  kollisjonar nytter eg til å sjå om hydrogen, som dominerer tettleiken i den øverste delen av atmosfæra, gir noko bidrag til spreiinga av proton. Tverrsnitta vert så nytta i simuleringsa.

I kapittel 3 skildrar eg dei fysiske prosessane som er med på å danne nordlyset. Eg gjer så

greie for korleis desse prosessane kan skildrast matematisk. Dette vert nytta til å lage eit dataprogram som simulerer proton som kjem inn i atmosfæra og kan lage nordlys.

Resultata frå simuleringsprogrammet vert presentert i kapittel 4. Resultata samanlikner eg med andre simuleringar og utrekninger. Ved å sjå på likskaper og ulikskaper ser eg kor god modellen er, og om programmet reknar rett. Resultata vert presentert slik at dei lett kan nyttast til samanlikninger med eksperimentelle verdiar.

Eg simulerer partiklar med ulike karakteristikkar, og finn samanhengar både mellom dei injiserte partiklane og det observerte nordlyset, og mellom dei injiserte partiklane og partiklar som returnerer tilbake frå atmosfæra. Dette gir mykje informasjon om samanhengen mellom ulike fenomen. Resultata kan knyttast til observasjoner anten frå bakken, frå satellitter eller raketar, og ein vil både kunne forstå kvar dei ulike partiklane kjem frå, og kunne danne seg eit inntrykk av dei opphavlege partiklane.

I kapittel 2 nytter er atomære eininger. I atomære eininger er

$$\hbar = m_e = e = 1, \quad 4\pi\epsilon_0 = 1 \quad (1.1)$$

Av dette følger at også Bohr radien og farta til elektronet i hydrogenatomets grunntilstand blir lik 1. Avstander og farter i kapitlet blir altså uttrykt i desse kjente storleikane. I resten av oppgåva nytter eg SI eininger dersom ikkje noko anna er spesifisert.

I kapittel 4 nyttar eg ofte uttrykka nord og sør for ein protonboge. Det er her viktig å merke seg at eg ser på tilhøva på den nordlege halvkule, og nord for bogen svarer til polsida medan sør for bogen svarer til ekvatorsida.

# Kapittel 2

## Atomære kollisjoner

Kjennskap til atomære kollisjonstverrsnitta er av stor betydning mellom anna i kjemi, plasmafysikk, laserfysikk og astrofysikk. I tillegg kan ein ved samanlikning av eksperimentelle og teoretiske resultat få kontrollert om teoriane som dei teoretiske utrekningane byggjer på er korrekte.

I dette kapitlet viser eg korleis støtparameter metoden (SCA, Semi Classical Approach) [Ba59] kan nyttast til å finne tilstanden til eit system etter ein kollisjon. Dette nyttar eg så til å finne kollisjonstverrsnitta for ulike reaksjoner i  $p - H$  kollisjonar. Resultata vert samanlikna med eksperimentelle målinger.

Eg presenterer også kollisjonstverrsnitta for  $p - N_2$  og  $H - N_2$  kollisjonar, og tek kort for meg nokre andre viktige kollisjonstverrsnitt innan nordlysforskning.

### 2.1 Einelektron atomkollisjonar

Dei enklaste atomære kollisjonane omfattar kun tre partiklar, nemleg to kjerner og eit elektron. Elektronet er typisk bunde til den eine kjerna før kollisjonen, gjerne i grunnstilstanden. Vi kallar den eine kjerna (her utan elektron) for prosjektil, og den andre (her med elektron) for mål. Målet er vanlegvis i ro i vårt koordinatsystem, medan prosjektilet har høg kinetisk energi.

Vi kan ha elastiske og inelastiske kollisjonar. Etter ein elastisk tre-partikkkel-kollisjon er elektronet i samme tilstand etter kollisjonen. Etter ein inelastisk kollisjon kan elektronet vere i ein annan bunden tilstand til samme kjerna: elektronet er eksitert, ein bunden tilstand til den andre kjerna: vi har hatt elektronovergang, eller det kan vere fritt, og vi har hatt ionisering av atomet.

Kvar av dei moglege tilstandane til elektronet, med dei ulike elektronenergiane ved eksitasjon, ionisasjon og elektronovergang, kallast for kanalar.

Skal vi finne kollisjonstverrsnitta for kvar kanal, må vi ha sansynet for at kvar av prosessane kan skje når prosjektilet passerer senteret til målet ved alle moglege avstander. Bana til prosjektilet i ein kollisjon vert karakterisert ved den minste avstanden mellom prosjektilet og målet i kollisjonet, og kallast støtparameteren. Sjå figur (2.1).

I resten av kapitlet tar eg for meg den teoretiske utrekninga av kollisjonstverrsnitt ved proton-hydrogen kollisjonar.

Som mål har eg eit hydrogenatom i grunntilstanden,  $1s$ . Dette blir utsatt for energetiske proton. Dei tre moglege prosessane, eksitasjon, elektronovergang og ionisasjon, er skildra skjematisk under. Symbola  $nlm$  indikerer alle moglege kvantetilstandar til eit bunde elektron.

1.  $p + H(1s) \rightarrow p + H(nlm)$
2.  $p + H(1s) \rightarrow H(nlm) + p$
3.  $p + H(1s) \rightarrow p + p + e$

Atomære system er heilt ut skildra ved bølgefunksjonen deira,  $\Psi$ . For ikkje-relativistiske farter, kan bølgefunksjonen skildrast ved Schrödingerlikninga

$$H\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \quad (2.1)$$

der  $\mathbf{r}$  refererer til elektronets koordinat, og  $\mathbf{R}$  til tungpartiklanes posisjon. Hamiltonfunksjonen er

$$H(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = T_P + T_T + T_e + V_{Te} + V_{Pe} + V_{TP} \quad (2.2)$$

$T_P$ ,  $T_T$  og  $T_e$  er den kinetiske energien til respektive prosjektillet( $P$ ), målet( $T$ ) og elektronet( $e$ ), medan  $V_{Te}$ ,  $V_{Pe}$  og  $V_{TP}$  er dei potensielle energiane mellom partiklane.

Ved hjelp av separasjonsteknikken for dei kopla koordinatane ( $\mathbf{R}$  og  $\mathbf{r}$ ) som vart utvikla av Born og Oppenheimer [Ra70] i 1930, kan løysinga til bølgefunksjonen skrivast som

$$\Psi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \sum_a F_a(\mathbf{R}) \phi_a(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \quad (2.3)$$

der summen vert tatt over alle moglege tilstandar  $a$ .  $\phi_a$  er elektron-bølgefunksjon for tilstanden  $a$ , medan  $F_a(\mathbf{R})$  er bølgefunksjoner som representerer kjernene i kvar av tilstandene  $a$ .

Det partielle kollisjonstverrsnittet for spreiling i  $\partial\Omega$  kring  $(\theta, \phi)$ , og samtidig endre tilstand frå  $i$  til  $f$  er

$$\frac{\partial\sigma_{fi}}{\partial\Omega} = \frac{k_f}{k_i} |f_{fi}(\theta, \phi)|^2 \quad (2.4)$$

der  $k_i = \mu_i \mathbf{v}$  er det relative momentet med retning langs  $z$ -aksen før kollisjonen, med  $\mu_i$  som den reduserte massa i det initielle systemet.  $k_f$  er det endelege relative momentet etter kollisjonen med rening  $(\theta, \phi)$ , og  $f_{fi}(\theta, \phi)$  er spreiinsamplituda.

Løysinga av (2.1) ved hjelp av (2.3) for kollisjoner av proton på hydrogen vil kreve ekspansjon i fleire tusen ”kanaler” av typen  $Y_{lm}(\mathbf{R})$ , då  $L = \mu \mathbf{v} \mathbf{b}$ , der  $\mathbf{v}$  og  $\mathbf{b}$  er i storleiksorden 1-10, medan den reduserte massa er kring 2000. Dette blir for tungt å løyse sjølv for dagens raskaste datamaskiner. Det er derfor naudsynt å gjere tilnerminger.

### 2.1.1 Støtparameter metoden (SCA)

Støtparameter metoden (SCA) [Ba59], går ut på å skildre bana til kjernene klassisk, medan vekselverknadene mellom elektron og kjerner vert skildra kvantemekanisk. Dette kan gjerast då deBroglie-bølgelengda til eit elektron,  $\lambda_e$ , er mykje større enn deBroglie-bølgelengda til for eksempel eit proton,  $\lambda_p$ .

$$\lambda_e = \frac{2\pi}{m_e v_e} \quad (2.5)$$

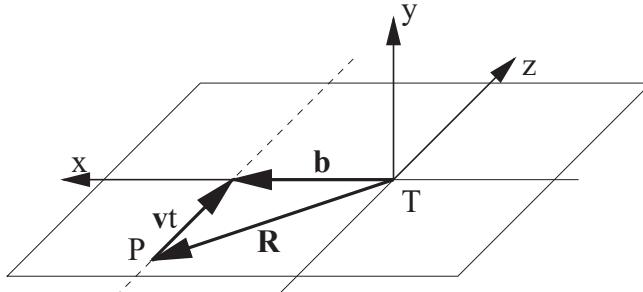
$$\lambda_p = \frac{2\pi}{m_p v_p} \quad (2.6)$$

der  $m_e = 1$ ,  $v_e \approx 1$ ,  $m_p \approx 1836$  og  $v_p$  i mine rekniger varierer mellom 0,2 og 7.  $\lambda_e$  blir dermed minst 400 ganger større enn  $\lambda_p$ , eller

$$\lambda_e \gg \lambda_p \quad (2.7)$$

Eg vel vidare å la prosjektilet gå i ei rettlinja rørysle med konstant fart. Dette vert kalla rettlinja rørsle tilnerminga (straight line trajectory). Tilnerminga er god berre dersom den reelle rørsla til prosjektilet er nær ei rett linje. Coulomb spreiinga av prosjektilet på målet gjer seg kun gjeldande ved dei aller minste støtparametrene [An87]. I kapittel (2.1.4) ser eg at desse støtparametrene berre gir eit minimalt bidrag til det totale kollisjonstverrsnittet. Tilnerminga er derfor god.

I figur (2.1) har eg skissert kollisjonssystemet. Eg har valgt origo for koordinatsystemet i målkjerna.



Figur 2.1: Kollisjonssystemet.  $P$  er prosjektilet, og  $T$  er målet.  $\mathbf{v}$  er farta til prosjektilet, medan støtparameteren,  $\mathbf{b}$ , er den kortaste avstanden mellom prosjektilet og målet i kollisjonen.

Eg skildrer rørsla til prosjektilet gjennom posisjonsvektoren,  $\mathbf{R}(t)$

$$\mathbf{R}(t) = \mathbf{b} + \mathbf{v}t \quad (2.8)$$

der  $\mathbf{v}$  er farta til prosjektilet, medan støtparameteren,  $\mathbf{b}$ , er den kortaste avstanden mellom prosjektilet og målet i kollisjonen.

Med denne tilnerminga kan eg forenkle Hamiltonfunksjonen.

$$\begin{aligned} H_e &= T_e + V_{Te} + V_{Pe} \\ &= -\frac{1}{2} \nabla_r^2 - \frac{Z_T}{r_T} - \frac{Z_P}{|\mathbf{r}_T - \mathbf{R}(t)|} \end{aligned} \quad (2.9)$$

Denne forenkla funksjonen vert også kalla elektron-Hamiltonfunksjonen, fordi kun ledd som innehold elektronet er med.

## 2.1.2 Tidsutvikling

Bølgefunktjonen kan skrivast som eit produkt mellom tidsuavhengige og tidsutviklande ledd.

$$\Psi = \sum_n f_n(t) \phi_n^T(\mathbf{r}_T, t) + \sum_m g_m(t) \phi_m^P(\mathbf{r}_P, t) \quad (2.10)$$

Fordi eg har valgt eit referansesystem med origo i målkjerna, vil bølgefunktjonen ha ei litt forskjellig form om eg ser på målet eller på prosjektilet:

$$\begin{aligned} \psi^T(\mathbf{r}_T, t) &= e^{-i\epsilon_n^T t} \phi_n^T(\mathbf{r}_T) \\ \psi^P(\mathbf{r}_P, t) &= e^{iv\mathbf{r}_P - i\frac{v^2}{2}t - i\epsilon_m^P t} \phi_m^P(\mathbf{r}_P) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Ledda som inkluderar farten til prosjektilet,  $v$ , vert kalla translasjonsfaktorar. Dei vil ha denne enkle forma berre dersom prosjektilet har ei rettlinja rørsle med konstant fart. Då gjeld

$$\nabla_P = \nabla_T = \nabla_{c.m.} \quad (2.12)$$

og ved hjelp av høvet

$$\nabla^2 (e^{i\kappa\mathbf{r}} \phi(\mathbf{r})) = (-\kappa^2 \phi(\mathbf{r}) + 2i\kappa \nabla \phi(\mathbf{r}) + \nabla^2 \phi(\mathbf{r})) e^{i\kappa\mathbf{r}} \quad (2.13)$$

kan eg ved innsetjing [He93] sjå at dei to bølgefunktjonane tilfredstiller Schrödingerlikninga når kjernene er adskilt

$$\begin{aligned} H_T \Psi^T &= i \frac{\partial}{\partial t} |_{r_T} \Psi^T \\ H_P \Psi^P &= i \frac{\partial}{\partial t} |_{r_P} \Psi^P \end{aligned} \quad (2.14)$$

der

$$\begin{aligned} H_T &= T_e + V_{Te} \\ H_P &= T_e + V_{Pe} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Bølgefunktjonen ved  $t = \pm\infty$  kan skrivast som

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \Psi(\mathbf{r}_T, \mathbf{r}_P, t) = \mathbf{c}^T \times \Psi^T + \mathbf{c}^P \times \Psi^P \quad (2.16)$$

der  $\mathbf{c}^T$  og  $\mathbf{c}^P$  er tidsutviklingskoeffisientar, og  $\Psi^T$  og  $\Psi^P$  inkluderer både dei bundne og dei frie tilstandane til elektronet. Sidan det finnast uendelege mange både bundne og frie tilstander, må eg gjere eit utvalg når eg skal gjere utrekningane.

## 2.1.3 Sansynsamplitudar

Eg setter Hamiltonfunksjonen frå likning (2.9) inn i Schrödingerlikninga, og prøver med ein bølgefunktjon på forma som i likning (2.16). Dette gir

$$H_e \Psi = i \frac{\partial}{\partial t} |_T \Psi \quad (2.17)$$

eller

$$(T_e + V_T + V_P) (\mathbf{c}^T(t) \Psi^T(t) + \mathbf{c}^P(t) \Psi^P(t)) = i \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{c}^T(t) \Psi^T(t) + \mathbf{c}^P(t) \Psi^P(t)) \quad (2.18)$$

Ved hjelp av likskapane frå likning (2.14), får eg

$$\mathbf{c}^T V^P \Psi^T + \mathbf{c}^P V^T \Psi^P = i \dot{\mathbf{c}}^T \Psi^T + i \dot{\mathbf{c}}^P \Psi^P \quad (2.19)$$

Bølgefunksjonen vert projisert inn i dei to setta ved å multiplisere med ein slutttilstand, anten  $\langle \psi_f^T |$  eller  $\langle \psi_g^P |$ , frå venstre. Eg nytter at basistilstandar på samme senter er ortogonale, medan dei to setta  $\{\phi_n^T\}$  og  $\{\phi_m^P\}$  ikkje treng å vere ortogonale. Dette gir

$$\langle \phi_i^T | \phi_j^T \rangle = \langle \phi_i^P | \phi_j^P \rangle = \delta_{ij} \quad (2.20)$$

og

$$\langle \phi_i^T | \phi_j^P \rangle \neq \delta_{ij} \quad (2.21)$$

og får

$$\begin{aligned} i \dot{\mathbf{c}}_f^T + i \dot{\mathbf{c}}^P \langle \psi_f^T | \Psi^P \rangle &= \mathbf{c}^T \langle \psi_f^T | V^P | \Psi^T \rangle + \mathbf{c}^P \langle \psi_f^T | V^T | \Psi^P \rangle \\ i \dot{\mathbf{c}}^T \langle \psi_g^P | \Psi^T \rangle + i \dot{\mathbf{c}}_g^P &= \mathbf{c}^T \langle \psi_g^P | V^P | \Psi^T \rangle + \mathbf{c}^P \langle \psi_g^P | V^T | \Psi^P \rangle \end{aligned} \quad (2.22)$$

eller

$$i \begin{pmatrix} \mathbf{1} & \mathbf{S}^{\text{TP}} \\ \mathbf{S}^{\text{TP}\dagger} & \mathbf{1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{\mathbf{c}}^T \\ \dot{\mathbf{c}}^P \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}^{\text{TT}} & \mathbf{M}^{\text{TP}} \\ \mathbf{M}^{\text{PT}} & \mathbf{M}^{\text{PP}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{c}^T \\ \mathbf{c}^P \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

der  $\mathbf{S}^{\text{TP}}$  er overlappmatrisa mellom dei to setta  $\{\phi_n^T\}$  og  $\{\phi_m^P\}$ ,  $\mathbf{M}^{\text{TP}}$  og  $\mathbf{M}^{\text{PT}}$  er koplingsmatirsa mellom dei to systema, respektive (T,P+e) og (P,T+e). Matrisene  $\mathbf{M}^{\text{TT}}$  og  $\mathbf{M}^{\text{PP}}$  representerer koplingene mellom tilstandar på samme senter. Matriseelementa (i,j) til dei forskjelle matrisene er gitt ved

$$\begin{aligned} M_{ij}^{TT} &= \langle \phi_i^T | V_{Pe} | \phi_j^T \rangle e^{i(\varepsilon_i^T - \varepsilon_j^T)t} \\ M_{ij}^{PP} &= \langle \phi_i^P | V_{Te} | \phi_j^P \rangle e^{i(\varepsilon_i^P - \varepsilon_j^P)t} \\ M_{ij}^{TP} &= \langle \phi_i^T | V_{Te} e^{i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} | \phi_j^P \rangle e^{i(\varepsilon_i^T - \varepsilon_j^P - \frac{v^2}{2})t} \\ M_{ij}^{PT} &= \langle \phi_i^P | V_{Pe} e^{-i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} | \phi_j^T \rangle e^{i(\varepsilon_i^P - \varepsilon_j^T + \frac{v^2}{2})t} \\ S_{ij}^{TP} &= \langle \phi_i^T | e^{i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}} | \phi_j^P \rangle e^{i(\varepsilon_i^T - \varepsilon_j^P - \frac{v^2}{2})t} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Likning (2.23) skrivast ofte berre som

$$i \mathbf{S} \dot{\mathbf{c}} = \mathbf{M} \mathbf{c} \quad (2.25)$$

Eg kan no finne tidsutviklingsvektoren  $\mathbf{c}$  ved alle tidspunkt frå likning (2.25). Sansyna for å finne elektronet i kvar av tilstandane etter kollisjonen er gitt ved

$$P_a(b) = |c_a|^2 \quad (2.26)$$

der  $c_a$  er ein tidsutviklingskoeffisient til eit av dei adskilte atomra etter kollisjonen.

## 2.1.4 Kollisjonstverrsnitt

Det atomære kollisjonstverrsnittet  $\sigma_a$  for ein gitt prosess  $a$ , har samme eining som eit areal. Kollisjonstverrsnittet kan verte tolka som arealet av ei skive, som plassert normalt på ein partikkelstråle, vil verte gjennomtrengd av det same tal partiklar per sekund, som talet av partiklar som gjennomgår prosessen  $a$ .

Det totale kollisjonstverrsnittet  $\sigma_a$  for ein gitt reaksjon  $a$ , vil vere gitt ved

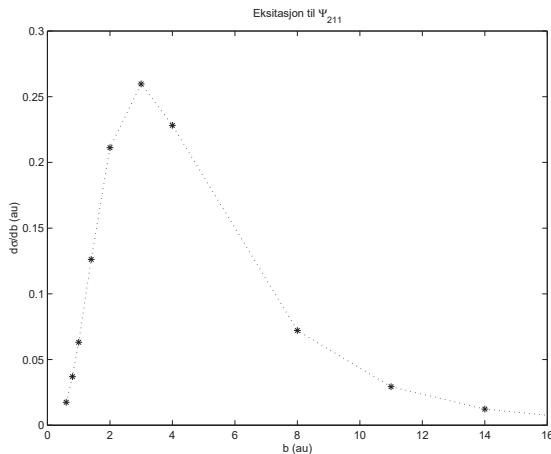
$$\sigma_a = \int_0^\infty P_a(b) 2\pi b db \quad (2.27)$$

der  $b$  er støtparameteren og  $P_a(b)$  er sansynet for elektronet skal vere i tilstand  $a$  etter ein kollisjon med støtparameter  $b$ .

Teiknar eg det partielle bidraget for kvar støtparameter  $\frac{d\sigma_a}{db}$ ,

$$\frac{d\sigma_a}{db} = P_a 2\pi b \quad (2.28)$$

mot støtparameteren  $b$ , får eg typisk ei kurve som i figur (2.2).



Figur 2.2: Figuren viser det partielle bidraget for eksitasjon til 2p,  $m=1$ , mot støtparameteren for eit prosjektil med energi  $E_k = 200keV$ . Punkta \* er funnet ved hjelp av programmet *PSgate.f* som vert omtalt seinare.

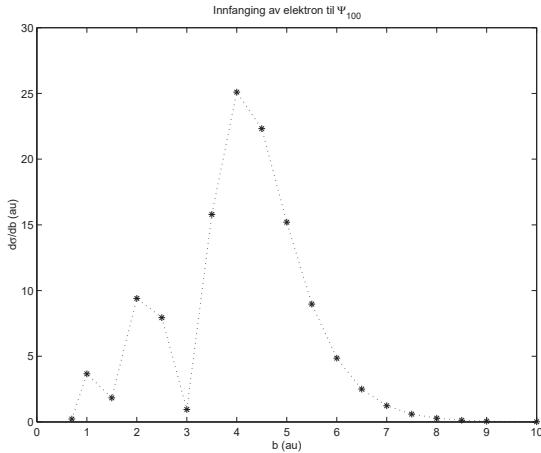
Skal eg finne Kollisjonstverrsnittet numerisk, må eg erstatte integralet i likning (2.28) med ein endeleg summasjon. Nyttar eg trapesmetoden til å finne arealet som skissert i figuren får eg

$$\sigma_a \approx 2\pi \sum_{n=1}^N \left( \frac{P_a(b_n) + P_a(b_{n-1})}{2} \right) \left( \frac{b_n + b_{n-1}}{2} \right) (b_n - b_{n-1}) \quad (2.29)$$

der  $b_0 = 0$ , og  $N$  angir eit endeleg tal støtparametrar.

Det meste av bidraget til kollisjonstverrsnittet kjem frå støtparametrar mellom 0 og 15 (au) i  $p - H$  kollisjonar, men grensene varierer ein del med prosjektilenergien. Når eg skal finne kollisjonstverrsnittet numerisk, er det altså spesielt viktig å finne sansyna for overgang for desse støtparametrene. Kollisjonstverrsnitta vil kunne finnast ved å rekne ut arealet under kurva i figur (2.2).

Ved å teikne dei partielle bidraga, ser ein også med stort sannsyn om ein har tatt med mange nok støtparametre i utrekninga av  $\sigma_a$ . For enkelte kanalar kan  $\frac{\delta\sigma_a}{\delta b}$  ha ei heller komplisert støtparameteravhengnad, som for elektroninnfanging til 1s tilstanden ved  $E_k = 5 \text{ keV}$ , vist i figur (2.3).



Figur 2.3: Partielt bidrag for innfanging av elektron til 1s tilstanden ved prosjektilenergi  $E_k = 5,0 \text{ keV}$

## 2.2 Utrekning av proton-hydrogen kollisjonstverrsnitt

Sansyna for elektronovergang ved ulike b-parametrer er funnet ved hjelp av eit ferdigutvikla program, *PSgatc.f*, laga av Jan-Petter Hansen og Alain Dubois. Kollisjonstverrsnitta for dei ulike kanalane vert funnet ved hjelp av likning (2.29). Dette vert gjort av Matlab-programmet *cross.m*, som også legg saman tverrsnitta for spesifiserte kanalar til dei endelige tverrsnitta. For eksempel er kollisjonstverrsnittet for eksitasjon til  $2p$  lik summen av kanalane for eksitasjon til  $2p_{m=0}$  og  $2p_{m=\pm 1}$ .

### 2.2.1 Virkemåten til *PSgatc.f*

*PSgatc.f* finn tidsutviklingskoeffisientane  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  ved  $t \approx \infty$  frå  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  ved  $t \approx -\infty$ . Dette vert gjort ved at tilstandane ein gitt stor avstand,  $R_{maks}$ , vert sett på som tilstandane ved  $t = \pm\infty$ .  $R_{maks}$  er typisk i storleikorden 300 au. Strekninga mellom  $-R_{maks}$  og  $R_{maks}$  delast inn i ca 300 intervall som får lengda  $\Delta R$ . Ut frå farta til prosjektilet, finnast også tida prosjektilet bruker på å tilbakelegge eit intervall,  $\Delta t$ .

Likning (2.25) gir generelt  $\dot{\mathbf{c}}(R, t)$ . Ved å velje så små tidsintervall at  $\dot{\mathbf{c}}$  er tilnærma konstant i intervallet,  $\Delta t$ , får vi den nye tidsutviklingskoeffisienten  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  etter intervallet

$$\mathbf{c}(R + \Delta R, t + \Delta t) = \mathbf{c}(R, t) + \dot{\mathbf{c}}(R, t)\Delta t \quad (2.30)$$

Ved å starte ved  $R = -R_{maks}$  og gjenta for kvart intervall, finn vi  $\mathbf{c}(\mathbf{t})$  ved  $R = R_{maks}$ .  $R_{maks}$  vert valgt så stor, og  $\Delta R$  så liten at ei respektiv auke eller minke ikkje gir merkbart avvik i resultatet.

Mykje reknetid vert spart ved å skrive matrisene  $\mathbf{S}$  og  $\mathbf{M}$  som produkt mellom ein romleg og ein tidsavhengig del. Dette kan gjerast då

$$\begin{aligned}\mathbf{S}(R, t) &= \boldsymbol{\Gamma}^\dagger(t)\mathbf{S}'(R)\boldsymbol{\Gamma}(t) \\ \mathbf{M}(R, t) &= \boldsymbol{\Gamma}^\dagger(t)\mathbf{M}'(R)\boldsymbol{\Gamma}(t)\end{aligned}\quad (2.31)$$

der

$$\boldsymbol{\Gamma}(t) = \delta_{ij}e^{-i\varepsilon_i t} \quad (2.32)$$

Innsatt i linkng (2.25) gir dette

$$i\dot{\mathbf{c}}(R, t) = \boldsymbol{\Gamma}^\dagger(t)\mathbf{S}^{-1}(R)\mathbf{M}'(R)\boldsymbol{\Gamma}(t) \quad (2.33)$$

der  $\mathbf{S}^{-1}\mathbf{M}'$  er tidsuavhengig, og reknast ut først for kvar verdi av  $R$ . Ved kvart intervall frå  $-R_{maks}$  til  $R_{maks}$  vert så  $\boldsymbol{\Gamma}(t)$  funne. Ved innsetjing i likning (2.33) for rett  $R(t)$ , finn vi då raskt  $\dot{\mathbf{c}}$ , og kan gå vidare til neste intervall.

## 2.2.2 Val av basis

Det er ikkje mogleg å rekne med alle dei uendelege eigenfunksjonane for bundne og frie elektron. Det må derfor veljast eit avgrensa tal eigenfunksjonar som eg skal ta med i utrekningane. Dei bølgefunksjonane som eg tar med, danner ein basis. Saman danner desse eit sett eigenfunksjonar som med tilhøyrande eigenverdiar gir dei moglege energiane til elektronett(a) i systemet. Tidsbruken til programmet som reknar ut sansyna for elektronovergang aukar også raskt med aukande basisstorleik. Kapasiteten til datamaskinene vi brukar sett dermed avgrensing på kor stor basis vi kan bruke. Programmet *PSgatc.f* reknar ut den innbyrdes sansynfordelinga av elektron i dei ulike tilstandane i basisene.

Av dei bundne tilstandane er det størst sansyn for at elektronet blir eksert til eit av dei lavareleggande energinivåa. Når eg skal velje ut nokre representative bølgefunksjoner for dei bundne tilstandane i hydrogenatomet, må eg derfor ta med dei lavaste tilstandane. Eg er også interessert i  $H\alpha$ -emisjon, som skuldast emisjon ved overgang frå  $n = 3$  til  $n = 2$ , og må minst ha med bølgefunksjonar for alle tilstandane til og med  $n = 3$ . Ein tilstand med høgt hovedkvantetal  $n$  vil nesten alltid ha mindre sansyn for å ha elektron enn ein tilstand med lavare hovedkvantetal. Dermed vil skal med  $n > 3$  kun gi eit lite bidrag til det totale kollisjonstverrsnittet.

Bølgefunksjonane for frie elektron er også kjent for einelektron-system. Desse bølgefunksjonane har imidlertid ei heilt anna form enn bølgefunksjonane til dei bundne elektrona. For å kunne bruke programmet *PSgatc.f* og tilsvarende program, forenklar det kraftig dersom alle bølgefunksjonane kan skrivast på samme form som for dei bundne elektrona. Det er derfor vanleg å innføre pseudotilstander [Fr91]. Vi kan sjå på pseudotilstandane som tilstandar på lik linje med dei bundne tilstandane, men forskjellen er at dei har positive bindingsenergiar. Tilstandane etterliknar på den måten tilstandane til frie elektron med kinetisk energi lik eigenverdiane. Når ein vel pseudotilstandar er det viktig å ta med tilstandar som har eigenverdi omkring den forventa energien til dei frie elektrona som kjem frå ionisasjonane. Er det langt til den tilstanden som elektronet egentleg skulle ha vore i, vil andre basisar bli overpopulert, og vi kan få unøyaktige resultat.

Den kinetiske energien til elektrona vil gjerne auke med prosjektilenergien. Verdiane kan finnast om ein lager eit heilt spekter av slike tilstander, eller ein kan sjå på resultat frå eksperimentelle målinger av ionisasjonstverrsnitt differentielle i elektronenergi som [Ge95]. Det totale ionisasjonstverrsnittet kan også finnast med små basisar [Fr83], men då får ein ikkje med energispekteret.

## Innføring av basisane

For adskilte atom er dei diskrete eigenstillingane  $\psi_a$  (for bundne elektron) på forma

$$\psi_a = \psi_{nlm}(r, \theta, \phi) = R_{ln}(r)Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.34)$$

$R_{ln}$  inneholder den radiale delen av eigenfunksjonen, medan den sfæriske funksjonen  $Y_{lm}$  gir den vinkelavhengige delen. Dei radiale funksjonane er sum av ledd på forma

$$R_{nl} = kr^a e^{br} \quad (2.35)$$

der  $k$  er ein skalar.  $a$  og  $b$  er funnet analytisk for bundne tilstander. I basisane tar eg med både eigentelege tilstander og meir tilfeldige tilstander som skal vere med å simulere dei frie elektrona. Den totale bølgefunktjonen er summen av bølgefunktjonane for dei ulike tilstandane, jamfør likning (2.16). Desse tilstandane skal danne eit ortogonalt sett. Eg løyser Schrödingerlikninga, og får

$$H\Psi = E\Psi \quad (2.36)$$

der

$$H = T_e + V_{Te} = -\frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} - \frac{Z}{r} \quad (2.37)$$

og finn dermed eigenverdiane (tilstandsenergiane) og dei ortogonale eigenvektorane til systemet. Eg må deretter normalisere eigenvektorane, og eg har eit ortogonalt sett eigenvektorar som er satt saman av basisfunksjonane,  $\psi_{nlm}$ .

Programmet *slater-diag.m* lager eit ortogonalt sett eigenvektorar og finn dei tilhøyrande eigenverdiane. Eg har også laga eit programm *basis2PSin.m* som nyttar *slater-diag.m* til å finne desse verdiane, samt skriv resultata til ei fil på forma som atomkollisjon simuleringsprogrammet *PSgate.f* treng.

### 2.2.3 Repetisjon av rekninger til Fritch og Lin ('83)

Eg har testa mine kollisjonsutrekninger med pseudotilstandar ved å reproduusere resultata til Fritch og Lin [Fr83]. Under følgjer dei ulike tilstandane dei nytta med tilstandsenergiar.

Namn	Energi	Namn	Energi
1s	-0,5000	2p	-0,1250
2s	-0,1250	3p	-0,0556
3s <sub>PS</sub>	-0,0556	#p <sub>PS</sub>	-0,0197
#s <sub>PS</sub>	-0,0108	PSe	0,1309
PSa	0,1390	PSf	0,8300
PSb	0,6204	PSg	4,4760
PSc	2,3561		
PSd	13,2471		

Tabell 2.1: Energiar som vert representert av basisen til Fritch og Lin i [Fr83].

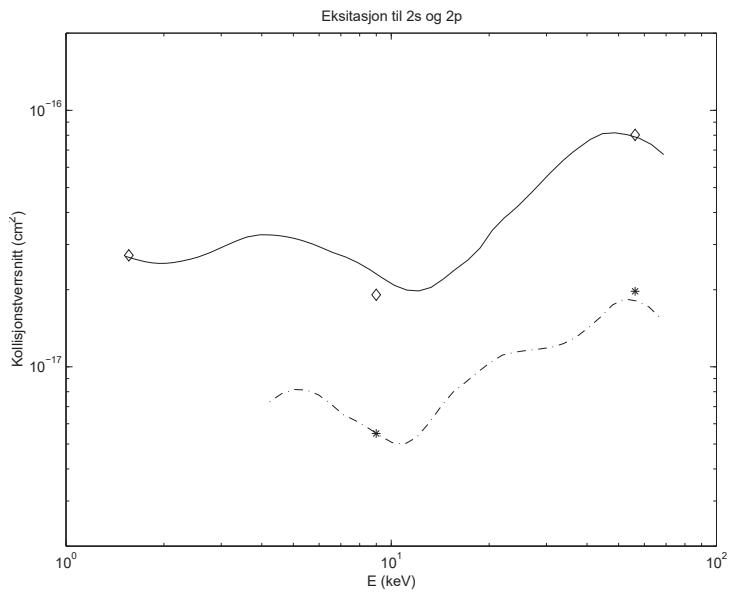
Fritch og Lin tok med dei analytiske eigenfunksjonane for dei to lavaste tilstandane. I tillegg er 3s-tilstanden representert ved ein pseudotilstand. Det samme er eit av dei høgare skala (merka med #) for begge dei angulære momenta ( $l = 0$  og  $l = 1$ ). Ioniserte ekektron er representert ved kanalane som har posistiv eigenengjeri.

Det er kun mogleg for meg å reproduuserre resultata fordi basisen er oppgitt som i [Fr83]. Eg gjengir derfor deira basis under. Basisane som også er del av den eksakte løysinga av einelektronproblem, er indikert med namn som identifiserar tilstanden dei representerer.

Tilstand	l	a	b	Tilstand	l	a	b
1s	0	0	-1	2p	1	1	-0,5
2s	0	0	-0,5	3p	1	1	-0,3333
2s	0	1	-0,5	3p	1	12	-0,3333
	0	2	-0,3333		1	1	-1,45
	0	0	-0,8		1	1	-2,24
	0	0	-1,25		1	1	-0,9
	0	0	-1,563				
	0	0	-2,441				

Tabell 2.2: Basis nytta av Fritch og Lin i [Fr83].  $l$  gir det angulære momentet, medan  $a$  og  $b$  gir parametrene til den radielle funksjonen i likning (2.35).

På neste side følgjer resultata av 2s- og 2p-eksitasjonstverrsnitta til Fritch & Lin saman med mine utrekninger med den samme basisen.



Figur 2.4: Eksitasjon til 2s og 2p. Teoretisk 2s: --- Fritch & Lin [Fr83], \* mine utrekninger. Teoretiske 2p: — Fritch & Lin [Fr83],  $\diamond$  mine utrekninger.

Eg ser at eg får omrent dei samme verdiane som Fritch og Lin fekk ved sine utrekninger. Eg slutter dermed at programmet som eg nytta, *PSgatc.f* reknar rett. Vidare slutter eg at programmet eg nytter til å lage innputtfila til *PSgatc.f* frå basisane, *basis2PSin.m* også er rett.

## 2.2.4 Min 30 tilstandsbasis, $n = 1$ til $n = 4$

Eg har laga ein større basis som representerar fleire bundne tilstander enn basisen frå [Fr83]. Eg ønsket å ha med alle tilstandar til og med  $n = 4$ . Skulle imidlertid alle dei bundne tilstandane vore representert eksakt, ville basisen blitt meget stor, og kollisjonssimuleringane hadde tatt for lang tid. Ved forsøk med ein slik basis, fekk i tillegg eigenenergiane til pseudotilstandane meget høge energiar, og skildra dermed ionisasjonen därlegt.

Ved hjelp av prøv og feil metoden klarte eg å finne ein basis som representerer eignetilstandane til dei bundne energiane godt, samtidig som eg fekk lave og realistiske positive eigenenergiar for pseudotilstandane.

Namn	Energi	Namn	Energi
1s	-0,5000	2p	-0,1250
2s <sub>PS</sub>	-0,1250	3p <sub>PS</sub>	-0,0555
3s <sub>PS</sub>	-0,0556	4p <sub>PS</sub>	-0,0312
4s <sub>PS</sub>	-0,0312	PSd	0,0315
PSa	0,0094	PSe	0,5196
PSb	0,0968	3d	-0,0556
PSc	0,5944	4d <sub>PS</sub>	-0,0307
		PSf	0,0316
		4f	-0,0313

Tabell 2.3: Energiar som vert representert av min basis.

Eg ser at kun dei lavaste tilstandane for kvart spinn er representert med dei eksakte eignetilstandane. Likevel stemmer eigenenergiane meget bra. Eg oppgir også basisen eg har nytta, slik at det er mogleg å reproduusere resultata.

Tilstand	l	a	b	Tilstand	l	a	b
1s	0	0	-1	2p	1	1	-0,5
4s	0	0	-0,25	4p	1	2	-0,25
4s	0	2	-0,25	4p	1	3	-0,25
4s	0	3	-0,25		1	2	-0,5
	0	1	-0,64		1	3	-2,1
	0	2	-0,49	3d	2	2	-0,3333
	0	3	-0,89		2	2	-0,25
					2	3	-0,4
				4f	3	3	-0,25

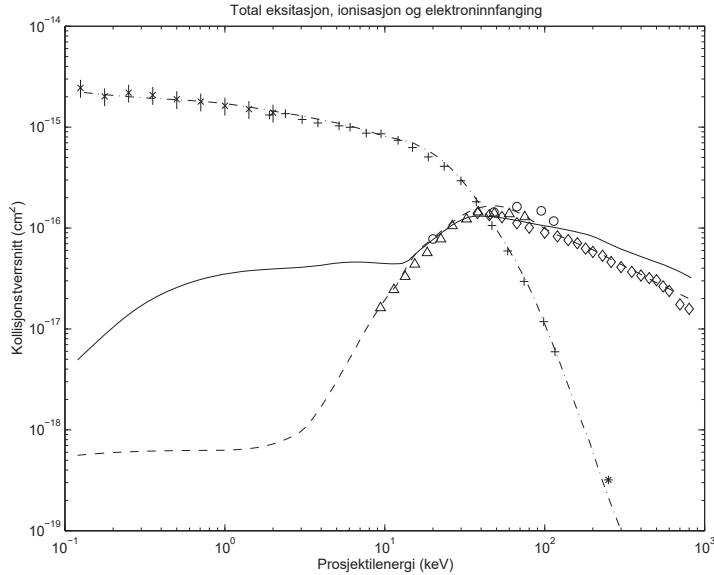
Tabell 2.4: Min 30 tilstand basis for tilstandar opptil  $n = 4$ .  $l$  gir det angulære momentet, medan  $a$  og  $b$  gir parametrene til den radielle funksjonen i likning (2.35).

Sjølv om eigenenergiane stemmer overeins med dei forventa energinivåa, treng imidlertid ikkje bølgefunktjonane vere korrekte, då eg ikkje har samanlikna den radielle funksjonen med den eigentlege. Dette må eg ha i tankane når eg analyserer resultata frå simuleringa.

## 2.2.5 Teoretiske og eksperimentelle resultat

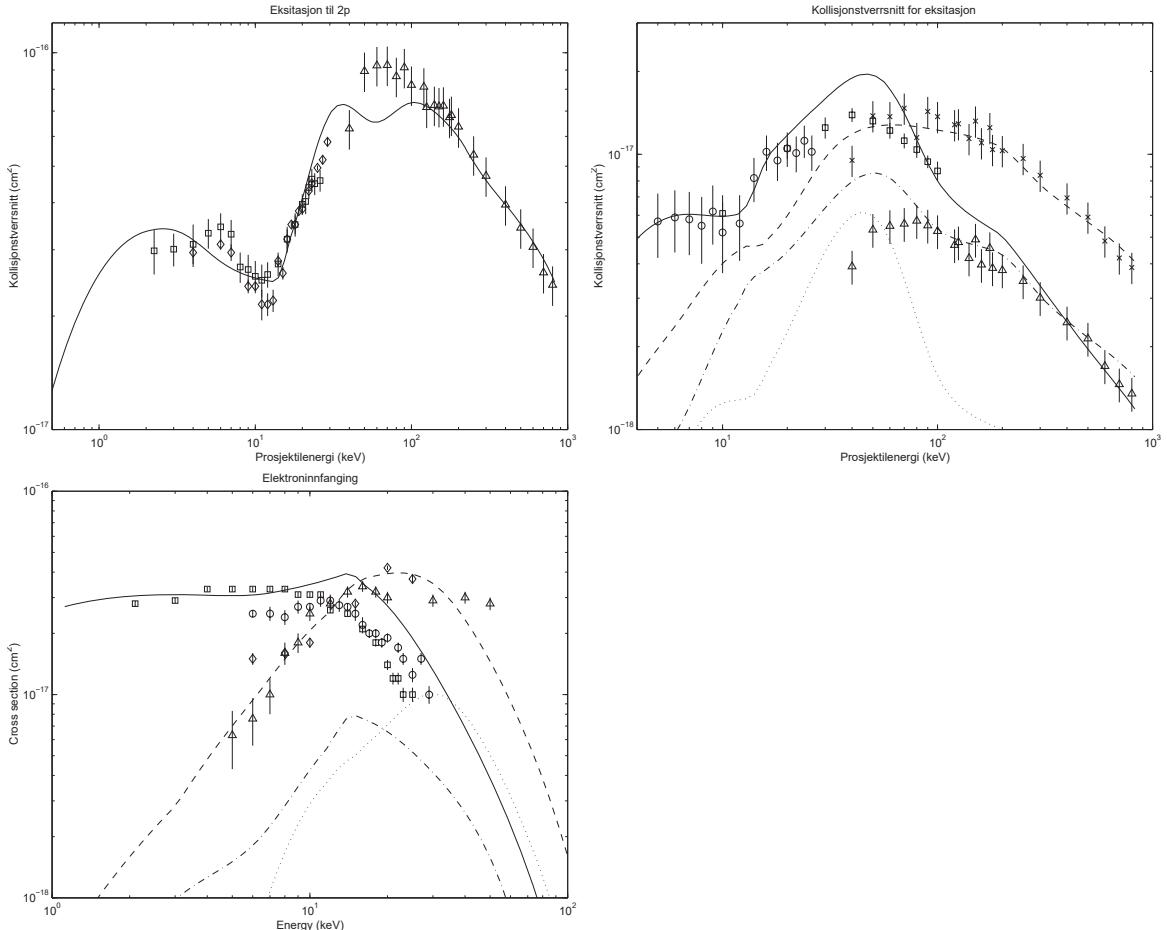
### Totale kollisjonstverrsnitt

Eg har funnet dei totale kollisjonstverrsnitta for eksitasjon, ionisasjon og elektroninnfanging ved å legge saman tverrsnitta for dei ulike kanalane under kvar av prosessane.



Figur 2.5: Totale kollisjonstverrsnitt for eksitasjon, ionisasjon og elektroninnfanging. Mine utrekninger: — eksitasjon, - - ionisasjon, - - - elektroninnfaging. Eksperimentelt: Eksitasjon: ingen. Ionisasjon:  $\triangle$  [Sh86],  $\circ$  [Ke95],  $\diamond$  [Sh81]. Elektroninnfanging:  $\times$  [Ge83],  $+$  [Mc66],  $*$  Uvissa i dei eksperimentelle verdiane er oppgitt til å vere mindre enn markørane eg har nytta der dei ikkje er teikna inn. [Hv82].

For eksitasjon er det ikkje publisert totale kollisjonstverrsnitt. Eg samanlikner i staden tverrsnitta for dei ulike eksitasjonane seinare. For ionisasjon samsvarer mine utrekninger godt med dei eksperimentelle i det meste av energiområdet som eg har eksperimentelle verdiar frå, og er godt innanfor avvika mellom dei forskjellige målingane. Det samme gjeld også for elektroninnfanging, og dei totale tverrsnitta har generelt meget bra samsvar med dei eksperimentelle.



Figur 2.6: Samanlikning av resultat frå mine utrekninger med eksperimentelle verdiar.

*Opp til venstre:* eksitasjon til 2p. Mine utrekninger: —. Eksperimentelt:  $\square$  [Mo73],  $\diamond$  [Ko74],  $\triangle$  [De94].

*Opp til høgre:* eksitasjon til 2s, 3s, 3p og 4p. Mine utrekninger: — 2s,  $\cdots$  3s, - - - 3p, --- 4p. Eksperimentelt 2s:  $\circ$  [Mo73],  $\square$  [Hi95]. Eksperimentelt 3p:  $\times$  [De94]. Eksperimentelt 4p:  $\triangle$  [De94].

*Nede til venstre:* elektroninnfanging til 2s, 3s, 2p og 3p. Mine utrekninger: - - - 2s, --- 3s, — 2p,  $\cdots$  3p. Eksperimentelt 2s:  $\triangle$  [Mo73],  $\diamond$  [Ch77]. Eksperimentelt 3s: ingen. Eksperimentelt 2p:  $\square$  [Mo73],  $\circ$  [Ko74]. Eksperimentelt 3p: ingen. Elektroninnfanging til 1s utgjer differansen mellom det totale kollisjonstverrsnittet for elektroninnfanging og dei ulike deltverrsnitta for prosessen som er gitt her. Eg vel å ikkje gi kollisjonstverrsnittet for 1s, då det dominerer prosessen så kraftig at det vert tilnerma lik det totale kollisjonstverrsnittet for elektroninnfanging i figur (2.5). Det finnast ikkje eksperimentelle verdiar for elektroninnfanging til 1s.

er tilnerma lik det totale tverrsnittet for elektroninnfanging i figur (2.5), og er ikkje gitt her.

Tverrsnittet for  $2p$ -eksitasjon er godt innanfor dei eksperimentelle verdiane for dei fleste prosjektilenergiene. For energiar i området 30 til 100 keV er imidlertid mine utrekna tverrsnitt for små. Ved samanlikning av dei andre tverrsnitta med eksperimentelle verdiar, ser eg at tverrsnittet for  $2s$ -eksitasjon er større enn dei eksperimentelle verdiane i det samme området. Dette kan skuldast at  $2s$ -tilstanden ikkje er eksakt nok skildra ved pseudotilstanden i basisen som eg har valgt. Den kan dermed ha fått ein del av elektrona som skulle vore i  $2p$ -tilstanden.

Tverrsnittet for eksitasjon til  $2s$  er omtalt over. Vidare finnast det eksperimentelle målinger av kollisjonstverrsnitt for eksitasjon til  $3p$ - og  $4p$  eksitasjon. Her er det også godt samsvar mellom mine utrekna verdiar og dei eksperimentelle for energiar over respektive 40 og 80 keV. Avviket for lavare energiar kjem truleg frå ein kombinasjon mellom at tilstandane er noko därlegt representert, og at uvissa for eksitasjon til dei høgare tilstandane med relativt små tverrsnitt vert meir følsom for feil i simuleringa.

For elektroninnfanging har eg funnet eksperimentelle resultat for innfanging til  $2p$  og  $2s$ , i tillegg til tverrsnitta for total elektroninnfanging. Det er imidlertid stort sprik i dei eksperimentell verdiane. Eg ser likevel at mine utrekna tverrsnitt for elektroninnfanging til  $2p$  er opptil 50% for høge for energiar over 10 keV. Tverrsnitta for elektroninnfanging til  $2s$  er imidlertid innanfor uvissa i dei eksperimentelle målingane.

Kollisjonstverrsnitt for eksitasjon til  $3s$  og elektroninnfanging til  $3s$  og  $3p$  er også vist for eventuelt seinare bruk. Desse tverrsnitta har imidlertid stor uvisse.

Generelt ser eg at mine utrekna kollisjonstverrsnitt stemmer godt overens med tilgjengelege eksperimentelle tverrsnitt. Det er imidlertid eit avvik på opptil 30% for eksitasjon til  $2s$  og  $2p$  for prosjektilenergiar kring 50 keV. Ved å velje ein basis der fleire av dei lavare tilstandane (i det minste  $2p$ ) er representert, kunne eg truleg oppnådd enda meir nøyaktige verdiar for kollisjonstverrsnitta.

## 2.3 Kollisjonstverrsnitt for nordlysfysikk

I nordlysfysikk er det særdeles nyttig å ha kjennskap til dei atomære kollisjonstverrsnitta for proton- og hydrogenkollisjonar med dei viktigaste gassane i atmosfæra. Gassane som truleg har mest å seie for nordlyset er  $O$ ,  $O_2$  og  $N_2$ . Dette er dei gassane som har høgast tettleik. I tillegg kan  $H$  ha noko å seie for spreiinga høgt oppe. Dette vert vurdert i kapittel (3.3.1).

### 2.3.1 $p$ og $H$ kollisjonar med $H$ og $N_2$

I dette kapitlet viser eg dei tilgjengelege kollisjonstverrsnitta for kollisjoner mellom  $p$  og  $H$ , og  $H$  og  $N_2$  for energiar mellom 100 eV og 900 keV. Eg har nytta eksperimentelle verdiar for kollisjonstverrsnitta der dei har vore tilgjengelege, og verdiar frå teoretiske utrekninger der eksperimentelle verdiar har mangla. Eg har samanlikna tilgjengelege kollisjonstverrsnitt, både eksperimentelle og teoretiske, og har nytta dei med samanfallande verdiar. For  $p - H$  kollisjonar har eg i hovudsak nytta mine utrekna kollisjonstverrsnitt som strekte seg over heile det interessante energiintervallet, men eg har tilnerma til dei eksperimentelle verdiane der avvika var store. For enkelte andre reaksjonar finnast det berre ein publisert artikkkel, og då har denne vorte nytta. For spesielt høge eller lave energiar, har eg ikkje alltid lukkast i å finne publiserte kollisjonstverrsnitt i det heile. For desse energiområdå har det vore naudsynt å nytte ekstrapolasjon, då kollisjonstverrsnitt for alle energiar i intervallet frå 100 eV til 900 keV er påkrevd for å køyre simuleringar av partiklar med energiar opp til 900 keV.

Den tapte kinetisk energien til prosjektillet,  $\Delta E_P$  er gitt ved kvar kollisjonskanal. Eksitasjonar som gir  $H\alpha$ -emisjon har spesiell interresse, og er samla i eit eige tverrsnitt.  $H\alpha$ -emisjon skuldast overgang frå  $n = 3$  til  $n = 2$ , og gir emisjon av synlegt lys med energitapet  $\Delta E_P = 1.89$  eV. Kollisjonstverrsnittet for  $H\alpha$ -emisjon er gitt ved

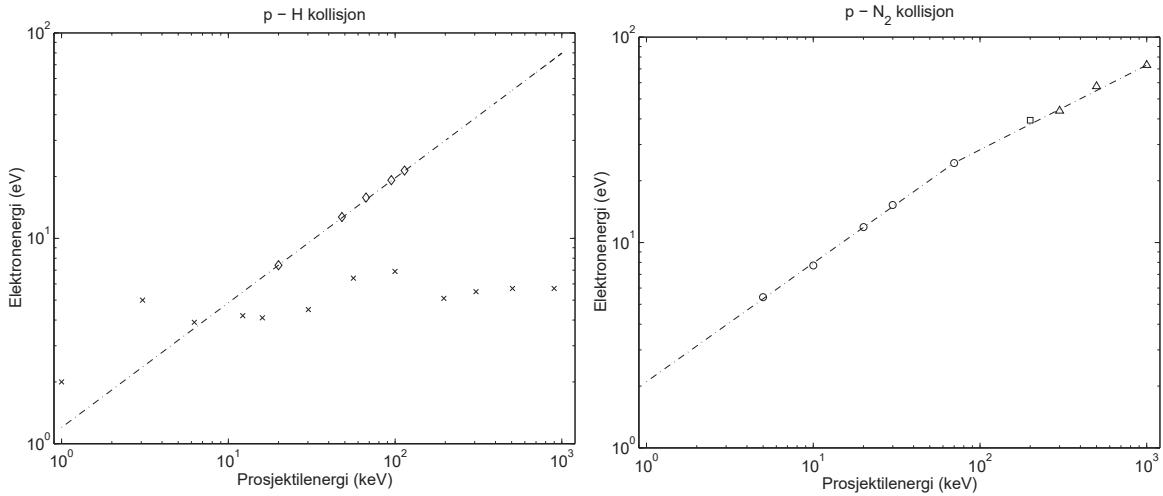
$$\sigma_{H\alpha} = \sigma_{3s} + 0.12\sigma_{3p} + \sigma_{3d} \quad (2.38)$$

jamfør [De94]. Grunnen til at kun deler av  $\sigma_{3p}$  er med, skuldast at dei fleste elektrona i 3p deeksiterast direkte til 1s.

Alle eksitasjonar med unntak av eksitasjonar som gir  $H\alpha$ -emisjon er samla i eitt tverrsnitt for kvar kjerne. Dette er gjort for å bedre oversynet, og forenkle simuleringsprogrammet ein del, då det er ein prototyp. Den oppgitte tapte prosjektilenergien,  $\Delta E_P$  vil her vere ein middelverdi, satt saman av tverrsnitta for eksitasjon til dei ulike energiane vekta med dei respektive eksitasjonsenergiane. Middelverdien er oppgitt i figurteksten.

Ved elektronovergang taper prosjektillet ein energi lik differansen mellom den nye og den gamle bindingsenergien. I tillegg kjem rørslemengda til elektronet.

Ved ionisasjon får elektronet ein kinetisk energi frå prosjektillet i tillegg til ionisasjonsenergien. Storleiken til denne er funnet i eksperimentelle målinger av  $p - H$  og  $p - N_2$  kollisjonar. Desse er gjengitt i figur (2.7). Eg ser at energiane funnet frå simuleringane med pseudotilstandar for  $p - H$  kollisjoar ikkje stemmer overens med dei eksperimentelle verdiane. Dette skuldast at tilstandane som skildrar dei frie elektrona ikkje gjer dette tilstrekleg godt, jamfør diskusjonen i kapittel (2.2.2). Ved å multiplisere pseudotilstandsenergiane (i au) i tabell (2.3) med 27,2 eV/au finn eg at dei høgaste energiane eg har med er 16,0 eV for s-basisen, og 14,1 eV for



Figur 2.7: Gjennomsnittleg kinetisk energi til dei ioniserte elektrona.

Til venstre:  $p - H$  kollisjon. Mine utrekninger:  $\times$  30 tilstander på kvart senter. Eksperimentelt:  $\diamond$  [Ke95]. Nyttar verdiar i simuleringa: --- ekstrapolasjon gjennom dei eksperimentelle verdiane.

Til høgre:  $p - N_2$  kollisjon. Eksperimentelt:  $\circ$  [Ru79],  $\square$  [Ru71],  $\triangle$  [To70].

Nyttar verdiar i simuleringa: --- ekstrapolasjon gjennom dei eksperimentelle verdiane.

p-basisen. Elektron med høgare energi blir dermed representert av ein kanal med maksimalt desse energiane, og dei gjennomsnittlege energiane til dei ioniserte elektrona vert for lave.

All kinetisk energi til elektronet ved  $p - H$  kollisjonar kjem frå prosjektilet. Energitapet til prosjektilet blir dermed ionisasjonsenergien pluss den kinetiske energien til elektronet.

For  $H - H$  kollisjon har eg ikkje funnet eksperimentelle målinger av elektronenergien. Eg vel å gå ut frå at det blir samme tapte energi frå prosjektilet ved ionisasjon av målet som i  $p - H$  kollisjonar.

Ved ionisasjon av prosjektilet er det nærliggjande å anta at den kinetiske energien relativ til prosjektilet kjem frå målet. Prosjektilet får dermed ikkje noko energitap utan sjølv ioniseringsenergien ved ionisasjon av prosjektilet. Ved utprøving av denne antakinga i stopprekninger (kapittel (4.1.1)), ser eg imidlertid at stoppetverrsnittet vart for lite til eksperimentelle verdiar. Dette kjem spesielt fram for kollisjonar med  $N_2$ , der eg har dei mest nøyaktige eksperimentelle resultata. Vel eg derimot den samme tapte energien ved ionisasjon av prosjektilet som ved ionisasjon av målet, kjem dei simulerte verdiane for stoppetverrsnitt nermare dei eksperimentelle verdiane. Det kan vere korrekt å trekke frå ein slik energi, då prosjektilkjerna for eksempel kan verte utsatt for krefter frå det elektriskefeltet frå målet.

Eg antar også at energitapet ved ionisasjon av prosjektilet i  $H - N_2$  kollisjon er like stort som ved  $H - H$  kollisjon, då det ikkje finnast eksperimentelle målinger her heller.

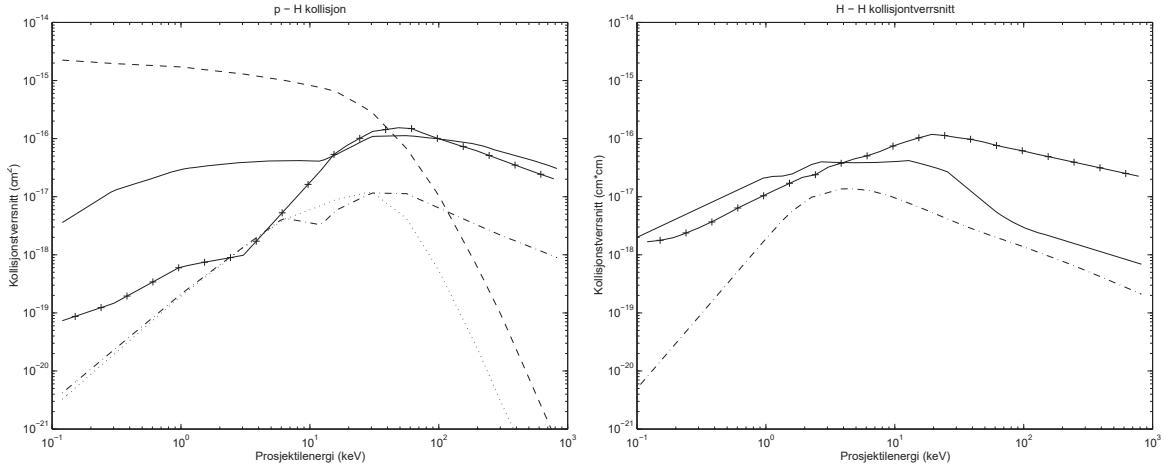
Eg har valgt å sjå bort frå tverrsnitt som gir elektroninnfanging til hydrogenatomet, og andre tverrsnitt som gir negative ioner. Desse er imidlertid meget små, og gjer seg gjeldande kun ved dei lavaste energiane. For  $H - H$  kollisjonar er kollisjonstverrsnittet for elektroninnfanging berre 1/20 av tverrsnittet for ionisasjon allereie ved 800 eV. For lavare energiar avtar begge tverrsnitta, og er omtrent like kring 100 eV [Ge87].

Vidare har eg gått ut frå at alle emisjoner skjer umiddelbart, og dermed alltid før neste

kollisjon, slik at eg kun har kollisjonar mellom partiklar i grunntilstanden.

Eg reknar med at alle tverrsnitta har ein feilmargin på mindre enn 10%, men feilen kan vere noko større for dei lavaste energiane.

## $p - H$ og $H - H$ kollisjonstverrsnitt



Figur 2.8: Kollisjonstverrsnitt for  $p - H$  og  $H - H$  kollisjonar.

Til venstre,  $p - H$  kollisjon: — eksitasjon av målet som ikkje gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E = 9,0 \text{ eV}$ ), --- eksitasjon av målet som gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E = 1,9 \text{ eV}$ ), -+-+ ionisasjon av målet ( $\Delta E = 13,6 \text{ eV}$ ), - - - elektroninnfangning som ikkje gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E = 12,4 \text{ eV}$ ), ····· elektroninnfangning som gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E_P = 1,9 \text{ eV}$ ). Til høgre,  $H - H$  kollisjon: — eksitasjon av mål eller prosjektil som ikkje gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E = 10,2 \text{ eV}$ ), --- eksitasjon av mål eller prosjektil som gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E = 1,9 \text{ eV}$ ), -+-+ ionisasjon av mål eller prosjektil ( $\Delta E = 13,6 \text{ eV}$ ). Tala i parentes gir forskjellen mellom bindingsenergien til elektronet etter og før reaksjonen.

Figur (2.8) viser kollisjonstverrsnitta ved kollisjonar mellom  $p$  eller  $H$  med  $H$ .

Kollisjonstverrsnitta frå  $p - H$  kollisjon er i hovudsak frå eigne rekninger. Det totale tverrsnittet for eksitasjon stemmer godt overeins eit tverrsnitt satt saman av dei ulike tverrsnitta for eksitasjon frå dei eksperimentelle verdiane i figur(2.6). Tverrsnitta for ionisasjon og elektroninnfangning stemmer også godt med tverrsnitt frå respektive [Sh81], [Mc66], [Hv82] og [Sh86], [Ge87], [Ke95], vist i figur (2.5). Tverrsnitta for  $H\alpha$ -emisjon ved  $p-H$  er mellom dei publiserte i [Do90] og [De94], og godt innanfor uvissa for begge eksperimenta.

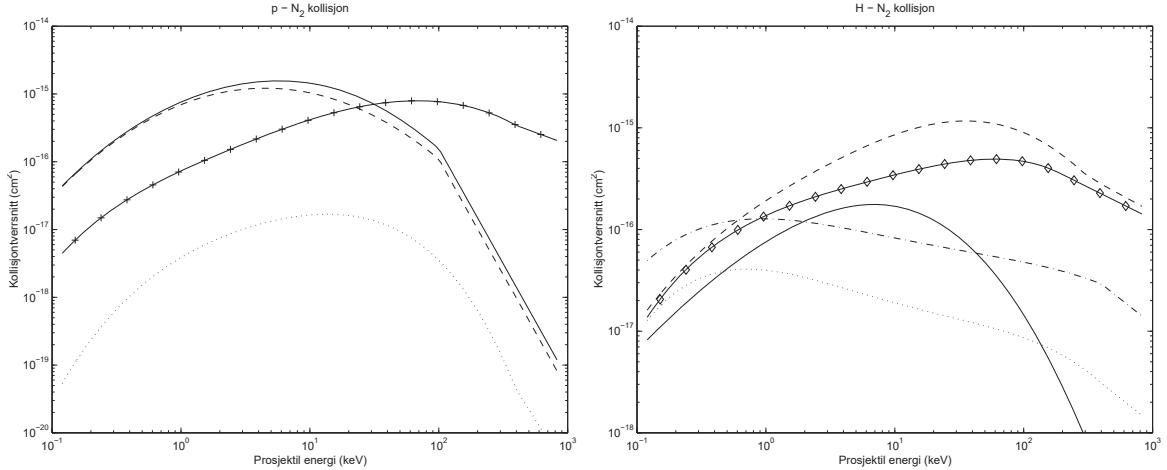
For  $H + H$  kollisjonar har eg satt  $\sigma_{eks} \approx \sigma_{2s} + \sigma_{2p}$ . Tverrsnitta for eksitasjon til 2s og 2p er eksperimentelle verdiar tatt frå [Mo74] og [Mo80] for energiar opp til respektive 26 keV og 92 keV. Desse stemmer godt overeins med utrekna verdiar i [Sh89], spesielt for energiar over kring 10 keV. Tverrsnitta frå [Sh89] har derfor vorte nytta for dei høgare energiane.

Eg har ikkje funnet eksperimentelle målinger av  $H\alpha$ -emisjon ved  $H - H$  kollisjonar. Eg har derfor nytta utrekna verdiar av tverrsnitta frå [Mc89].

For kollisjonstverrsnittet for ionisasjon har har eg funnet tre måleserier [Mc68], [Hi79] og [Ge87]. Desse fell saman for energiar ned til 2 keV. For lavare energiar er det imidlertid store avvik. Eg vel å stole mest på den nyaste målinga [Ge87]. Det er også kun denne som har resultat for prosjektilenergiar heilt ned mot 0,1 keV.

Tverrsnitta har ei uvisse på kring 10%.

## $p + N_2$ og $H + N_2$ kollisjonstverrsnitt



Figur 2.9: Kollisjonstverrsnitt for  $p - N_2$  og  $H - N_2$  kollisjonar [Ko91] og [Ko92].

Til venstre,  $p - N_2$  kollisjon: — eksitasjon av  $N_2$  ( $\Delta E_P = 8, 7 \text{ eV}$ ), -+- ionisasjon av  $N_2$  ( $\Delta E_P = 15, 6 \text{ eV}$ ), - - - elektroninnfanging som ikkje gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E_P = 2, 2 \text{ eV}$ ), .... elektroninnfanging som gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E_P = 1, 9 \text{ eV}$ ).

Til høgre,  $H - N_2$  kollisjon: — eksitasjon av  $N_2$  ( $\Delta E_P = 8, 7 \text{ eV}$ ), - - - ionisasjon av  $N_2$  ( $\Delta E_P = 15, 6 \text{ eV}$ ), --- eksitasjon av  $H$  som ikkje gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E_P = 10, 2 \text{ eV}$ ), .... eksitasjon av  $H$  som gir  $H\alpha$ -emisjon ( $\Delta E_P = 1, 9 \text{ eV}$ ), — ionisasjon av  $H$  ( $\Delta E_P = 13, 6 \text{ eV}$ ).

Tala i parentes gir forskjellen mellom bindingsenergien til elektronet etter og før reaksjonen.

Figur (2.9) viser kollisjonstverrsnitta ved kollisjonar mellom  $p$  eller  $H$  med  $N_2$ .

Tverrsnitta er i sin heilheit tatt frå [Ko91] og [Ko92]. Tverrsnitta er satt saman av dei siste eksperimentelle målingane, og stemmer godt overeins med eksperimentelle verdiar publisert i [Mc69], [Bi71], [Va83], [Yo86] og [As91] for både  $p - N_2$  og  $H - N_2$  kollisjonar, samt [Ru83] og [Ga90] for  $p - N_2$  for energiintervalla og tverrsnitta dei gir.

Tverrsnitta har ei uvisse på kring 10%.

### 2.3.2 $p$ og $H$ kollisjonar med $O_2$ og $O$

For  $p$  og  $H$  kollisjonar med med  $O_2$  indikerar [Ru83] og [Yo86] at kollisjonstverrsnitta vert omrent som ved kollisjonar med  $N_2$ . I [An77] ser eg også at stoppetverrsnittet ved  $p - O_2$  kollisjon er tilnærra likt stoppetverrsnittet for  $p - N_2$  kollisjon.

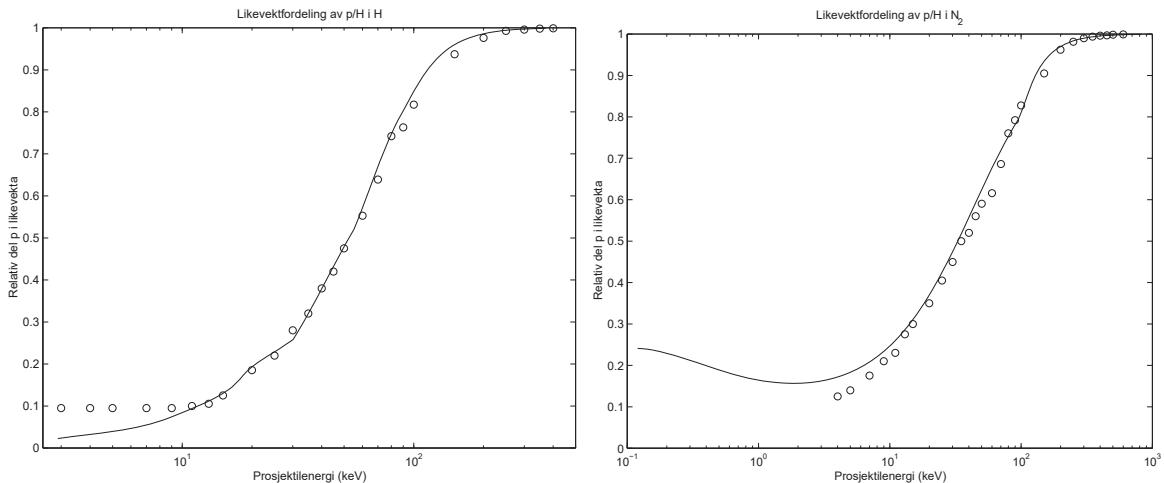
For  $p$  og  $H$  kollisjonar med atomært oksygen,  $O$ , har eg ikkje funne noko publisert kollisjonstverrsnitt. Eg samanlikna derfor  $p + H$  og  $p + H_2$  kollisjonstverrsnitt for å finne ein rimeleg faktor mellom kollisjontverrsnitt for atomære og toatomige, molekulære mål. Frå [Ke95] fann eg  $\frac{\sigma_a}{\sigma_m} \approx 0, 6$  for kollisjonstverrsnitt for ionisasjon i energiområdet 20-200 keV. Frå figur (2.9) ser eg at det er ionisasjonen som dominerer i dette energiområdet. Faktoren er derfor truleg også representativ for det totale kollisjonstverrsnittet.

### 2.3.3 Likevektfordeling

I tolkinga av resultata frå nordlyssimuleringane viser det seg å vere meget nyttigt å kjenne likevektfordelinga av lada og nøytral del til prosjektila i atmosfæra. Då denne fordelinga kun bygger på dei atomære kollisjonstverrsnitta for ionisasjon og elektroninnfanging, vert det naturleg å presentere dei her. Fordelinga er gitt ved

$$f_1 = \frac{\sigma_{01}}{\sigma_{01} + \sigma_{10}} \quad (2.39)$$

der  $f_1$  er den relative, lada delen,  $\sigma_{01}$  er kollisjonstverrsnittet for ionisasjon, medan  $\sigma_{10}$  er kollisjonstverrsnittet for nøytralisering av prosjektilet. Under vert likevektfordelinga frå tverrsnitta eg har nytta samanlikna med dei som vart funne av Allison [Al58]. Eg har nytta tverrsnitta gjengitt i figur (2.8) for  $p/H$  i  $H$ . For  $p/H$  i  $N_2$  har eg nytta tverrsnitta til Kozelov og Yorova [Ko91] og [Ko92], gjengitt i figur(2.9).



Figur 2.10: *Til venstre:* Likevektfordeling av  $p/H$  i  $H$ -gass. Eksperimentelt: o Allison [Al58] for  $H_2$  gass, — interpolering frå tverrsnitta i figur(2.8).

*Til høgre:* Likevektfordeling av  $p/H$  i  $N_2$ -gass. Eksperimentelt: o Allison [Al58], — interpolering frå tverrsnitta frå [Ko92].

Kollisonstverrsnitta som Allison har funnet og rekna ut likevektfordelinga frå, skal ikkje avvike meir enn kring 10% frå tidlegare målte kollisjonstverrsnitt. Dersom dette er uvissa, skal uvissa i den relative delen av komponentane då ikkje vere meir enn kring 0,03 i absoluttverdi.

Det er meget godt samsvar mellom likevektsfunksjonane frå dei tverrsnitta som eg har nytta, og dei som var funnet av Allison [Al58]. For prosjektilenergiar under 10 keV er det likevel eit avvik mellom Allison sine verdiar og mine verdiar. Allison sine målinger for stoppetverrsnittet i hydrogen skjedde i  $H_2$ , og det kan gi ei anna likevektfordeling enn i  $H$ . Eg ser imidlertid at avviket også er til stede i  $N_2$ , så det er truleg at hans tidlege målinger er litt unøyaktige for dei lavaste energiane.

## 2.4 Oppsummering

I dette kapitlet har eg sett på atomkollisjonar mellom proton og hydrogen og gassane i atmosfæra. Desse er naudsynte for å kunne utføre simuleringar av nordlys seinare i oppgåva. Eg har sett på ein metode for utrekning av slike tverrsnitt, og nytta eit eksisterande program til å rekne ut tverrsnitta for  $p - H$  kollisjonar. Tverrsnitta har vorte samanlikna med eksperimentelle verdiar der det har vore tilgjengelege verdiar. Tilsvarande kollisjonstverrsnitt for andre sentrale atomkollisjoner innan nordlysfysikk har vorte funnet og kartlagt gjennom omfattande litteraturstudier. Der eg ikkje har kunnet finne dei naudsynte kollisjonstverrsnitta som for  $p/H - O$  kollisjonar, har eg gjort greie for tilnermingane eg har nytta. Eg har vidare spesielt sett på kor stort energitapet blir ved dei ulike kollisjonane. Dette har bydd på ein del problem kring ionisasjon, då den kinetiske energien til ioniserte elektron ikkje har vore kjent for alle kollisjonane. Eg har også funnet kollisjonstverrsnitta for  $H\alpha$ -emisjonar for dei ulike kollisjonane. Til slutt har eg gitt likevektfordelinga av  $p/H$  i gassane  $H$  og  $N_2$ .

# Kapittel 3

## Nordlys

Nordlyset er lys emittert frå eksitere partiklar i atmosfæra. Nordlysemisjonane skjer i hovudsak kring rundt 100-130 km høgde ved  $60^\circ$  til  $75^\circ$  breidde på nattsida av jorda. Nordlyset er lys frå eksitere atom og molekyl i atmosfæra. Desse vert eksitert ved kollisjoner mellom partiklar som kjem inn i atmosfæra med energi typisk i området frå 0,1 til 100 keV, og atmosfærepartiklar. Dei innfallande partiklane er elektrisk lada. Mest vanleg er elektron og proton, men av og til inneholder partikelstraumen ein del tyngre partiklar.

Med rakter og satellitter kan ein gjere direkte målinger av partikelstraumane med energi- og retningfordeling. Desse målingane har imidlertid sterke avgrensinger både i rom og i tid. Bakkeobservasjoner av emisjonslinjer i nordlyset er derfor fortsatt ei viktig kilde til ny viten om nordlys og nordlysdynamikken.

I resten av oppgåva ser eg på proton som kjem inn i atmosfæra i 1000 km høgde. 1000 km er valgt fordi det er godt over den delen av atmosfæra der vi har partikelkollisjonar.

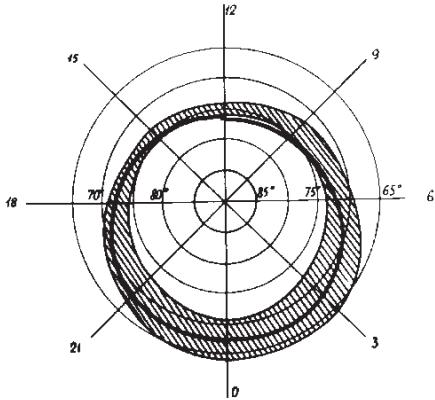
Eg skildrar rørsla til partiklane og den romlege fordelinga av emisjonen frå ei av hydrogenlinjene,  $H\alpha$  (*Balmer α*), som kjem frå emisjon ved overgang frå  $n=3$  til  $n=2$  i hydrogenatomet. Ved samtidig kartleggjing av emisjon og partikelrørslle, vil ein lettare forstå samanhengane mellom det observerte nordlyset og partikkeldynamikken som ligg bak. I tillegg kan ein med gode simuleringer oppdage nye karakterar i spreiainga av partiklar og den romlege fordelinga av partiklane og emisjonen.

### 3.1 Nordlys og nordlysutbrudd

Nordlys kan forekomme i eit utall av formasjoner, og i fleire fargar. Fargane kjem frå ulike emisjonslinjer som dominerer ved ulike prosjektilenergiar. Då partiklar med lav energi ikkje trengjer så langt ned som partiklar med høgare energi, varierer fargen til nordlyset med kor høgt oppe det er.

Nordlys er vanlegast innan eit avgrensa område kring kvar polkalott. Dette området med nordlyaktivitet vert kalla nordlysovalen på grunn av den ovale utbreiinga. Figur(3.1) viser typisk utbreiing for nordlysovalen.

Området roterer ikkje med jorda, men er fast i høve til sol-jord systemet. Jorda vil dermed



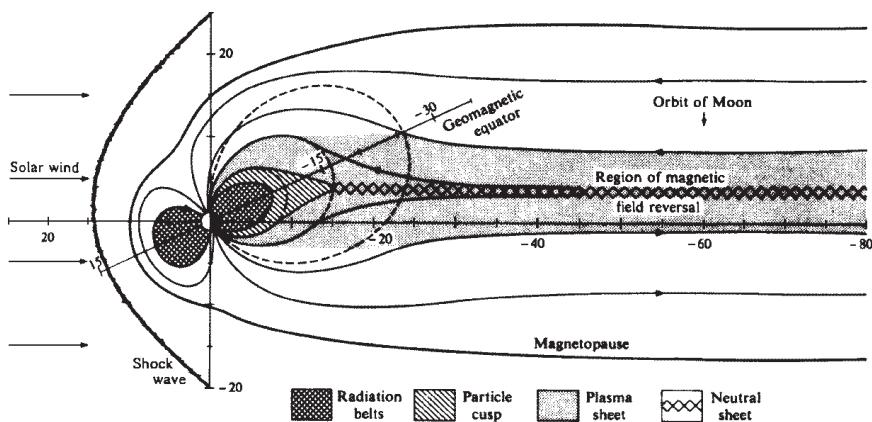
Figur 3.1: Nordlysovalen (full linje) og belte omkring denne med utbreiinga til nordlyset. Lokaltid er indikert i ytterkant av figuren. Sola er følgjeleg i retning langs strålen som viser kl 12. Figuren er henta frå [Fe66].

rotere under nordlysovalen, og nordlyset vil kunne nå lengst sør kring lokal midnatt.

Sidan dei innkomande partiklane er lada, vil dei verte utsatt for ei magnetkraft normalt på magnetfeltet til jorda. Partiklane vil dermed spiralere rundt magnetfeltlinjene ned mot atmosfæra.

Nordlysaktiviteten varierer med solaktivitetens mellom anna bestemmer farten og tettleiken til partiklane i solvinden. I perioder med stor solaktivitet, vert det hyppigare og kraftigare nordlys enn i rolegare perioder. Store variasjoner i solaktivitetens gir nordlyssubstormer som er serdeles aktive perioder. Desse varer typisk i 0,5 til 3 timer.

Med stor solaktivitet får vi bygd opp energi i partiklane og i det magnetiske halefeltet (sjå figur (3.2)). Dette området blir ustabilt, og feltet vil bryte saman, slik at partiklane vert frakta inn mot jorda. Vi vil då få injeksjon av partiklar frå haleområdet og inn mot jorda. Desse partiklane vert deretter frakta med feltlinjene og ned i nordlysovalen.



Figur 3.2: Det magnetiske feltet kring jorda med informasjon om partikeloppsamlinger. Strålingsbeltet er området med magnetisk bundne lada partiklar (kapittel (3.2)). Vi legg spesielt merke til plasmasjiktet (plasma sheet) i den magnetiske halen. Figuren er henta frå [Ro70].

Vi ser spesielt at det er samla partiklar i den geomagnetiske halen til jorda. Partikkelpopulasjonen i halen vert opprettholdt av partiklar frå solvinden og av lada partiklar frå den øvre atmosfæra.

På dagsida kjem nordlyset frå partiklar som kjem langs åpne feltlinjer som er knytt saman med det interplanetare magnetfeltet. Desse partiklane har lavare energiar, typisk nokre hundre eV, og vil gi nordlys høgare oppe, og dermed med andre farger enn nordlyset på nattsida.

Partikkelinjeksjonane vert ofte tilnerma like over ei større strekning aust-vest, då magnetfeltet ikkje varierer vesenteleg. Det kan imidlertid oppstå lokale variasjoner som kan gi utslag i for eksempel buktede tepper av nordlys på himmelen. Utstrekninga nord-sør varierer med tjukka på laget som partiklane vart injisert i.

Meir om nordlysfysikk i [Ro70] og [Ai85].

### 3.1.1 Elektronnordlys og protonnordlys

Nordlys danna ved injeksjon av elektron kallast elektronnordlys, medan nordlys danna av proton kallast protonnordlys. Ved elektronnordlys kan vi i hovedsak ha eksitasjon eller ionisasjon av atom og molekyl. Nøytralisering ved at elektrona bind seg til atom i atmosfæra vil ikkje kunne skje før elektrona nesten har stoppa opp, fordi atoma er så tunge i forhald til elektrona. Elektrona vil følgje magnetfeltlinjene nedover, og vil danne lokale stripar av eksiterte atom som sender ut lys. Elektrona vil kolidere og skifte retning ofte, men då gyrasjonsradien er berre på nokre meter (jamfør tabell (3.1) i kapittel (3.2.4)), vil dei vere samla nær dei initielle feltlinjene. Dei magnetiske tilhøva er ofte tilnerma like i aust-vest retning, og vi får partikkelpresipitasjon over ei stor strekning aust-vest. Vi ser derfor elektronnordlysemisjonane som tynne tepper som i aust-vest retning strekker seg oppover langs magnetfeltlinjene.



Figur 3.3: Teppe av elektronnordlys. Den vertikale utbreiinga viser imidlertid därleg på grunn av den lave lysstyrka.

Protonnordlys kan skiljast frå elektronnordlys ved at protonnordlyset vert meir smurt utover enn elektronnordlys. Ved protonnordlys kan vi i tillegg til eksitasjon og ionisasjon av

atmosfærepartiklar også ha elektronovergang til protonet. Vi vil då kunne få energetiske hydrogenatom. Dei nøytrale atoma vil ikkje verte påverka av det jordmagnetiske feltet (eg ser bort frå det svake elektriske dipolmomentet som eksitere atom kan ha). Dei nøytrale partiklane vil dermed gå i rett linje med tilnerma samme fart som protonet hadde før kollosjonen. Vi kan vidare ha eksitasjonar av hydrogenatomet før det vert ionisert. Som proton vil partikkelen følgje ei ny magnetfeltlinje. Emisjon frå protonnedbør vert smurt meir utover enn dei fine ”teppa” vi får ved elektronnedbør, og kan gjere himmelen raudglødande.



Figur 3.4: Raudt nordlys diffuse kanter og stor utbreiing, og dermed truleg protonnordlys.

Protonnordlys kan i tillegg skiljast frå elektronnordlys ved at protonemisjonslinjene er dopplerforskjøvet. Dopplerforskyvinga skuldast at partiklane som sender ut lys har ein fartskomponent mot eller frå observatøren. Dette er tilfelle for nøytraliserde partiklar(hydrogen) frå protonnedbøren. Inngåande studier av Dopplerforskyvinfa finn ein mellom anna i [Sø94].

## 3.2 Partikkeldynamikk

I dette kapitlet tar eg for meg den grunnleggjande dynamikken til partiklar i det jordmagnetiske feltet. Forståing for denne dynamikken er grunnleggjande for å forstå transporten av partiklar i atmosfæra, og korleis denne påverker form og utbreiing av nordlyset.

### 3.2.1 Krefter på lada partiklar i atmosfæra

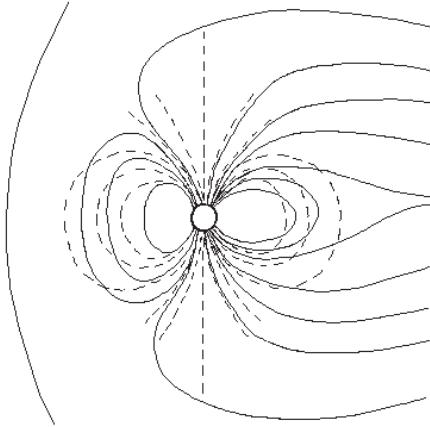
Energetiske lada partiklar i atmosfæra vert styrt av Lorentz-krafta  $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$ , mellom to kollisjoner. Tyngdekrafta gir eit mykje mindre bidrag enn Lorenz-krafta. Det elektriske feltet ved høgare breiddgrader vert i hovedsak sett opp av raske endringer i det magnetiske feltet. Endringane skuldast variasjonar i det påtrykte feltet frå sola. Faradays lov på differentiell form gir då

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

Ved partikkelnedbør vert i tillegg danna eit felt mot retninga av straumen frå dei innfallande partiklane. Dette feltet blir imidlertid stort sett kansellert då ledningsevna langs magnetfeltet normalt er svært stor. Lada partiklar i bakgrunnplasmaet (ioner med lav kinetisk energi)

vil raskt verte leda langs magnetfeltlinjene og dermed oppheve feltet. Eg vel å sjå bort frå krafta frå det elektriske feltet, då dette vil forenkle simuleringa kraftig utan å gi vesentelege feil.

Det geomagnetiske feltet kan med god tilnerming skildrast ved eit dipolfelt for avstander opptil nokre jordradier. Dipolen plasserast i vår tilnerming i jordsenteret. Den magnetiske sørpolen vert ved  $78,5^{\circ}\text{N}$   $291,0^{\circ}\text{A}$ , og fell dermed ikkje saman med dei geografiske polpunktta. Feltet vil vere sterkest nær skjeringa med jordoverflata, og svakast ved ekvator.



Figur 3.5: Dipolfeltet innteikna saman med det reelle feltet. - - - dipolfeltet, — det reelle feltet. Frå [Ai85]

Styrka til magnetfeltet er då gitt ved

$$B(h, \lambda) = B_e \left( \frac{Re}{h + Re} \right)^3 \left( 1 + 3\sin^2(\lambda) \right)^{1/2} \quad (3.2)$$

der  $B_e \approx 3,1 \cdot 10^{-5}\text{T}$  er magnetfeltstyrka på jordoverflata ved ekvator,  $Re$  er jordradien,  $h$  er høgda over bakken og  $\lambda$  er magnetisk breidde [Eg73]. Dersom  $\lambda$  endrar seg lite over eit gitt område, kan uttrykket forenklast, og vi får

$$B(h) = B_0 \left( \frac{Re}{h + Re} \right)^3 \quad (3.3)$$

der  $B_0$  er magnetfeltstyrka ved bakken for den gitte magnetiske breiddgraden.

### 3.2.2 Adiabatiske invariantar

Generelt er rørsla til dei lada partiklane slik at moment og energi kan verte overført mellom ulike partiklar, og mellom partiklane og felta som påverkar rørsla deira. Derfor er det ikkje alltid mogleg å finne storleikar som ikkje varierar med rørsla. Under visse tilhøve er imidlertid energi- og momentoverføringane meget små og vi kan finne storleikar som vert bortimot uendra med rørsla til partikkelen. Desse storleikane vert kalla adiabatiske invariantar.

For kvar av dei kvasi-periodiske rørslene, finnast det ein adiabatisk invariant som er knyttta til Hamilton-Jacobi rørslevariabelen:

$$J_i = \oint \left[ \mathbf{P} + \frac{q}{c} \mathbf{A} \right] dl \quad (3.4)$$

Her er  $\mathbf{P}$  rørslelengda til partikkelen, og  $\mathbf{A}$  er det magnetiske vektorpotensialet (gitt ved  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ) [Ai85]. Integrasjonen vert gjort over partikkelen si bane for gyrasjon, spegling eller drift (for respektivt  $i=1, 2$  eller  $3$ ). Dersom partikkelen si bane over desse rørlene er lukka, vil  $J_i$  vere absolutt konservert. Endelege små og midlertidige endringer i  $\mathbf{B}$  hindrar perfekt lukking, og dermed er  $J_i$  i beste fall *tilnerma* konstant.

Første adiabatiske invariant finn vi ved å gjere integralet i likning (3.4) over partikkelen si gyrasjonsrørsle, eller meir eksakt over bana til partikkelen projisert ned på eit plan normalt på  $\mathbf{B}$ . Vi finn då den første adiabatiske invarianten,  $\mu$ :

$$\mu = J_1 = \frac{E_k \sin^2 \alpha}{B} \quad (3.5)$$

Pitchvinkelen,  $\alpha$  er vinkelen mellom  $\mathbf{v}$  og  $\mathbf{B}$ .

Dersom dei romlege variasjonane til  $\mathbf{B}$ -feltet er mykje mindre enn gyrasjonsradien til partikkelen, og tidsvariasjonane til  $\mathbf{B}$ -feltet har mykje lengre periode enn gyrasjonsperioda til partikkelen, kan vi sjå på  $\mu$  som konstant.

2. og 3. adiabariske invariant er med på å skildre den ekvatorielle drifta til partiklane. Denne vert det skildra kort seinare.

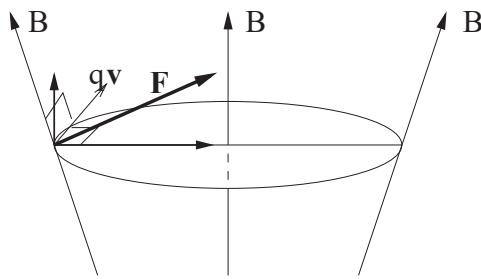
### 3.2.3 Rørsla til energetiske lada partiklar

Energetiske lada partiklar i atmosfæra vil mellom to kollisjoner i hovedsak vere styrt av det magnetiske feltet, jamfør kapittel (3.2.1), og vil følgje rørslelikninga

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.6)$$

Krafta som verkar på partikkelen står normalt på fartsvektoren, og det vert ikkje utført noko arbeid på partikkelen. Partikkelen si rørslelengd,  $W = \frac{1}{2}mv^2$  er derfor konstant.

Vi kan dekomponere krafta på partikkelen i ein komponent normalt på magnetfeltet, og ein komponent parallellt med magnetfeltet som i figur (3.6).



Figur 3.6: Krafta frå det konvergerande magnetiske feltet kan dekomponerast i ein komponenet normalt på senterlinja, og ein komponenet parallellt med linja.

Normalkomponenten gir ei gyrasjonsrørsle, medan parallelkomponenten gir partikkelen ein aksellerasjon parallellt med magnetfeltet. Gyrasjonsrørsla vert skildra av

$$m \frac{v_\perp^2}{r_c} = |q| (v_\perp B) \quad (3.7)$$

som gir gyrasjonsradianen,  $r_c$

$$r_c = \frac{mv_\perp}{|q| B} \quad (3.8)$$

Tabell (3.1) viser radier og perioder for gyrasjonsrørsla for partiklar som er bundne til magnetfeltlinjene som treff jorda i  $70,6^\circ$  magnetisk breidde. Eg har gått ut frå ein vinkel mellom magnetfeltet og fartvektoren, pitchvinkel på  $70^\circ$ . Verdiane er funnet ved å nytte eit dipolmagnetfelt og den første adiabatiske invariant.

Partikkkel	Høgd	1 keV	10 keV	100 keV	Periode, $\tau$
proton	1000 km	110 m	348 m	1101 m	$1,7 \cdot 10^{-3}$ s
proton	100 km	74,0 m	234 m	740 m	$1,1 \cdot 10^{-3}$ s
elektron	1000 km	2,6 m	8,1 m	25,7 m	$9,2 \cdot 10^{-7}$ s
elektron	100 km	1,7 m	5,5 m	17,3 m	$6,2 \cdot 10^{-7}$ s

Tabell 3.1: Radier og perioder for gyrasjonsrørsla til partiklar som er bundne til magnetfeltlinja som treff jorda i  $70,6^\circ$  magnetisk breidde. Dette svarar til ein magnetfeltvinkel på  $10^\circ$ . Pitchvinklelen,  $\alpha$  til partiklane er  $70^\circ$ . Gyrasjonsperioda er uavhengig av energien.

Då feltstyrka aukar nær polane, vil kraftkomponenten parallellt med magnetfeltet frå figur (3.6) vere retta mot ekvator. Pitchvinkelen vil auke ved høge breiddegrader, jamfør uttrykket for 1. adiabatiske invariant (likning (3.5)), og partikkelen vil etterkvart spegle ved at pitchvinkelen passerer  $90^\circ$ . Med spegling meinast at partikkelen si fartsretning langs magnetfeltlinja har skifta forteikn, slik at partikkelen går tilbake og forbi ekvator. Tilsvarande vil skje ved sydlege breiddegrader. Partikkelen vil dermed gå fram og tilbake over ekvator.

Perioda for ei slik speilingsrørslle varierer med breiddgraden til magnetfeltlinja og speglingspunktet til partikkelen. Tabell (3.2) viser gyrasjonsperioder utleia frå [Eg73] for partiklar som er bundne til ei magnetfeltlinje som skjer jorda i  $67,0^\circ$  nordleg breidde (magnetfeltvinkel  $\gamma \approx 12^\circ$ ) og som speglar kring 2000 km. Perioda til speglingsrørsla for desse partiklane er like under dei for partiklar som speglar kring 1000 km, då feltstyrka aukar raskt med høgda.

Partikkkel \ E	1 keV	10 keV	100 keV
proton (p)	346 s	109 s	35 s
elektron (e)	11 s	10 s	1,2 s

Tabell 3.2: Perioder til speglingsrørsla for partiklar som er bundne til feltlinja som skjer jorda i  $67,0^\circ$  nordleg breidde (med  $\gamma = 12^\circ$ ) og som speglar kring 2000 km.

Partikkelen har også ei svak drift i ekvatoriell retning. Dette skuldast i hovudsak at gyrasjonsradianen er stor nok til at høgda over jordoverflata varierer gjennom ei gyrasjonsperiode. Dei magnetiske kreftene vil dermed vere sterkare nærmare jorda enn lengre frå. Dette gir ei svakt usymmetrisk gyrasjonsbane, og gjennom mange gyrasjoner vil vi få ei drift av partiklane. Positive partiklar vil gå vestover, og negative partiklar vil gå austover. Perioda til denne drifta rundt jorda har ei periode,  $\tau_d \sim 1/time$  for partiklar som speglar ned i nordlysovalen.

### 3.2.4 Rørsla til dei nøytrale partikklane

Ein nøytral partikkel vert ikkje påverka av det magnetiske feltet, og vil fortsette i rett linje med samme retning som partikkelen hadde rett før han vart nøytral. For å vite kva for retning partikkelen skal ha, er det viktig å holde greie på retninga til dei lada, spiralerande partiklane.

### 3.2.5 Partikkelintensitet og pitchvinkelfordeling

Dersom ikkje noko anna er spesifisert, er alle partikkelintensiteter,  $I$  gitt som

$$I(\theta, \phi, \partial\Omega, \partial A) = \frac{\partial N}{\partial t \partial\Omega \partial A} \quad (3.9)$$

der  $N$  er talet på partiklar,  $\partial t$  er tidsintervallet vi ser i,  $\partial\Omega$  er romvinkelen, og  $\partial A$  er eit areal normalt på observasjonsretninga gitt ved  $(\theta, \phi)$ . Målinger (for eksempel av satellitten NOAA-12 12. jan 97 og 9. feb 97), har vist at pitchvinkelfordelinga ofte er tilnerma isotrop over atmosfæra ved partikkelinjeksjon. Med isotrop pitchvinkelfordeling meinast at like mange partiklar vert observert frå alle retninger, uavhengig av vinkelen mellom observasjonsretninga og magnetfeltet.

Når eg skal simulere partiklar med isotrop pitchvinkelfordeling frå  $0^\circ$  til  $90^\circ$ , må eg ta hensyn til at pitchvinklane nær  $90^\circ$  utgjer eit større synsfelt enn partiklar kring  $0^\circ$  på grunn av den større omkrinsen ved eit sveip over alle azimutvinklar. Eg simulerer partiklar som kjem ned gjennom eit bestemt areal ved 1000 km. Eg må dermed også vekte for kor stor del av partiklane ved ulike pitchvinklar som kjem gjennom dette arealet. Eg får då

$$N(\alpha) = I(\alpha)2\pi \sin(\alpha) \cos(\alpha) \quad (3.10)$$

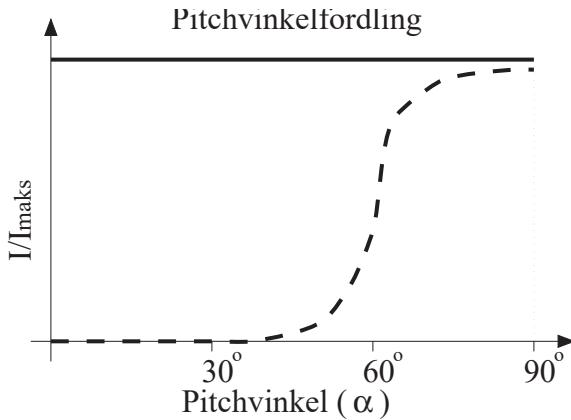
der  $N(\alpha)$  er talet på partiklar av pitchvinkel  $\alpha$  som skal simulerast ved intensitet  $I(\alpha) = I$ . Dette gir mange partiklar kring  $\alpha=45^\circ$ , og ferre nermare  $\alpha=0^\circ$  og  $\alpha=90^\circ$ . Ved visualisering av resultata vert den motsatte vektinga gjort for å finne intensiteten.

Partiklane med lavaste pitchvinkel trengjer så langt ned før dei vert spegla, at dei kan verte tapte i den tette atmosfæra. Tabell (3.3) viser kva for pitchvinklar partiklar ved ekvator må ha for å verte spegla ved 1000 km og ved 100 km over bakken. Tapet av partiklar skjer i hovedsak under kring 500 km, men meir eksakte resultat om dette kjem i kapittel (4.2.3).

Magn.br. ( $\lambda$ )	$70,6^\circ$	$67^\circ$	$53,9^\circ$	$40,9^\circ$
$\alpha$ for 1000 km	$1,86^\circ$	$3,01^\circ$	$10,68^\circ$	$23,30^\circ$
$\alpha$ for 100 km	$1,48^\circ$	$2,43^\circ$	$8,58^\circ$	$18,47^\circ$

Tabell 3.3: Pitchvinkelen ved ekvator til partiklar som speglar ved 1000 km og 100 km mot magnetisk breidde for skjering av magnetfeltlinja med jorda.

Partiklar som speglar under kring 100 km vert tapt umiddelbart, då dei mister energien sin i den tette atmosfæra. Også deler av partiklane som speglar under kring 500 km vil tape energien sin og stoppe opp, eventuelt etter nokre speglinger. Vi får dermed kutta av frå pitchvinkelfordelinga den delen av partiklane som speglar under desse høgdene.



Figur 3.7: Pitchvinkelfordelinga ved 1000 km for  $\lambda=53,9^\circ$  ( $\gamma=20^\circ$ ). — initiell fordeling, - - - fordeling etter nokre speglinger.

Ved ny partikkelinjeksjon vil på nytt tilnerma heile fordelinga vere isotrop. Det er også ei drift av partiklar frå høgare mot lavare pitchvinklar som er med på å fylle opp gapet i fordelinga. Figur (3.7) viser den initielle isotrope pitchvinkelfordelinga og fordelinga etter nokre speglingar utan ny partikkelinjeksjon. Sjå eventuelt [Ai85] for meir om dette.

### 3.3 Simulering

I dette kapitlet lager eg ein modell der eg kan følgje energetiske proton i atmosfæra i samband med protonnordlys. Eg dokumenterer spesielt tilnerminger og modellar eg nyttar.

Målet er å skildre partikkeldynamikken kring nordlys så godt at eg gjennom simuleringer kan finne nye kvalitative og kvantitive resultat. Tidlegare har mellom andre Davidson [Da65] og Inglesias og Vondrak [In74] gjort simuleringer av protonnordlys. Davidson kartla den romlege fordelinga til  $H\alpha$ -emisjoner, medan Inglesias og Vondrak gav intensitetsfordelinga og pitchvinkelfordelinga til ein protonboge ved 300 km. Eg vil forsøke å finne resultat som kan samanliknast med deira, og i tillegg også få med nye storleikar. For å få med mest mogleg informasjon om partiklane, lagrer eg posisjon, kinetisk energi, pitchvinkel, azimutretning og ladning ved gitte høgder. I tillegg finn eg den romlege  $H\alpha$ -emisjonen.

For å kontrollere om programmet reknar korrekt, samanliknar eg med resultat frå dei tidlegare simuleringane.

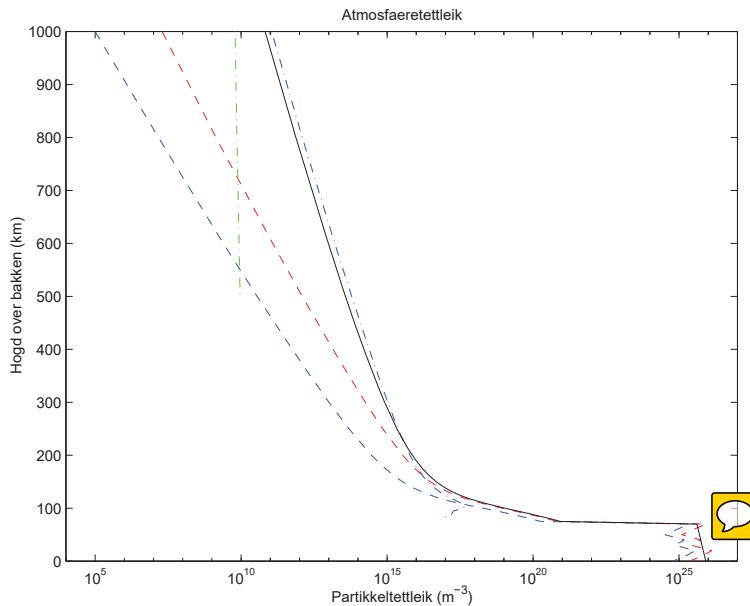
#### 3.3.1 Atmosfæreremodell

For å kunne skildre kollisjonane nøyaktig må ein ha gode kollisjonstverrsnitt for enkeltkollisionar mellom proton og hydrogen med gassane i atmosfæra. I tillegg må partikkeltettleiken for dei ulike gassane med høgda,  $\rho(h)$ , vere kjent.

Atmosfæresamansetninga for over ca 200 km varierar ein heil del, og er mellom anna avhengig av lokaltid, solaktivitet og årstid. Gassane som truleg har mest å seie for nordlyset er  $O$ ,  $O_2$  og  $N_2$ . Eg har nytta U.S. Standard Atmosphere, 1976, som er henta frå [Ai85]. Denne

er ei middelatmosfære, og skal også vere midla over solaktivitet. Tettleiken til dei ulike gassane endrar seg ein heil del med eksosfærtemperaturen (over 300 km), som mellom anna er avhengig av solaktiviteten. Også dei innbyrdes storleikane endrar seg.

$H$  kan ha tettleikar frå  $3 \cdot 10^8$  til  $10^{11}$  partiklar pr  $\text{m}^3$ , avhengig av årstid, lokaltid og solaktivitet [Co65]. Med atmosfæra eg har valgt, har ikkje  $H$  i den øvre atmosfæra noko innverknad. Dei første kollisjonane skjer kring 500 km høgde, og er i eit område med  $N_2$  tettleik på kring  $10^{13}$  partiklar pr  $\text{m}^3$ . Sjølv om partikkeltettleiken til  $H$  er meir konstant med høgda enn  $N_2$ , må tettleiken her vere kring  $10^{12}$  partiklar pr  $\text{m}^3$  om prosjektillet skal kunne passere nok  $H$  partiklar til at det kolliderer med  $H$  før det kolliderer med  $N_2$ .



Figur 3.8: Atmosfærerettleik, U.S. Standard Atmosphere, 1976 [Ai85]. (blå)-... O, (grøn)-... H, (raud)- -  $N_2$ , (blå)- -  $O_2$ , (svart)— effektiv  $N_2$  atmosfære= $N_2+O_2+0,6 \cdot O$ .

I tillegg finn vi lada partiklar med total tettleik opp mot  $10^{11}$  part pr  $\text{m}^3$  kring 500 km. Av desse dominerer  $e$ ,  $O^+$ ,  $H^+$ ,  $NO^+$  og  $O_2^+$ . Desse lada partiklane kan ha noko innverknad, men då kollisjonstverrsnitta med  $p$  og  $H$  ikkje er kjente, ser eg heilt bort frå dei.

For å kunne finne kor mange partiklar prosjektillet har passert, treng eg ei matematisk skildring av partikkeltettleikane. Eg vel å lese av partikkeltettleiken for dei ulike gassane for kvar kilometer, og reknar med konstant tettleik over desse intervalla. Eg får då ei uvisse i partikkelposisjonen på under 1 km.

### 3.3.2 Magnetfelt

Over  $40^\circ$  magnetisk breidde endrar vinkelen mellom vertikalen og magnetfeltet,  $\gamma$  seg med mindre enn 1,1 grad frå bakkenivå og opptil 1000 km over bakken for ei magnetfeltlinje. Dette kan vi sjå frå tabellen under.

Breeddegraden ved bakken endrar seg med kring  $1^\circ$  pr 110 km. Vi ser då frå tabell (3.4) at retninga og til magnetfeltet endrar seg med kring  $5^\circ$  over ein avstand på 1000 km. Når det

Magn.br.( $\lambda$ )	$40,9^\circ$	$53,9^\circ$	$70,6^\circ$	$88,0^\circ$
$\gamma$ ved 1000 km	$31,1^\circ$	$19,5^\circ$	$9,4^\circ$	$0,93^\circ$
$\gamma$ ved 500 km	$30,4^\circ$	$19,7^\circ$	$9,7^\circ$	$0,96^\circ$
$\gamma$ ved 0 km	$30,0^\circ$	$20,0^\circ$	$10,0^\circ$	$1,00^\circ$

Tabell 3.4: Vinkel mellom magnetfeltlinjene og vertikalen med høgda for feltlinjer som skjer jorda ved fire magnetisk breiddegrader.

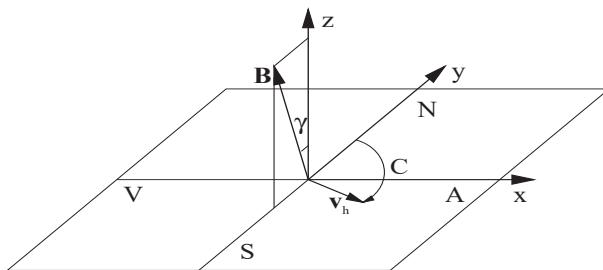
gjeld endring av magnetfeltretninga med avstand normalt på magnetfeltet si skjering med meridianen (aust-vest) frå den initiale magnetfeltlinja, vil vinkelen endre seg med litt under  $1^\circ$  pr 110 km.

Vinkelen mellom magnetfeltet og vertikalen endrer seg ikkje vesentleg mellom 0 km og 1000 km høgde. Eg tar derfor som tilnerming at  $\gamma$  er den samme i heile det området eg ser på. Dette vert gjort etter at endringa til magnetfeltet med høgda er bestemt. Magnetfeltstyrka er då gitt ved likning (3.3). Parallelle magnetfeltlinjer gir eigentleg ikkje gi noko endring i magnetfeltstyrka med høgda.

Tilnerminga kan gi noko avvik frå den reelle situasjonen, men er innført då den forenklar utrekningane kraftig, og sparar ein heil del reknetid.

### 3.3.3 Koordinatsystem

I enkelte utgreiinger er det naudsynt å vise til koordinatsystemet eg har nytta. Koordinatsystemet er derfor gjengitt under, saman med nokre av variablane som skildrar partikelrørsla.



Figur 3.9: Koordinatsystemet nytta i simuleringsprogrammet.

Innteikna er vektoren  $\mathbf{B}$  som er parallel med magnetfeltet. Vinkelen mellom magnetfeltet og vertikalen, (magnetfeltvinkelen)  $\gamma$ , er teikna inn. Det samme er horisontalkomponenten til partikelrørsla,  $\mathbf{v}_h$ , saman med azimutvinkelen,  $C$ . Azimutvinkelen gir altså vinkelen mellom nord og horisontalkomponenten til partikelrørsla.

### 3.3.4 Rørsla til partiklane

Den første adiabatiske gir endringa til pitchvinkelen,  $\alpha$ , med  $\mathbf{B}(h)$  mellom to kollisjoner. Koliderer partikkelen inelastisk, vert den kinetiske energien til partikkelen endra, og identiteten gjeld ikkje lenger. Dersom partikkelen fortsatt er lada (ikkje har hatt elektroninnfanging),

vil den første adiabatiske med den nye energien skildre pitchvinkelen til partikkelen fram til neste kollisjon.

Ved kollisjon antar eg at partikkelen fortsetter i samme retning etter kollisjonen som partikkelen hadde rett før kollisjonen, jamfør kapittel (2.1.1). Vi får dermed bevart pitchvinkelen ved kollisjonar. Blir partikkelen nøytral (ved elektroninnfanging), vil han ikkje spiralere kring magnetfeltlinja, men gå i rett linje med samme retning som han hadde rett før kollisjonen. Kolliderer partikkelen og blir lada igjen, vil han starte å spiralere igjen. Sjå figur (1.1). Dersom magnetfeltet i den nye posisjonen er parallelt med magnetfeltet der partikkelen sist var lada, vil den få samme pitchvinkel som den hadde sist. Dette er eigentleg berre tilnerma korrekt, men følgjer av tilnerminga med samme magnetfeltretning i heile området.

Pitchvinkelen oppdaterast også for kvar kilometer vertikal rørsle når partikkelen er lada.

### 3.3.5 Endring av retning

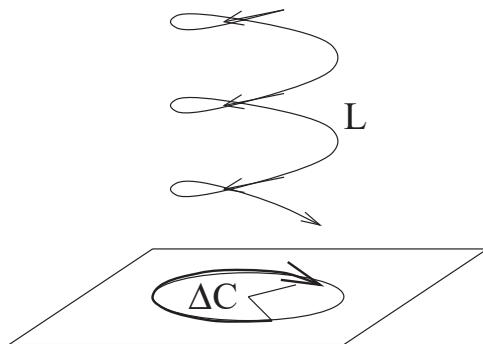
Endringa av azimutretning til ein nøytral partikkel etter at han har vore elektrisk lada og hatt ei spiralande rørsle, vil i praksis vere tilfeldig når det er langt mellom to kollisjonar. Dette skuldast dei mange gyrasjonane i ein gass som ikkje er homogen. Når to kollisjonar med ladningsendring kjem rett etter kvarandre, for eksempel når gassen er tett, vil retninga vere tilnerma uendra, og partikkelen vil gå i nesten rett linje.

Gyrasjonsradian til ein partikkel endrar seg lite med høgda, jamfør tabell (3.1). Ved å nytte gyrasjonsradian og pitchvinkelen ved siste kollisjon, kan vi finne lengda til det siste omløpet,  $L_0$ .  $L_0$  er gitt ved

$$L_0 = 2\pi r_c \left(1 + \frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}}\right) \quad (3.11)$$

der  $\frac{v_{\parallel}}{v_{\perp}} = \tan(\alpha)$ . Det første leddet i likninga gir strekninga rundt ei lukka bane, medan det andre leddet gir den tilbakelagte strekninga parallelt med magnetfeltet under ein gyrasjon.  $L$  vert oppdatert av simuleringsprogrammet, og vert nullstilt etter kvar kollisjon.

Ved å dele tilbakelagt strekning som lada partikkel,  $L$ , på  $L_0$ , vil restleddet indikere endring av retning til partikkelen etter kollisjonane. Sjå figur (3.10).



Figur 3.10:  $L$  viser den totale tilbakelagte strekninga som lada partikkel mellom to kollisjonar.  $\Delta C$  gir endringa i azimutvinkel (sjå figur (3.9)).

$$\Delta C = \text{rest} \left( \frac{L}{L_o} \right) 2\pi \quad (3.12)$$

For korte avstander vil retninga stemme med den reelle retninga. For lengre avstander (med endring av pitchvinkelen) vil  $L_0$  ikkje lenger stemmer heilt, og vi får ei tilfeldig retning som vi også har i naturen.

### 3.3.6 Veglengd

Eg må vite kor langt prosjektilet (p eller H) vil gå før det kolliderar med partiklar av ein gitt gass. Denne strekninga er gitt ved tettleiken for gassen,  $\rho$ , og summen av kollisjonstverrsnitta for alle kanalane,  $\sigma$ , mellom prosjektilet og gassen.

Då partikkeltettleiken i atmosfæra varierer sterkt med høgda, vil eg ikkje kunne finne veglengda til prosjektilet ut frå partikkeltettleiken i ei gitt høgde. Eg ser i staden på ei flate med areal  $A$  kring prosjektilet, plassert normalt på fartretninga. Eg vil finne kor mange partiklar med kollisjonstverrsnitt  $\sigma$  som passerer gjennom dette arealet før prosjektilet kolliderer. Denne storleiken vil vere uavhengig av partikkeltettleiken.

Sansynet for ein kollisjon ved passering av kvar partikkel er

$$P_1 = \frac{\sigma}{A} \quad (3.13)$$

Sansynet for ikkje å kolidere i det heile,  $P_0$ , etter å ha passert  $n$  partiklar (i arealet  $A$ ), vert skildra ved ein tapsprosess, og avtar eksponensielt med talet på passerte partiklar

$$P_0(n) = e^{-n\frac{\sigma}{A}} \quad (3.14)$$

Sansynet for akkuratt ein kollisjon ved passering av partikkel nr  $n$ , er gitt ved produktet av desse sansyna.  $P(n)$  vert

$$P(n) = P_0 P_1 = \frac{\sigma}{A} e^{-n\frac{\sigma}{A}} \quad (3.15)$$

For kvart prosjektil skal eg finne talet på passerte partiklar, som er gitt ved denne fordelinga. Ved å velgje eit tilfeldigt punkt i arealet under kurva frå likning (3.15), kan eg lese av ein tilfeldig verdi for  $n$ , vekta etter fordelinga. Funksjonen er normert, og eg trekk eg eit tilfeldigt tal,  $R$ , mellom 0 og 1. Eg lar  $R$  svare til integralet frå 0 til  $n$  over fordelinga i likning (3.15), og ved å løyse integralet med hensyn på  $n$ , finn eg

$$R = \int_0^n P(n) dn \quad (3.16)$$

$$= 1 - e^{-n\frac{\sigma}{A}} \quad (3.17)$$

som gir

$$n = \frac{-A}{\sigma} \ln(1 - R) \quad (3.18)$$

som blir ein tilfeldig verdi vekta etter fordelinga frå likning (3.15). I resten av oppgåva kaller eg denne for  $N_{koll}$ .

Middelverdien til verdiane frå denne fordelinga vert  $\frac{A}{\sigma}$ , og vel eg  $A = 1 \text{ m}^2$ , vert den kring  $10^{15}$  til  $10^{16}$ , avhengig av storleiken til kollisjonstverrsnittet.

Etter kvar kollisjon har eg ein ny partikkel med ein litt lavare energi, og eg gjentar prosessen for den nye partikkelen.

## Teljing av passerte partiklar

For å følgje ein partikkel ned gjennom atmosfæra, tek eg for meg eit høgdeintervall med tilnerma konstant pitchvinkel og partikkeltettleik. I intervallet tel eg passerte partiklar i eit einingsareal rundt partikkelen, og held greie på tilbakelagt strekning for partikkelen,  $L$  gjennom intervallet. Når eg har gått gjennom heile høgdeintervallet, les eg ein ny pitchvinkel og partikkeltettleik, og følgjer partikkelen på nytt, heilt til han har passert det gitte talet av partiklar,  $N_{koll}$  og kolliderer.

Når prosjektilet er lada, vil det vere bundet til ei magnetfeltlinje, ved at partikkelen spiralerer om linja. Er vinkelen mellom vertikalen og magnetfeltet lik  $\gamma$ , vil den tilbakelagte strekninga langs magnetfeltlinja  $\Delta L_\gamma$  vere noko lengre enn sjølve høgdeintervallet  $\Delta h$

$$\Delta L_\gamma = \frac{\Delta h}{\cos(\gamma)} \quad (3.19)$$

I tillegg vil partikkelen spiralere rundt magnetfeltlinja med pitchvinkelen,  $\alpha$  på denne. Den tilbakelagte strekninga til partikkelen over intervallet  $\Delta h$  vil dermed vere gitt ved

$$\Delta L = \frac{\Delta h}{\cos(\gamma) \cos(\alpha)} \quad (3.20)$$

Talet på passerte partiklar i einingsarealet om ei tilbakelagt strekning  $\Delta L$  kring  $h$ , med gitt partikkeltettleik  $\rho(h)$ , er gitt ved

$$\Delta N = \rho(h) \times 1 \text{ m}^2 \times \Delta L \quad (3.21)$$

## 3.4 Programskisser

I dette kapitlet viserer eg korleis dei fysiske prosessane har vorte skildra i simuleringsprogrammet. Eg viser også korleis eg har gått fram for å visualisere informasjonen om partiklane og  $H\alpha$ -emisjonen som vart lagra under simuleringene.

### 3.4.1 Simuleringsprogrammet

Simuleringsprogrammet er objektorientert, og implementert i C++.

I tillegg til å simulere rørsla til partikkelen, må eg også holde greie på kor langt den skal gå. Dette er avhengig av kollisjonstverrsnitta og gasstettleikane. Eg skal også samle informasjon om  $H\alpha$  emisjon, og lagre all informasjon om partiklane for kvar 100 km høgde.

Eg har valgt å definere klasser som tar seg av dei delane som greiest kan skiljast ut. Eg har også laga ei eiga klasse som står for simuleringa av partikkelen. Dei ulike klassene og rutinene i dei vert omtalt i avsnitta under. Ei fullstendig listing av programmet er i vedlegg B.

## Kollisjonstverrsnitt

Kollisjonstverrsnitta vert omhandla i klassa 'tverrsnitt'. Det vert danna fire objekt av denne klassa. For kvar av gassane  $H$  og  $N_2$  er det eit objekt for kollisjonar mellom  $p$  og gassen, og  $H$  og gassen.

Kollisjonstverrsnitta for alle kanalane i ein kollisjon vert lagt saman og lagra som det totale kollisjonstverrsnittet. Dette vert nytta til å finne det midlare tal partiklar som prosjektilet må passere i eit einingsareal kring bana, før det kolliderer, jamfør kapittel (3.3.6) med  $A = 1 \text{ m}^2$ . Deretter trekk eg eit tal kring denne middelverdien etter fordelinga utleia i kapittel (3.3.6). Dette gir talet på passerte partiklar i arealet  $A$  kring partikelbana,  $N_{koll}$ , før neste kollisjon.

Dei innbyrdes høva mellom tverrsnitta vert også lagra. Desse tilsvarer sansyna for dei ulike kanalane,  $P_n$ , og vert nytta til å finne kva for prosess som skjer i ein kollisjon. Eg nummererer kanalane og trekk eit tilfeldigt tal,  $B$ , mellom 0 og 1. Dersom  $B$  er mindre eller lik sansynet for kanal nr 1,  $P_1$ , skjer prosessen som svarer til kanal nr 1. Dersom  $B$  er større enn  $P_1$ , trekk eg frå sansynet for at prosess 1 kan skje, og gjentar samanlikninga for prosess 2. Det heile gjentar seg til eg har funnet kva for ein prosess eg skal simulere. Då det totale sansynet er lik 1, vil eg alltid få ein av prosessane.

Eg kan tenke meg at sansyna for dei ulike prosessane vert plassert oppå kvarandre. Ved å trekke eit tilfeldigt tal mellom 0 og 1, vil eg sjå kva for ein av prosessane som skal veljast.

Eg lagrer dei totale tverrsnitta og innbyrdes høva for gitte energiar, og nyttar interpolasjon til å finne verdiane for dei mellomliggjande energiane.

## Tettleik

Det vert danna eit objekt av klassa 'tettleik' for kvar av dei to gassane  $H$  og  $N_2$ . Kvart objekt held informasjon om partikkeltettleiken ved ein del høgder. Rutina 'ro\_eval' finn partikkeltettleiken ved ei vilkårleg høgde ved interpolasjon.

Den viktigaste rutina her er rutina 'tell' som finn talet på passerte partiklar i eit einings-intervall om bana over eit høgdeintervall med samme partikkeltettleik. Er talet passerte partiklar større enn  $N_{koll}$ , har eg kollisjon med gassen i dette intervallet. Eg finn då den eksakte plasseringa i høgdeintervallet, der  $N_{koll}$  partiklar var passert. Dersom det i staden ikkje var kollisjon i intervallet, trekk eg talet passerte partiklar frå  $N_{koll}$ , og kjem dermed nermare neste kollisjon.

Har eg kollisjon med ein av gassane, må eg starte på nytt, og trekke ny  $N_{koll}$  for begge gassane.

## Simulering av partikkelrørsla

Simuleringa av kvar partikkel blir styrt i klassa 'partikkel'. Klassa inneheld også ein del nyttige funksjoner til hjelp i simuleringa. Det vert danna kun eit objekt av denne klassa, og for kvar ny partikkel som skal simulerast initialiserast variablane. Klassa 'partikkel' har peikarar til alle dei andre klassene.

Rutina 'simuler' simulerer partikkelen fram til neste kollisjon. Rutina blir gjentatt til partikkelen passerer 1000 km på veg oppover, eller partikkelen har ein energi på under 0,1 keV. Ved kvart kall finn eg først kor mange partiklar eg må passere før neste kollisjon. Vidare blir einingsvektoren langs linja som partikkelen vil følgje funnet. Denne er langs partikkelrørsla ved nøytral partikkel, og langs magnetfeltet for lada partikkel. Vektalet for kor mange partiklar som blir passert av partikkelen mot dei som blir passert langs linja blir også funnet.

For kvar heile kilometer finn eg partikkeltettleiken og oppdaterer pitchvinkelen ved hjelp av den første adiabatiske invariant fra likning (3.5), med  $B$  fra likning (3.3). Eg nytter rutina 'tell' i klassa 'tettleik' til å finne talet på passerte partiklar i den neste  $\Delta h$  på 1 km, og gjentar heilt til eg har kollisjon.

Ved kollisjon nytter eg rutina frå objektet av klassa 'tverrsnitt' som koresponderer til prosjektillet og målet i kollisjonen til å finne det korrekte energitapet og eventuell ladningsendring og  $H\alpha$ -emisjon. Deretter vert variablane oppdatert, og rutina 'simnord' kalla på nytt med dei nye variablane.

Ved  $H\alpha$ -emisjon vert posisjonen til denne lagra av ei rutine i klassa 'emisjonsrom'. Ved passering av heil 100 kilometer høgde, vert all informasjon om partikkelen lagra ved ei rutine i det koresponderande objektet av klassa 'plan'.

## $H\alpha$ -emisjon

Det er kun eit objekt av klassa 'emisjonsrom', og dette lagrar informasjon om  $H\alpha$ -emisjoner. Det kan imidlertid lett lagast nye objekt som kan halde informasjon om den romlege fordelinga av anna emisjon.

Kwart objekt har ei 3D-matrise som gjenspeglar rommet frå 0 til 1000 km, og ei like lang strekning nord-sør og aust-vest. Den sentrale rutina i klassa er rutina 'auk', som tar posisjonen som parameter, og legg til 1 i det koresponderande matriselementet.

## Passering av $n \cdot 100$ km

Det er 11 objekt av klassa 'plan', eit for kvar 100 km frå bakken og opp til 1000 km høgde. Desse lagrer all informasjon om partiklane som passerer plana.

Den sentrale rutina her er 'passering', som lagrer all informasjonen om ein partikkel som passerer planet i vektorer. Kvar gong informasjonen om 1000 partiklar har blitt samla, vert informasjonen skrive til fil.

## Innparametre

I innfila vel ein magnetfeltvinkel, pitchvinkel/pitchvinkelfordeling og fast energi eller eksperimentell energifordeling. I tillegg er det mogleg å endre intervallet der partikkeltettleiken og pitchvinkelen vert rekna som uendra. Eg har nytta 1 km, då det gir tilstrekkeleg god oppløysing, og samtidig ikkje gir for stor endring av pitchvinkel mellom to intervall.

### 3.4.2 Visualiseringsrutiner

Alle rutinene for visualisering er implementert i Matlab. Dei bygjer i hovudsak på to opphavlege rutiner. Ei for skildring av  $H\alpha$ -emisjon mot høgd og avstand nord-sør, og ei for skildring av pitchvinkelfordeling mot avstand nord-sør.

Listing av rutinene er gitt i vedlegg B.

#### $H\alpha$ -emisjon

Rutina *halfa.m* viser grafisk den romlege fordelinga til  $H\alpha$ -emisjonen som eit snitt gjennom ein bøge med lang utstrekning aust-vest.

Informasjonen om  $H\alpha$ -emisjon er lagra i ei 3D-matrice som gjenspeglar plasseringa i rommet. Alle dei opphavlege partiklane kom inn langs ei magnetfeltlinje. Har eg i staden ein bøge med lang utstrekning aust-vest, kjem det like mange partiklar inn frå kvart 'matriseelement' aust og vest for elementet som mi magnetfeltlinje kjem inn gjennom, som det kjem partiklar inn frå dette elementet. Dette gir ei superposisjonering av  $H\alpha$ -emisjonen mot aust og vest, og fører til at det i alle elementa blir like mange emisjonar som summen av alle emisjonane langs ei linje aust-vest. Ved å summere alle emisjonane aust og vest for planet som magnetfeltlinja kjem inn langs, har eg dermed kunnet presentere resultat som svarer til eit snitt gjennom ein protonbøge med lang utstrekning mot aust og vest.

#### Pitchvinkelfordeling

Rutina *pitch.m* gir intensiteten til partiklar med ulike pitchvinklar mot avstand nord og sør for feltlinja som partiklane kjem inn langs. Programmet viser fordelinga for berre lada partiklar, berre nøytrale og for begge samla.

For å finne intensiteten kartlegg eg først kor mange partiklar som har kvar pitchvinkel. Dette er alle partiklar som har passert gjennom eit einingsareal normalt på magnetfeltretninga med vilkårleg azimutretning. For å finne partikkeltintensiteten,  $I(\alpha)$ , må eg vekte med faktoren eg finn frå likning (3.10), jamfør kapittel (3.2.5).

### 3.5 Oppsummering

I dette kapitlet har eg skildra hovedtrekka i fysikken kring nordlys. Eg lager ein modell for simulering av protonnordlys som nyttar atomære kollisjonstverrsnitt for enkeltkollisjoner og skildrer rørsla til partiklane etter tilhøva som er gjort greie for i forkant. I modellen har eg sett bort frå at pitchvinklane til partiklane vil blir litt endra ved forflytning til andre magnetfeltlinjer. Vidare har eg sett bort frå krumninga til jorda over området eg ser på. Modellen har vorte nytta til å lage eit simuleringsprogram som kan simulere proton som kjem inn langs eit skrått magnetfelt med energiar frå 0,1 keV til 900 keV. Eg registerer  $H\alpha$ -emisjon og informasjon kring partikkelfordelinga.

# Kapittel 4

## Resultat

I dette kapitlet presenterar eg resultata frå simuleringa. Først forsøker eg å reproduusere nokre kjente resultat for å kontrollere at modellen er god og at programmet reknar rett. Deretter gjer eg dei nye simuleringane.

I simuleringane går alle protona ned langs samme magnetfeltlinje. Resultata som eg presenterer er frå boger med lang utstrekning aust-vest. Desse resultata er oppnådd ved å superposisjonere resultatet frå den opphavlege bogen både mot aust og mot vest. Dei presenterte resultata av  $H\alpha$ -emisjon er frå ein boge som går 500 km til kvar side, medan resultata for pitchvinkelfordelinga er frå ein boge som går tilnerma uendeleg til begge sider.

Den romlege oppløysinga nord-sør er 10 km for  $H\alpha$ -emisjon. Også resultat for boger med større romleg utstrekning nord-sør er gitt. Desse er oppnådd ved å superposisjonere resultata frå bogen mot nord og sør.

Den romlege spreิงa aust-vest av partiklane som kjem ned langs den opphavlege feltlinja vert ikkje vist. Denne er imidlertid omrent som middelet av spreiringa mot nord og mot sør, noko som kjem fram frå diskusjonen om årsaken til den ulike spreiringa mot nord og sør, men vert ikkje omtalt noko dypare.

### 4.1 Reproduksjon av kjente resultat

For å kontrollere at programmet reknar rett forsøker eg først å reproduusere nokre kjente resultat. Utrekning av stoppetverrsnitta kan ved samanlikning med eksperimentelle resultat også ligge til grunn for valg av den kinetiske energien til dei ioniserte elektrona, jamfør kapittel (2.3.1).

#### 4.1.1 Stoppetverrsnitt (stopping cross section)

I litteraturen vert både stoppeevne (stopping power) og stoppetverrsnitt brukt for å oppgi evna til ein gass (eller ein annan substans) til å stoppe eit gitt prosjektil.

Stoppeevna,  $S_p$ , er definert som energitapet pr strekning til eit prosjektil som går gjennom

ein gass med tettleik  $\rho$ , og er gitt ved

$$S_p(E, \rho) = \frac{dE}{dx} \quad (4.1)$$

der  $E$  er den kinetiske energien til prosjektillet, og  $x$  gir tilbakelagt strekning. Stoppetverrsnittet,  $S_c$  er definert ved

$$S_c(E) = \left(\frac{1}{\rho}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right) \quad (4.2)$$

og er stoppeevna dividert med partikkeltettleiken. Stoppetverrsnittet har eininga  $\frac{\text{energi}\cdot\text{areal}}{\text{partikkkel}}$ , og svarer til produktet mellom kollisjonstverrsnitta og energitapet for kvar kanal, summert over alle kanaler. Med støtparametermetoden gir det

$$S_c = 2\pi \int_0^\infty \Delta\epsilon_{if} P_{if}(b) b \, db \quad (4.3)$$

Her ser vi tydeleg at stoppeevna er uavhengig av partikkeltettleiken.

Ved å velje fartretninga til partikkelen parallellt med magnetfeltet (velje pitchvinkelen lik null), verkar magnetfeltet ikkje inn på partikkelrørsla. Eg kan dermed simulere partiklar som trengjer inn i ein gass utan påverknad av eit ytre magnetfelt. Eg set gasstettleiken konstant. Ved å lese av energitapet i ein kollisjon rundt ein gitt energi, og avstanden frå forige kollisjon og fram til denne, finn eg den tapte energien over strekninga, og dermed stoppeevna til gassen for denn energien. Eg deler på tettleiken, og får stoppetverrsnittet. Simuleringa vert gjentatt, og eg finn det midlare resultatet.

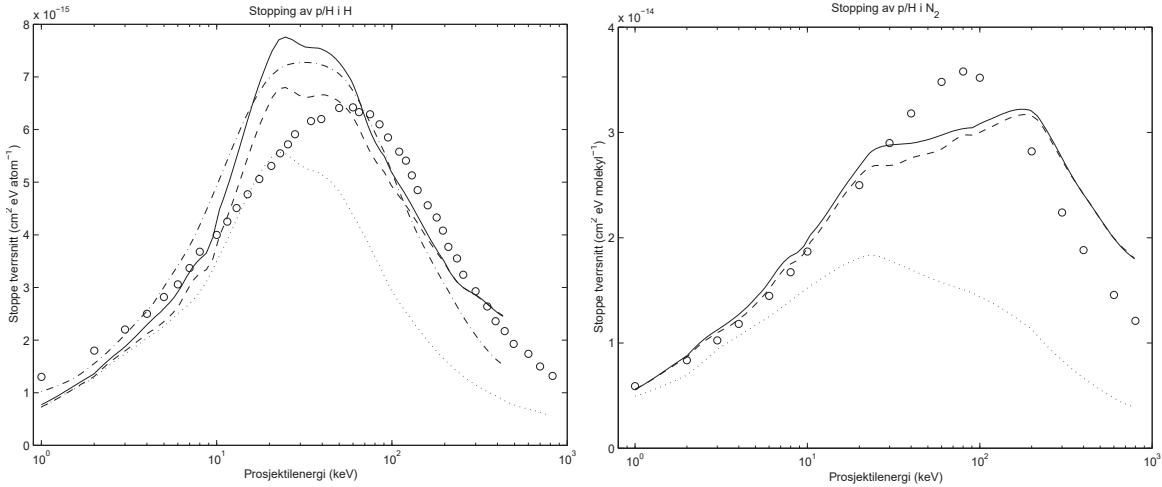
I denne simuleringa har eg altså inga innverking av det magnetiske feltet. Sidan det også finnast eksperimentelle målinger av stoppetverrsnitt for  $p/H$  i både i hydrogen og i nitrogen, kan dette vere ein første test på om programmet og modellen er korrekt. Eg har også gjort simuleringer både med og utan å ta med den kinetiske energien til ioniserte elektron, slik at eg ser kor stort bidrag den gir.

I figur (4.1) samanliknar eg det funne stoppetverrsnittet med eksperimentelle målinger og ei tidlegare utrekning av Baqi [Ba96].

For hydrogen har eg kun funnet eksperimentelle stoppetverrsnitt for molekylær gass. I kapittel (2.3.1) viste eg til at høvet mellom kollisjonstverrsnittet for  $p - H$  kollisjonar og  $p - H_2$  kollisjonar var kring 0,6. Då det tilsvarande høvet mellom  $H - H$  og  $H - H_2$  kollisjonar ikkje er kjent, og heller ikkje den kinetiske energien til ioniserte elektron, har eg valgt å presentere dei eksperimentelle verdiane som stoppetverrsnitt i  $H_2$ -gass pr atom.

Sjølv om dei eksperimentelle og teoretiske resultata kjem frå system som ikkje er heilt like, ser eg likevel at dei stemmer bra overeins. Det er imidlertid eit avvik kring 10-50 keV, der resultata frå mi simulering for  $H$  gass er opptil 40% over dei eksperimentelle tatt frå  $H_2$  gass. Dei teoretiske verdiane frå Baqi [Ba96] følgjer mine verdiar i heile energiområdet, utan for energiar over 250 keV, der hans verdiar blir betydelegt lavare enn mine. Dette kjem frå at vi har nytta ulike verdiar for energien til dei ioniserte elektrona. Eg har nytta eit større energitap for dei høgaste energiane enn Baqi.

For  $N_2$ -gass, har eg funnet midla verdiar over fleire eksperiment i [An77]. Mine resultat følgjer nøyaktig denne eksperimentelle verdien for stoppetverrsnittet for prosjektilenergiar



Figur 4.1: *Til venstre:* Stoppetverrsnittet til hydrogen for  $p/H$ . Tilnerming over eksperimentelle verdiar:  $\circ$  for  $p/H$  i  $H_2$  pr atom [An77]. Teoretisk:  $- - -$  A.Baqi[Ba96], — mine utrekninger,  $- \cdots -$  mine utrekninger utan energitap til ioniserte elektron ved ionisasjon av prosjektilet,  $\cdots \cdots$  mine utrekninger utan leddet energitap til noko ionisert elektron.

*Til høgre:* Stoppetverrsnittet til  $N_2$  for  $p/H$ . Tilnerming over eksperimentelle verdiar:  $\circ$  [An77]. — mine utrekninger,  $- - -$  mine utrekninger utan energitap til ioniserte elektron ved ionisasjon av prosjektilet,  $\cdots \cdots$  mine utrekninger utan leddet energitap til noko ionisert elektron.

opptil 20 keV. Over 20 keV er stoppetverrsnittet mitt noko mindre enn den eksperimentelle verdien opp til 150 keV, der det vert større enn verdiane frå [An77]. For energiar kring 50 til 100 keV er det stort sprik i dei eksperimentelle verdiane som [An77] bygger middelverdien på. Stoppetverrsnittet varierer her frå kring  $3,0 \cdot 10^{-14} \frac{cm^2}{molekyl} eV$  til  $3,6 \cdot 10^{-14} \frac{cm^2}{molekyl} eV$ . For energiar over 200 keV er det godt samanfall mellom dei eksperimentelle verdiane [An77], og avviket skuldast truleg igjen at eg har nytta ein noko for høg verdi for den kinetiske energien til dei ioniserte elektrona for dei høgaste prosjektilenergiane.

Eg ser også at stoppetverrsnitta eg fekk då eg nytta tap av energi til elektronet også etter ionisasjon av prosjektilet, er dei som følgjer dei eksperimentelle resultata best. Verdiane avviker likevel lite frå verdiane eg fekk då dette energitapet ikkje var med.

Den største uvissa i stoppetverrsnitta til begge gassane, knytter seg til den kinetiske energien til dei ioniserte elektrona. Eg har ikkje funnet eksperimentelle målinger av energien til elektrona etter kollisjonar med  $H$  som prosjektil. Eit anna bidrag til stoppeevna er eksitasjonar. Her har eg kun nytta eit midlare eksitasjonstap for kvar prosess. Denne energien vil eigentleg variere ein del med prosjektilenergien, og bidraget til stoppeevna kan bli eit anna.

Generelt er det godt samsvar mellom dei eksperimentelle og utrekna verdiane for stoppetverrsnitta. Eg kan ikkje sjå nokon feil som kan førast tilbake til simuleringsprogrammet.

For å oppnå ei enda bedre simulering er det naudsynt å ta med dei enkelte eksitasjonskanalane kvar for seg, då dei gir forskjellegt bidrag for ulike prosjektilenergiar. Det er også viktig å kjenne energien til dei ioniserte elektrona med bedre sikkerheit.

I dei vidare simuleringane nyttar eg kollisjonstverrsnitta funnet i kapittel (2.3), med samme energitap som ved heiltruckka linje i figur (4.1). Det vil seie at eg også ved ionisasjon av hydrogenprosjektil har eit energitap for prosjektilet med storleik som den kinetisk energien

til det frie elektronet.

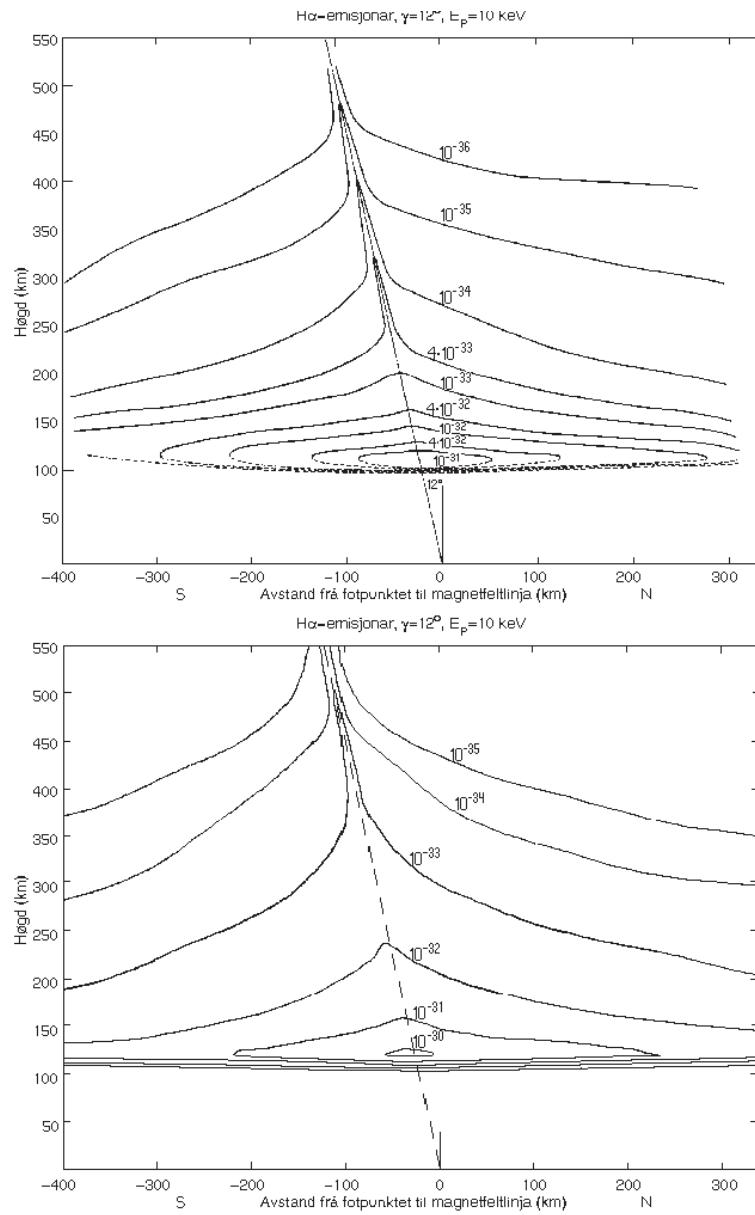
### 4.1.2 Samanlikninga med Davidson '65

G. T. Davidson gjorde Monte Carlo simuleringer i 1965 ved omtrent samme metode som meg for å kartlegge spreiainga av proton i ein protonboge. Atmosfæreremodellane vi har nytta er tilnærma like i det mest aktuelle området frå 100 til 800 km. Under følgjer resultata hans, som er midla over 3800 partiklar med  $E_k = 10 \text{ keV}$ , injisert langs magnetfeltlinja som skjer jorda i  $69.08^\circ$  nordleg magnetisk breidde. Dette tilsvarer ein vinkel med vertikalen på  $12^\circ$ . Davidson går i denne simuleringa ut frå at protona har ei isotrop pitchvinkelfordeling over atmosfæra. Resultata vert samanlikna med mine resultat frå ei tilsvarende simulering, men midla over 50000 partiklar.

Etter ladningsendring frå lada til nøytral partikkel valgte Davidson ein tilfeldig azimutvinkel til den nye nøytrale partikkelen. I den tettare delen av atmosfæra ville dette ikkje blitt korrekt. Partiklane treng ikkje fullføre ei heil gyrasjonsrørsle før neste kollisjon. Under 180 km lot derfor Davidson partiklane følgje magnetfeltlinja med ei effektiv ladning mindre enn 1 (samme rørsla både for lada og nøytrale partiklar).

Intensitetfordelinga for  $H\alpha$ -emisjon har omtrent samme fordeling i dei to simuleringane. Emisjonane fordeler seg nesten symetrisk om magnetfeltlinja, men områdå med ein gitt intensitet strekker seg noko lengre mot nord enn mot sør. Dette blir forklart i kapittel (4.2.1).

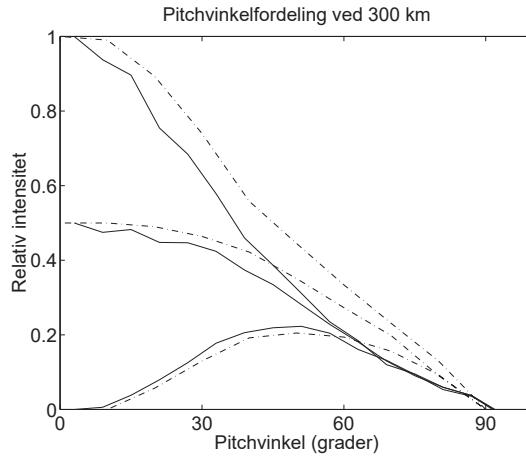
Dei absolutte intensitetane avviker. Davidson sine intensiteter er på omlag 10% av mine intensitetar. Dette skuldast at Davidson i [Da65] gjekk ut frå at kollisjonstverrsnittet for  $H\alpha$ -emisjon ved H-N<sub>2</sub> kollisjonar kunne tilnærma med tverrsnittet for  $H\alpha$ -emisjon ved H-H kollisjonar. Det har seinare vist seg at kollisjonstverrsnittet for  $H\alpha$ -emisjon ved H-N<sub>2</sub> kollisjonar er frå 2 ganger større ved 10 keV til 20 ganger større ved 1 keV [Ko91] og [Ko92]. Dette forklarer avviket i absolutt intensitet mellom dei to simuleringane.



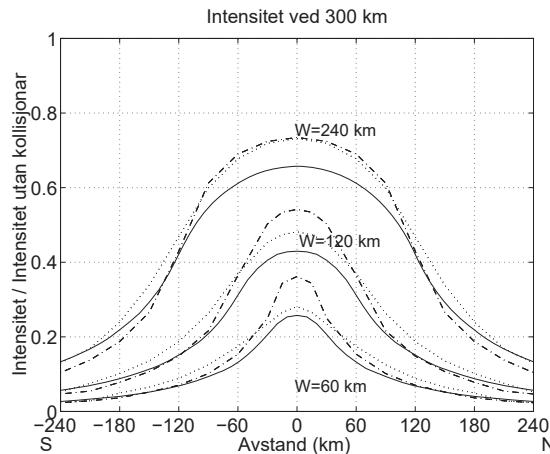
Figur 4.2: Intensitetsfordeling til  $H\alpha$ -emisjonar i  $\text{erg}/\text{cm}^2$  pr injisert partikkkel med isotrop pitchvinkelfordeling ved 1000 km (som [Da65]). Øverst: Davdison si simulering [Da65]. Nederst: Mi simulering. Begge er nord-sør snitt gjennom ein protonbøge med lang utstrekning aust-vest og kort utstrekning nord-sør. Ved eventuell samanlikning med andre figurar i oppgava, så merk at  $1 \text{ erg}/\text{cm}^3 = 10 \text{ J}/\text{m}^3$ .

### 4.1.3 Samanlikning med Inglesias og Vondrak '74

Inglesias og Vondrak [In74] nytta ein modell utvikla av Johnstone [Jo72] til å finne effekten av spreyinga i atmosfæra på fluks og pitchvinkelfordeling til proton frå ein protonboge. Modellen byggjer på eit uttrykk som gir den tilbakelagte strekninga som nøytral partikkel etter første ladningsovergang. Dei går at denne strekninga dominerer protonspreiinga. Vidare nytta dei eit vertikalt magnetfelt. Inglesias og Vondrak samanlikna med resultat bygde på Monte Carlo simuleringane til Davidson [Da65].



Figur 4.3: Pitchvinkelfordeling i tre avstander frå bogesenteret, Y, ved 300 km høgde. Protonbogen består av 6 keV proton med isotrop pitchvinkelfordeling over atmosfæra. Bogen har ei halvbreidde nord-sør på 60 km og lang utstrekning aust-vest. Magnetfeltvinkelen er  $\approx 0^\circ$ . --- Inglesias og Vondrak [In74], — mine resultat.



Figur 4.4: Samla partikkelintensitet frå alle retninger ved 300 km høgde mot avstand nord-sør frå bogesenteret for 6 keV proton med isotrop pitchvinkelfordeling over atmosfæra og magnetfeltvinkel  $\approx 0^\circ$ . Intensitetane er gitt som  $I/I_{maks}$ , der  $I_{maks}$  er intensiteten utan kollisjonar med atmosfæra. (Skulle eg teikne inn  $I_{maks}$ , ville denne ha intensitet 1, og samme breidde som den opphavlege bogen.) Eg har med tre forskjellige bogebreidder, W. --- Inglesias og Vondrak [In74], ··· Monte Carlo simuleringer [In74], — mine resultat.

Eg ser at dei generelle trekka fell godt saman. Vidare er mine resultat meir i samsvar med

det resultatet som er funnet frå Monte Carlo simulering, enn det som er funnet ved hjelp av modellen til Inglesias og Vondrak.

## 4.2 Nye data frå simuleringa

Eg gjer simuleringer med isotrop pitchvinkelfordeling (som er nær den reelle, jamfør kapittel (3.2.5)) og varierar partikkelenergien og magnetfeltvinkelen. Eg får dermed både eit inntrykk av kva for energiarar som kan gi dei ulike karakteristikkane, og korleis karakteristikkane endrar seg med magnetfeltvinkelen.

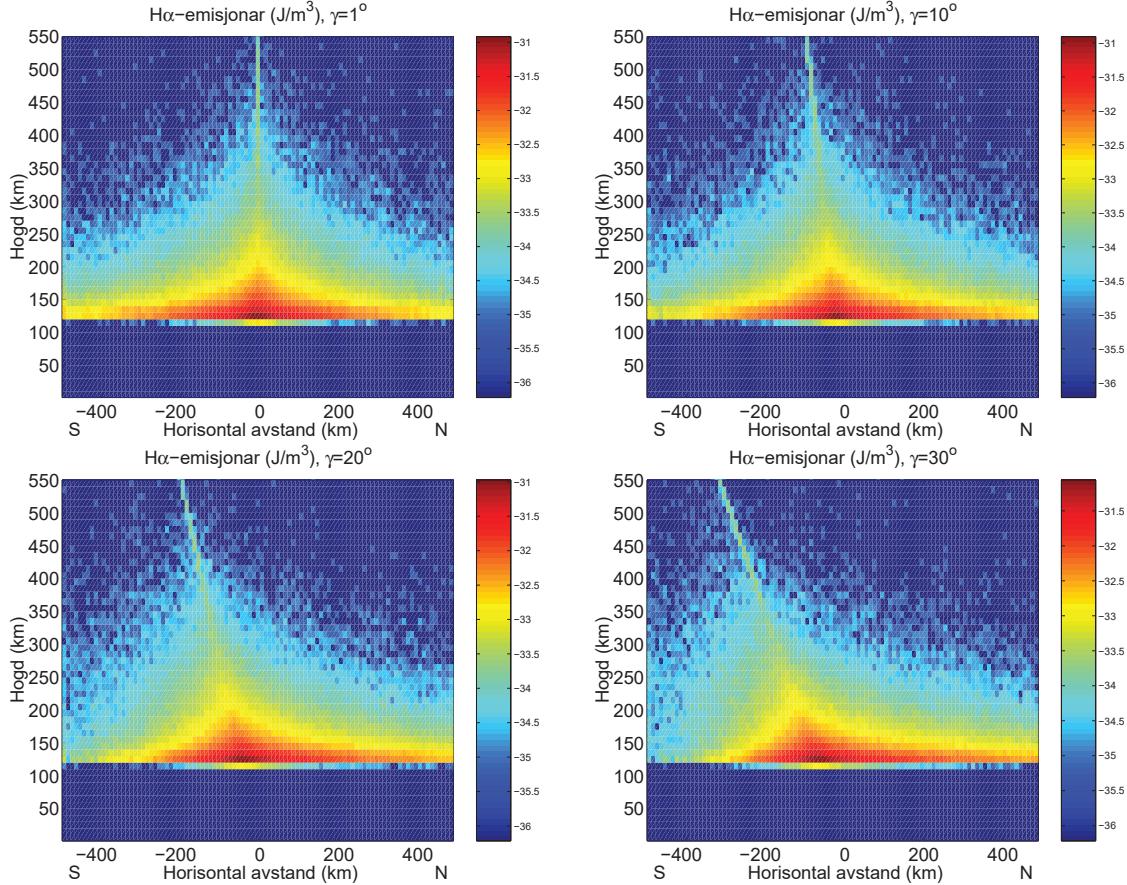
Eg ser spesielt på utbreiinga til området med  $H\alpha$ -emisjonar og pitchvinkelfordelinga til dei energetiske partiklane ved 300 km.

Til slutt ser eg på resultat som kan knyttast opp mot satellittmålinger. Eg ser på delen av spreidde partikler som returnerer over atmosfæra som lada eller nøytrale. Elektrisk lada partiklar vil følge magnetfeltlinjene tilbake mot ekvator, medan elektrisk nøytrale partiklar(atom) (ENA) vil ikkje vere påverka av det magnetiske feltet, og vil gå i rett linje bort frå kildeområdet. Eg ser spesielt på fordelinga av desse partiklane, og gjer greie for ein metode for å finne den opphavlege protonintensieten i ein protonboge ut frå satellittmålinger av ENA.

For kvar ny energi eller magnetfeltvinkel simulerer eg 50000 partiklar, og gir dei midlare resultata.

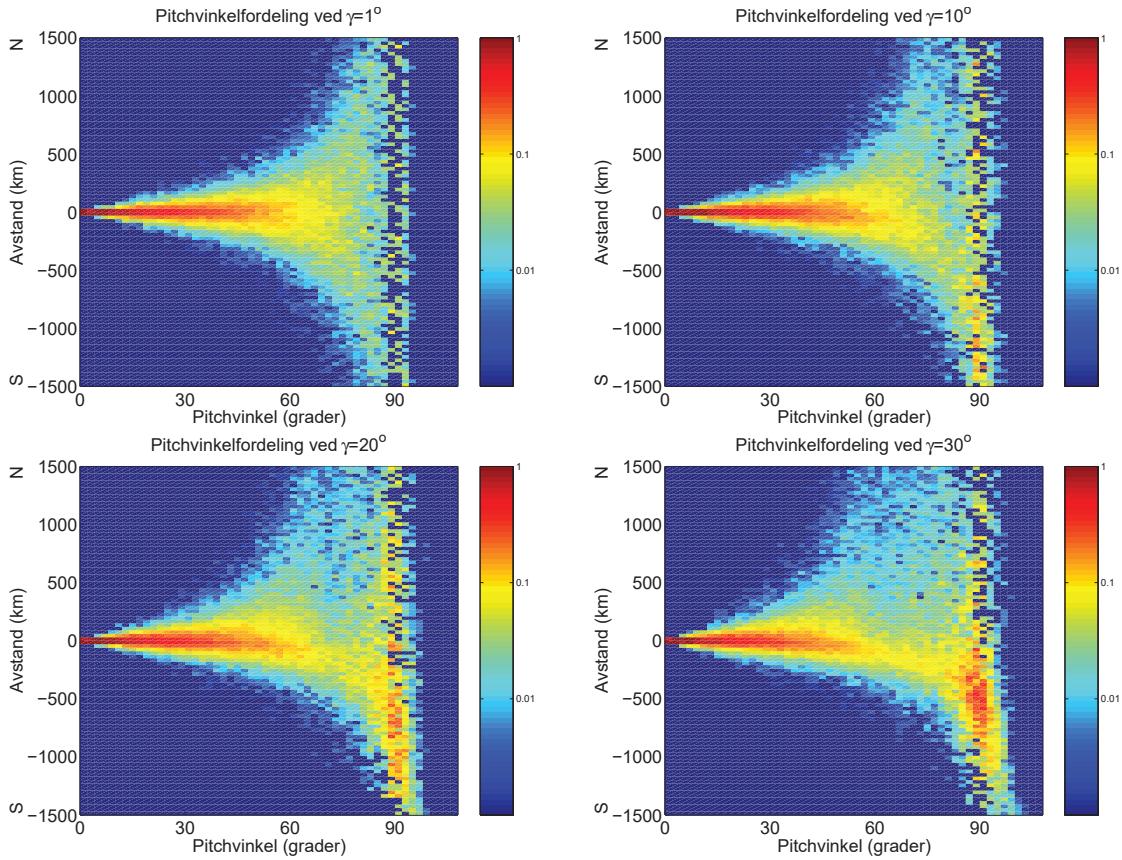
### 4.2.1 $H\alpha$ -emisjon ved forskjelle magnetfeltretninger

Eg ser på kva for trekk i  $H\alpha$ -emisjonen som endrar seg med endra i magnetfeltretning. Eg har valgt å sjå på ei isotrop pitchvinkelfordeling, og partikkelenergi lik 10 keV.



Figur 4.5: Intensiteten for  $H\alpha$ -emisjon i  $J/m^3$  pr partikkel inn ved 1000 km med isotrop pitchvinkelfordeling. Figuren viser 10-logaritmen til intensiteten i eit snitt gjennom ein protonboge med lang utstrekning aust-vest og utstrekning på 10 km nord-sør.  $E_P$  er 10 keV og fire ulike magnetfeltvinklar,  $\gamma$ , er nytta. Opp til venstre:  $\gamma = 1^\circ$ . Opp til høgre:  $\gamma = 10^\circ$ . Nede til venstre:  $\gamma = 20^\circ$ . Nede til høgre:  $\gamma = 30^\circ$ .

Vinkelen mellom magnetfeltet som dei lada partiklane kjem inn langs og vertikalen,  $\gamma$ , kallar eg magnetfeltvinkelen. Når denne vinkelen er nær  $0^\circ$  er  $H\alpha$ -emisjonane symmetriske om magnetfeltlinja. Eg ser at partiklane vert spreidd lengre mot nord enn mot sør med aukande magnetfeltvinkel. For å forklare denne asymmetriene, ser eg på pitchvinkelfordelinga til dei spreidde partiklane.

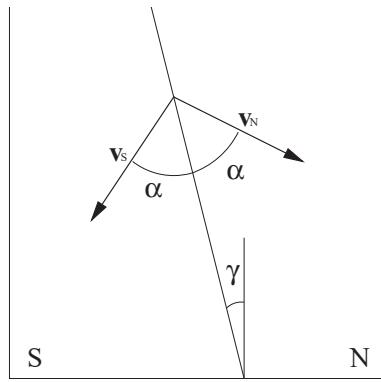


Figur 4.6: Pitchvinkelfordeling ved  $h=300$  km for fire ulike magnetfeltvinklar ved isotrop pitchvinkelfordeling inn og  $E_P=10$  keV. Figuren viser innbyrdes intensitet i eit snitt gjennom ein protonbøge med lang utstrekning aust-vest, og 30 km nord-sør. Opp til venstre:  $\gamma = 1^\circ$ . Opp til høgre:  $\gamma = 10^\circ$ . Nede til venstre:  $\gamma = 20^\circ$ . Nede til høgre:  $\gamma = 30^\circ$ .

Ved magnetfeltvinkel,  $\gamma$  nær  $0^\circ$ , ser eg frå figur (4.6) at partiklar med små pitchvinklar vert spreidd lite frå magnetfeltlinja, medan partiklar med stadig større pitchvinklar vert spreidd tilsvarande lengre bort. Der er ingen asymetriar nord-sør med  $\gamma$  nær  $0^\circ$ .

Med aukande magnetfeltvinkel, vert det ein asymetri i pitchvinkelfordelinga nord og sør for den opphavlege magnetfeltlinja. Ved magnetfeltvinkel lik  $30^\circ$  vert partiklar med pitchvinklar heilt ned under  $60^\circ$  frakta langt nordover. Mot sør får vi langt mindre spreiing, og kun partiklar med pitchvinklar over  $90^\circ$  vert frakta lengre strekninger mot sør.

Figuren (4.7) skisserer retninga til partiklar som endrar ladning frå lada til nøytral partikkell ved ein gitt pitchinkel,  $\alpha$  og magnetfeltretning,  $\gamma$ .



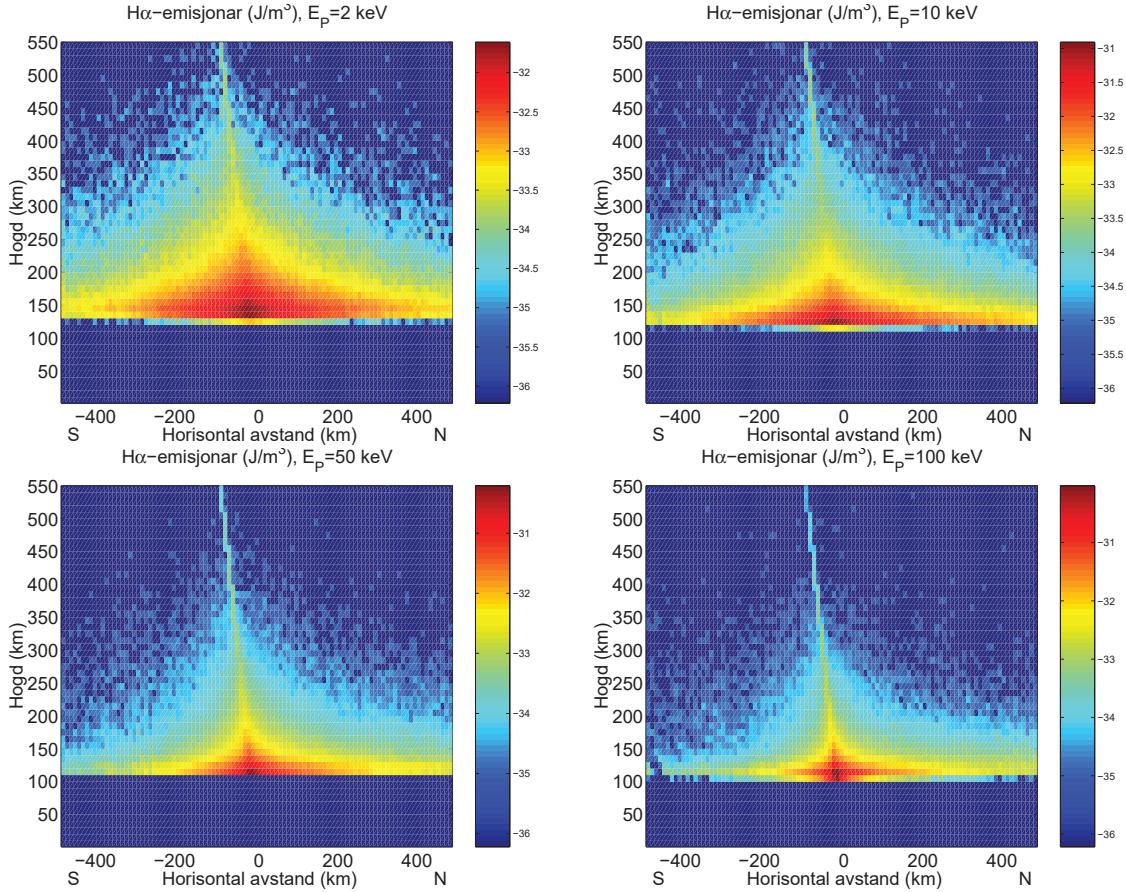
Figur 4.7: Skisse av merediansnitt. Partiklar som får ein fartkomponent mot nord ( $\mathbf{v}_N$ ), får ein mykje større horisontalfartskomponent enn partiklar som får ein fartkomponent mot sør ( $\mathbf{v}_S$ ).  $\alpha$  er pitchvinkelen, og  $\gamma$  er magnetfeltvinkelen.

Lada partiklar som får elektroninnfanging når dei har fartkomponent mot nord vil få ein større horisontalkomponent enn om dei får elektroninnfanging når dei har ein fartkomponent mot sør. Vinkelen med vertikalen vil kunne verre opp til respektivt  $\gamma + \alpha$  og  $\gamma - \alpha$ .

Ved magnetfeltvinkelen,  $\gamma = 30^\circ$ , vil partiklar med pitchvinklar rundt  $60^\circ$  kunne spreiaast lengst mot nord. Mot sør hadde vi venta ei tilsvarende dominering av partiklar med pitchvinklar rundt  $120^\circ$ . Desse partiklane måtte imidlertid ha spegla nede i den tettare delen av atmosfæra (eller under bakken). Partiklane med desse pitchvinklane (og initiele energiar rundt 10 keV) taper derfor energien og stopper før dei får så høge pitchvinklar. Partiklane som dominerer mot sør blir dermed partiklar med pitchvinklar like over  $90^\circ$ . Desse går oppover (med  $30^\circ$  mot sør) som lada, og går nedover (med mellom  $0^\circ$  og  $60^\circ$  mot sør) om dei får ein komponent mot sør som nøytrale.

## 4.2.2 $H\alpha$ -emisjon ved forskjelle protonenergiar

Eg ser på kva for trekk i  $H\alpha$ -emisjonen som endrar seg med endringer i energien til protonbogen. Eg har valgt å sjå på ei isotrop pitchvinkelfordeling, og magnetfeltvinkel lik  $10^\circ$  som svarer til  $70,6^\circ$  magnetisk breidde.



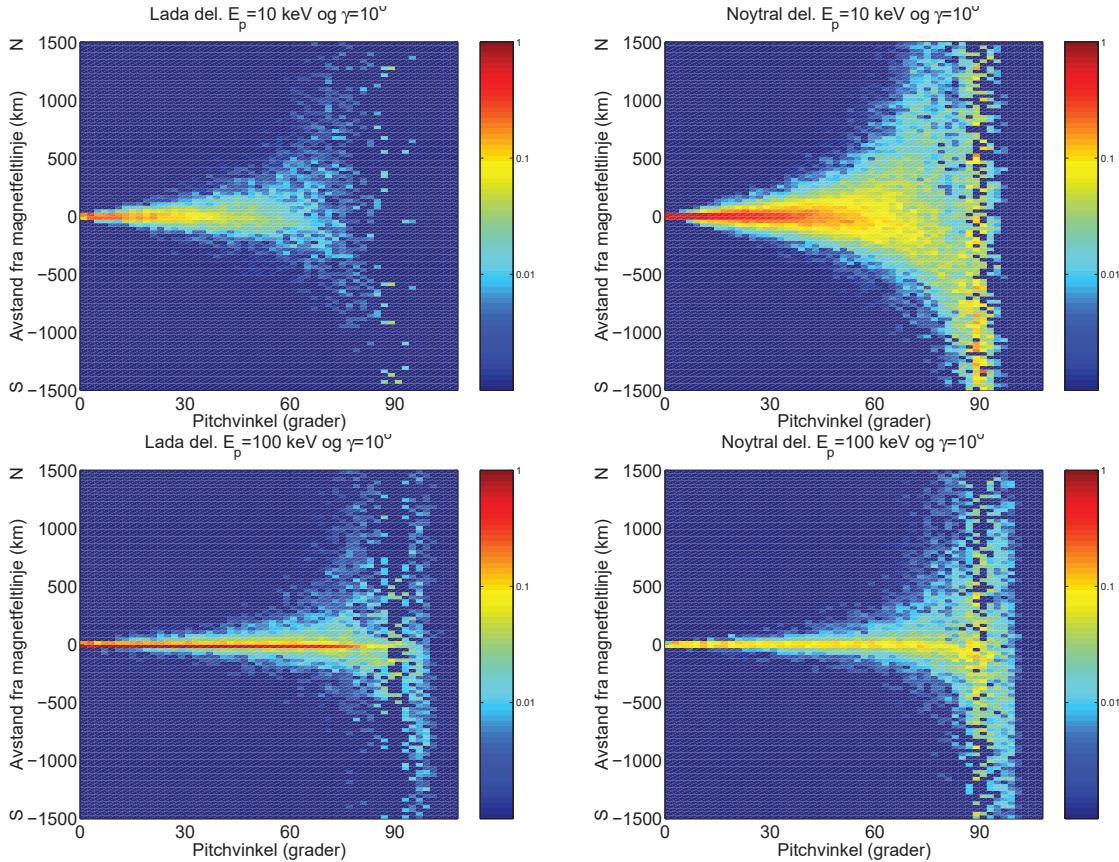
Figur 4.8: Intensiteten for  $H\alpha$ -emisjon i  $J/m^3$  pr partikkell inn ved 1000 km med isotrop pitchvinkelfordeling. Figuren viser 10-logaritmer til intensiteten i eit snitt gjennom ein protonboge med lang utstrekning aust-vest og utstrekning på 10 km nord-sør. Magnetfeltvinkelen,  $\gamma=10^\circ$ , og fire ulike protonenergiar,  $E_P$  er nytta. Oppe til venstre:  $E_P = 2 \text{ keV}$ . Oppe til høgre:  $E_P = 10 \text{ keV}$ . Nede til venstre:  $E_P = 50 \text{ keV}$ . Nede til høgre:  $E_P = 100 \text{ keV}$ .

Eg ser spesielt at partiklar med liten energi får avsetjing av energien over eit større område enn for partiklar med høgare energi. Dette kan forklaraast ut frå  $p/H$ -likevekta i  $N_2$ , figur (2.10). For partiklar med energi under 35 keV dominerer den nøytrale delen. Partiklane kan dermed gå langt bort frå magnetfeltlinja, då dei tilbringer ein stor del av tida som nøytrale partiklar som ikkje er bundne til magnetfeltlinjene.

For energiar over 35 keV aukar den lada delen og er på kring 80% ved 100 keV. Dermed vil partiklane i større grad vere bundne til magnetfeltet heilt til dei har tapt ein del av energien. For prosjektila med enda høgare energi, vert nesten all partikkelenergien over kring 150 keV avsatt innanfor nokre få gyrasjonsradier,  $r_c$  rundt magnetfeltlinja. I tabell (3.1), såg vi at  $r_c \approx 1 \text{ km}$  ved  $E_P = 150 \text{ keV}$ .  $r_c$  doblast med ei firedobling av  $E_P$ , jamfør likning (3.8).

Figur (4.9) viser pitchvinkelfordeling og utbreiing nord og sør til partiklar frå bøger med

prosjektilenergi  $E_P = 10 \text{ keV}$  og  $E_P = 100 \text{ keV}$ . Her kjenner vi igjen trekka frå dei tidlegare avsnitta med stor del lada partiklar ved høg energi og stor del nøytrale partiklar ved lav energi. Ved stor del lada partiklar vert det mindre spreiling enn ved stor del nøytrale partiklar då det er den nøytrale komponenten som står for spreilinga.



Figur 4.9: Pitchvinkelfordeling ved 300 km for  $\gamma=10^\circ$ . Figuren viser del av total intensitet i eit snitt gjennom ein protonboge med lang utstrekning aust-vest, og 30 km nord-sør. Opp til venstre: lada del for  $E_P= 10 \text{ keV}$ . Opp til høgre: nøytral del for  $E_P= 10 \text{ keV}$ . Nede til venstre: lada del for  $E_P= 100 \text{ keV}$ . Nede til høgre: nøytral del for  $E_P= 100 \text{ keV}$ . Bileta for samme energi har samme fargeskala.

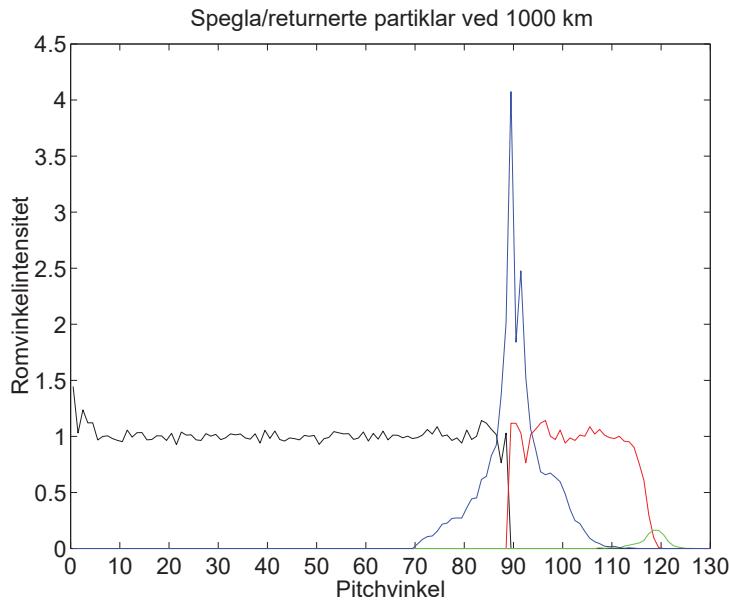
Det mest vesentlege energitapet skjer frå ca 200 km høgde, og aukar kraftig med tettleiken ned mot 100 km, der dei fleste partiklane stoppar.

### 4.2.3 Speglende og returnerte partiklar over atmosfæra

I dette kapitlet har eg samla tilgjengeleg informasjon om speglende partiklar og om nøytrale partiklar som har kommet opp over atmosfæra ved protonnedbør. Dei opphavlege partiklane hadde ei isotrop pitchvinkelfordeling ved 1000 km ved retning ned.

Eg har ordna alle partiklane i fire kategoriar. Desse er lada partiklar som er speglade tilbake langs den initielle feltlinja, lada partiklar som blir speglade tilbake langs andre feltlinjer og partiklar som returnerer som nøytrale partiklar. Ved å sjå kor mange partiklar som ikkje returnerer av dei opphavlege partiklane, finn eg også den delen av partiklane som har stoppa opp i atmosfæra.

Figur (4.10) viser eit eksempel på korleis pitchvinkelfordelinga til dei simulerte partiklane er for  $\gamma = 20^\circ$  og  $E_P = 100 \text{ keV}$  ved 1000 km. Eg ser at dei innfallande partiklane har ei isotrop fordeling frå  $0^\circ$  til  $90^\circ$ . Partiklar i intervallet frå kring  $63^\circ$  til  $90^\circ$  vert spegla tilbake langs samme magnetfeltlinje. I tillegg vert det spegla ein del partiklar tilbake langs andre feltlinjer. Desse partiklane har ei ganske skarp avgrensa pitchvinkelfordeling, og svarer til partiklar som berre har nokre få (truleg kun 2) ladningsendringer kring speglingspunktet (grøn kurve i figuren). Sist ser eg dei nøytrale partiklane. Desse har pitchvinklar frå  $90^\circ - \gamma$  til  $90^\circ + \gamma$ , og har sterkest intensitet akkuratt for  $90^\circ$ .



Figur 4.10: Romvinkelintensitet til spegla/returnerte partiklar ved 1000 km for  $\gamma = 20^\circ$  og  $E_P = 100 \text{ keV}$ . (svart) pitchvinkelfordeling inn, (raud) partiklar spegla tilbake langs samme magnetfeltlinje, (grøn) partiklar spegla tilbake langs andre feltlinjer, og (blå) partiklar returnert som nøytrale partiklar.

For å finne talet på partiklar i kvar av dei fire kanalane, er intensitetane for dei ulike pitchvinklane multiplisert med  $\sin(\alpha)$ , jamfør kapittel (3.2.5).

Tabell (4.1) viser midlare høgd for første ladningsendring. Denne er funnet ved å sjå kor stor del av partiklane som vart spegla tilbake langs den opphavlege feltlinja: Eg finn arealet under kurva for intensiteten til partiklar som er spegla tilbake langs den opphavlege feltlinja frå i figur (4.10). Trekk eg dette frå arealet under kurva for dei innkomande partiklane (og deler på høgda som er 1), finn eg pitchvinkelen til dei partiklane som akkuratt når ned til høgda der dei innfalland partiklane får første ladningsendring. Eg nytter den første adiabatiske med innsatt uttrykket for dipolmagnetfeltet til å finne speglingshøgda til desse partiklane.

Eg ser at høgda for første ladningsendring er strekt energiavhengig. Dette kjem frå kollosjonstverrsnittet for elektroninnfangning som avtar med aukande energi, jamfør figur (2.9).

I tabell (4.2) og tabell (4.3) viser eg kor stor prosentvis del av dei initielle partiklane ved 1000 km som har hatt ladningsendring(er) som blir respektivt spegla som lada partikkkel, eller returnert som nøytral partikkkel. Intensitetane som er nytta i utrekninga er talet på partiklar som passerer 1000 km. Alle dei opphavlege partiklane kom inn i eit flateareal normalt på magnetfeltretninga, og med isotrop pitchvinkelfordeling.

$E_P \setminus \gamma$	$1^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$
2 keV	660 km	667 km	652 km	668 km
10 keV	640 km	657 km	616 km	647 km
50 keV	578 km	502 km	519 km	525 km
100 keV	425 km	475 km	329 km	495 km
250 keV	209 km	270 km	274 km	278 km

Tabell 4.1: Midlare høgd for første ladningsendring i km.

$E_P \setminus \gamma$	$1^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$
2 keV	0,1%	0,1%	0,1%	0,1%
10 keV	0,1%	0,2%	0,3%	0,2%
50 keV	0,9%	1,1%	1,2%	1,4%
100 keV	2,5%	2,3%	2,7%	3,5%
250 keV	4,1%	4,1%	4,2%	4,4%

Tabell 4.2: Prosentdel spreidde lada partiklar som vert spegla, av partiklar ned ved 1000 km.

Frå tabell (4.2) ser eg at delen spegla lada partiklar er omtrent uavhengig av magnetfeltvinkelen. Dette er partiklar som har hatt få ladningsendringer, og dei speglast i hovudsak innan ein radius på nokre kilometer frå den opphavlege feltlinja og har pitchvinklar kring  $120^\circ$  ved 1000 km, jamfør figur (4.10). Av partiklane med energi over kring 50 keV aukar den lada delen. Her vert også partiklar som har hatt fleire kollisjonar lengre nede i atmosfæra spegla, då desse partiklane treng fleire kollisjonar for å stoppe opp, og samtidig tilbringer meir tid som lada partikkkel, jamfør kapittel (4.2.2).

$E_P \setminus \gamma$	$1^\circ$	$10^\circ$	$20^\circ$	$30^\circ$
2 keV	3,3%	5,3%	10,0%	16,4%
10 keV	4,0%	6,0%	10,0%	16,2%
50 keV	5,5%	6,1%	8,8%	12,0%
100 keV	5,1%	5,3%	6,2%	7,8%
250 keV	1,3%	1,4%	1,2%	1,5%

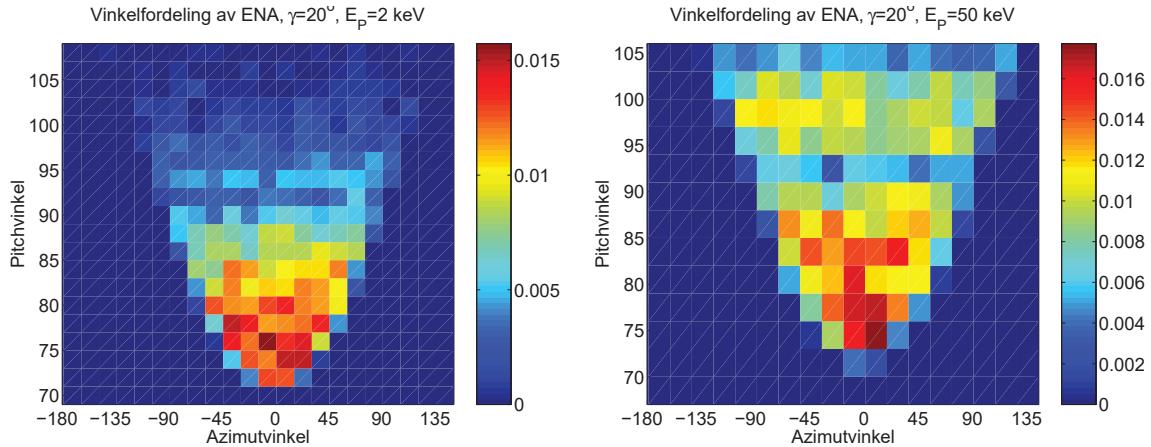
Tabell 4.3: Prosentdel nøytrale partiklar som vert returnerte til over atmosfæra, av partiklar ned ved 1000 km.

Frå tabell (4.3) ser eg at delen spegla nøytrale partiklar aukar kraftig med vinkelen mellom magnetfeltretninga og vertikalen. Dette gjeld spesielt dei lavare energiane, der den nøytrale delen dominerer likevekta. Dette forklarast frå figur (4.7): Partiklar med stor pitchvinkel som blir nøytrale og får ein azimutretning nordover samtidig som magnetfeltvinkelen er stor, kan få ein kraftig positiv vertikal fartkomponent. Dersom dette skjer i den øvre atmosfæra, blir partikkelen returnert som nøytral partikkkel (ENA) utan fleire ladningsendringer.

Vidare avtar delen spegla de3len nøytrale partiklar kraftig med aukande energi som forventa ut frå likevektsfordelinga av  $p/H$ .

#### 4.2.4 Azimut- og pitchvinkelfordeling til ENA over atmosfæra

Figur (4.11) viser pitchvinkel- og azimutvinkelfordelinga til ENA over atmosfæra frå proton med  $E_P=2$  keV og  $E_P=50$  keV som kjem inn langs ei magnetfeltlinje med  $\gamma = 20^\circ$ .



Figur 4.11: Pitchvinkel- og azimutvinkelfordeling til ENA frå protonnedbør. Figuren viser innbyrdes intensitet, og summen over alle punktene gir 1. Azimutvinklene svarer (på den nordlige halvkule) til:  $-180^\circ$ =sør,  $-90^\circ$ =vest,  $0^\circ$ =nord,  $90^\circ$ =aust.

Til venstre:  $E_P=2$  keV,  $\gamma = 20^\circ$ . Til høgre:  $E_P=50$  keV,  $\gamma = 20^\circ$ .

Eg ser at ENA for det meste blir sendt i retning mot polane (nord), og har azimutvinklar kring  $0^\circ$ . Her har partikkelen størst intensitet ved pitchvinklar frå  $90^\circ$ , og ned mot  $90^\circ - \gamma \approx 70^\circ$ . For høge energiar blir det også sendt ut ENA med høgare pitchvinklar. Desse har ei meir isotrop azimutfordeling frå vest over nord til aust.

Tilsvarande figurer som figur(4.11) for energiane  $E_P = 2, 10, 50$  og  $100$  keV og  $\gamma = 10^\circ, 20^\circ$  og  $30^\circ$  er gitt i vedlegg A for eventuell bruk til tolking av satellittdata.

#### 4.2.5 Protonintensitet frå ENA avbilding

Elektrisk nøytrale atom (ENA) som blir sendt ut frå atmosfæra ved protonnedbør kan registrerast av satellittar og rakter. ENA vert ikkje påverka av det magnetiske feltet, og vil gå i rett linje frå kildeområdet. Ved å avbilde ENA kan vi danne oss eit bilet av dei fysiske prosessane i det jordnære rommet. Dette vart skildra første gang av Hovestadt et la. [Ho76], og blir meir omtalt mellom anna i [Wi92].

Dei første globale bileta av ENA frå satellittmålinger vart gitt av Roelof [Ro87] og var frå satellitten *ISSE 1*. I 1997 gav Henderson et al. [He97] global avbilding av ENA frå *Polar* satellitten. Det har også vorte skildra ENA ved rakettmåling i og ved ein protonboge [Sø96].

Med god oppløysing i ENA-avbildingane kan ein bestemme kildeområda til ENA. Kjenner ein samanhengen mellom den opphavlege protonintensiteten og ENA intensiteten med romleg fordeling, kan ein rekne seg tilbake til intensiteten av lada partiklar. Ein kan dermed finne intensiteten til protonnedbøren over eit stort område ved fjernmåling av ENA.

Frå figur (4.11) ser eg at ein ved ENA-avbildeing av områda kring nordlysovalen får størst intensitet ved deteksjon av ENA på polsiden av bogen, og med vinkel nær normalt på vertikalen. For høgare energiar ( $E_P \geq 50 \text{ keV}$ ) får ein også ganske stor intensitet ved større pitchvinklar (og dermed også større vinklar på vertikalen).

I tabell (4.3) gav eg høvet mellom reflektert del ENA over atmosfæra og den opphavlege intensiteten av proton, samt høgda for første ladningsovergang, tabell (4.1). I kapittel (4.2.4) gav eg pitchvinkel- og azimutfordeling til unnslept ENA over atmosfæra.

I dette kapitlet skildrer eg ein metode for korleis denne informasjonen kan nyttast til å rekne tilbake til den opphavlege protonintensiteten til ein protonboge i nordlysovalen når den romlege oppløysinga til satellittbileta av ENA har god nok oppløysing til at ein kan bestemme kildeområdet med ein viss nøyaktigheit. Eg skildrer metoden punktvis:

1. Energien til den detekterte partikkelen gir høgda til ENA-kilda frå tabell (4.1).
2. Detektert ENA projiserast tilbake mot jorda til høgda frå punkt 1, og ein finn dei magnetiske koordinatane til dette punktet. Dette gir magnetfeltvinkelen,  $\gamma$ , og azimutretninga til partikkelen. Vinkelen mellom magnetfeltet i kildeområdet og fartretninga til partikkelen gir pitchvinkelen.
3. Frå figur (4.11) finn ein kor stor del av ENA som hadde pitchvinkelen og azimutvinkel over atmosfæra som funnet i punkt 2. Ein kan no finne talet på all ENA frå denne protonbogen som vart returnert over atmosfæra.
4. Tabell (4.3) gir samanhengen mellom ENA-delen og dei lada partikklane i den opphavlege protonbogen ved 1000 km høgde.

Modellen kan nyttast til tolking av framtidige avbildinger av ENA frå protonnordlys og ein kan dermed finne protonintensiteten over eit større område indirekte ved ENA-avbildeing.

## 4.3 Oppsummering

Ved utrekning av stoppetverrsnittet til  $p/H$  i  $H$  og  $N_2$ , fann eg verdiar som svarte godt til dei eksperimentelle verdiane. Også reproduksjon av resultata til Inglesias og Vondrak [In74] gav verdier nær opptil deira verdiar. Ved kartleggjing av den romlege  $H\alpha$ -emisjonen fann eg resultat som var kring ein faktor 10 høgare enn dei til Davidson [Da65]. Dette viste eg tilbake til bruk av nyare og meir nøyaktige kollisjonstverrsnitt. Generelt ser modellen og simuleringsprogrammet ut til å skildre både stoppeprosessar og nordlyssimuleringar meget bra.

Eg har kartlagt den romlege  $H\alpha$ -emisjonen ved ulike magnetfeltvinklar. Den forsterka intensiteten sør for bogesenteret og den lengre utbreiinga mot nord forklarte eg gjennom studier av pitchvinkelfordelinga. Eg viste også kvantitative resultat for pitchvinkelfordelinga for avstander nord og sør for protonboger som kjem inn langs eit skrått magnetfelt. Dette har ikkje vore gjort før.

Eg presenterte vidare delen av spegla lada og returnerte nøytrale partiklar over 1000 km av dei opphavlege partiklane i ein protonboge. Deretter gav eg pitchvinkel- og azimutinkelfordelinga til returnerte nøytrale partiklar (ENA) over atmosfæra. Til slutt skisserte eg ein metode der dette saman med informasjonen om total del nøytrale partiklar over atmosfæra kan nyttast til å finne den initielle partikelintensiteten i protonboger ved deteksjon av ENA.

# Kapittel 5

## Konklusjon og forslag til vidare arbeid

### Konklusjon

I denne oppgåva har eg skildra hovedmekanismene kring protonnordlys og utvikla eit program for Monte Carlo simuleringer av protonnordlys. Dette har vorte nytta til å skaffe ny viten kring protonnordlys.

Simuleringa av mekanismene beror på atomfysiske kollisjonsparametre. Teorien for utrekning av slike parametre ved proton - hydrogen kollisjoner er skildra, og eit eksisterande kollisjonsprogram er nytta til å rekne ut verdiane. Tilsvarande kollisjonstverrsnitt for andre sentrale atomkollisjoner innan nordlysfysikk har vorte funnet og kartlagt gjennom omfattande litteraturstudier.

Eg har også skildra dynamikken både til lada og nøytrale partiklar i atmosfæra. Saman med kollisjonsparametrene er dette nytta til å lage ein modell som simulerer proton som kjem inn i atmosfæra og danner nordlys. Modellen tar med dynamikken ved ladningsoverføringer, og tar også hensyn til eit skrått magnetfelt i det den følgjer ein partikkelen med gitte starttilhøve ved 1000 km. Modellen vart nytta til å skrive eit simuleringsprogram som vart implementert i C++.

Eg har gjort køyninger for forskjellege magnetfeltvinklar og prosjektilenergiar. Resultata har vorte samanlikna med tidlegare simuleringar ([Da65] og [In74]), og eg har mellom anna funnet at verdiane i [Da65] var ein faktor 10 for små. Eg har også presentert pitchvinkelfordelinga mot avstanden nord og sør for ein protonboge som kjem inn langs eit skrått magnetfelt.

Til slutt har eg sett på spreidde lada og returnerte nøytrale partiklar over atmosfæra. Desse resultata kan nyttast innan den nyaste forskinga kring satellittavbilding av ENA.

### Vidare arbeid innan simulering av protonnordlys

Simuleringa byggjer på atomære kollisjonsprosessar mellom  $p/H$  og gassane i atmosfæra. For meir nøyaktige simuleringer av desse prosessane må dei ulike kollisjonane skildrast betre. Dette gjeld spesielt kollisjonar med atomært oksygen, då  $O$  dominerer tettleiken over kring 200 km høgde. Dei ulike eksitasjonskanalane i kollisjonane kan også skildrast i kvar sine eksitasjonskanalar og bidra til eit meir presist resultat.

For ytterligare arbeid knytta opp mot  $H\alpha$ -emisjon kan ein også finne Dopplerforskyvinga til  $H\alpha$ -linja ved eit valgt observasjonspunkt.

Ved satellittmålinger av ENA og spegla partiklar frå atmosfæra, treng ein storleiken på den lada og den nøytrale delen til dei spreidde partiklane som kjem over atmosfæra ut frå den opphavlege protonintensiteten. Dette er gitt i kapittel (4.2.3) og (4.2.4). For enda meir nøyaktig skildring av desse høva må ein også ta hensyn til at partiklane kan skifte pitchvinklar ved overgang til nye feltlinjer. Samtidig må ein ta hensyn til krumninga av jordoverflata (og ein bør då gå over til kule- eller polarkoordinater). Dette *kan* gi ei noko forbetra skildring av den romlege fordelinga til dei spegla/returnerte partiklane.

Med denne oppgåva har eg bidratt til å gi ei betre skildring av protonnordlys. Dette gjeld spesielt asymmetrien i pitchvinkelfordelinga til partiklane nord og sør for den innfallande protonbogen og spegla/returnert del spreidde partiklar av dei opphavlege partiklane ved 1000 km.

# Litteratur

- [Ai85] Air Force Geophysics Laboratory, Air Force Systems Command, US Air Force  
Handbook of geophysics and the space environment 1985  
National Technical Information Service (1985)
- [An77] Andersen H H, Zieger J F  
The stopping and ranges of ions in matter, volume 3  
Pergamon (1977)
- [An87] Andersen L.  
Angular scattering effects in charge transfer collisions between multiply charged ions and atoms  
Research Institute of Physics, Stockholm. Report RIPS 86:2
- [As91] Aseyev S A, Kudryavtsev Y A, Petrunin V V  
Formation of rydberg states in collision of fast hydrogen atoms with H<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> and He  
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 24, L647-L651 (1991)
- [Ba59] Bang J, Hansteen J M  
Coulomb deflection effects on ionisation and pair-production phenomena  
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 31 (1959)
- [Ba96] Baqi A A  
Atomic physics aspects of radiation physics  
MSc Thesis, University of Bergen (1996)
- [Bi71] Birely J H, McNeal R J  
Lyman alpha emission cross sections for collisions of H<sup>+</sup> and H with N<sub>2</sub> and O<sub>2</sub>  
J. Geophys. Res. Space Physics 76, nr 16, 3700-3709 (1971)
- [Ch77] Chong Y P, Fite W L  
Cross section for production of the metastable H(2s) state in proton collisions with atomic hydrogen  
Phys. Rev. A 16, 933-942 (1977)
- [Co65] Committee on space research  
CIRA 1965 (Cospar International Reference Atmosphere 1965)  
North-Holland publishing company (1965)

- [Da65] Davidson G T  
 Expected spatial distribution of low-energy protons precipitated in the auroral zones  
*J. Geophys. Res.* 70, 1061-1068 (1965)
- [De94] Deteleffsen D, Anton M, Werner A, Schartner K-H  
 Excitation of atomic hydrogen by protons and multiply charged ions at intermediate velocities  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 27 4195-4213 (1994)
- [Do91] Donnelly A, Geddes J, Gilbody H B  
 Balmer alpha emission in collision of  $H^+$ ,  $He^+$  and  $He^{2+}$  with hydrogen atoms  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 24, 165- (1991)
- [Eg73] Egeland, Holter, Omholt  
 Cosmical Geophysics  
 Universitetsforlaget (1973)
- [Fe66] Feldstein Y I  
 Dynamics of auroral belt and polar geomagnetic disturbances  
*Planet. Space Sci.* 15, 209-229 (1967)
- [F077] Ford Aerospace & Communications Corporation  
 Medium energy proton-electron detector (MEPED) design specification  
 Ford A & C Corp., Western development laboratories division (1977)
- [Fr81] Fritch W, Lin C D  
 The semiclassical close-coupling description of atomic collisions: recent developments and results  
*Phys. Rep.* 202, 1- (1991)
- [Fr83] Fritch W, Lin C D  
 Coupled-state calculations for excitation, charge transfer and ionisation in 1–75-keV proton–hydrogen-atom collision  
*Phys. Rev. A* 27, 3361-3364 (1983)
- [Ga90] Gao R S, Johnson L K, Hakes C L, Smith K A, Stebbing R F  
 Collisions of kilo-electron-volt  $H^+$  and  $He^+$  with molecules at small angles: Absolute differential cross sections for charge transfer  
*Phys. Rev. A* 41, 5929-5933 (1990)
- [Ge83] Gealy M W, Van Zyl B  
 Cross section for electron capture and loss. I.  $H^+$  and  $H^-$  impact on  $H$  and  $H_2$   
*Phys. Rev. A* 36, 3091-3099 (1987)
- [Ge87] Gealy M W, Van Zyl B  
 Cross sections for electron capture and loss. II.  $H$  impact on  $H$  and  $H_2$ .  
*Phys. Rev. A*, 36, 3100-3107 (1987)

- [Ge95] Gealy M W, Kerby G W, Hsu Y-Y, Rudd M E  
 Energy and angular distribution of electrons from ion impact on atomic and molecular hydrogen. I 20-114-keV  $H^+ + H_2$   
*Phys. Rev. A* 51, 2247-2255 (1995)
- [He93] Hemmer P C  
*Kvantemekanikk*  
 Tapir forlag (1993)
- [He97] Henderson M G, Reeves G D, Spence H E, Sheldon R B, Jorgensen A M, Blake J B, Fennell J F  
 First energetic neutral atom images from Polar  
*Geophys. Res. Lett.* 24, 1167-1170 (1997)
- [Hi79] Hill J, Geddes J, Gilbody H B  
 Elastic capture, loss and collisional destruction of 5-26 keV metastable and ground-state hydrogen atoms in collisions with atomic and molecular hydrogen  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 12, nr 20, 3341-3348 (1979)
- [Hi95] Higgins D P, Geddes J, Gilbody H B  
 Formation of H(2s) atoms by excitation in 10-100 keV  $H^+$ -H collisions  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 29, 1219-1224 (1996)
- [Ho76] Hovestadt D, Scholer M  
 Radiation belt-produced energetic hydrogen in interplanetary space  
*J. Geophys. Res.* 81, 5039- (1976)
- [Hv82] Hvelplund P, Andersen A  
 Electron capture by fast  $H^+$ ,  $He^+$  and  $He^{++}$  ions in collision with atomic and molecular hydrogen  
*Pysica Scripta* 26, 375-380 (1982)
- [In74] Inglesias G E, Vondrak R R  
 Atmospheric spreading of protons in auroral arcs  
*J. Geophys. Res.* 79 (1974)
- [Jo72] Johnstone A D  
 The spreading of a proton beam by the atmosphere  
*Planet. Space Sci.* 20, 292- (1972)
- [Ke95] Kerby G W, Gealy M W, Hsu Y-Y, Rudd M E  
 Energy and angular distribution of electrons from ion impact on atomic and molecular hydrogen. II 20-114-keV  $H^+ + H$   
*Phys. Rev. A* 51, 2256-2264 (1995)
- [Ko74] Kondow T, Girnius R J, Chong Y P, Fite W L  
 Production of Lyman- $\alpha$  radiation in collisions of protons and hydrogen atoms  
*Phys. rev. A* 10, 1167-1176 (1974)

- [Ko74] Kozelov B V, Yurova I Y  
 Scattering of protons and atomic hydrogen by molecular nitrogen  
 Report PGI-91-3-83. Polar Geophysical Institute, Apatity (in Russian) (1991)
- [Ko92] Kozelov B V, Ivanov V E  
 Monte Carlo calculations of proton-hydrogen atom transport in N<sub>2</sub>  
*Planet. Space Sci.* 40, 1503-1511 (1992)
- [Mc66] McClure G W  
 Electron transfer in proton–hydrogen-atom collisions: 2-117 keV  
*Phys. Rev.* 148, 47- (1966)
- [Mc69] McNeal R J, Clark D C  
 Ionisation and excitation of nitrogen by protons and hydrogen atoms in the energy range 1-25 keV  
*J. Geophys. Res. Space Physics* 74, 5065-5072 (1969)
- [Mc68] McClure G W  
 Ionisation and electron transfer in collisions of two H atoms: 1.25-117 keV  
*Phys. Rev.* 166, 22-29 (1968)
- [Mc89] McLaughlin B M, Bell K L  
 Rydberg cross sections and coefficents in H-H collisions  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 22, 763-776 (1989)
- [Mo73] Morgan T J, Geddes J, Gilbody H B  
 Formation of H(2p) and H(2s) atoms in collision of 2-26 keV protons with hydrogen atoms  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 6, 2118-2138 (1973)
- [Mo74] Morgan T J, Geddes J, Gilbody H B  
 Excitation of the 2s and 2p states of hydrogen in fast collisions between hydrogen atoms  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 7, 142-148 (1974)
- [Mo80] Morgan J T, Stone J, Mayo R  
 H(2s) formation in H<sup>+</sup>-H and H-H collisions  
*Phys. Rev. A* 22, 1460-1466 (1980)
- [Ra70] Rapp D  
 Quantum Mechanics  
 Holt, Rinehart and Winston (1971)
- [Ro70] Roeder J G  
 Dynamics of gemagnetically trapped radiation  
 Springer-verlag (1970)
- [R085] Roelof E C, Mitchell D G, Williams D J  
 Energetig neutral atoms ( $E \approx 50$  keV) from the ring current : IMP 7/8 and ISSE 1  
*J. Geophys. Res.* 90, 10991-11008

- [Ru71] Rudd M E, Gregorie D, Crooks J B  
 Comparison of experimental and theoretical values of cross sections for electron production by proton impact  
*Phys. Rev. A* 3, 1635-1640 (1971)
- [Ru79] Rudd M E  
 Energy and angular distributions of secondary electrons from 5-100-keV-proton collisions with hydrogen and nitrogen molecules  
*Phys. Rev. A* 20, 787-796 (1979)
- [Ru83] Rudd M e, DuBois R D, Toburen L H, Ratcliffe C A, Goffe TV  
 Cross sections for ionisation of gases by 5-4000-keV protons and for electron capture by 5-150-keV protons  
*Phys. Rev A* 28, 3244-3257 (1983)
- [Sh81] Shah M B, Gilbody H B  
 Experimental study of the ionisation of atomic hydrogen by fast  $H^+$  and  $He^{2+}$  ions  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 14, 2361-2377 (1981)
- [Sh86] Shah M B, Gilbody H B  
 Ionisation of atomic hydrogen by 9-75 keV protons  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 20, 2481-2485 (1986)
- [Sh89] Shingal R, Bransden B H, Flower D R  
 Excitation and ionisation in collisions between ground-state hydrogen atoms  
*J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* 22, 855-862 (1989)
- [Si96] Sigernes F  
 Optical studies of proton aurora  
*Doktor Avhandling, Universitetet i Tromsø* (1996)
- [Sø74] Søraas F, Lindalen H R, Måseide K, Egeland A, Sten T A, Evans D S  
 Proton precipitation and the  $H\beta$  emission in a postbreakup auroral glow  
*J. Geophys. Res.* 79, 1851-1859
- [Sø94] Søraas F, Måseide K, Torheim P, Aarsnes K  
 Doppler-shifted auroral  $H\beta$  emission: a comparison between observations and calculations  
*Ann. Geophysicae* 12, 1052-1064 (1994)
- [Sø96] Søraas F, Aarsnes K  
 Observations of ENA in and near a proton arc  
*Geophys. Res. Lett.* 23, 2959-2962 (1996)
- [Sø97] Søraas F  
 Pågående arbeider med NOAA satellittene  
 Ikkje publisert

[To71] Toburen L H

Distributions in energy and angle of electrons ejected from molecular nitrogen by 0.3- to 1.7 MeV protons

Phys. Rev. A 3, 216-228 (1971)

[Va83] Van Zyl B, Gealy M W, Neumann H

$N_2^+$  first-negative emission cross sections for low-energy  $H^+$  and H impact on  $N_2$

Phys. Rev. A 28, 2141-2150 (1983)

[Ve39] Vegard L

Hydrogen showers in the auroral region

Nature 144, 1701-1710 (1939)

[Wi92] Williams D J, Roelof E C, Mitchell D G

Global atmospheric imageing

Rev. Geophys. 30, 183- (1992)

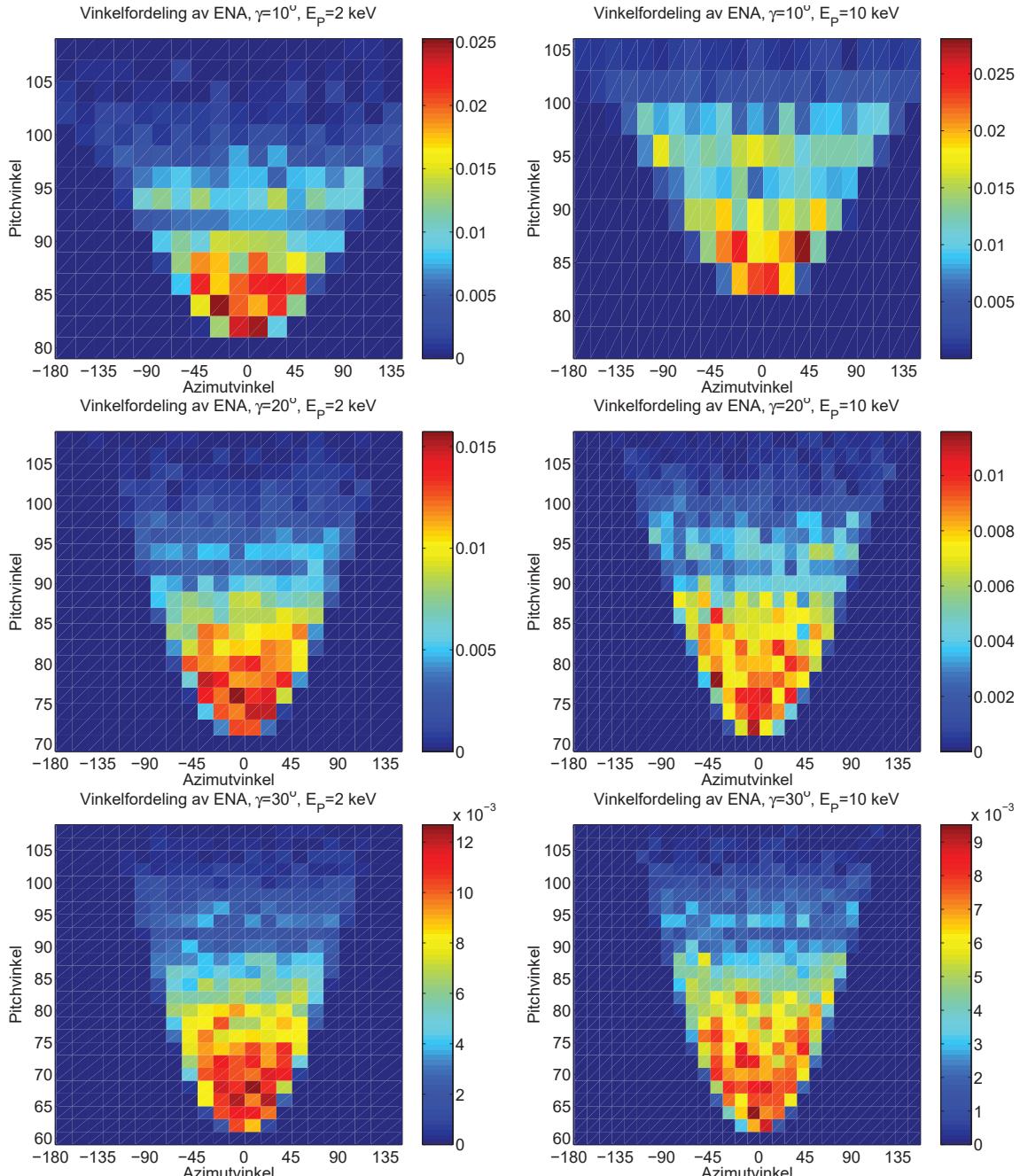
[Yo86] Yousif F B, Geddes J, Gilbody H B

Balmer  $\alpha$  emision in collisions of H,  $H^+$ ,  $H_2^+$  and  $H_3^+$  with  $N_2$ ,  $O_2$  and  $H_2O$

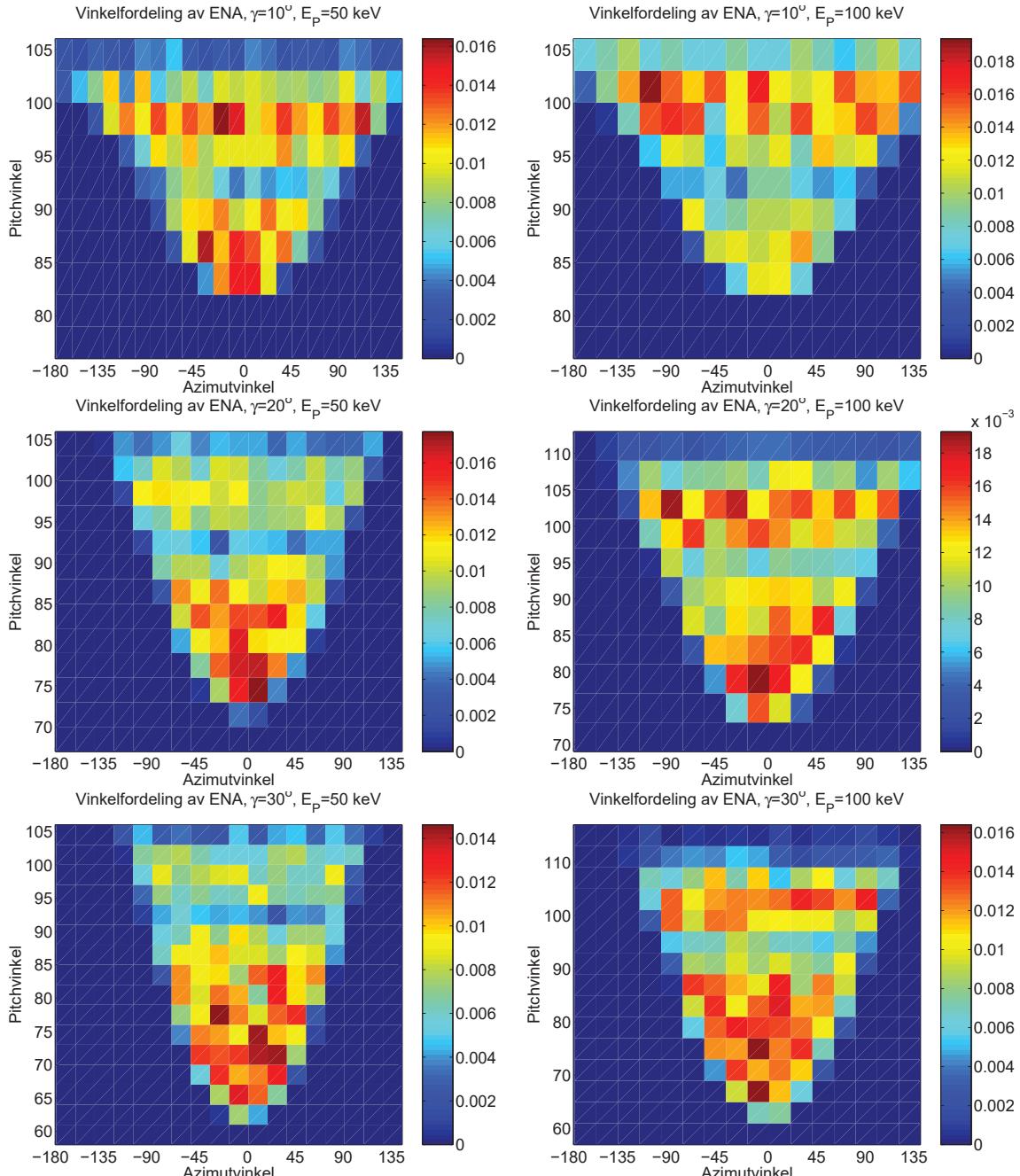
J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 19, 217-231 (1986)

## A Fordeling av ENA

Figurane (5.1) og (5.2) gir pitchvinkel- og azimutfordelinga til ENA frå protonboge for energiane  $E_P = 2, 10, 50$  og  $100 \text{ keV}$  og  $\gamma = 10^\circ, 20^\circ$  og  $30^\circ$ , på samme måte som figur (4.11) i kapittel (4.2.4).



Figur 5.1: Pitchvinkel- og azimutfordeling til ENA fra protonbøge. Til venstre  $E_p=2$  keV. Til høgre  $E_p=10$  keV. Ovenfrå og ned:  $\gamma = 10^\circ$ ,  $\gamma = 20^\circ$ ,  $\gamma = 30^\circ$ ,



Figur 5.2: Pitchvinkel- og azimutfordeling til ENA fra protonbøge. Til venstre  $E_p=50$  keV. Til høgre  $E_p=100$  keV. Ovenfra og ned:  $\gamma = 10^\circ, \gamma = 20^\circ, \gamma = 30^\circ$ ,

# B Programlistinger

Under følgjer simuleringsprogrammet, etterfulgt av datafiler og ei innputtfil. Deretter følgjer listing av visualiseringsrutinene.

## Simuleringsprogram

### Programlisting, *nordlys.cxx*

```
/* Programmet følger proton med ein gitt energi(fordeling) og  
pitchvinkel(fordeling) ved 1000 km ned i atmosfaera. H-alfa emisjon og passering  
med plan i h=100000*n meter vert lagra i fil. Opploeysinga til desse er gitt ved  
definisjonane i starten.
```

Nytter filene:

*nordlys.cxx* - denne kildekoden  
'innputt' - informasjon om enkeltkoeyring  
*h\_n2\_rho.data* - tettleiksprofilar  
*ph\_hh\_pn\_hn.data* - kollisjonstverrsnitt

Utfiler:

*namn.info* - Info om koeyringa  
*namn.Halfa* - Halfa emisjonsrom  
*namn.plan#n* - passering av plan: x,y,E,pitchvinkel,asimuthvinkel

'main' er i slutten av programmet. Sjoelte partikkeldynamikken vert styrt fra  
'partikkell::simuler(...)' . Det er nytta SI-eininger utan for prosjektilenergien  
som har eininga (eV). Kompiler med 'g++ -O2 -o simnord nordlys.cxx'.  
\*/

```
#include <fstream.h>  
#include <iostream.h>  
#include <iomanip.h>  
#include <math.h>  
#include <stdio.h>  
#include <stdlib.h>  
#include <time.h>  
  
#define NEN 20 // maks tal paa everrsnitt ENergiar  
#define NKA 8 // maks tal paa kollisjonsKAnalar  
#define NZ 100 // tal paa celler opp-ned  
#define NXY 100 // tal paa celler nord soer og aust-vest
```

```

#define PMAX 1000 // maks passeringer lagra i minnet per plan

/* PLAN DER LADNING, POS, ENERGI OG RETNING BLIR REGISTRERT*/
class plan{
    int id,neste;
    char filnamn[80];
    int xut[PMAX],yut[PMAX],Eut[PMAX],aut[PMAX],cut[PMAX],Qut[PMAX];
public:
    initialiser(char *namn,int i);
    void passering(double x,double y,double E,double a,double c, double Q);
    void lagre();
};

plan::initialiser(char *namn,int i)
{//LAGER/AAPNER FIL FOR SKRIVING
id=i;
char ci[3];
if (i==10)
ci="10";
else
{*ci='0';
*(ci+1)='0'+i;
*(ci+2)='\0';}
strcpy(filnamn,namn);
strcpy(filnamn+strlen(filnamn),".plan");
strcpy(filnamn+strlen(filnamn),ci);
ofstream planfil(filnamn);
if(!planfil)
{cout<<"Kan ikke aapne/lage fil '"<<filnamn<<".\n";
exit(0);}
planfil.close();
neste=0;
}

void plan::passering(double x,double y,double E,double a,double c,double Q)
{//LEGG INFORMASJON OM PARTIKLANE I MINNET
a=floor(a/PI*180);
c=floor(c/PI*180);
xut[neste]=(int) x;
yut[neste]=(int) y;
Eut[neste]=(int) E;
aut[neste]=(int) a;
cut[neste]=(int) c;
Qut[neste]=(int) Q;
neste++;
if (neste==PMAX) lagre();
}

void plan::lagre()
{//SKRIV INFORMASJON OM PARTIKLANE TIL FIL
int i;
ofstream planfil(filnamn,ios::app);
for (i=0;i<neste;i++)
{
planfil<<xut[i]<<" "<<yut[i]<<" "<<Eut[i]<<" "<<aut[i]
}
}

```

```

    <<" "<<cut [i]<<" "<<Qut [i]<<"\n";
}
planfil.close();
neste=0;
}

/* EMISJONSROM */
class emisjonsrom{
    int dxy,dz,xytot,ztot,xyhalve,yflytt,gint;
    unsigned long int rom[NXY] [NXY] [NZ];
public:
    emisjonsrom(int,double);
    void auk(double x, double y, double z);
    void lagre(char *,int nkoeyr);
};

emisjonsrom::emisjonsrom(int xytot1,double gamma1)
{//INITIALISER VARIABLER VED DANNING AV EMISJONSROM
int xr,yr,zr;
double temp;
cout << " Emisjonsrommet nyttar "<<4*NXY*NXY*NZ/1000<<"kb\n";
xytot=xytot1;
xyhalve=xytot/2;
dxy=xytot/NXY;
ztot=1000000;
dz=ztot/NZ;
temp=floor(gamma1*180/PI+.5);
gint=(int) temp;
temp=floor(ztot*tan(gamma1));
yflytt=(int) temp;
// nullstill emisjonsrom
for (xr=0;xr<NXY;xr++)
    {for (yr=0;yr<NXY;yr++)
        {for (zr=0;zr<NZ;zr++)
            rom[xr] [yr] [zr]=0;
        }
    }
}

void emisjonsrom::auk(double x, double y, double z)
{//LEGG TIL EIN (EMISJON) I POSISJONEN X,Y,Z
int xpos,ypos,zpos;
xpos=(int) (x+xyhalve)/dxy;
ypos=(int) (y+xyhalve-yflytt)/dxy;
zpos=(int) z/dz;
if ((xpos>=0)&&(xpos<NXY))
    {if ((ypos>=0)&&(ypos<NXY))
        {if ((zpos>=0)&&(zpos<NZ))
            rom[xpos] [ypos] [zpos]++;
        }
    }
}

void emisjonsrom::lagre(char *namn,int nkoeyr)
{//LAGRE HEILE EMISJONSROMMET (3D-MATRISA)
int xr,yr,zr;
char romnamn[80];

```

```

strcpy(romnamn,namn);
strcpy(romnamn+strlen(romnamn),".Halfa");
ofstream romfil(romnamn);
romfil<<gint<<" "<<nkoeyr<<" "<<xytot<<" "<<NXY<<" "
    <<ztot<<" "<<NZ<<"\n";
for (zr=0;zr<NZ;zr++)
    {for (yr=0;yr<NXY;yr++)
        {for (xr=0;xr<NXY;xr++)
            romfil<<rom[xr] [yr] [zr]<< " ";
        }
    }
}

/* TVERRSNITT */
// Det vert laga eit objekt for kvar atmosfaere-gass (X)

class tverrsnitt{
    int npe,nk,i,j;
    double *pE, relP[NKA][NEN], relH[NKA][NEN];
    double Hsum[NEN], Psum[NEN];
    double loglogint(double E, double *VEC);
    double fordeling(double middel);
    double Ee_ion_P_H(double E);
    double Ee_ion_P_N2(double E);
public:
    tverrsnitt(double [NEN],double [NKA][NEN],double [NKA][NEN]);
    double neste(int Q, double E);
    void reaksjon(int *Q, double *E, double *NkollX2, char,int *);
};

tverrsnitt::tverrsnitt(double pE1[NEN], double
sP[NKA][NEN], double sh[NKA][NEN])
    {//LAGRER DEI TOTALE KOLLISJONSTVERRSNITTA OG RELATIVE TVERRSNITT I MINNET
    npe=NEN; // tal paa energiar
    nk=NKA; // tal paa kanalar
    pE=pE1; // Energivektor
    // finn sum av PXkanalane for kvar energi:
    for (i=0;i<npe;i++) Psum[i]=0;
    for (j=0;j<nk;j++)
        {for (i=0;i<npe;i++)
            {Psum[i]=Psum[i]+sP[j][i];}
        }
    // og HXkanalane:
    for (i=0;i<npe;i++) Hsum[i]=0;
    for (j=0;j<nk;j++)
        {for (i=0;i<npe;i++)
            {Hsum[i]=Hsum[i]+sh[j][i];}
        }
    // gjer om til relative tverrsnitt
    for (i=0;i<npe;i++)
    {
        for (j=0;j<nk;j++) relP[j][i]=sP[j][i]/Psum[i];
    }
    for (i=0;i<npe;i++)
    {

```



```

        if (tall<relE[1]) kanal=1;//T mha
        else {cout <<"Feil i kanalvalg for "<<gass<<, Q=<<*Q;
               exit(0);}
    } } } } } } }

//utfør kollisjon med endring av E og evt Q og NkollX2
if (gass=='H')
{ // har kollisjon med Hydrogengass
if(*Q==1)
{ //P-H kollisjon
switch(kanal){
    case 0:
        *E=*E-13.6;
        *E=*E-Ee_ion_P_H(*E);
        break;
    case 3:
        cout << "Udefinert kanal valgt 1 !!!\n";
        exit(0);
    case 2:
        *E=*E-9.0;
        break;
    case 7:
        *Q=0; *NkollX2=0;
        *E=*E-1.2-*E/mf;
        break;
    case 5:
        cout << "Udefinert kanal valgt 2 !!!\n";
        exit(0);
    case 6:
        *Q=0; *NkollX2=0;
        *E=*E-1.9-*E/mf;
        *Ha=1;
        break;
    case 4:
        cout << "Udefinert kanal valgt 3 !!!\n";
        exit(0);
    case 1:
        *E=*E-1.9;
        *Ha=1;
        break;
    default:
        cout<<"Feil 1\n";
        exit(0);
    }
}
else
{ //H-H kollisjon
switch(kanal){
    case 0:
        *E=*E-13.6;
        *E=*E-Ee_ion_P_H(*E);
        break;
    case 3:
        *Q=1; *NkollX2=0;
        *E=*E-13.6;
        *E=*E-Ee_ion_P_H(*E);

```

```

        break;
    case 2:
        *E=*_E-8.0;
        break;
    case 7:
        cout << "Udefinert kanal valgt 4 !!!\n";
        exit(0);
    case 5:
        *E=*_E-8.0;
        break;
    case 6:
        cout << "Udefinert kanal valgt 5 !!!\n";
        exit(0);
    case 4:
        *E=*_E-1.9;
        *Ha=1;
        break;
    case 1:
        *E=*_E-1.9;
        *Ha=1;
        break;
    default:
        cout<<"Feil 2";
        exit(0);
    }
}
}

else if(gass=='N')
{// har kollisjon med N2-gass
if(*Q==1)
{//P-N2 kollisjon
switch(kanal){
    case 0:
        *E=*_E-18.2;
        *E=*_E-Ee_ion_P_N2(*E);
        break;
    case 3:
        cout << "Udefinert kanal valgt 6 !!!\n";
        exit(0);
    case 2:
        *E=*_E-8.7;
        break;
    case 7:
        *Q=0;*NkollX2=0;
        *E=*_E-1.98-*E/mf;
        break;
    case 5:
        cout << "Udefinert kanal valgt 7 !!!\n";
        exit(0);
    case 6:
        *Q=0;*NkollX2=0;
        *E=*_E-3.88-*E/mf;
        *Ha=1;
        break;
    case 4:

```

```

        cout << "Udefinert kanal valgt 8 !!!\n";
        exit(0);
    case 1:
        cout << "Udefinert kanal valgt 9 !!!\n";
        exit(0);
    default:
        cout<<"Feil 3\n";
        exit(0);
    }

}

else
{//H-N2 kollisjon
switch(kanal){
    case 0:
        *E=*_E-16.8;
        *_E=*_E-Ee_ion_P_N2(*E);
        break;
    case 3:
        *Q=1;*_NkollX2=0;
        *_E=*_E-13.6;
        *_E=*_E-Ee_ion_P_H(*E);
        break;
    case 2:
        *_E=*_E-8.7;
        break;
    case 7:
        cout << "Udefinert kanal valgt 10 !!!\n";
        exit(0);
    case 5:
        *_E=*_E-10.28;
        break;
    case 6:
        cout << "Udefinert kanal valgt 11 !!!\n";
        exit(0);
    case 4:
        *_E=*_E-1.9;
        *Ha=1;
        break;
    case 1:
        cout << "Udefinert kanal valgt 12 !!!\n";
        exit(0);
    default:
        cout<<"Feil 1\n";
        exit(0);
    }
}
else {
    cout << "Ukjent gass i tverrsnitt.reaksjon??...";
    exit(0);}
}

// SMAARUTINER

```

```

{
// finner den kinetiske energien til ioniserte elektron
double energitap;
energitap=pow(10,(0.0754341+0.610130*(log10(E)-3)));
return energitap;
}

double tverrsnitt::Ee_ion_P_N2(double E)
{
// finner den kinetiske energien til ioniserte elektron
double energitap;
if (E<70000)
    energitap=pow(10,(0.335527+0.570085*(log10(E)-3)));
else
    energitap=pow(10,(0.627028+0.412098*(log10(E)-3)));
return energitap;
}

double tverrsnitt::loglogint(double E, double *VEC)
{
// finner VEC(E) ved hjelp av interpolasjon i log-log 'ark'
int i;
double Svar,E0,S0;
i=0;
while (pE[i]>E || pE[i+1]<E) i++;
//har funnet i
S0=log10(VEC[i]);
E0=log10(pE[i]);
Svar=pow(10,S0+(log10(VEC[i+1])-S0)/(log10(pE[i+1])-E0)*
(log10(E)-E0));
return Svar;
}

double tverrsnitt::fordeling(double middel)
{
double B; // B=1-A, der A er fraa utleiringa i oppgaaveteksten
double N;
B=(double) (rand()-1)/(RAND_MAX);
N=-middel*log(B);
return (N);
}

/* TETTLEIK */

class tettleik{
    int nX,zheile,dz;
    double ro;
    double *hX,*rX;
    double *pzdelX,vekttal,*pNkollX;
    double ro_eval(int);
public:
    tettleik(int, double *, double *,int);
    void tell(int,double *,int,int,double,double *);
};

```

```

tettleik::tettleik(int nX1, double *hX1, double *rX1,int dz1)
    {//Inintialiser/lagre variabler for ny atmosfaeregass
    nX=nX1;
    hX=hX1;
    rX=rX1;
    dz=dz1;
    }

double tettleik::ro_eval(int nyh)
    {//Finn tettleik for ny hoegde ved interpolasjon
    int i;
    double ri,rho;
    // har vektor *hX med hmaks foerst ...
    i=0;
    while ((hX[i]<=nyh)|| (nyh<hX[i+1])) i++;
    {// ro er i dette intervallet
    ri=log10(rX[i]);
    rho=pow(10,(ri+(log10(rX[i+1])-ri)/(hX[i+1]-hX[i])*(
    (nyh-hX[i]))));
    }
    return rho;
}

void tettleik::tell(int zheile,double *pzdelX,int dz,int retn,double
vekttal,double *pNkollX)
{
    double npart;
    ro=ro_eval(zheile+retn*dz);
    /* finn tal paa passerte partiklar i hoegdeintervallet '*pzdelX' til 'dz'
       kring 'zheile'. Er talet mindre enn 'NkollX', trekkast dette fraa.
       Elles er det kollisjon i intervallet, og hoegda for denne oppdaterast*/
    npart=ro*(dz-*pzdelX)*vekttal;
    if (npart<*pNkollX)
        {*pNkollX=*pNkollX-npart;
        *pzdelX=dz;}
    else
        {
        //kollisjon
        *pzdelX=*pzdelX+(*pNkollX)/(ro*vekttal);
        *pNkollX=0;
        }
}
}

/* PARTIKKEL */

//simuleringa av alle partiklane vert gjort i eitt objekt av typen partikkkel
class partikkkel{
    double gvecx, gvecy, gvecz, vx, vy, vz, vx1, vy1, vz1;
    double x,y,z,hkoll,zendring,xp,yp,zpendr;
    double pitch,alfa1,C,E;
    int Q,retn,rlada,Ha,plannr;
    bool kollisjon, stopp;
    int zheile,dz;
    double zdelH,zdelN2,L,vekttal;
}

```

```

double NkollH, NkollN2;
double B0,Re,gamma;

tettleik *Htettleik,*N2tettleik;
tverrsnitt *XHtverrsnitt,*XN2tverrsnitt;
emisjonsrom *Halfa;
plan *plani;

void c_alfa1_g_2v();
void l_c_alfa1_g_2v();
void ny_alfa1_og_evt_speglings();
double gi_c();

public:
    partikkkel(tettleik *,tettleik *,tverrsnitt *,tverrsnitt *,emisjonsrom
    *,plan *pli);
    void initialiser(double gamma,int dz1);
    void ny(double a0, double E0,double B0,double Re);
    void simuler(int *pHtal,int *pN2tal);
};

partikkkel::partikkkel(tettleik *Ht,tettleik *N2t,tverrsnitt *Htv,tverrsnitt
*N2tv, emisjonsrom *Harom, plan *pli)
    {//lagrar peikarane til dei andre objekta
    Htettleik=Ht;
    N2tettleik=N2t;
    XHtverrsnitt=Htv;
    XN2tverrsnitt=N2tv;
    Halfa=Harom;
    plani=pli;
}

void partikkkel::initialiser(double gamma1,int dz1)
    {//finn magnetfeltretning foer start
    // koordinater: pos y=Nord, pos X=Oest
    //gvec peikar oppover
    gamma=gamma1;
    gvecx=0;
    gvecy=-sin(gamma);
    gvecz=cos(gamma);
    dz=dz1;
}

void partikkkel::ny(double a0, double E0,double B01, double Re1)
    {//Ny partikkkel, og maa gi alle variable initialverdiane
    pitch=alfa1=a0;
    // finn tilfeldig startretning om magnetfeltlinje
    C=(double) (rand()-1)/RAND_MAX;
    C=C*2*PI;
    c_alfa1_g_2v();
    // andre startkrav
    E=E0;
    Re=Re1;
    B0=B01;
    Q=1; //starter lada
    retn=-1; //med retning ned
}

```

```

rlada=0;
Ha=0;
x=y=0;
z=hkoll=1000000;
zheile=1000000;
zdelH=zdelN2=0;
L=0;
NkollH=NkollN2=0;
kollisjon=stopp=false;
}

void partikkelsimuler(int *pHtal,int *pN2tal)
{/* simuler partikkelen til neste kollisjon. Rutina blir gjentatt til
partikkelen passerer 1000 km paa veg oppover.*/
if (Q==0)
    { // noeytral partikkel
    alfa1=0;
    // foelg v-vektor
    vx1=vx;
    vy1=vy;
    vz1=vz;
    if (retn*vz1<0.001)
        {
        if (retn*vz1<0)
            { // retn og vz1 har motsatt forteikn
            if (retn*vz1>-0.001)
                vz1=0.001*(-retn); //for aa unngaa reine 'horisont. part.'
                zheile=zheile+retn*dz;
                zdelN2=zdelH=dz-zdelH;
                rlada=retn;
                retn=-retn;
            }
        else
            vz1=0.001*retn; //for aa unngaa reine 'horisontale partikler'
            // retn og vz1 har samme forteikn
        }
    }
else
    { // lada partikkel
    alfa1=pitch; // alfa1 er som foer rettlinja roeyrsle
    // foelg magnetfeltlinje
    vx1=gvecx*retn;
    vy1=gvecy*retn;
    vz1=gvecz*retn;
    }
// ved start eller etter kollisjon
// maa finne tal paa passerte partiklar foer neste kollisjon
if (NkollH==0) NkollH=XHtverrsnitt->neste(Q,E);
if (NkollN2==0) NkollN2=XN2tverrsnitt->neste(Q,E);
while (!(kollisjon || stopp))
{
if ((zdelH==0) && (zheile%100000==0))
    { // har passering av plan
    plannr=zheile/100000;
    zpendr=zheile-z;
}
}
}

```

```

xp=x+vx1/vz1*zpendr;
yp=y+vy1/vz1*zpendr;
if (Q==1) pitch=alfa1;
(plani+plannr)->passering(xp,yp,E,pitch,gi_c(),Q);
if ((plannr==0)||((plannr==10)&&(retn==1)))
    stopp=true;
}
// har ikke kollisjon enno
// foelg partikkelen ut intervallet zheile+retn*dz eller til kollisjon
if (zdelH==0)
{
    // starter paa nytt intervall. Finn ny alfa1 ut intervallet
    ny_alfa1_og_evt_speglings();
    vekttal=1/cos(alfa1);
    if (vekttal<0) vekttal=-vekttal;
}
Htettleik->tell(zheile,&zdelH,dz,retn,vekttal,&NkollH);
N2tettleik->tell(zheile,&zdelN2,dz,retn,vekttal,&NkollN2);
if (NkollH==0||NkollN2==0)
    {kollisjon=true;
    }
else
{
    zdelH=zdelN2=0;
    zheile=zheile+retn*dz;
}
if (kollisjon==true)
    {// har kollisjon
    if (zdelH<zdelN2)
        {//har H-kollisjon
        *pHtal=*pHtal+1;
        //oppdater for N2
        zdelN2=zdelH;
        NkollN2=0;
        }
    else
        {//har N2-kollsijon
        *pN2tal=*pN2tal+1;
        //oppdater for H
        zdelH=zdelN2;
        NkollH=0;
        }
    //nyposisjon og retning til partikkelen: x,y,z,vx,vy,vz
    //her er zdelH=zdelN2
    zendring=zheile+zdelH*retn-z;
    x=x+vx1/vz1*zendring;
    y=y+vy1/vz1*zendring;
    z=z+zendring;
    //avslutt med korrekt pitch-vinkel og v-vektor
    if (Q==1)
    {
        l_c_alfa1_g_2v();
        pitch=alfa1;
    }
}

```

```

        else
            if (rlada!=0)
// gi retning til lada partikkelen
zheile=zheile+retn*dz;
zdelN2=zdelH=dz-zdelH;
retn=rlada;
rlada=0;
}
//kollisjon med H eller N2
// sender med NkollX for aa nullstille ved ladringsendring
if (NkollH==0) XHtverrsnitt->reaksjon(&Q,&E,&NkollN2,'H',&Ha);
else XN2tverrsnitt->reaksjon(&Q,&E,&NkollH,'N',&Ha);
hkoll=z; //til bruk i l_c_alfa1_g_2v()
kollisjon=false;
//merk av eventuell H-alfa emisjon
if (Ha==1) Halfa->auk(x,y,z);
Ha=0;
// fortsett til neste kollisjon
if (E>=100) simuler(pHtal,pN2tal);
}

// stopper simuleringen for partikkelen
}

/*SMAARUTINER */

void partikkel::c_alfa1_g_2v()
{// finn fart-vektor fraa azimutv., pitchv., og gamma (ved start)
vx=sin(alfa1)*sin(C);
vy=-cos(alfa1)*gvecy+sin(alfa1)*cos(C)*gvecz;
vz=-cos(alfa1)*gvecz-sin(alfa1)*cos(C)*gvecy;
}

void partikkel::ny_alfa1_og_evt_speglingspunkt()
{//oppdater pitchvinkel (og retningspeikar opp/ned)
// finn pitchvinkel for det nye intervallet
double speglingspunkt,r0,r1;
// inga endring for noeyletrale partiklar
if (Q==1)
{
r0=Re+zheile;
r1=r0+retn*dz;
if (retn==1)
{
// lada partikkelen oppover
alfa1=PI-asin(sin(alfa1)*pow(r0/r1,1.5));
}
else
{
// lada partikkelen nedover
speglingspunkt=r0*pow(sin(alfa1),.6666);
if (speglingspunkt>r1)
{
//spegler foer r1: oppdater pos,v1,alfa1,hkoll
}
}
}
}

```

```

    retn=1;
    vx1=-vx1;
    vy1=-vy1;
    vz1=-vz1;
    hkoll=2*speglingspunkt-hkoll;
    alfa1=PI-alfa1;
    zheile=zheile-dz;
    zdelH=zdelN2=speglingspunkt-r1;
    }
else
{
// lada partikkelen som fortsetter nedover
alfa1=asin(sin(alfa1)*pow(r0/r1,1.5));
}
}
}

void partikkelen::l_c_alfa1_g_2v()
{// finn fart-vektor fraa azimutv., pitchv., gamma og L
// finn retninga, C, til den nye fartvektoren
// ogsaa OK for alfa1 = 0 eller 180 grader
double L0,heiltal,absca;
absca=cos(alfa1);
if (absca<0) absca=-absca;
L0=sqrt(E)*9.0790e-04*(sin(alfa1)+absca)/(B0*pow(Re/(Re+z),3));
L=(hkoll-z)/(cos(gamma)*cos(alfa1));
if (L<0) L=-L;
heiltal=floor(L/L0); // legger heiltalsdelen i heiltal
C=C+(L/L0-heiltal)*2*PI;
c_alfa1_g_2v(); //finner vektoren
}

double partikkelen::gi_c()
{//gi azimutvinkel ved kollisjon
if (Q==1)
{
// nytter partikkelenvariable C,zheile,hkoll og alfa1. Endrer ingen
double L0,L1,C1,heiltal,absca;
absca=cos(alfa1);
if (absca<0) absca=-absca;
L0=sqrt(E)*9.0790e-04*(sin(alfa1)+absca)/(B0*pow(Re/(Re+z),3));
L1=(hkoll-zheile)/(cos(gamma)*cos(alfa1));
if (L1<0) L1=-L1;
heiltal=floor(L1/L0); // legger heiltalsdelen i heiltal
C1=C+(L1/L0-heiltal)*2*PI;
heiltal=floor(C1/(2*PI));
C1=C1-heiltal*2*PI;
return C1; //C1 e[0,2PI]
}
else
{
double heiltal;
// noeutral, og C er uendra
heiltal=floor(C/(2*PI));
}
}

```

```

        C=C-heiltal*2*PI;
        return C;
    }
}

/* Gi prosjektilenergi, anten fast verdi eller fraa eksperimentell
tilnerming, ut fraa inn-parameter*/

class prosjektilenergi{
    double I[120];
    double Itot;
public:
    prosjektilenergi(void);
    double ny(double,char);
};

prosjektilenergi::prosjektilenergi()
{//lagre den eksperimentelle fordeling
int i;
double E;
for (i=0;i<=79;i++)
{
E=i*1000+500;
I[i]=pow(10,(13.813-1.985*log10(E)));
}
for (i=90;i<=119;i++)
{
E=i*1000+500;
I[i]=pow(10,(27.284-4.733*log10(E)));
}
Itot=0;
for (i=0;i<=119;i++)
Itot=Itot+I[i];
}

double prosjektilenergi::ny(double E0,char metode)
{
int i;
double Ivalg,E;
if (metode=='e')
{// returner ein energi, vekta fraa den eksperinemtelle fordelinga
Ivalg=(double) (rand())/RAND_MAX*Itot;
i=0;
while (Ivalg>I[i])
{
Ivalg=Ivalg-I[i];
i=i+1;
}
E=500+1000*i;
return E;
}
else
//returner fast verdi
return E0;
}

```

```

double vinkel(char metode,double a0)
{
    //returner pitchvinkel for enkeltpartikkel (i radianer)
    if (metode=='i' || metode=='e')
    {
        //isotrop fordeling => antal prop. med sin(vi)*cos(vi)
        double kontroll,vi;
        bool gjenta;
        gjenta=true;
        while (gjenta)
        {
            kontroll=(double) (rand())/(RAND_MAX)/2.0;
            vi=(double) (rand())/(RAND_MAX*PI/2);
            if (kontroll<sin(vi)*cos(vi)) gjenta=false;
        }
        return vi;
    }
    else
        {// returner fast verdi
    return a0;
}
}

/* HOVEDRUTINE */

int main(int argc, char *argv[])
{
    // koordinater: pos y=Nord, pos X=Oest
    int i,j,nkoeyr;
    /*les fra filer*/
    char namn[80],metode;
    double gamma,a0,E0,Be,Re;
    double B0,br_gr,rmaks,sBfak;
    int dz,xytot;

    // generelt
    if (argc!=2)
    {
        cout<<"Husk namn til innputtfil!\n";
        exit(0);
    }
    ifstream par(argv[1]);
    par >>namn>>metode>>a0>>E0>>nkoeyr>>gamma>>xytot>>Be>>Re>>dz;
    par.close();

    br_gr=atan(1/(2*tan(gamma/180*PI)));
    B0=Be*sqrt(1+3*sin(br_gr));

    rmaks=(Re+500000)/(cos(br_gr)*cos(br_gr));
    sBfak=sqrt(pow((Re+rmaks)/(Re+1000000),3)*sqrt(1+3*sin(br_gr)*sin(br_gr)));
    if (metode=='i') a0=asin(1/sBfak)/PI*180;

    cout<<"Starter koeyring '"<<namn<<':\n';
}

```

```

cout<<" Repetisjonar= "<<nkoeyr<<"\n";
if (metode=='i')
    {cout<<" Pitchvinkel= <0, 90]"
     <<" grader isotrop fordeling ved 1000 km\n";}
else
    cout<<" Pitchvinkel= "<<a0<<" grader\n";
cout<<setprecision(6);
cout<<" E= "<<E0<<" eV \n";
cout<<" Magnetfeltv.= "<<gamma<<" grader\n";
cout<<" Halfa-rom= "<<xytot/100000<<"00 km\n";
cout<<setiosflags(ios::fixed)<<setprecision(1);
cout<<" Mag.breidde= "<<br_gr/PI*180<<" grader N\n";
cout<<" B0("<<br_gr/PI*180<<")= "<<setprecision(2)
    <<setiosflags(ios::scientific)<<B0<<" Tesla\n";
cout<<setprecision(3);
cout<<" Re= "<<Re<<" m\n";
cout<<" dz= "<<dz<<" m\n";

gamma=gamma/180*PI;
a0=a0/180*PI;

// tettleik
int nH,nN2;
double hH[50],rH[50],hN2[50],rN2[50];

ifstream rho("h_n2_rho.data");
if(!rho)
    {cout << "Kan ikkje aapne 'h_n2_rho.data'. Stopper";exit(0);}
rho >> nH;
for (i=0;i<nH;i++)
    rho >> hH[i];
for (i=0;i<nH;i++)
    rho >> rH[i];
rho >> nN2;
for (i=0;i<nN2;i++)
    rho >> hN2[i];
for (i=0;i<nN2;i++)
    rho >> rN2[i];
rho.close();

// til tverrsnitt
int npE;
double pE[NEN];
double PH[NKA][NEN],HH[NKA][NEN],PN2[NKA][NEN],HN2[NKA][NEN];
ifstream sigma("ph_hh_pn_hn.data");
if(!sigma)
    {cout << "Kan ikkje aapne 'ph_hh_pn_hn.data'. Stopper";exit(0);}

sigma >> npE; // maa vere eksakt lik NEN
if (npE!=NEN)
    {cout << "npE fra fil != NEN. STOPPER";
     exit(0);}
for (i=0;i<NEN;i++)
    sigma >> pE[i];
for (j=0;j<NKA;j++)

```

```

    {for (i=0;i<NEN;i++)
        sigma >> PH[j][i];
    }
    for (j=0;j<NKA;j++)
    {for (i=0;i<NEN;i++)
        sigma >> HH[j][i];
    }
    for (j=0;j<NKA;j++)
    {for (i=0;i<NEN;i++)
        sigma >> PN2[j][i];
    }
    for (j=0;j<NKA;j++)
    {for (i=0;i<NEN;i++)
        sigma >> HN2[j][i];
    }
    sigma.close();

// ferdig aa lese fra fil

if (pE[npE-1]<E0)
{cout<<" Startenergien maa vere mindre enn "<<pE[npE-1]<<". Stopper.\n";
exit(0);}

emisjonsrom Halfa(xytot,gamma);

plan planid[11];
for (i=0;i<11;i++)
    planid[i].initialiser(namn,i);

tettleik Htettleik(nH,hH,rH,dz), N2tettleik(nN2,hN2,rN2,dz);

tverrsnitt XHtverrsnitt(pE,PH,HH),
XN2tverrsnitt(pE,PN2,HN2);

partikkkel
part(&Htettleik,&N2tettleik,&XHtverrsnitt,&XN2tverrsnitt,&Halfa,planid);

part.initialiser(gamma,dz);

int Htal,N2tal;
Htal=N2tal=0;

prosjektilenergi prenergi;

// gi forskjellige talfoelger ved forskjellige koeyringer
long ltime;
int stime;
ltime=time(NULL);
stime=(unsigned int) ltime/2;
srand(stime);

double s0,min,sek;
int start;
start=0;

```

```

if (nkoeyr>=20)
{
// skriv ut forventa tidsbruk
s0=(double) time(NULL);
for (i=0;i<10;i++)
{
part.ny(vinkel(metode,a0),prenergi.ny(E0,metode),B0,Re);
part.simuler(&Htal,&N2tal);
}
sek=(double) time(NULL)-s0;
sek=sek*(nkoeyr-10)/10;
min=floor(sek/60);
sek=floor(sek-60*min);
cout<<"\n Forventa tidsbruk: "<<min<<" min "<<sek<<" sek \n\n";
start=10;
}

for (i=start;i<nkoeyr;i++)
{
part.ny(vinkel(metode,a0),prenergi.ny(E0,metode),B0,Re);
part.simuler(&Htal,&N2tal);
}

// skriver til fil

char infofil[80];
strcpy(inffil,namn);
strcpy(inffil+strlen(inffil),".info");
ofstream info(inffil);
info<<"Koeyring "<<namn<<':\n';
info<<" Repetisjonar= "<<nkoeyr<<"\n";
if (metode=='i')
{info<<" Pitchvinkel= <0, 90"
<<"] grader isotrop fordeling ved 1000 km\n";}
else
{info<<" Pitchvinkel= "<<a0/PI*180<<" grader\n";
info<<setprecision(6);
info<<" E= "<<E0<<" eV \n";
info<<" Magnetfeltv.= "<<gamma/PI*180<<" grader\n";
info<<" Halfa-rom= "<<xytot/100000<<"00 km\n";
info<<setiosflags(ios::fixed)<<setprecision(1);
info<<" Mag.breide= "<<br_gr/PI*180<<" grader N\n";
info<<" B0("<<br_gr/PI*180<<")= "<<setprecision(2)
<<setiosflags(ios::scientific)<<B0<<" Tesla\n";
info<<setprecision(3);
info<<" Re= "<<Re<<" m\n";
info<<" dz= "<<dz<<" m\n";
info<<" Gj.sn. tal paa kollisjoner med H: "<<Htal/nkoeyr<<"\n";
info<<" Gj.sn. tal paa kollisjoner med N2: "<<N2tal/nkoeyr<<"\n";
info.close();

for (i=0;i<11;i++)
planid[i].lagre();

cout<<" Skriver til fil. Vent litt...\n";

```

```
    Halfa.lagre(namn,nkoeyr);  
  
    cout<<"Ferdig.\n";  
    return 0;  
}
```

## Kollisjonstverrsnitt datafil, *ph\_hh\_pn\_hn.data*



```
0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00  
0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00 0.000000e+00
```

### Tettleik datafil, *h\_n2\_rho.data*

```
2  
1.000000e+06 0.000000e+00  
6.194411e+09 1.380384e+10  
14  
1.000000e+06 6.000000e+05 4.000000e+05 3.000000e+05 2.000000e+05 1.600000e+05 1.400000e+05  
1.200000e+05 1.100000e+05 1.000000e+05 9.000000e+04 8.000000e+04 7.000000e+04 0.000000e+00  
6.672396e+10 9.742142e+12 1.608591e+14 8.219492e+14 7.342749e+15 2.971479e+16 8.791661e+16  
5.229992e+17 2.028637e+18 1.094928e+19 7.016988e+19 3.925285e+20 4.116424e+25 8.232848e+25
```

## Eksmpel på innputtfil

```
fil_g10_E02
i
60
2000
50000
```

```
10
1000000
3.1E-5
6370000
1000
```

Parametre til nordlyssimulering.

```
'namn' directory og fornamn til utfiler
metode f- for fast pitchv., i- for isortop vinkelfordeling ved ekvator
e- samme som i, men i tillegg eksperimentell energifordeling
grader pitchvinkel for f. Ikkje i bruk for i eller e
ev prosjektilenergi (Ikkje i bruk for e)
# repetisjonar
```

```
grader gamma Vinkel mellom vertikal og magnetfelt ved 500 km
m xytot utstrekning til emisjonsrom
Tesla Be jordmagnetisk felt ved ekvator
m Re jordradien
m dz intervall for lesing av pitchv. og tettleik
```

# Visualiseringsrutiner

## $H\alpha$ -visualisering, *halfa.m*

```
% Leser fil Halfa, og teiker den romlege fordelinga til H-alfa intensiteten i rommet
figure(4);

nullpunkt=1/10; % gir kontrast;

filnamn=input('Namnet til koeyring (fornamn): ','s');
filnamn=[filnamn '.Halfa'];

hafil=fopen(filnamn,'r');
if hafil==1
    error('Kan ikkje aapne fil!');
end

temp=fscanf(hafil,'%i',6);
gamma0=temp(1);
npart0=temp(2);
xytot0=temp(3);
nxy0=temp(4);
ztot0=temp(5);
nz0=temp(6);
kotvec=0;
disp([npart0, xytot0, nxy0, ztot0, nz0]);

Halfa=[];

disp(['Leser og forbereder fil ',filnamn]);
disp('(nedtelling)');
% projiserer alle punkt langs y-aksen ned paa x-z planet

for Hz=1:nz0
    % les inn plan[x,y]
    plan=fscanf(hafil,'%i',[nxy0 nxy0]);
    %summer over alle x:
    plan=sum(plan);
    %legg ny y-vektor i Halfa[z,y]
    Halfa=[Halfa;plan];
    disp(nz0-Hz);
end

% initial-verdiar for vising:

dav1=0;
vvekt1=1;

npart1=1;
nNS1=1;
nz1=1;
eIlog1=1;
nkoter1=8;
lNS1=1; % utstrekning NS i meter
```

```

maglinje1=0;

% initialisering

vvekt=vvekt1;
npart=npart1;
pfak=npart/npart0;
nNS=nNS1;
nz=nz1;
dav=dav1;
eIlog=eIlog1;
lNS=lNS1;
nkoter=nkoter1;
akser=[-400 338 1 550];
akser1=[-500 490 1 550];
maglinje=maglinje1;
autkot=1;
kotmaks=-25;
kotmin=-36;
bilde=1;
avslutt=0;

while avslutt==0
    % for eventuell midling over fleire celler
    Intensitet=zeros(nz0/nz, nxy0/nNS);
    for Iy=1:(nxy0/nNS)
        for Ix=1:(nz0/nz)
            for z=1:nNS
                for y=1:nz
                    Intensitet(Ix,Iy)=Intensitet(Ix,Iy)+Halfa((Ix-1)*nz+y, (Iy-1)*nNS+z);
                end
            end
        end
    end

    Intensitet=Intensitet+nullpunkt; % for aa unngaa log10(0)

    % finner emisjonstettleik pr m3 og innkomande proton
    % har int= emisjoner pr celle
    Intensitet=Intensitet./(nNS*(xytot0/nxy0)*(xytot0/nxy0)*nz*(ztot0/nz0));
    % har int= emisjoner pr m3
    Intensitet=Intensitet.*pfak.*vvekt;
    % har int= emisjoner pr partikkelen ved 1000km vektet med vvekt
    if dav==0
        Intensitet=Intensitet*3.028E-19; % J/m3
    else
        Intensitet=Intensitet/1E6*3.028E-12; % erg/cm3
    end

    Xstep=xytot0/1000/nxy0;
    Ystep=ztot0/1000/nz0;
    Xvec=[-Xstep*(nxy0/2):Xstep*nNS:Xstep*(nxy0/2-1)];
    Yvec=[0:Ystep*nz:Ystep*(nz0-1)];

    if eIlog==1

```

```

% gjer om til logaritmisk skala:
Intensitet=log10(Intensitet);
disp('Viser eksponentane');
hold off;
if bilde==1
koter=pcolor(Xvec,Yvec,Intensitet);
caxis
% caxis([kotmin,kotmaks]);
shading flat;
colormap(jet);
% colorbar;
else
if autkot==1
kotvec=[ceil(min(min(Intensitet))):floor(max(max(Intensitet)))]
end
if (length(kotvec)==1)
koter=contour(Xvec,Yvec,Intensitet,nkoter);
colormap(jet);
else
koter=contour(Xvec,Yvec,Intensitet,kotvec);
colormap(jet);
end
end
hold on;
set(gca,'fontsize',14)
xlabel('S          Horisontal avstand (km)          N');
ylabel('Hogd (km)');
if dav==1
axis(akser);
else
axis(akser1);
end
else
koter=pcolor(Xvec,Yvec,Intensitet);
cmaks=max(max(Intensitet));
caxis([cmaks/100 cmaks]);
shading flat;
colormap(gray);
colorbar;
hold on;
set(gca,'fontsize',14)
xlabel('S          Horisontal avstand (km)          N');
ylabel('Hogd (km)');
if dav==1
axis(akser);
else
axis(akser1);
end
end
end

if maglinje==1
% teikn inn magnetfeltlinje:
mx0=0;
mx1=-1000*tan(gamma0/180*pi);

```

```

    plot([mx0 mx1],[0 1000], 'w-.');
end

disp(['Protonstraumen ved 1000 km er ', num2str(npart), ' part pr m^2']);
disp('Antar lang utstrekning 0-V');
disp(['Utstrekning N-S= ', num2str(1NS), ' m']);
disp(['Opploeysinga er ', num2str(nNS), '*', num2str(xytot0/nxy0/1000), ' km ganger ', num2str(nz), '*', num2str(xytot0/nxy0/1000/nz), ' km']);
if dav==0
%     title('Avsatt energi som H-alfa emisjonar i (J/m^3) pr partikkkel inn ved 1000 km');
%     title(['H\alpha-emisjonar (J/m^3), \gamma=', int2str(gamma0), '^o']);
else
    title('H\alpha-emisjonar (erg/cm^3), \gamma=12^o, E_P=10 keV');
end

disp('');
disp('Davidsonskala D');
disp('Partikkeltettleik T');
disp('Initiell breidde N-S B');
disp('Opploeysing N-S X');
disp('Opploeysing i hoegda Y');
disp('Bilde/koter I');
disp('Tal paa koter N');
disp('Vis verdi til kotene V');
disp('Matlabvalgte koter K');
disp('Spesifiser koter S');
disp('Sjaa utsnitt U');
disp('Log av/paa L');
disp('Magnetfeltlinje paa/av M');
disp('Initielle verdiar 0');
disp('Colorbar C');
disp('Utskrift P');
disp('Avslutt A');
disp('');

valg=input('Vel ein bokstav: ','s');
valg=upper(valg);
if valg=='T'
    npart=input('Gi ny partikkeltettleik: ');
elseif valg=='D'
    if dav==1
        vvekt=vvekt1;
        dav=0;
        disp('Ny eining: (J/m^3) pr partikkkel pr grad ved ekvator i A');
    else
        vvekt=1;
        dav=1;
        disp('Ny eining: erg/cm^3 (10^-1 J/m^3) pr part (0-3 grader v ekv)');
    end
elseif valg=='L'
    eIlog=-eIlog;
elseif valg=='X'
    nNS=input(['Gi ny opploeysing N-S (tal paa celler a ', num2str(xytot0/nxy0/1000), ' km) : ']);
elseif valg=='Y'
    nz=input(['Gi ny hoegdeopploeysing (tal paa celler a ', num2str(ztot0/nz0/1000), ' km) : ']);
elseif valg=='N'

```

```

nkoter=input('Gi nytt tal paa koter: ');
elseif valg=='V'
    xlabel(koter,'manual');
    disp('OK');
elseif valg=='K'
    kotvec=0;
    autkot=0;
elseif valg=='S'
    kotvec=input('Gi verdier paa forma [v1 v2 v3...]: ');
    autkot=0;
elseif valg=='I'
    bilde=-bilde;
elseif valg=='B'
    disp('Endre initiell utstrekning N-S ikkje klar enno.');
elseif valg=='U'
    akser=input('Gi utsnitt paa forma "[xmin xmaks ymin ymaks]": ');
elseif valg=='M'
    maglinje=maglinje*(-1);
elseif valg=='A'
    avslutt=1;
    disp('Avslutter.');
    break;
elseif valg=='0'
    vvekt=vvekt1;
    npart=npart1;
    pfak=npart/npart0;
    nNS=nNS1;
    nz=nz1;
    dav=dav1;
    eIlog=eIlog1;
    lNS=lNS1;
    nkoter=nkoter1;
    akser=0;
    maglinje=maglinje1;
    kotvec=0;
    autkot=1;
elseif valg=='P'
    colormap(gray);
    print -Pps5;
    colormap(jet)
elseif valg=='C'
    colorbar;
    colormap(jet)
    break;
else
    disp('Ugyldig valg.');
end
end

```

## Pitchvinkel-visualisering, *pitch.m*

```
% leser plan-filene og teiknar pitchvinkelfordleing mot avstand N/S
% Treng fila koeyring.plan03 fraa simuleringsprogrammet
clear;
hold off;
filnamn=input('Namnet til koeyring (fornamn): ','s');

gamma=input('Pitchvinkel (grader)=');
maksNS=1500;
npart_inn=100000;

disp('Alle bildene er sentrert om magnetfeltlinja sitt fotpunkt.');

maksNSm=maksNS*1000;
nalfa=91;
nNS=151;

sidekant=maksNSm/(nNS-1)

rel_min=1/1000;

xvec=[0:nalfa-1]./(nalfa-1)*180;
yvec=[-(nNS-1)/2:(nNS-1)/2]./((nNS-1)/2).*maksNS;

for plannr=10:-1:0
    figure(1);
    if plannr==10
        planfil=[filnamn '.plan10'];
    else
        planfil=[filnamn '.plan0' num2str(plannr)];
    end

    disp(['Aapner fil ' planfil]);
    fil=fopen(planfil,'r');
    if fil==-1
        error('Kan ikke aapne fil!');
    end

    %les fra fil og legg i matrise
    inndata=fscanf(fil,'%i',[6,inf]);
    fclose(fil);

    %for aa speede opp:
    xfak=1/180*(nalfa-1);
    yfak=1/(2*maksNSm)*(nNS-1);
    tilleggN=tan(gamma/180*pi)*700000;
    forskyving=maksNSm-tilleggN;
    maksN=maksNSm+tilleggN;
    maksS=-maksNSm+tilleggN;

    plan0=zeros(nNS,nalfa);
    plan1=zeros(nNS,nalfa);

    for i=1:size(inndata,2)
```

```

NSverdi=inndata(2,i);
if (NSverdi>maksS)&(NSverdi<=maksN)
    xpos=floor(inndata(4,i)*xfak)+1;
    ypos=floor((NSverdi+forskyving)*yfak)+1;
    if (inndata(6,i)==0)
        plan0(ypos,xpos)=plan0(ypos,xpos)+1;
    else
        plan1(ypos,xpos)=plan1(ypos,xpos)+1;
    end
end
% vekter for aa gi romvinkelintensitet
astep=180/(nalpha-1);
av=[0:astep:180]+astep/2;
vekt=abs(1./sin(av/180*pi)./cos(av/180*pi));
vekt=ones(nNS,1)*vekt;
plan0=plan0.*vekt;
plan1=plan1.*vekt;

plan2=plan0+plan1;
plan0=plan0;
plan1=plan1;

for fig_nr=1:3
    figure(fig_nr)
    if fig_nr==1
        plan=plan2;
    elseif fig_nr==2
        plan=plan1;
    else
        plan=plan0;
    end

    if (fig_nr==1)
maksverdi=max(max(plan));
    end
    plan=plan./maksverdi;
    plan=log10(plan);
    plan=plan./abs(log10(rel_min));
    plan=plan+1;

    ymbilde=ceil(110/(180/(nalpha-1)));
P=pcolor(xvec(1:ymbilde),yvec,plan(:,1:ymbilde));
    set(P,'YDir','normal'); % snur figuren rette veg
caxis([rel_min 1]);
shading interp;
colormap(jet);

set(gca,'ytick',[-1 -2/3 -1/3 0 1/3 2/3 1].*maksNS)
set(gca,'xtick',[0 30 60 90]);
set(gca,'fontsize',14)

title(['Pitchvinkelfordeling ved E_p=10 keV og \gamma=' int2str(gamma) '^o']);
ylabel(['S Avstand fra magnetfeltlinje (km) N']);
xlabel('Pitchvinkel (grader)');

```

```

    end
end

for fig_nr=1:3
    C=colorbar;
    set(C,'clim',[2*rel_min 1])
    set(C,'yscale','log');
    set(C,'ytick',[10.^[log10(rel_min)+1:0]])

%   disp(['Figur nr ' int2str(fig_nr) ':']);
    if fig_nr==1
%        ut=input('Utskrift av lada+noeytral (j/n)? ','s');
    ut='n';
    elseif fig_nr==2
        ut=input('Utskrift av lada (j/n)? ','s');
    else
        ut=input('Utskrift av noeytral(j/n)? ','s');
    end
    ut=upper(ut);
    if ut=='J'
        colormap(gray);
        orient landscape;
        print -Pps5;
    end
end

```

## ENA-fordeling, ENAfordeling.m

```
% Finn azimut- og pitchvinkelfordeling ENA
% Treng fila koeyring.plan10 fraa simuleringsprogrammet
clear;
hold off;
filnamn=input('Namnet til koeyring (fornamn): ','s');

gamma=input('Pitchvinkel (grader): ');
planfil=[filnamn '.plan10'];
fil=fopen(planfil,'r');
if fil==-1
    error('Kan ikke aapne fil!');
end

disp(['Leser fil ' planfil]);
%les fra fil og legg i matrise
inndata=fscanf(fil,'%i',[6,inf]);
fclose(fil);
energi=inndata(3,1);

disp('Jobber ..');

AZ=zeros(1,360);
PITCH=zeros(181,360);

for i=1:size(inndata,2)
    Q=inndata(6,i); %ladning
    if Q==0
        C=inndata(5,i); %azimutvinkel
        alfa=inndata(4,i); %pitchvinkel
        if C==0
            C=360;
        end

        AZ(C)=AZ(C)+1;
        PITCH(alfa,C)=PITCH(alfa,C)+1;
    end
end
PITCH=PITCH(1:180,:); % ingen ENA med PITCH=0 ved 1000 km uansett..

disp('Midler og teiknar.');

% Midling - meir her
stegAZ=10;
stegPITCH=2;
amin=90-gamma;
amaks=110;

gjenta=1;
while gjenta==1
    nyAZ=zeros(size(AZ));
    for i=0:stegAZ-1
        temp=[AZ(length(AZ)+1-i:length(AZ)),AZ(1:length(AZ)-i)];
```

```

nyAZ=nyAZ+temp;
end

temp=[];
for i=1:stegAZ:360
    temp=[temp,nyAZ(i)];
end
nyAZ=temp; %nyAZ er som AZ, men med ny opploeying

nyPITCH=zeros(size(PITCH));
for i=0:stegAZ-1
    temp=[PITCH(:,size(PITCH,2)+1-i:size(PITCH,2)),PITCH(:,1:size(PITCH,2)-i)];
    nyPITCH=nyPITCH+temp;
end
tPITCH=nyPITCH;
nyPITCH=zeros(size(PITCH));
for i=0:stegPITCH-1
    temp=[tPITCH(size(tPITCH,1)+1-i:size(tPITCH,1),:);tPITCH(1:size(tPITCH,1)-i,:)];
    nyPITCH=nyPITCH+temp;
end

temp=[];
for i=1:stegAZ:360
    temp=[temp,nyPITCH(:,i)];
end
temp2=[];
for i=1:stegPITCH:180
    temp2=[temp2,temp(i,:)];
end
nyPITCH=temp2; %nyPITCH er som PITCH, men med ny opploeying

akseAZ=[1:stegAZ:360];
aksePITCH=[1:stegPITCH:180];

% Skalering

mPITCH=nyPITCH./(sum(sum(nyPITCH)));
%mPITCH er normert til 1 ved integ. over pitchv. og azimutv.

% Visualisering
aminnr=ceil(amin/stegPITCH);
amaksnr=floor(amaks/stegPITCH);

% flytt nord til senteret i figuren:

halve=180/stegAZ;
heile=360/stegAZ;
nakseAZ=akseAZ-180;

nPITCH=[mPITCH(:,halve+1:heile),mPITCH(:,1:halve)];

akseAZ=[0,akseAZ(1:length(akseAZ)-1)]-180; % inkluder 180°, ikke -180°
pcolor(akseAZ,aksePITCH(aminnr:amaksnr),nPITCH([aminnr:amaksnr],:));
set(gca,'fontsize',18);
caxis([0 max(max(nPITCH))]);

```

```

set(gca,'xtick',[-180 -135 -90 -45 0 45 90 135 180]);
title(['Vinkelfordeling av ENA, \gamma= ' int2str(gamma) '^\circ, E_P= ' int2str(energi/1000) ' keV']);
xlabel('Azimutvinkel');
ylabel('Pitchvinkel');
shading flat;
colormap(jet);
h=colorbar;
set(h,'fontsize',18);

% Les inn ny opploeysing
sum(sum(nPITCH))

disp(' ');
stegAZ=input(['Opploeysing i azimutvinkel er no ' int2str(stegAZ) '. Ny verdi: ']);
stegPITCH=input(['Opploeysing i pitchvinkel er no ' int2str(stegPITCH) '. Ny verdi: ']);
amin=input(['Lavaste pitchvinkel med (no lik ' int2str(amin) ') : ']);
amaks=input(['Hogaste pitchvinkel med (no lik ' int2str(amaks) ') : '']);

end

```