

Klimavariabilitet og respons i en forsimplet udgave af en GCM

Af

PETER L. LANGEN OG VLADIMIR A. ALEXEEV

Peter Langen er PhD-studerende ved Niels Bohr Institutet og arbejder med de mekanismer, der giver ophav til den såkaldte "polar amplification" af opvarmingssignalet, der registreres i mange simuleringer af et varmere klima. Vladimir Alexeev har tidligere arbejdet ved Niels Bohr Institutet i det daværende Danish Center for Earth System Science. Han er nu ved International Arctic Research Center på University of Alaska Fairbanks, hvorfra han fungerer som en af Peters vejledere.

1 Introduktion

Når man hører klimaforskerne fortælle om, hvor meget temperaturen forventes at stige, og hvordan stormfrekvenser og havniveau vil ændre sig over de næste 100 år, ligger der typisk en eller flere kørsler med en såkaldt generel cirkulationsmodel (GCM) bag. GCM'erne er den mest komplekse og komplette type af klimamodeller vi har, og de karakteriseres ved, at verden (atmosfæren, havene, kontinenterne, havisen osv.) er repræsenteret ved en række gridpunkter, hvori de styrende ligninger for impuls, temperatur, vanddamp og alle andre interessante vejr- og klimaparametre løses.

En typisk opløsning for moderne atmosfære-GCM'er er ca. $100\text{km} \times 100\text{km}$ i ca. 20 vertikale lag, og det er oplagt, at en lang række processer, som f.eks. turbulens og skydannelse, foregår på mindre skala. Sådanne processer, som ikke er opløst direkte, må således parameteriseres, dvs.

man må finde en alternativ måde at beregne deres effekt på de opløste felter som funktion af disse. Disse parameteriseringer er typisk ansvarlige for de relativt store forskelle GCMerne imellem og således også for megen af den usikkerhed, der er forbundet med klimaforudsigelse. Naturligvis er parameteriseringerne derfor også et af de områder, der ofres allermost forskningsindsats på.

GCMerne udviser en stor grad af kompleksitet og rigdom på ikke-lineariteter og feedbackmekanismer, og de producerer datamængder, der er sammenlignelige med mængden af observationsdata. Dette giver jævnligt modellørerne grå hår i hovedet, og tit tyer man til stærkt forsimplede klimamodeller eller forsimplede udgaver af sin GCM for at forstå nogle af de processer, der er på spil. I denne artikel vil vi demonstrere, hvordan en lineær analyse af data fra en således forsimplet GCM kan give os interessante oplysninger om egenskaberne af det fulde ikke-lineære system.

Modellen, vi benytter, er CCM3 – en GCM udviklet ved National Center for Atmospheric Research i Boulder, Colorado. Der er fornylig kommet en ny generation af modeller på markedet, men denne model er stadig tæt på state-of-the-art og ret ofte benyttet. Atmosfære-GCMerne kan kobles til ocean-GCMer, der på lignende vis løser de styrende ligninger i et grid, der dækker verdenshavet. Vi benytter i det følgende ikke en sådan ocean-GCM men blot et såkaldt *mixed-layer ocean*. Det betyder, at som nedre grænse har atmosfæren en vandoverflade, hvor temperaturen reagerer på varmekfluxene ind og ud ad bunden af atmosfæren. Tidsskalaen for, hvor hurtigt disse temperaturer reagerer, er styret af dybden af dette mixed-layer. Vi har sat denne dybde til 50m, således at tidsskalaerne er omtrent som i det virkelige mixed-layer. En sådan mixed-layer-model opløser naturligvis ikke effekterne af ændrede oceanstrømme i et anderledes klima. For yderligere at forsimple forsøgsopstillingen har vi fjernet kontinenterne (så vi er på en *aquaplanet*), havisen og årstidscyklen i solindstrålingen.

Ved den relativt grove opløsning, som vi har valgt at køre vores model med, er der 64 punkter hele vejen rundt om jorden langs breddegradscirklerne, 32 punkter fra pol til pol og 18 vertikale lag. I hvert af disse gridpunkter løses prognostiske ligninger (dvs. ligninger, der bestemmer

tidsudviklingen af en størrelse) for temperatur, fugtighed, zonal vind (langs breddegradscirkler) og meridional vind (langs længdegradscirkler), og vores faserum er altså $64 \times 32 \times 18 \times 4 = 147.456$ -dimensionelt! Skal vi kunne lave nogle fornuftige beregninger, der kan give os nogle kvalitativt brugbare oplysninger, må vi altså undervejs benytte nogle af systemets egenskaber (symmetrier og andet) til at reducere dimensionaliteten af faserummet.

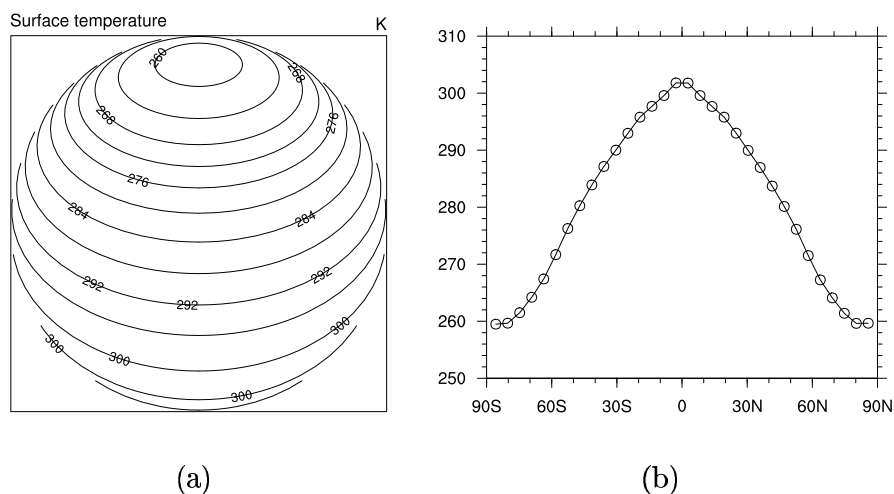
Først vil vi indføre en del notation og lineær algebra, der knytter sig til de metoder, vi benytter senere. Ideerne og udledningerne følger her nøje dem i Alexeev (2003). Dernæst vil vi beskrive to forskellige metoder til at evaluere Jacobianten, der giver den afledte af overfladebudgettet med hensyn til overfladetemperaturen, hvorefter vi kontrollerer kvaliteten af vores analyser ved at gennemføre et enkelt klimaforsøg. Til sidst gives en kort opsummering og konklusion.

2 Klima og lineær algebra

Med en mixed-layer-dybde på $50m$ er det en relativt god approksimation, at den typiske tidsskala for atmosfærisk respons er væsentligt kortere end den for oceanet. Således kan atmosfæren betragtes som værende i kvasi-ligevægt med overfladetemperaturerne. Med andre ord, til en given tilstand af overfladetemperaturfeltet hører en given middeltilstand af atmosfæren og et givent sæt af overflade/atmosfærefluxe. Vi kan således opstille en prognostisk ligning for temperaturfeltet

$$\rho_w c_w H \frac{\partial \mathbf{x}_S}{\partial t} = \mathbf{b}_{Srf}(\mathbf{x}_S, \Lambda), \quad (2.1)$$

hvor ρ_w og c_w er henholdsvis massefylde og varmekapacitet for havvand, H er mixed-layer-dybden, \mathbf{x}_S er en vektor, der indeholder alle overfladetemperaturerne, og \mathbf{b}_{Srf} en vektor, der indeholder fluxene. Her, og i det følgende, skal størrelserne \mathbf{x}_S og \mathbf{b}_{Srf} forstås som midler over de tidsskalaer (ca. et par måneder), der tillader os at betragte atmosfæren som værende bestemt af overfladetemperaturerne. \mathbf{b}_{Srf} vil således også afhænge af disse temperaturer og en samling af eksterne parametre, Λ , som f.eks.



Figur 2.1: Denne figur viser den ligevægtstilstand, som systemet henfalder til. (a) Demonstrerer den zonale symmetri, systemet udviser pga. vores aquaplanet-opsætning. (b) Viser det zonale middel, vektoren $\langle \mathbf{x}_S \rangle$. Enheden er Kelvin.

CO_2 , solindstråling osv. Figur 2.1(a) viser et lang-tids-middel af temperaturfeltet, som i princippet omfatter alle punkterne på havoverfladen (2 dimensioner). Det er dog åbenlyst af figuren, at, da vi har fjernet kontinenterne, udviser modellen zonal symmetri (dvs., symmetri langs med breddegradscirkler), og vi vil i det følgende betragte såvel \mathbf{x}_S som \mathbf{b}_{Srf} som zonale midler af de tilsvarende to-dimensionelle felter.

Det dynamiske system beskrevet ved ovenstående ligning er stabilt. Med mere eller mindre arbitrære begyndelsesbetingelser udvikler temperaturfeltet sig hen mod en fast tilstand, omkring hvilken det så ender med at oscillere. Laver vi et tidsmiddel (på lang ocean tidsskala) af ovenstående ligning, efter transienten er væk, fås følgende

$$\rho_w c_w H \frac{\partial \langle \mathbf{x}_S \rangle}{\partial t} = \langle \mathbf{b}_{Srf}(\mathbf{x}_S, \Lambda) \rangle = \mathbf{0}, \quad (2.2)$$

da systemet ellers ville drive væk fra ligevægtstilstanden. Figur 2.1(b) viser denne ligevægtstilstand. Perturberes systemet i forhold til denne ligevægt, er den tidsafledte ikke længere nul. Hvis perturbationen,

$\mathbf{x}'_S = \mathbf{x}_S - \langle \mathbf{x}_S \rangle$, er lille, kan vi til første orden skrive

$$\rho_w c_w H \frac{\partial \mathbf{x}'_S}{\partial t} = \mathbf{b}_{Srf}(\langle \mathbf{x}_S \rangle + \mathbf{x}'_S, \Lambda) \simeq \mathcal{R}(\langle \mathbf{x}_S \rangle) \mathbf{x}'_S, \quad (2.3)$$

hvor vi har defineret \mathcal{R} til at være Jacobianten af overfladebudgettet med hensyn til overfladetemperaturen, evalueret i ligevægten:

$$\mathcal{R}(\langle \mathbf{x}_S \rangle) = \left. \frac{D\mathbf{b}_{Srf}(\mathbf{x}_S, \Lambda)}{D\mathbf{x}_S} \right|_{\mathbf{x}_S = \langle \mathbf{x}_S \rangle}. \quad (2.4)$$

2.1 Stabilitet og sensitivitet

Systemets lineære stabilitet kan nu karakteriseres ved at betragte \mathcal{R} 's spektrum. Husk på, at hvis matricen $(\rho_w c_w H)^{-1} \mathcal{R}$ har et fuldstændigt sæt af egenvektorer, så er \mathbf{x}'_S s tidsudvikling givet ved

$$\mathbf{x}'_S(t) = c_1 \mathbf{v}_1 e^{\lambda_1 t} + \dots + c_N \mathbf{v}_N e^{\lambda_N t}, \quad (2.5)$$

hvor λ 'erne er egenværdierne, og c 'erne er begyndelsesbetingelsens projektion på egenvektorerne. Hvis alle egenværdierne realdele er negative, vil alle leddene i udviklingen henfalde eksponentielt (med en henfaldstid på $-1/(Re(\lambda))$).

Udover at give os oplysninger om systemets *stabilitet* overfor interne perturbationer, kan \mathcal{R} også fortælle os om systemets *sensitivitet* overfor ændringer i eksterne faktorer; hvor meget ændrer temperaturen sig f.eks. som følge af en fordobling af atmosfærens CO_2 -indhold? Lad os antage, at Λ blot er CO_2 -indholdet, og at vi nu ændrer det til $\Lambda + \delta\Lambda$. Da vil vores temperaturligning give

$$\rho_w c_w H \frac{\partial \mathbf{x}_S}{\partial t} = \mathbf{b}_{Srf}(\mathbf{x}_S, \Lambda + \delta\Lambda), \quad (2.6)$$

og efter et stykke tid vil systemet indfinde sig i en ny ligevægt, \mathbf{x}_S^* , hvori der gælder at

$$\rho_w c_w H \left\langle \frac{\partial \mathbf{x}_S^*}{\partial t} \right\rangle = \langle \mathbf{b}_{Srf}(\mathbf{x}_S^*, \Lambda + \delta\Lambda) \rangle \quad (2.7)$$

$$= \langle \mathbf{b}_{Srf}(\langle \mathbf{x}_S \rangle + \Delta \mathbf{x}_S, \Lambda + \delta\Lambda) \rangle = \mathbf{0}. \quad (2.8)$$

Det nye overfladebudget kan også udvikles til første orden:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{b}_{Srf}(\langle \mathbf{x}_S \rangle + \Delta \mathbf{x}_S, \Lambda + \delta \Lambda) \rangle &\simeq \langle \mathbf{b}_{Srf}(\langle \mathbf{x}_S \rangle, \Lambda) \rangle \\ &+ \mathcal{R} \Delta \mathbf{x}_S + \frac{\partial \mathbf{b}_{Srf}}{\partial \Lambda} \delta \Lambda, \end{aligned} \quad (2.9)$$

hvor $\Delta \mathbf{x}_S = \mathbf{x}_S^* - \langle \mathbf{x}_S \rangle$ er temperaturændringen og

$$\delta \mathbf{b}_{Srf} = \frac{\partial \mathbf{b}_{Srf}}{\partial \Lambda} \delta \Lambda \quad (2.10)$$

ændringen i overfladebudgettet som følge af CO_2 -fordoblingen. Hvis vi kan bestemme \mathcal{R} og $\delta \mathbf{b}_{Srf}$ kan vi altså udregne temperaturstigningen som

$$\Delta \mathbf{x}_S = -\mathcal{R}^{-1} \delta \mathbf{b}_{Srf}, \quad (2.11)$$

da begge sider af ligning (2.9) er nul, og første led på højresiden også er nul.

2.2 Den mindst stabile egenvektor

Antag nu, at vi er i det ideelle tilfælde, hvor $N \times N$ -matricen \mathcal{R} er kendt, at den har et fuldstændigt sæt af ortonormale egenvektorer, $\{\phi_i, i = 1, \dots, N\}$, og at egenværdierne, $\{\lambda_i, i = 1, \dots, N\}$, er reelle og negative. Da kan vi opskrive forceringen som linearkombination af egenvektorerne,

$$\delta \mathbf{b}_{Srf} = -\sum_i b_i \phi_i, \quad b_i = -(\delta \mathbf{b}_{Srf}, \phi_i),$$

hvor (\cdot, \cdot) angiver skalarproduktet. Nu kan ligning (2.11) skrives som

$$\Delta \mathbf{x}_S = \sum_i \frac{b_i}{\lambda_i} \phi_i. \quad (2.12)$$

Nu antager vi yderligere, at der findes en egenværdi, λ_k , hvis numeriske værdi (egenværdien er jo negativ) er markant mindre end dem for de øvrige egenværdier, således at henfaldstiden, $-1/\lambda_k$, er markant længere. Egenvektoren hørende til denne egenværdi kalder vi *den mindst stabile*

egenvektor; alle egenretningerne er stabile, men ved henfald til ligevægt vil systemet bevæge sig ind mod ligevægten langs denne vektor efter bidragene fra de øvrige egenvektorer er henfaldet. Hvis dette er opfyldt, og alle b 'erne er af samme størrelsesorden, kan ligning (2.12) approksimeres ved

$$\Delta \mathbf{x}_S \simeq \frac{b_k}{\lambda_k} \phi_k, \quad (2.13)$$

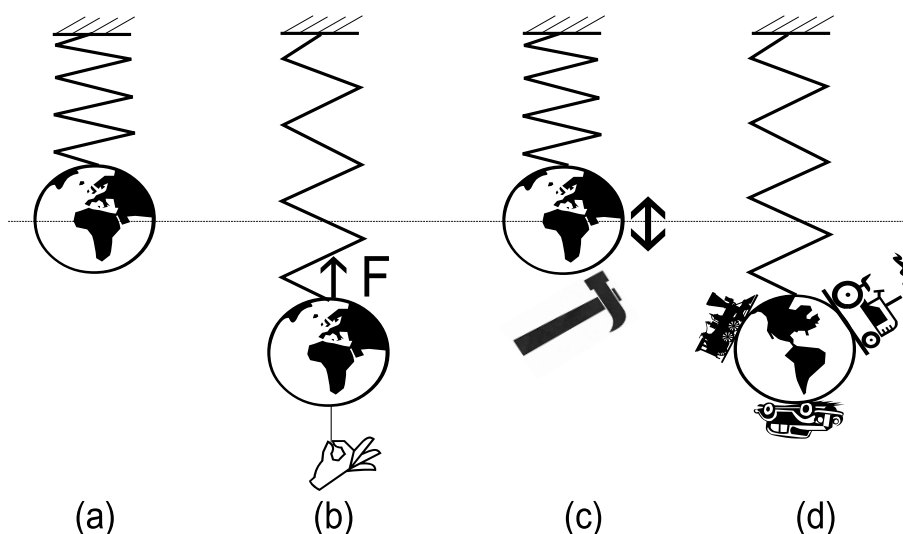
og udseendet af den endelige temperaturændring er givet ved formen af den mindst stabile egenvektor. Den lange række af antagelser og betingelser, der skulle opfyldes af \mathcal{R} , er naturligvis ikke altid (nogensinde?) opfyldt. Alligevel viser det sig ofte, at udseendet af den mindst stabile egenvektor giver et godt fingerpeg af, hvordan den endelige temperaturændring kommer til at se ud. Dette viser sig også at være tilfældet i de beregninger, vi laver i denne artikel.

3 Evaluering af Jacobianten

Jacobianten af overfladebudgettet med hensyn til overfladetemperaturerne spiller altså en helt central rolle for både systemets stabilitet overfor interne perturbationer og dets sensitivitet overfor eksterne forceringer. I dette afsnit vil vi beskrive to metoder til at bestemme den. Undervejs vil vi referere til Figur 3.2, som illustrerer de metoder og forsøg, vi benytter i løbet af artiklen. Vi lader klimasystemet være repræsenteret af et lod, der hænger i en fjeder, og i Figur 3.2(a) hænger loddet stille – i ligevægt med sin 147.456-dimensionelle fjeder.

3.1 Perturbation

Metoden beskrevet i dette underafsnit er den, der er benyttet i Alexeev (2003), og er egentlig ret enkel: Perturbér overfladetemperaturen, fasthold den i den perturberede tilstand og observér, hvorledes overfladebudgettet reagerer. Figur 3.2(b) illustrerer dette: Vi trækker systemet væk fra sin ligevægt og holder det der. Samtidig registrerer vi kraften, der forsøger at trække systemet tilbage mod ligevægten. Det eneste problem er blot,



Figur 3.2: Tegneserie, der symbolsk illustrerer de metoder og forsøg, vi benytter. (a) Ligevægtstilstanden. (b) Perturbationsmetoden. (c) FDT-metoden. (d) Ekstern klimaforcing. Yderligere forklaringer findes i teksten.

hvordan disse perturbationer skal se ud, og hvor mange forskellige man har brug for for at kunne evaluere matricen. Ved den opløsning, som vi benytter i vores GCM, er der 32 gridpunkter fra sydpolen til nordpolen, så Jacobianten er i princippet en 32×32 -matrix, og opgaven virker en anelse uoverkommelig. Tricket er her at arbejde med kuglefunktioner. På grund af den zonale symmetri og symmetrien omkring Ækvator arbejder vi endog kun med de zonalt symmetriske kuglefunktioner (egentlig bare Legendre-polynomier) af lige orden: $Y_0^0, Y_2^0, Y_4^0, \dots, Y_{12}^0$, hvor vi har valgt ikke at medtage skalaer mindre end bølgetal 12. Nu er dimensionaliteten af vores faserum blevet reduceret til 7, og vi kan nøjes med at udføre syv perturbationforsøg.

Proceduren er således nu den, at vi adderer hver af de syv basisvektorer (Legendrepolynomierne) skiftevis til middeltilstanden, som er blevet zonalt symmetriseret og symmetriseret omkring Ækvator. Her fastholdes temperaturen så længe nok til, at et ordentligt billede af ændringen i overfladebudgettet kan måles – vi valgte at midle over 20 års integration. For hver af forsøgene projiceres ændringen i overfladebudgettet nu på hver af de syv basisvektorer, og således konstrueres en approksimation til Jacobianten. Vi har altså udvalgt syv retninger (i det højere-dimensionale rum),

langs hvilke vi måler kraften, der forsøger at trække systemet tilbage til ligevægten.

3.2 Fluktuation-dissipationssætningen

Denne metode baserer sig på en udgave af fluktuation-dissipationssætningen, hvis første anvendelse i klimasammenhæng nok må tilskrives Leith (1975). Ideen med at relatere eksternt forceret respons til intern variabilitet går dog væsentligt længere tilbage; f. eks. skriver North et al. (1993) at

Perhaps the earliest application was in a study of Brownian motion by Einstein (1905). Later, the idea was applied to the study of voltage fluctuations across a resistor (Nyquist 1928) and then for systems governed by a Langevin equation (Callen and Green 1952). The extension to fully nonlinear systems in thermal equilibrium was developed by Kraichnan (1959).

Her giver vi en meget simpel indføring af den nødvendige teori. Antag, at tidsudviklingen af vores temperaturfelt kan beskrives ved følgende diskrete ligning

$$\mathbf{x}_{n+1} = \mathbf{S}\mathbf{x}_n + \boldsymbol{\epsilon}_n, \quad (3.14)$$

hvor vi har droppet mærket og S -benævnelsen på overfladetemperaturperturbationen, \mathbf{x}'_S . Hvis dimensionaliteten af vores faserum er N , er \mathbf{S} en $N \times N$ -matrix, der giver den deterministiske tidsudvikling af vores tilstandsvektor, mens $\boldsymbol{\epsilon}$ er en N -vektor med hvid støj (tænk "vejr"). Hvis vi nu multiplicerer med \mathbf{x}_n^T (en $1 \times N$ -matrix) fra højre og midler over tid, får vi

$$\langle \mathbf{x}_{n+1} \mathbf{x}_n^T \rangle = \langle \mathbf{S} \mathbf{x}_n \mathbf{x}_n^T \rangle + \langle \boldsymbol{\epsilon}_n \mathbf{x}_n^T \rangle \quad (3.15)$$

$$= \mathbf{S} \langle \mathbf{x}_n \mathbf{x}_n^T \rangle, \quad (3.16)$$

da den hvide støj er ukorreleret med temperaturfeltet, og \mathbf{S} er konstant i tid. Men $\langle \mathbf{x}_n \mathbf{x}_n^T \rangle$ er blot auto-kovariansmatricen (benævnes her \mathbf{C}_0), og

$\langle \mathbf{x}_{n+1} \mathbf{x}_n^T \rangle$ er auto-kovariansmatricen med lag 1 (\mathbf{C}_1), så vi er kommet frem til et særtilfælde af fluktuation-dissipationssætningen (Leith, 1975):

$$\mathbf{C}_1 = \mathbf{S} \mathbf{C}_0. \quad (3.17)$$

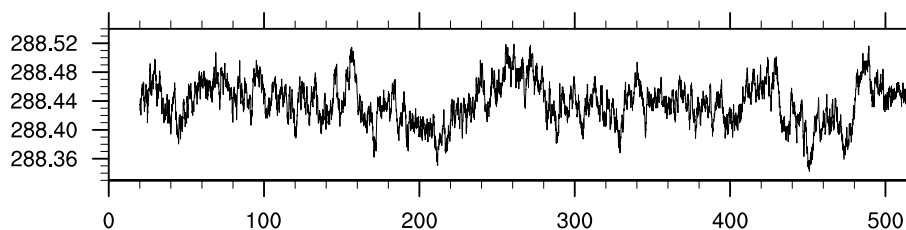
Heraf kan $\mathbf{S} = \mathbf{C}_1 \mathbf{C}_0^{-1}$ let beregnes, når de to auto-kovariansmatricer bestemmes ud fra tidsserien, $\mathbf{x}(t)$, fra en modelrealisation. Hvis vi relaterer den deterministiske del af ligning (3.14) til en diskretisering af ligning (2.3) fås Jacobianten som

$$\mathcal{R} = \frac{\rho_w c_w H}{\Delta t} (\mathbf{S} - \mathbf{I}), \quad (3.18)$$

hvor \mathbf{I} er enhedsmatricen, og Δt er tidsskridtet i ligning (3.14). Dette tidsskridt skal vælges med omhu; vores model spytter data ud i månedsmidler, og et oplagt valg for Δt ville derfor være 1 måned. Vi fandt dog, at dette var for kort, og vi fik meget støjfyldte resultater. Problemet er, at hvis vi skal kunne antage, at der findes en operator som den i ligning (3.14), så må vi nødvendigvis betragte tidsskalaer, der er lange nok til, at atmosfæren kan antages at være påvirket af overfladetemperaturen. Atmosfærens højfrekvente fluktuationer repræsenteredes ved ϵ , mens det er atmosfærens middeltilstand som funktion af overfladetemperaturen, der giver overfladebudgettet og derved \mathbf{S} . Med et tidsskridt på 3 måneder opnåede vi fornuftige resultater uden at miste den tidslige opløsning.

Figur 3.2(c) symboliserer, hvordan vi undersøger systemet uden at trække det væk fra ligevægten. Hammeren skal symbolisere de små slag, systemet får væk fra lang-tids-middeltilstanden, og som altså giver de fluktuationer, der benyttes til at uddrage information fra systemet. Det er dog ikke os, der svinger hammeren: Det er vejret (systemets egen dynamik), der er ophav til fluktuationerne.

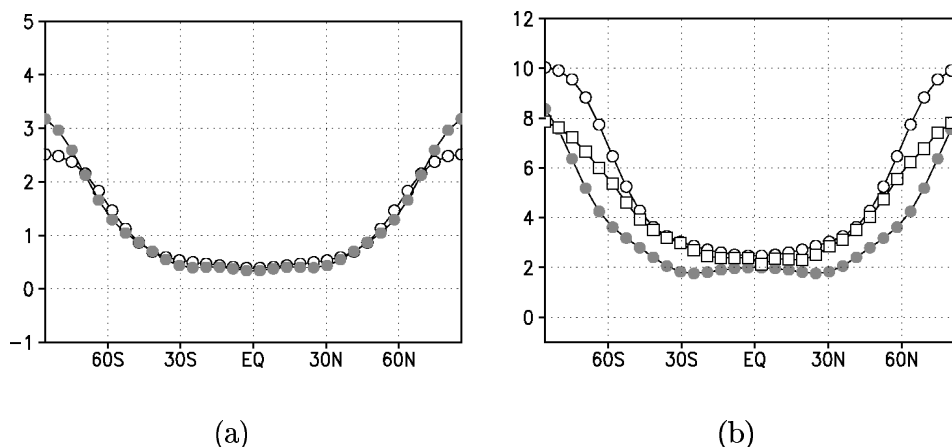
Med denne metode kan man altså bestemme systemets Jacobiant udelukkende ved at se på dets interne variabilitet – man skal bare samle nok data. Vi kørte modellen uden at forcere eller perturbere den i 500 modelår (hvilket tog ca. 3 måneder!), og Figur 3.3 viser tidsserien af den globale middeltemperatur (arealvægtet). Standardafvigelsen af denne størrelse er ca. 0,03 K og altså ekstremt lille. Betragtede vi lokale fluktuationer, ville vi naturligvis se større variationer, men dette tal er ret interessant, når vi



Figur 3.3: Tidsserie af den globale middeltemperatur for år 20 til 520 af vores integration. Enheden er Kelvin. Figuren ser ikke ud af meget, men det tog altså ca. 3 måneder at integrere modellen så længe.

senere skal se på klimaforandringer. De første 20 år af vores integration er spin-up, hvor systemet finder sin ligevægt, og de næste 500 år er dem, analysen blev foretaget på. Vi kunne således samle tilstrækkelig mange datapunkter til at bestemme kovariansmatricerne med relativt god nøjagtighed. Igen valgte vi at arbejde i vores basis af zonalt symmetriske kuglefunktioner af lige orden, således at kovariansmatricerne, \mathbf{S} -matricen og Jacobianten blev 7×7 -matricer. Metoden vil i det følgende blive omtalt som FDT-metoden.

Figur 3.4(a) viser den mindst stabile egenvektor udregnet ved de to metoder: Perturbationsmetoden (åbne cirkler) og FDT-metoden. De to vektorer er bemærkelsesværdigt ens, når man tager de vidt forskellige metoder, der er brugt til at evaluere matricen, i betragtning. De er begge ret konstante i tropenerne og udviser siden en drastisk stigning mod de polare egne. Henfaldstiden $(-1/\lambda_k)$ – hørende til disse egenvektorer på – ca. 100 måneder er ca. fire gange større end den næststørste, og vi er altså i en situation, der lever op til nogle af de krav, der stilledes for at ligning 2.13 kunne give temperaturstigningen. Egenværdierne er dog ikke alle reelle (systemet har oscillatoriske modes), så analysen holder dog ikke helt, men tager man forskud på glæderne og skæver til Figur 3.4(b), vil man se, at der er slående lighed mellem formen på de mindst stabile egenvektorer og temperaturstigningerne beskrevet i det følgende.



Figur 3.4: a) Den mindst stabile egenvektor af Jacobianten udregnet ved perturbationsmetoden (åbne cirkler) og ved FDT-metoden (lukkede cirkler). (b) Temperaturstigningen som følge af en 4 W/m^2 overfladeforcing udregnet fra en egentlig modelkørsel (firkanter) og som lineære estimater ud fra Jacobianterne fundet ved henholdsvis perturbationsmetoden (åbne cirkler) og FDT-metoden (lukkede cirkler). Enheden er Kelvin.

4 Ekstern forcering af klimaet

Nu hvor vi har beregnet to forskellige approksimationer til Jacobianten, \mathcal{R} , er det interessant at foretage et klimaforandingsforsøg. Dette vil kunne fortælle os, hvor præcist de to approksimationer kan bruges til at forudsige temperaturstigningen som følge af en klimaforcering. Et typisk (nærmest kanonisk) klimaforandringsforsøg består i at fordoble atmosfærens CO_2 -indhold. Figur 3.2(c) illustrer nu denne eksterne forcering af systemet, ved at der lagt ekstra vægt på loddet. Spørgsmålet er nu, hvor gode metoderne illustreret i panel (a) og (b) af samme figur er til at estimere temperaturstigningen.

I stedet for faktisk at fordoble CO_2 -indholdet i modellens atmosfære gør vi noget lidt simplere. Det er intet problem at fordoble CO_2 -indholdet, men hvis man vil gennemføre den lineære analyse, skal man, som det ses i ligning 2.11, evaluere den $\delta \mathbf{b}_{Srf}$, der opstår som følge af denne ændring. Dette kan lade sig gøre ved at fordoble CO_2 -indholdet samtidig med, at man fastholder overfladetemperaturen i ligevægten, men denne øvelse vil vi ikke gå gennem her. I stedet vil vi blot benytte en uniform 4 W/m^2

forcing overalt på kloden. Dette er et rimeligt bredt accepteret tal, og i mange modeller ser det faktisk nogenlunde sådan ud. I vores model passer det også godt i troperne, men på høje breddegrader er tallet nærmere 2 W/m^2 . Vores klimaforsøg vil derfor nok udvise en lidt overdrevet opvarming på høje breddegrader. Rent praktisk forcerer vi systemet ved, til hvert tidsskridt (20 minutter), at indsætte den ekstra energi i den prognostiske ligning for overfladetemperaturen.

Figur 3.4(b) viser resultatet. Den egentlige temperaturændring i forhold til ligevægten illustreret i Figur 2.1(b) er vist med de åbne firkanter. Cirklerne viser de lineære estimater foretaget med en $\delta \mathbf{b}_{Srf}$ -vektor, der er 4 W/m^2 uniformt, og med Jacobianterne evalueret med perturbationsmetoden (åbne) og FDT-metoden (lukkede). Først og fremmest bemærkes det, at temperaturstigningen er relativt godt beskrevet ved de lineære estimater, og at den ligner de mindst stabile egenvektorer til forveksling. Perturbationsmetoden (åbne cirkler) giver gode resultater ved lave breddegrader, men overestimerer opvarmningen ved breddegrader højere end ca. 50. En mulig forklaring kan være, at vi i perturbationsmetoden fastholder overfladetemperaturene, mens de i virkeligheden (og i modellen) udviser nogen variabilitet – især på høje breddegrader. FDT-metodens estimat (lukkede cirkler) ligner ikke det egentlige svar så godt som perturbationsmetodens, men den Ækvatoriale og polare temperaturstigning på henholdsvis 2 K og 8 K rammes nærmest perfekt. Det er imponerende, at en temperaturstigning på ca. 3,5 K i globalt middel kan estimeres så relativt præcist ud fra fluktuationer, hvis globale middel har en standardafvigelse på 0,03 K.

En uniform forcing af overfladebudgettet giver altså et langt fra uniformt svar. Mønsteret, vi ser, omtales som polar amplifikation og ses i mange klimasimuleringer. Det er et ret interessant resultat, for det betyder, at skulle klimaet finde på at varme op, så kan en global temperaturstigning på ca. 2 K let betyde lokale ændringer i størrelsesordenen 10 K. En sådan temperaturændring vil næsten med sikkerhed have drastiske konsekvenser for f.eks. iskappers og gletscheres massebalancer og Arktiske økosystemer. En af de vigtigste årsager til den polare amplifikation er den såkaldte is-albedo-feedbackmekanisme, hvor en afsmeltning af is tillader klimasystemet at absorbere mere sollys og derved opvarmes yderligere. I

resultaterne præsenteret her har vi dog ekskluderet alle effekter af is og sne, og der er altså andre aspekter af klimasystemets dynamik, der også giver øget opvarming på høje breddegrader. Dette er et forskningsområde for sig, men vi har fundet, at forklaringen involverer forøgede transporter af varme og vanddamp mod polerne, når klimaet opvarmes. Dette gør atmosfæren varmere og fugtigere på høje breddegrader og øger derved den nedadgående langebølgestråling ved overfladen (Alexeev et al., 2005).

5 Konklusion

Vi har vist, hvordan man med forskellige analyser af et modelklimasystem kan ekstrahere vigtige informationer om dets opførsel under perturbationer og forceringer af forskellig art. I en metode perturberede vi systemet væk fra dets ligevægt og registrerede, hvordan varmefluxene ændrede sig, og i en anden undersøgte vi blot fluktuationerne i en lang, uforceret integration. Vi fandt den mindste stabile egenretning, som beskriver systemets endelige trajektorie ind mod ligevægt efter en vilkårlig perturbation (så længe den har en vis projektion på denne vektor). Vi så også, hvordan temperturstigningen som følge af en uniform 4 W/m^2 forcering havde form som den mindst stabile egenvektor og iøvrigt estimeredes ret godt med de to lineære analyser. Hvis vi ville have udregnet temperaturstigningen som følge af en CO_2 -fordobling skulle vi naturligvis først have udregnet forceringen som følge af denne. Dette sprang vi over og approksimerede den blot med 4 W/m^2 .

Men hvad havde været nemmest? FDT-metoden kostede 500 års integration, mens perturbationsmetoden kostede 8×20 år (en kontrol og 7 perturbationer), dvs. 160 år, mens den direkte integration med forcering kostede omtrent 20 år. Det kunne altså se ud som om, vi havde spildt en fantasilliard floating-point operations på at estimere et klimasignal, som kunne bestemmes meget billigere og mere præcist ved blot at udføre forsøget. Dette er dog ikke tilfældet, for ved at bestemme Jacobianten har vi lært en del om systemet, som vi ikke havde lært ved bare at udføre forsøget. F.eks. har vi set, at den polare amplifikation er en egenskab, der kobler sig til systemets dynamik og ikke blot er et resultat, der følger af

en særlig forcering.

Hvad der er lige så interessant ved FDT-metoden er, at vi kan estimere systemets svar på en forcering uden overhovedet at gøre noget som helst andet ved modellen end blot at lade den køre. Udfra fluktuationer, hvis globale middel havde en standardafvigelse på 0,03 K, kunne vi estimere temperaturstigninger, der var 100 gange større. Dette får så en til at spørge, om man så ikke kunne estimere det *virkelige* klimasystems Jacobiant (og derved sensitivitet) ved blot at betragte det. Svaret er i princippet “ja”, men i praksis er der en lang række problemer. Zonal asymmetri (pga. kontinenterne) gør, at vi ikke længere kan betragte zonalt midlede størrelser – vi er nødt til at medtage zonalt asymmetriske kuglefunktioner i vores basis, og dimensionaliteten af vores problem stiger atter hastigt. Dette betyder, at vi behøver endnu flere observationer; lige nu har vi omtrent 130 års observationer, som ikke engang er nok i det zonalt symmetriske tilfælde. For at komplicere tingene yderligere, er operatoren \mathbf{b}_{srf} (og \mathbf{S} i ligning 3.14) ikke konstant: Den afhænger af samlingen, Λ , af eksterne parametre, såsom CO_2 , solaktivitet og vulkanisme, som har ændret sig over observationsperioden.

Litteratur

- [1] Alexeev, V. A., 2003. Sensitivity to CO_2 doubling of an atmospheric GCM coupled to an oceanic mixed layer: a linear analysis, *Clim. Dyn.*, **20**:775–787. Springer-Verlag.
- [2] Alexeev, V. A, Langen, P. L. og Bates, J. R., 2005. Polar amplification of surface warming on an aquaplanet in “ghost forcing” experiments without sea ice feedbacks, *Clim. Dyn.*, på vej.
- [3] Leith, C. E., 1975. Climate response and fluctuation dissipation, *J. Atm. Sci.*, **32**:2022–2026.
- [4] North, G. R., Bell, R. E. og Hardin, J. W., 1993. Fluctuation dissipation in a general circulation model, *Clim. Dyn.*, **8**:259–264. Springer-Verlag.