

NILU
Teknisk notat nr 5/75
Ref.: 451
Dato: juli 1975

TØRRAVSETNING AV SO₂ VED NØYTRAL
OG STABIL SJIKTNING

AV
ANTON ELIASSEN

NORSK INSTITUTT FOR LUFTFORSKNING
POSTBOKS 115, 2007 KJELLER
NORGE

INNHALDSFORTEGNELSE

1	<u>INNLEDNING</u>	5
2	<u>TEORETISK GRUNNLAG</u>	5
3	<u>AVSETNINGSHASTIGHET FOR SO₂ VED NØYTRAL OG STABIL SJIKTNING</u>	10
4	<u>REFERANSER</u>	15

----- o -----

1 INNLEDNING

Dette notatet behandler deler av teorien for turbulent avsetning av gasser på bakken, slik den finnes i litteraturen. Teorien er forsøkt utvidet litt til også å omfatte stabil sjiktning av luften nærmest bakken. Når det gjelder avsetning av SO₂, viser målinger at avsetningshastigheten reduseres vesentlig når sjiktningen er tilstrekkelig stabil. Dette er kvalitativt i samsvar med hva man kan finne teoretisk.

Teorien i det følgende gjelder i det konstante fluks-lag (Prandtl-laget) hvor man forutsetter stasjonære og horisontalt homogene forhold når man ser bort fra de raske fluktuasjonene i vind, blandingsforhold osv. som skyldes turbulens. Det kan da vises at de vertikale turbulente flukser av horisontale bevegelsesmengde, varme, SO₂ eller andre gasser er nær konstante med høyden i et 20-40 m tykt lag nærmest bakken.

2 TEORETISK GRUNNLAG

Chamberlain (1966) definerte utvekslingshastigheten (transport velocity, transfer velocity) mellom høyden z₁ og z₂ ved:

$$F = - \rho v(z_1, z_2) [q(z_1) - q(z_2)] \quad (1)$$

Her er:

F = vertikal turbulent fluks av en gass
(SO₂, f.eks.), (konstant med høyden)

ρ = luftens tetthet (også regnet konstant)

v(z₁, z₂) = utvekslingshastigheten av SO₂

q(z) = blandingsforholdet av SO₂ (masse
SO₂ pr. masseenhet luft)

z = vertikal koordinat

Fluks nedover regnes negativ. $v(z_1, z_2)$ er positiv hvis man velger $z_1 > z_2$. Tilsvarende utvekslingshastigheter kan defineres for varme- og bevegelsesmengde. Den inverse utvekslingshastighet kalles utvekslingsmotsstanden $r(z_1, z_2)$ mellom høydene z_1 og z_2 :

$$r(z_1, z_2) = v(z_1, z_2)^{-1} \quad (2)$$

Av (1) og (2) følger egenskapen:

$$r(z_1, z_2) + r(z_2, z_3) = r(z_1, z_3) \quad (3)$$

Avsetningshastigheten $v^p(z)$ er definert ved:

$$F = -pq(z)v^p(z) \quad (4)$$

Avsetningshastigheten og gassens blandingsforhold varierer altså begge med høydene over bakken, men på en slik måte at deres produkt er konstant.

Den inverse avsetningshastighet kalles avsetningsmotsstanden $r^p(z)$ (eller bare motsanden):

$$r^p(z) = v^p(z)^{-1} \quad (5)$$

Av (1), (2), (3) og (4) følger

$$r^p(z) = r(z, 0) - \frac{F}{pq(0)} \quad (6)$$

Avsetningsmotsstanden består altså av en sum av to motsander. Det første leddet på høyre side i (6) er utvekslingsmotsstanden fra høydene z til bakken. Dette leddet kan deles opp i flere motsander, som vist i ligning (3). Det andre leddet på høyre side i (6) er positivt når fluksen av gass er nedoverrettet.

($F < 0$). Det representerer da en tilleggsmotstand som skyldes at bakken ikke er et perfekt sluk for gassen, og at man derfor har en viss konsentrasjon av gassen i bakkehøyde ($z = 0$). Denne tilleggsmotstanden kalles overflatemotstanden r_s (surface resistance):

$$r_s = \frac{-\rho q(0)}{F} \quad (7)$$

Fra turbulensteorien for et konstant fluks-lag kan man finne et uttrykk for utvekslingsmotstanden $r(z, 0)$.

Ved stabil eller nøytral sjiktning har man et blandingsforholdsprofil:

$$q(z) - q(0) = \frac{q_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_v} + \beta \frac{z}{L} \right), \quad z \gg z_v \quad (8)$$

hvor κ er von Karmans konstant (≈ 0.4). Konstanten β settes her lik 5, i rimelig samsvar med estimatene i litteraturen. Busch (1973) gir en oversikt over nyere estimat av β . Lengden z_v kan kalles ruhetslengden for massetransport. Den er mindre enn den tilsvarende lengde z_0 for transport av bevegelsesmengde som forekommer i vindprofilet. Det karakteristiske blandingsforholdet q_* , som ikke varierer med høyden, er definert ved:

$$F = - \rho u_* q_* \quad (9)$$

hvor u_* er friksjonshastigheten, som heller ikke varierer med høyden, og er definert ved:

$$F_u = - \rho u_*^2 \quad (10)$$

hvor F_u er den vertikale, konstante fluks av horisontal bevegelsesmengde. I ligning (8) er videre L Monin-Obukhov lengden, som er et mål for lagets statiske stabilitet. Den

er bestemt vesentlig av F_u (eller u_*) og den vertikale turbulente varmekraft H , som også er konstant med høyden:

$$L = \frac{u_*^3 \bar{T}}{\kappa g \left(-\frac{H}{c_p \rho} \right)} \quad (12)$$

Her er \bar{T} en middeltemperatur for laget, g tyngdens aksellerasjon og c_p luftens spesifikke varme ved konstant trykk. Ved stabil sjiktning (potensiell temperatur øker oppover, varmekraften H er nedoverrettet og følgelig negativ) er lengden L positiv. Den går mot uendelig når varmekraften går mot null (nøytral sjiktning), og blir liten ved stor nedoverrettet varmekraft (svært stabil sjiktning). Ved nøytral sjiktning vil derfor blandingsforholdsprofilen (8) redusere seg til det vanlige logaritmiske profil.

Ved hjelp av blandingsforholdsprofilen (8) kan man nå finne et uttrykk for utvekslingsmotstanden $r(z, 0)$ i (6). Av (1), (2), (8) og (9) følger

$$r(z, 0) = \frac{-\rho(q(z) - q(0))}{F} = \frac{1}{\kappa u_*} \left(\ln \frac{z}{z_v} + \beta \frac{z}{L} \right) \quad (13)$$

Etter (6) er dermed den totale avsetningsmotstanden $r_d(z)$, (den inverse avsetningshastighet), gitt ved:

$$r_d(z) = \frac{1}{\kappa u_*} \left(\ln \frac{z}{z_v} + \beta \frac{z}{L} \right) + \frac{q(0)}{u_* q_*} \quad (14)$$

hvor (9) er brukt for å eliminere F i siste ledd på høyre side.

Det er nå vanlig å innføre ruhetslengden z_0 for vindprofilen i (14):

$$r_d(z) = \frac{1}{\kappa u_*} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z}{L} + \ln \frac{z_0}{z_v} \right) + \frac{q(0)}{u_* q_*} \quad (15)$$

Motstanden $r_d(z)$ er nå skrevet som en sum av fire positive ledd. Summen av de to første leddene kan kalles den aerodynamiske motstanden $r_a(z)$:

$$r_a(z) = \frac{1}{\kappa u_*} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z}{L} \right) \quad (16)$$

Den aerodynamiske motstanden er nær knyttet til vindprofilet $u(z)$, som i det stabile eller nøytrale tilfelle har formen:

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \left(\ln \frac{z}{z_0} + \beta \frac{z}{L} \right) \quad \text{for } z \gg z_0 \quad (17)$$

slik at:

$$r_a(z) = \frac{u(z)}{u_*^2} \quad (18)$$

Den aerodynamiske motstanden er altså helt bestemt av vindprofilet. Den statiske stabilitet virker på den aerodynamiske motstanden gjennom leddet $\beta z / \kappa u_* L$ i (16). Dette leddet er lik null ved nøytral sjiktning.

Det tredje leddet på høyre side i (15) kalles grenselagsmotstanden r_b (boundary layer resistance):

$$r_b = \frac{1}{\kappa u_*} \ln \frac{z_0}{z_v} \quad (19)$$

Denne motstanden er også av aerodynamisk natur, siden den er en del av utvekslingsmotstanden $r(z, 0)$. Fra (13), (16) og (19) følger:

$$r(z, 0) = r_a(z) + r_b \quad (20)$$

Det siste leddet på høyre side i (15) kalles overflatemotstanden r_s (surface resistance):

$$r_s = \frac{q(0)}{u_* q_*} \quad (21)$$

Hvis overflaten er et perfekt sluk for gassen, er $q(0) = 0$ og dermed $r_s = 0$.

Summen av motstandene $r_a(z)$, r_b og r_s bestemmer den totale motstanden $r_d(z)$ og dermed avsetningshastigheten $v_d(z)$. Størrelsen av disse tre motstandene blir nærmere diskutert i neste avsnitt, og satt i sammenheng med målte avsetningshastigheter for SO_2 .

3 AVSETNINGSHASTIGHET FOR SO_2 VED NØYTRAL OG STABIL SJIKTNING

Owers og Powell (1974) anslår en midlere avsetningshastighet for SO_2 over Storbritannia til $8 \cdot 10^{-3} \text{ms}^{-1}$, for konsentrasjoner målt 0.2 m over bakken. Dette svarer til en total motstand r_d på 125sm^{-1} . Samtidige undersøkelser av Garland et al. (1974) og Shepherd (1974) gir avsetningshastigheter av samme størrelsesorden. Shepherd finner at avsetningshastigheten av SO_2 til gress er $8 \cdot 10^{-3} \text{ms}^{-1}$ om sommeren, og $3 \cdot 10^{-3} \text{ms}^{-1}$ om høsten, og at den i det vesentlige er bestemt av overflatemotstanden. Garland et al. finner omtrent like store avsetningshastigheter, men ifølge denne undersøkelsen er avsetningshastigheten svært avhengig av den aerodynamiske motstanden.

Ved nøytral sjiktning ($L = \infty$) har man

$$r_a(z) = \frac{1}{\kappa u_*} \ln \frac{z}{z_0} \quad (22)$$

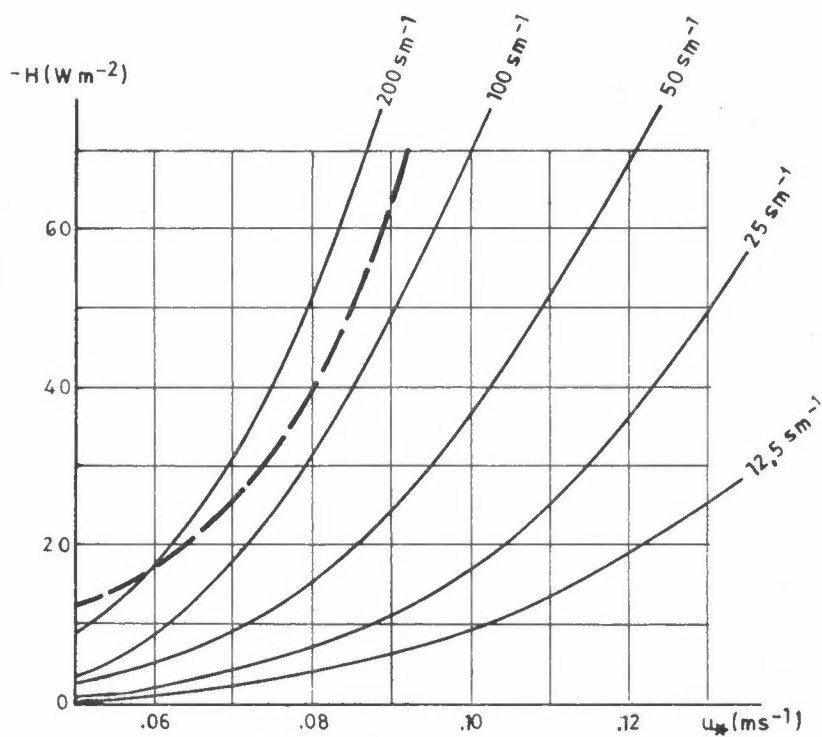
slik at r_a avhenger av u_* og z/z_0 . Avhengigheten av z/z_0 er ikke så sterk på grunn av logaritmefunksjonen. Settes $z/z_0 = 100$ så er $r_a > 125 \text{sm}^{-1}$ når $u_* < \text{ca. } 0.1 \text{ms}^{-1}$. Ved lave verdier

av u_* ved nøytral sjiktning skulle man derfor ha vesentlig lavere avsetningshastighet enn $8 \cdot 10^{-3} \text{ms}^{-1}$, fordi den aerodynamiske motstanden blir stor. I figur 2 er motstanden $(\kappa u_*)^{-1} \ln z/z_0$ vist som funksjon av u_* med $z/z_0 = 100$.

Av (16) ser man at den statiske stabilitets bidrag til den aerodynamiske motstanden er:

$$r_H = \frac{\beta z}{\kappa u_* L} = \frac{\beta z g (-H)}{c_p \rho T u_*^4} \quad (23)$$

hvor L er uttrykt ved H og u_* etter (12). Figur 1 viser motstanden r_H som funksjon av u_* og H, beregnet etter (23).



Figur 1: Motstanden $r_H(u_*, H, z = 1\text{m})$ beregnet etter ligning (23) (se teksten).

For små verdier av u_* og store nedoverrettede varmeflukser vil r_H yte et vesentlig bidrag til den totale motstand r_d , fordi den da blir sammenlignbar med en typisk totalmotstand på 125 sm^{-1} funnet ved undersøkelsene nevnt ovenfor. Når man har svært stabile forhold vil det log-lineære profil (8) ikke lenger gjelde, blandingsforholdet $q(z)$ vil da endre seg langsommere med høyden enn (8) tilsier. Webb (1970) finner at (8) er gyldig for $z/L < 1$. På figur 1 er r_H beregnet etter (23), med $z = 1 \text{ m}$. Når $z/L > 1$ vil r_H ikke bli fullt så stor som (23) tilsier. Den stiplede kurven på figur 1 går igjennom punktene hvor $L = 1 \text{ m}$. I punkter til venstre for den stiplede linjen gir (23) et overestimat for r_H .

Grensemotstanden r_b er nøye undersøkt av Chamberlain (1966a), (1966b), (1968). Som nevnt er grenselagsmotstanden av aerodynamisk natur, siden den er en del av overføringsmotstanden $r(z, 0)$. Den er også et uttrykk for at overføringen av bevegelsesmengde og stoff mellom luft og bakke skjer på helt forskjellig måte. Dette resulterer i forskjellige ruhetslengder z_0 og z_v for vindprofil og blandingsforholdsprofil, og dermed i en grenselagsmotstand. Chamberlain undersøkte den dimensjonsløse størrelsen:

$$B^{-1} = \frac{1}{K} \ln \frac{z_0}{z_v} = u_* r_b \quad (24)$$

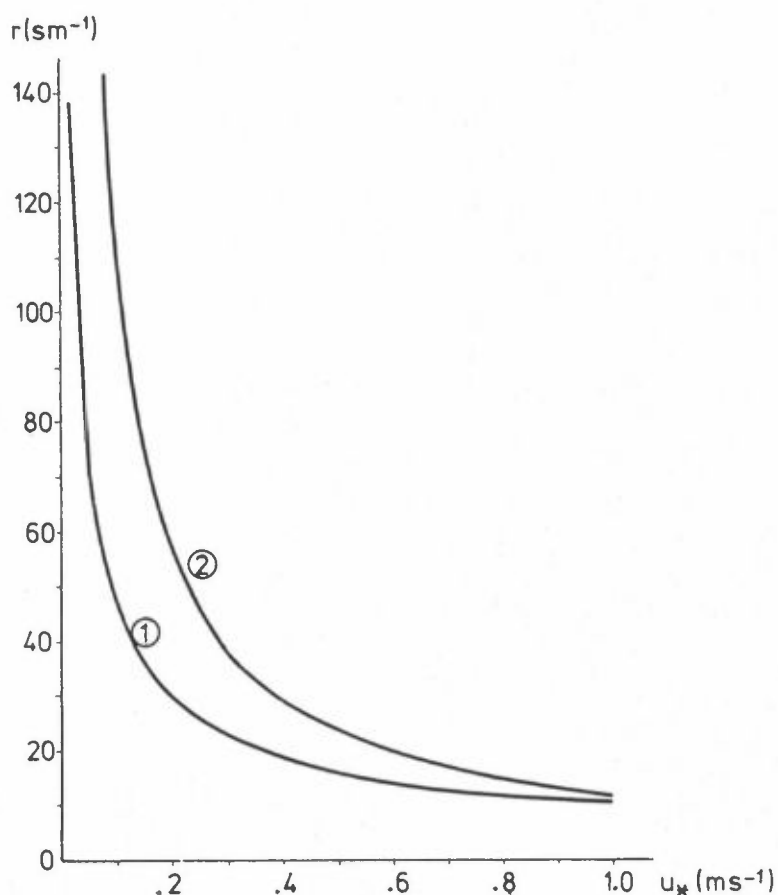
i vindtunnel. Tradisjonelt kalles B for Stanton-tallet. Det viser seg at B^{-1} øker langsomt med u_* , og er en funksjon av ruhetslementenes form og innbyrdes organisering. B avhenger også litt av gassens molekylære diffusjonskoeffisient i luft. Senere har Thom (1972) foretatt tilsvarende målinger av B^{-1} som funksjon av u_* . På grunnlag av hans resultater har Garland et al. (1974) anslått B^{-1} for SO_2 over kort gress:

$$B^{-1} = 10.2 \left(\frac{S}{m}\right)^{1/3} u_*^{1/3} \quad (25)$$

Fra (24) finner man da r_b :

$$r_b = 10.2 \left(\frac{S}{m}\right)^{1/2} u_*^{-2/3} \quad (26)$$

På samme måte som den aerodynamiske motstanden blir også grenselagsmotstanden stor ved små u_* . Figur 2 viser r_b som funksjon av u_* beregnet etter (26), (kurve 1).



Figur 2: Motstanden r_b , beregnet etter (26) (kurve 1) og motstanden $(\kappa u_*)^{-1} \ln \frac{z}{z_0}$, beregnet for $z/z_0 = 100$ (kurve 2).

Den totale aerodynamiske motstanden r_a (lm) over kort gress ($z_0 = 10^{-2}$ m) som funksjon av u_* og H kan finnes ved å legge sammen motstanden $(\kappa u_*)^{-1} \ln z/z_0$ fra figur 2, (kurve 2) og motstanden r_H fra figur 1. Etter (20) er den totale overføringsmotstanden gitt ved:

$$r(1 \text{ m}, 0) = r_a(1 \text{ m}) + r_b \quad (27)$$

Overføringsmotstanden gir en øvre grense for avsetningshastigheten $v_d(1 \text{ m})$:

$$v_d(1 \text{ m}) < r(1 \text{ m}, 0)^{-1} \quad (28)$$

Overflatemotstanden r_s vil begrense avsetningshastigheten ytterligere. Denne er avhengig av overflatens opptaksevne, og er null når overflaten er et perfekt sluk. Når det gjelder SO_2 , viser undersøkelsene til Garland et al. (1974), Owers og Powell (1974), og Shepherd (1974) at overflatemotstanden kan variere svært mye fra ett tilfelle til et annet. Man skal også være oppmerksom på at denne motstanden som regel bestemmes som differensen mellom totalmotstanden r_d og summen $r_a + r_b$, som alle er beheftet med usikkerhet.

Ved "sterk" turbulens ($u_* > 0.5 \text{ ms}^{-1}$) blir den aerodynamiske motstand liten. I slike tilfelle vil v_d ofte være bestemt av overflatemotstanden. Ved svak turbulens ($u_* < 0.1 \text{ ms}^{-1}$) vil den aerodynamiske motstand som regel dominere.

Målinger bekrefter at avsetningshastigheten for SO_2 blir liten ved svak turbulens og stabil sjiktning. I det stabile tilfelle finner Whelpdale og Shaw (1974) verdier for v_d en størrelsesorden mindre enn i det nøytrale eller ustabile tilfelle. Dovland og Hanssen (1975) har beregnet v_d for svovel over snø ved å måle konsentrasjonene av SO_2 og partikulært SO_4 2 m over snøflaten, og samtidig akkumulert SO_4 i snøen. Ved de tildels meget stabile forhold med svake vinder fant de $v_d \approx 10^{-3} \text{ ms}^{-1}$. De målte luftkonsentrasjoner av SO_4 var betydelig mindre enn SO_2 -konsentrasjonene, slik at avsetningshastigheten for SO_2 alene blir omtrent like stor.

4 REFERANSER

- Busch, Niels E. (1973) The surface boundary layer
Boundary-Layer Meteorology
4, 213-240.
- Chamberlain, A.C. (1966a) Transport of gases to and
from grass-like surfaces.
Proc. Roy. Soc. A. 290,
236-265.
- Chamberlain, A.C. (1966b) Transport of lycopodium
spores and other small par-
ticles to rough surfaces.
Proc. Roy. Soc. A. 296,
45-70.
- Chamberlain, A.C. (1968) Transport of gases to and
from surfaces with bluff
wave-like roughness-ele-
ments. Quart. J. Roy. Met.
Soc. 94, 318-332.
- Dovland, H., (1975) Måling av tørravsetning på
Hanssen, J.E. en snøflate. SNSF TN 15/75.
- Garland, J.A., (1974) Deposition of gaseous sul-
Atkins, D.H.F., phur dioxide to the ground.
Readings, C.J., Atmos. Environment 8,
Caughey, S.J. 75-79.
- Owers, M.J., (1974) Deposition velocity of sul-
Powell, A.W. phur dioxide on land and
water surfaces using a ³⁵S
tracer method. Atmos.
Environment 8, 63-68.
- Shepherd, J.G. (1974) Measurements of the direct
deposition of sulphur dioxide
onto grass and water by the
profile method.
Atmos. Environment 8,
69-74.

- Thom, A.S. (1972) Momentum, mass and heat exchange of vegetation. Quart. J. Roy. Met. Soc. 98, 124-136.
- Webb, E.K. (1970) Profile relationships: The log-linear range, and extension to strong stability. Quart. J. Roy. Met. Soc. 96, 67-90.
- Whelpdale, D.M., Shaw, R.W. (1974) Sulphur dioxide removal by turbulent transfer over grass, snow and water surfaces. Tellus 26, 196-205.