

Adiabatiske vs. pseudoadiabatiske:

Tør (umettet) luft, niger tilførsel av varme utenfra

Har mettet luft.

(Oppg 1.18)
13.02.2012
Oppg 6-7
20.02.2012

Navn: _____

Midtveiseksamen i GEF 4310 Skyfysikk onsdag 31. mars 2004 kl.10:15-12:00

Tillatte hjelpemidler: Ingen

De første 9 oppgavene har 5 svarmuligheter. Kryss av på den du mener er riktig. Kun ett kryss pr. oppgave. Den 10. oppgaven er en regneoppgave. Den teller dobbelt så mye som de andre oppgavene.

Entrainment vil fordampe noe av vanninnholdet i skyer, så omvendt:
 $\mu \neq \chi$, se fig. 5.6 s. 68

1) Adiabatisk vanninnhold, χ :

nei a) Er alltid mindre enn eller lik det faktiske vanninnholdet.

nei b) Er definert ved å anta adiabatiske prosesser.

c) Øker lineært med høyden over skybasen i en pseudo-adiabatisk prosess.

nei d) Er konstant med høyden over skybasen i en pseudo-adiabatisk prosess. Øker med høyden.

nei e) Kan i enkelte tilfeller bli negativt.

Tykket faller - pakken utvider seg og temp. faller. Metningsstrykket faller da og en pakke allerede er mettet så noe av vannet kondensert → sker Pielou-diagram s. 71 ned høyden.

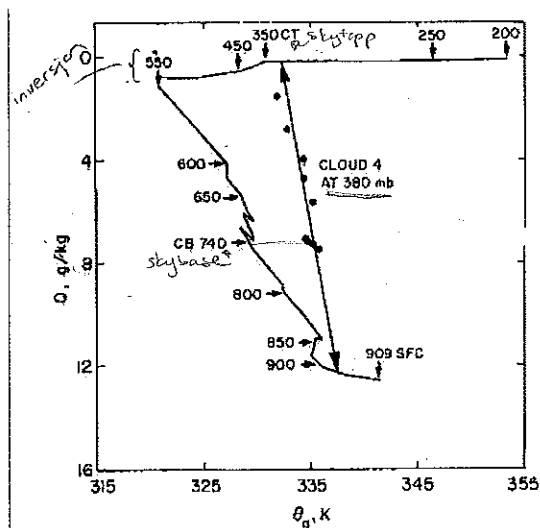
Q og Q_q observert: skyfrie omgivelser til skyer: linje
 Q er her vandampsblandingsforholdet.

Q og Q_q obs ved 380 mb: punkte linje.

Q og Q_q i en sky uten nedbør blandes til nærløst

lineært: (4.7) $Q \approx \frac{m_1}{m_1+m_2} Q_1 + \frac{m_2}{m_1+m_2} Q_2$
 $\theta_q \approx \theta_{q1} + \theta_{q2}$

si at dette er vertikale profiler. Eneste to punkter som kan kombineres lineært og gi punktene på figuren er 1 og 2. sannsynlig at det er fra disse lagene innblandinger skjer.



2) Figuren ovenfor indikerer at:

223. wet equivalent pot. T total water mixing ratio

nei a) θ_q og Q er ikke bevart.

nei b) Skybasen må ligge nær 900 hPa.

nei c) Entrainment har liten betydning for denne skyen.

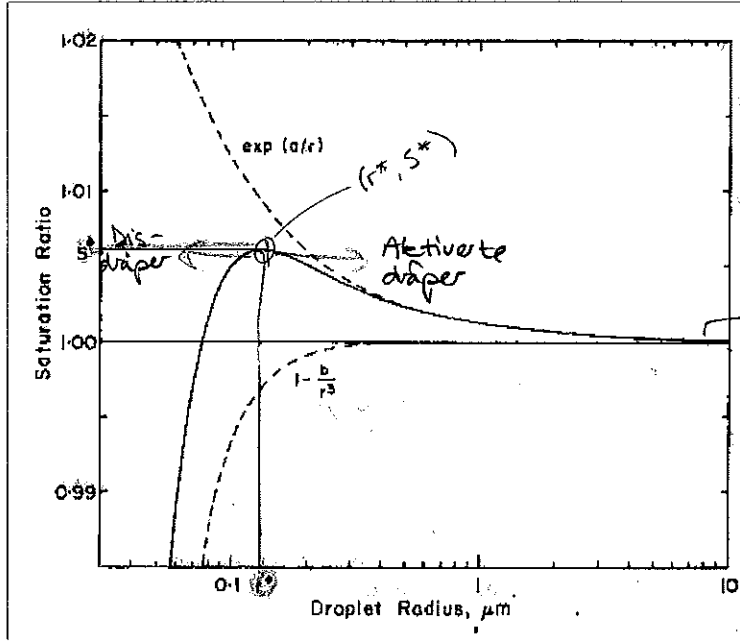
nei d) Entrainment fra sidene er dominerende.

e) Entrainment fra skytoppen dominerer. → Hva fører dette til i skyen?

- noe av skyvannet fordampes nær skytoppen
- skylufta avkjøles
- => downdrafts



$$S(r) = 1 + \frac{a}{r} - \frac{b}{r^3}$$
 curvature term \downarrow
 solution term



$$r^* = \sqrt{\frac{3b}{a}}$$

$$S^* = 1 + \sqrt{\frac{4a^3}{27b}}$$

$$a = \frac{3.3 \times 10^{-5}}{T}$$

$$b = \frac{4.3 \text{ nH}}{m_s}$$
 masse
 molec. masse
 av løsningsg.

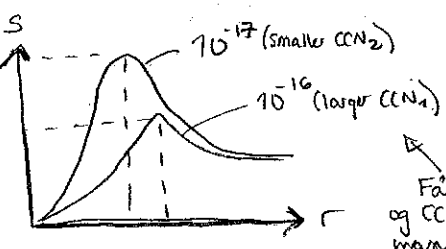
3) I Köhler-diagrammet (ovenfor) kalles alle dråper til venstre for punktet (r^*, S^*) for:

- nei a) Skydråper. Typisk $r \sim 10 \mu\text{m}$
- ~~nei~~ b) Disdråper. Dis = "haze", yr = "drizzle" \rightarrow i figuren: $r \lesssim 0.2 \mu\text{m}$
- nei c) Regndråper. Typisk $r \sim 1 \text{ mm}$ men definert som $r \geq 0.1 \text{ mm}$ (100 μm)
- nei d) Tåkedråper.
- nei e) Kondensasjonskjerner. Typisk $r \sim 0.1 \mu\text{m}$ (0.001 - 10 μm)

4) I Köhler-diagrammet er det tegnet en heltrukken kurve basert på en antatt sulfat-CCN-masse 10^{-16} g. Som vi ser gir dette $S^* = 1.0042\%$ og $r^* = 0.19 \mu\text{m}$. Dersom CCN-massen reduseres til 10^{-17} g kan vi forvente at:

- nei a) S^* avtar og r^* avtar.
- nei b) S^* avtar og r^* øker.
- ~~nei~~ c) S^* øker og r^* avtar.
- nei d) S^* øker og r^* øker.
- nei e) S^* og r^* holdes uendret.

se på ligning 6.7 og 6.8 for r^* og S^*



Vet at: større CCN trenger mindre overmetn. for å bli aktivert..

Får samme effekt hvis CCN₁ og CCN₂ har akkurat samme masse, men hvis CCN₁ er laget av en løsningsg med mindre molekylermasse en CCN₂!

5) Det viktigste bidraget til CCN kommer fra: 0.94

- nei a) Nukleasjonsmode-partikler. krever for stor overmetning
- ~~nei~~ b) Akkumulasjonsmode-partikler.
- nei c) Grovpartikkelmode-partikler.
- nei d) Aitken-kjerner.
- nei e) Gigant-aerosoler.

fokus ut for fort, nei, færre av dem i atm.

- Nukleasjonsmode: $\Delta \sim 10^{-2} \mu\text{m}$ (6.1 μm)
- Akkumulasjonsmode: $\Delta \sim 0.1 - 1 \mu\text{m}$ (Large aerosols)
- Grovpartikkelmode: $\Delta \sim 10 - 20 \mu\text{m}$
- Aitkenkjerner: $\Delta < 0.2 \mu\text{m}$
- Gigant-aerosoler: $\Delta > 2 \mu\text{m}$

Kemmet luft (s106)

6) Vi kan definere "metningsforholdet", $S \equiv e / e_s(T)$, hvor e er vanddamptrykket, mens $e_s(T)$ er vanddamptrykket for mettet luft ved temperaturen T . I en sky i tidlig fase kan vi uttrykke tidsutviklingen av S som:

7.21 p. 106

$$dS / dt = P - C$$
, hvor P står for produksjon og C kondensasjon. $P = \gamma \frac{dT}{dt}$

Her kan det vises at P -leddet:

- nei a) Øker med økende CCN-konsentrasjon.
- nei b) Øker med økende temperatur.
- nei c) Øker vanligvis med tiden.
- nei d) Er proporsjonalt med kondensasjonsraten, dx / dt .
- X e) Er proporsjonalt med vertikalhastigheten, dz / dt .

7.22 p. 106

$$\frac{dS}{dt} = Q_1 \frac{dz}{dt} - Q_2 \frac{dx}{dt}$$

7.29 p. 110

$$\gamma \frac{dS}{dt} = w - \eta S$$

- kond. vekst blir sabla treg for $r > 10 \mu m$ (tab. 7.2 s. 103)
 - koalesens effektiv først etter $r > 20 \mu m$

7) Statistiske (stokastiske) effekter:

- X a) Er av avgjørende betydning for å få i gang koalesens.
- nei b) Er av avgjørende betydning for senere stadier av koalesensprosessen.
- nei c) Er av liten betydning for såvel koalesens- som kondensasjonsvekst.
- nei d) Er av avgjørende betydning for å få i gang kondensasjonsvekst.
- nei e) Er av avgjørende betydning for senere stadier av kondensasjonsvekst.

nei, kun første ~20 p. 136

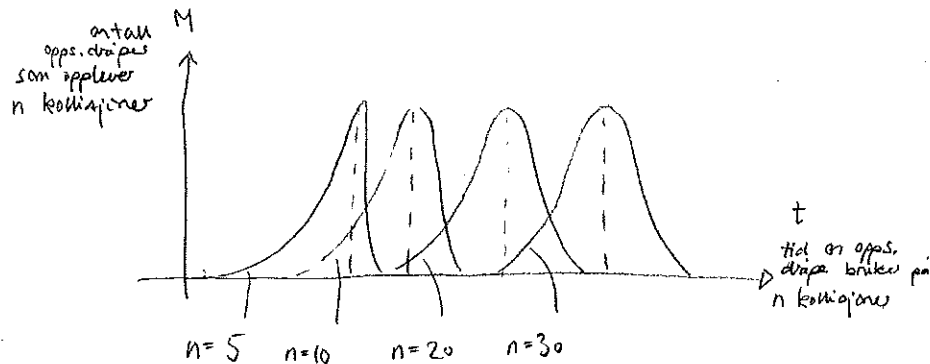
én drøpe med doddsett / volum.

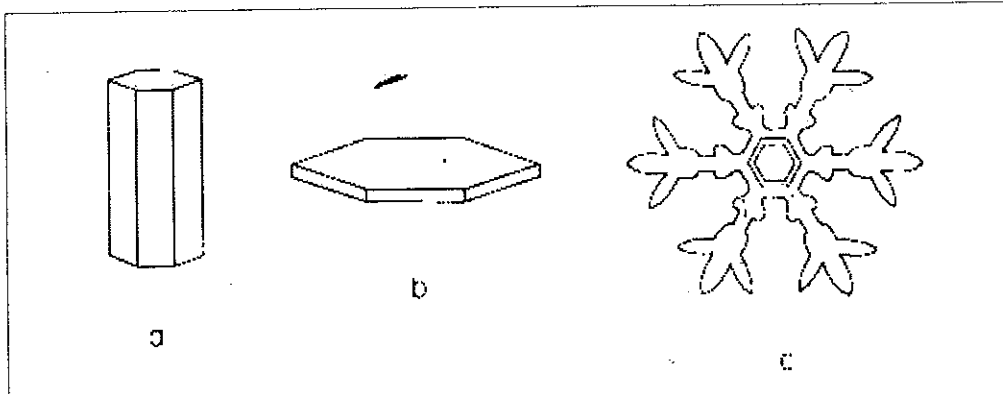
Se Telford, fig. 6.8 s. 136
 ↳ mislikt etter 20 kondensjoner

nei, nei, nei

8) Ved $-45^\circ C$ dannes iskrytaller vanligvis ved:

- __ a) Homogen avsetning (damp \rightarrow is)
- __ b) Heterogen avsetning (damp + aerosol \rightarrow is)
- X c) Homogen frysing (vann \rightarrow is)
- __ d) Heterogen frysing (vann + partikkel \rightarrow is) \rightarrow see table 9.1 p. 152
- __ e) Ismultiplikasjon.





9) Figuren ovenfor viser tre typer iskrystaller, som kan dannes ved ren diffusjonsvekst. Forskjellen i fasong mellom de tre bestemmes av:

- a) Typen iskjerner.
- b) Konsentrasjonen av iskjerner.
- c) Graden av ismultiplikasjon.
- d) Forholdet e_s / e_i .
- e) Temperatur og overmetning i forhold til is.

fig. 9.6 p.163

OBS! Her har vi typiske den raskeste veksten, se fig. 9.4 s.161

10) En snøkrystall vokser ved diffusjon av vanddamp i en sky der vanddamptrykket er lik metningstrykket over vann, og temperaturen er -15°C . Forholdet mellom snøkrystallens masse m og radius r er gitt ved relasjonen $m = \alpha r^3$, der α er konstant.

lign. 9.7 p.165
 $m = \alpha D^b$
 $= \alpha (2r)^b$
 $= a 2^b r^b$
 Her er $b=3$
 $m = 8a r^3$
 Table 9.2
 $a = 10^{-5} \text{ til } 10^{-2}$

- a) Finn et uttrykk for tiden, t_{is} , som det tar for snøkrystallen å vokse fra r_0 til r_1 . Sett kapasitansen $C = 2r/\pi$. For å forenkle uttrykket kan de termodynamiske leddene som beskriver henholdsvis varmeledning og vanddampdiffusjon settes til F_k og F_d .
- b) På samme måte som i a) kan tiden som det tar for en regndråpe å vokse til en radius r_1 beregnes. Vi kaller denne tiden for t_{vann} . Hvis r_1 er $50 \mu\text{m}$, og vi antar gunstige vekstforhold for både iskrystallen og dråpen, hvilken av de to tidene t_{vann} og t_{is} vil typisk være lengst? Forklar kort hvorfor dette er rimelig.

sphere $C=r$
~~disk~~
 circular disk of rad r : $C = \frac{2r}{\pi}$

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4\pi G (S_i - 1)}{F_d + F_k} \quad (9.4) \text{ s.160 \textit{lik} 7.17 p.102}$$

$$m = \alpha r^3 \text{ og } C = \frac{2r}{\pi}$$

$$\frac{d(\alpha r^3)}{dt} = \frac{4\pi \frac{2r}{\pi} (S_i - 1)}{F_d + F_k}$$

$$3\alpha r^2 \frac{dr}{dt} = \frac{8 (S_i - 1)}{F_d + F_k}$$

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{8}{3\alpha} \frac{(S_i - 1)}{F_d + F_k} \Rightarrow r \frac{dr}{dt} = \frac{8}{3 \cdot 8 \cdot 10^{-2}} \frac{(S_i - 1)}{F_d + F_k}$$

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S_i - 1}{F_d + F_k} \quad (7.17) \text{ s.102}$$

$\alpha = 8a$. (Uansett, $\alpha < 1$)
 Uttrykket blir mindre om α er større, $a = 10^{-2}$
 $\Rightarrow \alpha = 8 \cdot 10^{-2}$

$$r \frac{dr}{dt} > \frac{(S_i - 1)}{F_k + F_d} \quad \frac{1}{3 \cdot 10^{-2}} > 1$$

Metning ~~over~~ \Rightarrow opp
 vann gir overmetn.
 over is.
 $S_{is} > S_{vann}$: Krystallen vokser
 raskest.

