

EN NUMERISK MODELL FÖR BERÄKNING AV VERTIKAL MOMENTUM-
TRANSPORT I OMRÅDEN MED STORA RÅHETSELEMENT

Tillämpning på ett energiskogsområde

Kenneth Häggkvist

Norrköping juni 1987

INNEHÅLLSFÖRTECKNING

Sid

SAMMANFATTNING	1
1. INLEDNING - BAKGRUND	2
1.1 Allmänt	2
1.2 Beskrivning av strömningsmodellerna	3
2. TEORI	5
3. KOEFFICIENTBESTÄMNING	8
4. TILLÄMPNING PÅ ENERGISKOG	13
4.1 Karakteristika för energiskog	13
4.2 Numeriska detaljer	14
5. BERÄKNINGSRESULTAT - ENERGISKOG	16
6. DISKUSSION	24
REFERENSER	26

SAMMANFATTNING

En numerisk strömningsmodell för beskrivning av strömningsfältet i och omkring stora råhetelement eller vegetation, vid neutrala skiktningförhållanden, har utarbetats. Modellen har applicerats på ett "numeriskt" energiskogsparti för två olika vindhastigheter.

I beräkningsmodellen, där råhetelementen ej löses upp i det numeriska beräkningsnätet, har friktionseffekterna från exempelvis vegetations-element, parametriserats i rörelseekvationer och i turbulensmodellen, $k-\epsilon$ modellen. En koefficient som ingår i friktionsparametriseringen har bestämts med hjälp av mätdata från två vindtunnelförsök med konstgjord vegetation, rektangulära plattor och cylindriska stavar. God överensstämmelse med vindtunnelmätningarna erhöles vid koefficientkalibreringen.

Beräkningsresultaten beträffande energiskogspartiet har ej jämförts med mätningar. Hastighetsfält och vertikal fördelningen av turbulenta egenskaper bedöms som rimliga. Utvecklingen av det gränsskikt som vegetationen ger upphov till, visar vid en jämförelse med litteraturen, god överensstämmelse. Till exempel så beräknas det interna gränsskiktets höjd till ≈ 10 m (ovanför energiskogen), 100 m nedströms skogskanten. Ytterligare 100 m nedströms var den beräknade höjden ≈ 15 m. Den "numeriska" energiskogens råhetslängd (z_0), låg inom intervallet 0.5-1.0 m, vilket väl överensstämmer med data för likartad vegetation enligt litteraturen.

En viss osäkerhet råder beträffande det bästa sättet att representera de vegetativa elementens geometri. Den friktionsparametrisering som här har använts förutsätter normalt att vegetationselementens vertikalprojicerade area är känd. Denna area är svår att mäta och vindberoende. Detta har föranlett användningen av en form av totalarea av de dominerande vegetationselementen, Leaf Area Index, som är relativt lätt att fastställa. Hur den relevanta arean i friktionsparametriseringen skall uttryckas är dock en fråga som bör beaktas i eventuellt fortsatt arbete med denna typ av vegetationsströmningsberäkningar.

1. INLEDNING - BAKGRUND

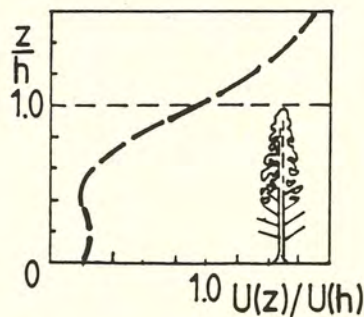
1.1 Allmänt

Studier av strömningsförhållandena och vertikala transporter av rörelsemängd, värme och olika gaser, som exempelvis vattenånga, i vegetations-
täcken, har hittills främst utförts med hjälp av mätningar i fält och i laborationer. Avsikten har i första hand varit att, m h a mätdata och någon modellansats, erhålla transportformuleringar mellan vegetationslagret i sin helhet, och den fria luften därovan. Dessa modellansatser grundas på antagandet att vertikaltransporten av ett ämne eller egenskap, är proportionell mot ämnets eller egenskapens vertikala förändring (gradient), eller

$$\text{transporten } (= -\overline{w'\phi'}) = K \cdot \frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (1)$$

ϕ representerar ämnet eller egenskapen ifråga och z är den vertikala koordinaten. K , proportionalitetskoefficienten eller utbyteskoefficienten, ansätts ofta som en funktion av en längdskala och den vertikala gradienten (blandningslängdsansats), men "direkta" anpassningar av K med hjälp av mätdata förekommer också (Raupach & Thom (1981)).

Det är en allmän uppfattning bland mikrometeorologer att den enkla typ av transportmodell som berörts ovan ej på ett realistiskt sätt beskriver vertikala transporter i ett vegetationslager (Raupach & Thom (1981)). Utbyteskoefficienterna är starkt problemberoende och modellernas generalitet är därför låg. Bristerna i transportmodellen framgår klart om vegetationslager, där transporten enligt mätningar kan gå *mot* gradienten, betraktas. I figur 1 visas en uppmätt hastighetsprofil i en tallskog (Raupach & Thom (1981)). I trädlagrets nedre del ses att hastigheten ökar med minskande höjd. Eftersom mätningarna representerar horisontellt homogena förhållanden, måste momentum transporteras nedåt på denna nivå. Transporten sker således mot hastighetsgradienten, vilket enligt (1) skulle medföra en lokalt negativ utbyteskoefficient inom ett gränsskikt som i stort karakteriseras av positiv utbyteskoefficient.



FIGUR 1. Medelvindprofil i en tallskog med höjden 16 m. Efter Raupach & Thom (1981). h är vegetationens höjd.

Betydligt mer avancerade numeriska turbulensmodeller, s k högre ordningens turbulensmodeller, har i ett fåtal fall använts för att studera och simulera den vertikala momentumtransporten i och just ovan ett vegetationslager, Wilson & Shaw (1977), Meyers & Paw (1986). I dessa modeller löses en separat ekvation för de turbulenta transporterna ($-\overline{w'\phi'}$), så någon direkt "modellering" görs ej av dessa. I ekvationen måste olika termer modelleras. Denna modellering sker dock så att säga på en högre approximationsnivå än den nivå som ekvation (1) representerar. Högre ordningens modeller utgör än så länge en form av avancerade forskningsverktyg, för praktiska beräkningar är man fortfarande hänvisad till beräkningsmodeller med en enklare turbulensmodellering.

Avsikten med detta arbete är dels att studera hur vertikala momentumflöden i ett råhets- eller vegetationslager beskrivs med en relativt avancerad turbulensmodell, en s k $k-\epsilon$ modell. $k-\epsilon$ modellen ligger vid en klassificering närmare högre ordningens turbulensmodeller än modeller enligt ekvation (1). $k-\epsilon$ modellen kan dock ej förväntas beskriva sådana momentumflöden, som sker mot hastighetsgradienten.

Vidare har den här använda modellen, efter nödvändig koefficientbestämning, använts för att studera strömningsförhållandena i och omkring ett område av energiskog. Det vertikala momentumflödet och utvecklingen av det gränsskikt som energiskogspartiet ger upphov till, har beaktats.

1.2 Beskrivning av strömningsmodellerna

En endimensionell och en tvådimensionell strömningsmodell har använts som "verktyg" i detta arbete.

Den endimensionella modellen, PROBE-modellen, har använts vid studier av den "drag"-parametrisering av den vegetativa råheten, som har införts i modellen. PROBE-modellen finns dokumenterad i Svensson (1978). Modellen har hittills främst använts inom oceanografiska tillämpningar, se till exempel Omstedt (1985, 1987). I en serie tillämpningsexempel har modellen applicerats på ett flertal strömningsproblem i naturen, bland annat det neutrala atmosfäriska gränsskiktet. Dessa tillämpningar finns dokumenterade vid SMHI i form av "PROBE-case reports".

Den tvådimensionella modell som också har använts kallas PHOENICS-modellen. PHOENICS-modellen kan väljas som en-, två- eller tredimensionell och ett flertal olika variabler, såsom värmeenergi och olika ämneskoncentrationer, kan behandlas samtidigt med momentum- och turbulensvariablerna.

PHOENICS-modellen är en kommersiell produkt, framtagen av ett engelskt utvecklingsföretag, CHAM Ltd. För en beskrivning av PHOENICS-modellen se Spalding (1981). PHOENICS används numera av ett flertal svenska industrier och högskoleinstitutioner förutom SMHI. Mestadels har modellen hittills främst använts inom internströmningsproblem. Inom SMHI används PHOENICS-modellen för strömningsberäkningar i naturen, exempelvis inom oceanografien, se Svensson (1985), och på lokal meteorologisk skala, Bringfelt (1984). Vissa tillämpningar inom byggnadsklimatologin redovisas i Taesler & Andersson (1984) och Häggkvist et al (1985) och Häggkvist & Taesler (1986).

PROBE- och PHOENICS-modellerna är i grunden generella ekvationslösare för rörelse-, energi-, koncentrations- och turbulenstransport-ekvationerna i en vätska. Användaren skapar själv relativt enkelt en modell för det specifika strömningsproblem som skall studeras.

2. TEORI

Den teorigenomgång som görs nedan är ej heltäckande. För en djupare inblick i den teori som här berörs hänvisas till de referenser som anges.

För beskrivning av turbulent strömning i en punkt används, om termiska och rotationella effekter bortses ifrån, de s k Reynoldsmedelvärdesbildade momentumekvationerna och kontinuitetsekvationen.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial u'_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\overline{u'_i u'_j}) + \nu \nabla^2 \bar{u}_i \quad (3)$$

där u_i och x_i är hastigheter respektive koordinater, t är tid, p och ν är tryck och kinematisk viskositet respektive. Överstrykning innebär tidsmedelvärde och "primade" kvantiteter avser avvikelse från tidsmedelvärde.

Den andra termen till höger om likhetstecknet i ekvation (3) är den s k Reynoldsspänningstermen, den turbulenta transporttermen. Ett uttryck, eller modell, för denna term måste utformas för att realistiska strömningsberäkningar skall kunna göras. I de turbulensmodeller som benämns högre ordningens modeller, löses en transportekvation för de Reynoldska spänningarna. I den turbulensmodell som har använts för detta arbete, ansätts

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (4)$$

och

$$\nu_t = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (5)$$

Ekvation (4) kallas för Boussinesq's virvel-viskositetshypotes och utgör i princip en analogi med de viskösa skärspänningarna som uppstår i laminära flöden. Ekvation (5) kallas Prandtl/Kolmogorov-relationen. k och ε är den turbulenta kinetiska energin och dess dissipation, respektive. ν_t är den turbulenta viskositetskoefficienten och c_μ en konstant. Den turbulenta kinetiska energin och dess dissipation bestäms ur var sin transportekvation enligt,

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_P - \varepsilon \quad (6)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \cdot P - c_{2\varepsilon} \cdot \varepsilon^2/k \quad (7)$$

Här är σ_k och σ_ε turbulenta Prandtl-tal för k och ε . $c_{1\varepsilon}$ och $c_{2\varepsilon}$ är koefficienter. Den modellering av de turbulenta processerna som görs i ekvationerna (4) t o m (7) kallas k - ε modellen. För en ingående diskussion om k - ε modellen, se Rodi (1980).

Den strömningsmodell, som utgörs av ekvationerna (2) t o m (7), lämpar sig ej direkt för beskrivning av flödesförhållandena i ett vegetationslager, där olika former av vegetativa element ej kan lösas upp i det numeriska beräkningsnätet. En rumslig medelvärdesbildning av ekvationerna (2) och (3) över en volym som innehåller vegetativa element ger resultatet,

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = & - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(- \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle - \right. \\ & \left. \langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle + \nu \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} \right) + f_{Di} + f_{Vi} \end{aligned} \quad (9)$$

$\langle \rangle$ avser rumslig medelvärdesbildning

u'' är avvikelser från rumsligt medelvärde, $\langle u'' \rangle = 0$

$$f_{Di} = \frac{1}{V} \iint_S \bar{p} \bar{n}_i d\bar{S} \quad (10)$$

$$f_{Vi} = - \frac{\nu}{V} \iint_S \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n} d\bar{S} \quad (11)$$

V är volymen och \bar{S} är ytan över den volym som medelvärdesbildningen görs. \bar{n} är normalvektor till \bar{S} .

Denna typ av rumslig medelvärdesbildning diskuteras ingående i Raupach & Shaw (1982) och i Raupach et al (1986). I ekvation (9) har tre termer tillkommit relativt ekvation (3). Den tredje termen till höger om likhetstecknet i (9) utgör den rumsliga korrelationen av tidsmedelvärdesbildade hastighetskomponenter, en dispersiv skärspänningskomponent. f_D är den formfriktion (engelska form drag), som förorsakas av tryckfluktuationer över elementen och f_V är den ytfriktion som elementen orsakar.

Den dispersiva termen, $-\langle \bar{u}_i'' \bar{u}_j'' \rangle$, är relativt lite känd. Den anses liten relativt $-\langle \bar{u}_i' u_j' \rangle$, åtminstone ovanför och i vegetationslagrets övre del. Den försummas därför i fortsättningen. Förutsatt att f_V är liten i förhållande till f_D , vilket bedöms rimligt i de flesta vegetationslager, parametriseras dessa principiellt,

$$f_T = f_D + f_V = -\frac{1}{2} c_D \cdot a \cdot |\langle \bar{u} \rangle| \langle \bar{u} \rangle \quad (12)$$

c_D är en formfriktions- (drag)koefficient och a är en exponerad elementarea per volymenhet, en råhetsdensitet.

Om den rumsliga medelvärdesbildningen också utförs för transport-ekvationen för den turbulenta kinetiska energin, ekvation (6), fås (Raupach et al (1986)), att produktionstermen P i (6) skall kompletteras med termen,

$$P' = \langle \bar{u} \rangle \left\{ \frac{1}{2} c_D \cdot a \cdot |\langle \bar{u} \rangle| \langle \bar{u} \rangle \right\} \quad (13)$$

I ε -ekvationen tillkommer enligt samma resonemang termen

$$c_{4\varepsilon} \cdot \frac{\varepsilon}{k} P' \quad (14)$$

där $c_{4\varepsilon}$ är en koefficient som återstår att bestämma.

Med termerna enligt (12), (13) och (14) infogade i ekvationerna (2), (3), (6) och (7) respektive, samt ekvation (5), erhålls då följande ekvationer för beskrivning av strömning i och omkring ett vegetationslager. Inga termiska effekter eller Corioliseffekter har beaktats i beskrivningen. Beteckningen för rumslig medelvärdesbildning har slopats, eftersom detta i praktiken åstadkoms via den numeriska diskretiseringen i modellen.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (v_{\text{eff}} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j}) - \frac{1}{2} c_D \cdot a \cdot |u_i| u_i$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} &= \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x_i} \right) + \underbrace{v_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_P + \\ &+ \frac{1}{2} c_D \cdot a \cdot |u_i| u_i^2 - \varepsilon \end{aligned} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right) + c_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} P +$$

$$+ c_{4\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \cdot \frac{1}{2} c_D \cdot a \cdot |u_i| u_i^2 - c_{2\varepsilon} \varepsilon^2/k$$

$$v_{\text{eff}} = v + v_T = v + c_\mu k^2/\varepsilon$$

3. KOEFFICIENTBESTÄMNING

Den parameterisering som redovisas i föregående avsnitt kräver, för att bli användbar, en koefficientkalibrering ($C_{4\varepsilon}$) med hjälp av mätdata. Dessa data bör vara av god kvalitet. De vegetationsgeometriska egenenskaperna ($a(z)$) och dragkoefficienten (c_D) bör samtidigt vara entydigt bestämda. Dessa förutsättningar uppfylls i vindtunnelförsök med konstgjorda vegetationslager, t ex cylindriska stavar.

För kalibreringssyftet har därför mätdata från två olika vindtunnel-experiment utnyttjats. Det första experimentet som har använts är ett vindtunnelförsök utfört av Raupach et al (1986). I vindtunnelförsöket studerades en konstgjord "vegetation", ett råhetslager, bestående av styva aluminiumremor med höjden 60 mm, bredden 10 mm och tjockleken 1 mm. Den elementyta som exponerades mot vinden ($a \cdot h$), var 0.23 m^2 per m^2 golvyta. Taket i vindtunnelns mätsektion utformades så att tryckgradienten i strömningsriktningen var ungefär noll. Noggranna mätningar av vindhastighetsprofiler och turbulenta profiler utfördes inom och ovanför det konstgjorda råhetslagret. Ur mätdata erhöles, bland annat, att dragkoefficienten, definierad enligt ekvation (12), var 1.6. Författarna påpekar att detta värde är högt men ej "omöjligt". En enskild platta i ett luftflöde karakteriseras av en dragkoefficient som varierar mellan 1.2 och 2.0 beroende på längd-bredd förhållandet.

I figur 2 a, b och c visas den vertikala fördelningen av horisontell hastighet (u), den horisontella turbulenta skärspänningen ($\overline{u'w'}$) och den horisontella turbulenta standardavvikelsen ($\sigma_u = \sqrt{\overline{u'^2}}$). Profilerna har beräknats med PROBE-modellen för några olika värden på koefficienten $C_{4\varepsilon}$. I figuren har också de uppmätta profilerna ritats in. Ur de numeriska beräkningarna har $\overline{u'w'}$ och σ_u bestämts med hjälp av följande relationer,

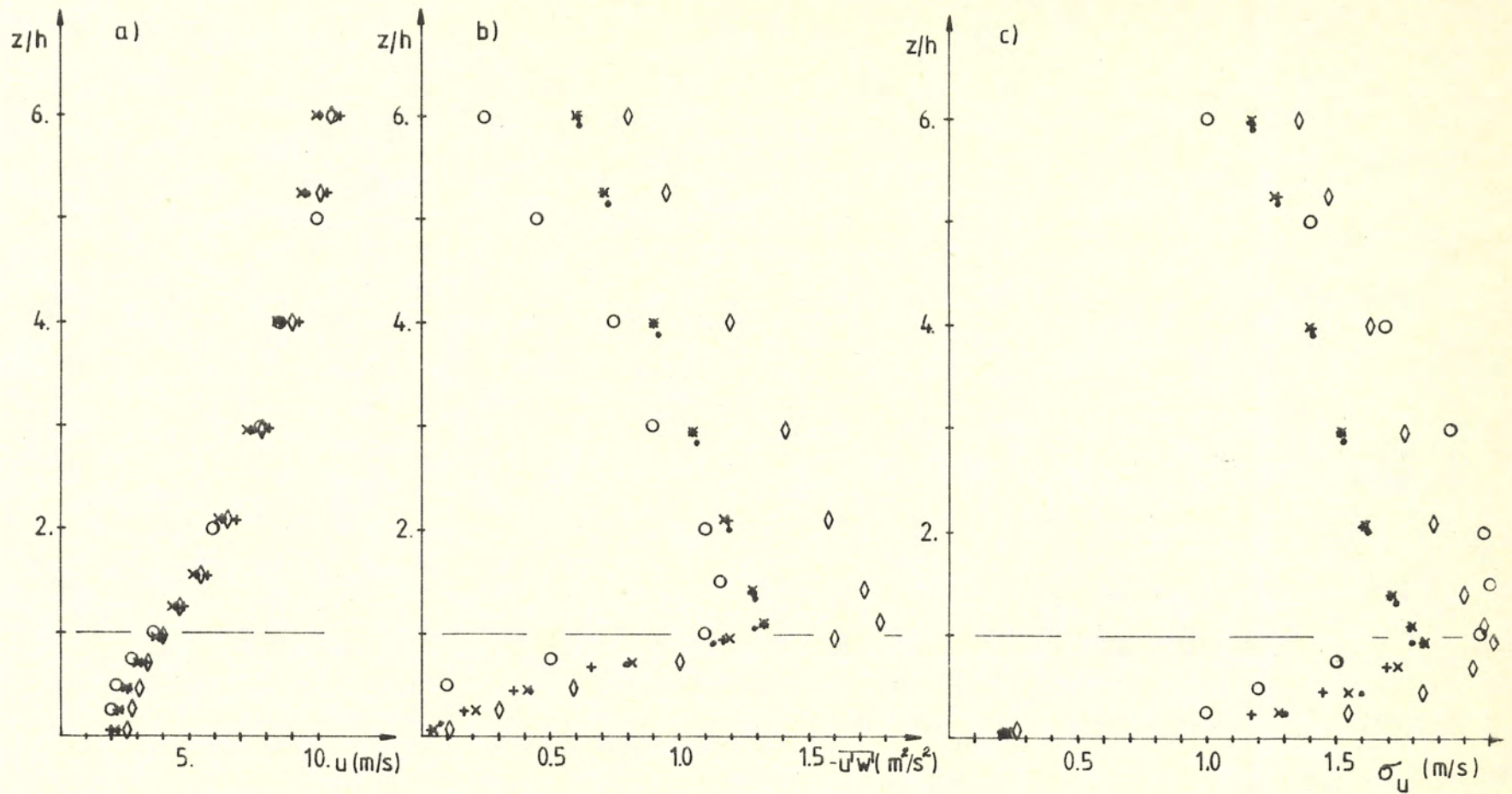
$$\overline{u'w'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} = c_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (16)$$

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{3}{2} k} \quad (17)$$

där beteckningarna är som i föregående avsnitt.

I figur 2 ses att den bästa överensstämmelsen med mätdata fås för $C_{4\varepsilon} = 2.1$. Ett numeriskt försök med dragkoefficienten, $c_D = 1.5$, istället för 1.6, indikerar att resultatet endast svagt beror på denna koefficient.

Det andra vindtunnelförsöket som har använts för kalibreringen, redovisas i Seginer et al (1976). Här studerades den vertikala fördelningen av horisontell hastighet (u) av den horisontella turbulenta skärspänningen ($\overline{u'w'}$) samt av den horisontella turbulensintensiteten ($i_u = \sigma_u/u(z)$), i och ovanför ett konstgjort "vegetationslager" bestående av cylindriska stavar. I detta försök var vegetationshöjden ungefär tre gånger större än i det experiment som utfördes av Raupach et al (1986). Vindtunnelhöjden var ungefär lika stor i båda försöken. Dragkoefficienten, som uppmättes för "skogen" av cylindriska stavar, var 0.3 och vegetationsytens densiteten var $5.29 \text{ m}^2/\text{m}^3$.



FIGUR 2. Vertikala fördelningar av a) horisontella hastigheten, b) horisontella turbulenta skärspänningen, c) horisontella turbulenta standardavvikelsen ($\sqrt{u'^2}$). Numeriska beräkningar och ett laboratorieförsök. h är "vegetationslagrets" höjd.

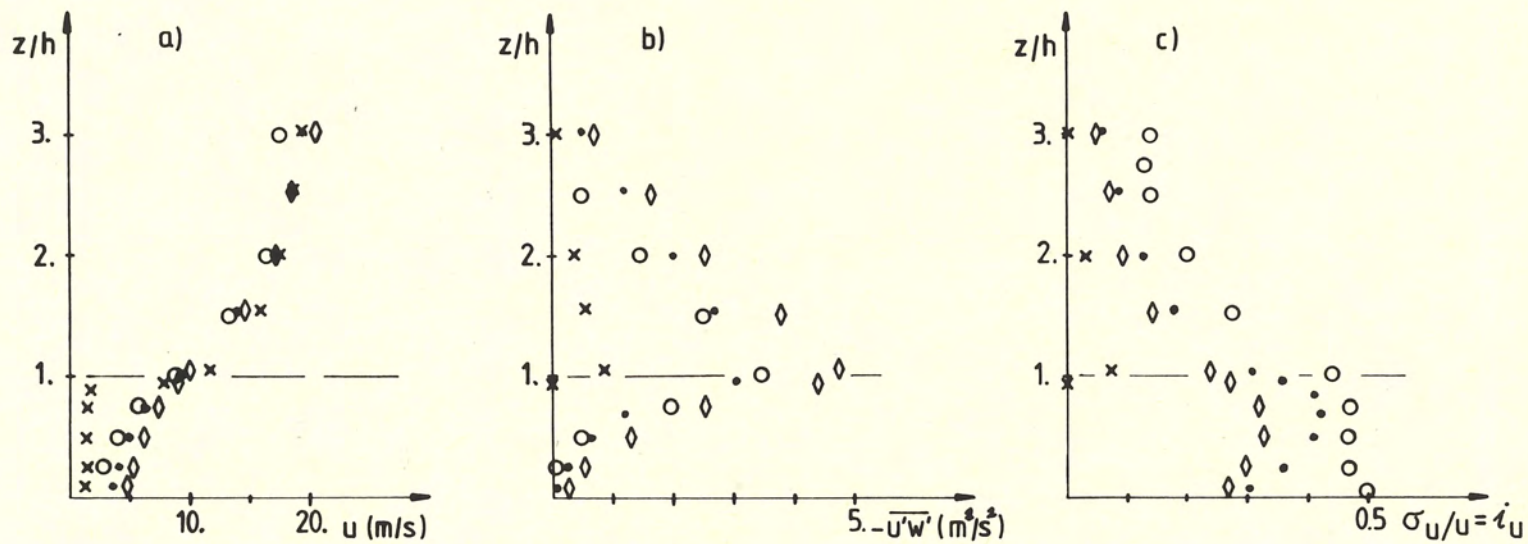
- lab.mätningar (Raupach et al (1986))
- x—x beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 1.6$; $c_{4\epsilon P} = 2.1$
- +—+ beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 1.6$; $c_{4\epsilon P} = 2.2$
- beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 1.5$; $c_{4\epsilon P} = 2.1$
- ◇—◇ beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 1.6$; $c_{4\epsilon P} = 2.0$

I figur 3 a, b och c kan de numeriska beräkningsresultaten jämföras med vindtunnelmätningarna. Också här har några olika värden på $c_{4\varepsilon}$ provats. I detta försök ses att modellen är mycket känslig för variationer i $c_{4\varepsilon}$, värdet 2.1 ger dock också här den bästa överensstämmelsen med de mätta profilerna. Känsligheten med avseende på $c_{4\varepsilon}$ -värdet har ej här undersökts närmare, eventuellt är detta en effekt av förhållandet mellan vegetationshöjd och vindtunnelhöjd.

Kalibreringen visar dock att koefficientens värde torde ligga i närheten av $c_{4\varepsilon} = 2.1$, vilket då har använts i ekvationssystemet (15).

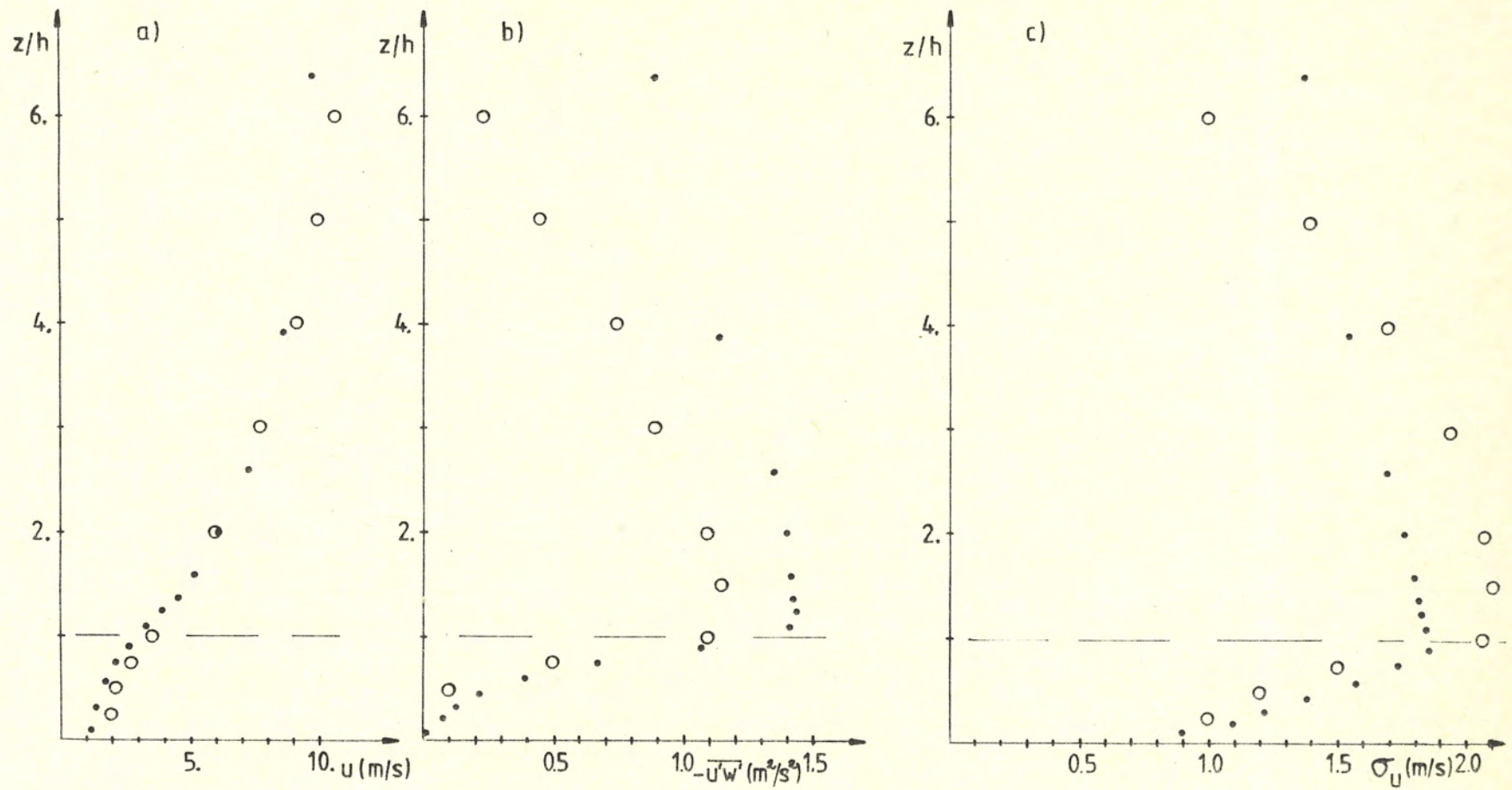
En test av den vegetationsparametriseringen i en tvådimensionell "miljö", har utförts med PHOENICS-modellen. I detta numeriska experiment var dragkoefficienten, $c_D = 1.5$, och $c_{4\varepsilon} = 2.1$. I figur 4 a, b och c visas beräkningsresultaten tillsammans med mätdata. Figur 4 skall närmast jämföras med figur 2.

Ur figurerna 2, 3 och 4 framgår att en kvalitativt god simulering av vind-tunnelförsöken åstadkoms med modellerna. Vissa avvikelser från mätdata, vad beträffar den horisontella turbulenta skärspänningen och turbulensintensiteten respektive den turbulenta standardavvikelsen, finns i de numeriska försöken. En exakt överensstämmelse mellan beräkningar och mätningar kan dock ej förväntas. Bland annat är det inte möjligt att i de numeriska randvillkoren inkorporera alla de arrangemang som i vind-tunneln används i regleringssyfte. I diskussionsavsnittet berörs ytterligare eventuella orsaker till olikheterna.



FIGUR 3. Vertikala fördelningar av a) horisontella hastigheten, b) horisontella turbulenta skärspänningen, c) horisontella turbulensintensiteten. Numeriska beräkningar och ett laboratorieförsök.
h är "vegetationslagrets" höjd.

- lab.mätningar (Seginer et al (1976))
- x—x beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 0.3$; $c_{4\epsilon P} = 2.15$
- beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 0.3$; $c_{4\epsilon P} = 2.1$
- ◇—◇ beräkningar (PROBE-modellen); $c_D = 0.3$; $c_{4\epsilon P} = 2.05$



FIGUR 4. Vertikala fördelningen av a) horisontella hastigheten, b) horisontella turbulenta skärspänningen, c) horisontella turbulenta standardavvikelsen ($\sqrt{u'^2}$). Numeriska beräkningar och laboratorieförsök. h är "vegetationslagrets" höjd.

- — ○ lab.mätningar (Raupach et al (1986))
- — ● beräkningar (PHOENICS-modellen, 2-dim.); $c_D = 1.5$; $c_{4\epsilon P} = 2.1$

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page. The text is extremely faint and illegible.

Handwritten text, likely bleed-through from the reverse side of the page. The text is extremely faint and illegible.

7

4. TILLÄMPNING AV ENERGISKOG

4.1 Karakteristika för energiskog

Ett av de största problemen då numeriska simuleringar av vindförhållandena i vegetation skall utföras, är att parametrисera de vegetativa elementen på ett realistiskt sätt.

Enligt ekvation (12) måste den rumsliga, för horisontellt homogena förhållanden, den vertikala fördelningen av vegetationsytdensitet, eller av produkten av vegetationsytdensiteten och dragkoefficienten, vara kända. Normalt då denna typ av dragparametrисering appliceras inom ingenjörstekniska problem, avses med ytdensiteten den vertikala, vinkelrätt anströmmande arean per volymenhet. I dessa problemsammanhang är denna area enkel att fastställa, detsamma gäller för de vindtunnelförsök som diskuteras ovan. I naturliga vegetationslager är den vertikala, mot vindriktningen projicerade arean svår att bestämma, den är dessutom också i de flesta vegetationstyper beroende av vindhastigheten och av tiden. Dragkoefficienten är också beroende av vindhastigheten, men torde också vara en funktion av de vegetationsgeometriska egenskaperna. Det är här rimligt att för vegetationsytdensiteten välja ett mått som inte är beroende av så många faktorer. Ett vanligt mått på vegetationsyta är till exempel "Leaf Area Index", LAI, med vilket ofta avses den vertikalt summerade "ensidiga" bladytan hos en vegetationstyp. Utgår vi från LAI kan vegetationsytdensiteten definieras enligt

$$\text{LAI} = \int_0^h a(z) dz \quad (18)$$

där

h = höjden av ett horisontellt homogent vegetationslager (m)

$a(z)$ = vegetationsytdensitet för löv (m^2/m^3)

Med detta förfarande överförs strömningsberoendet helt på dragkoefficienten. Enligt A Lindroth, SLU (personlig komm.), är energiskogens höjd efter en säsong ungefär 2.5 m, vidare är $\text{LAI} \approx 5 \text{ m}^2/\text{m}^2$ och den typiska medeldiametern för ett skott är ungefär 17 mm. Antal skott per ytenhet var ≈ 5.2 .

Vi antar nu, som en första approximation, att $a(z)$ är konstant. Summera stammarnas vertikalprojicerade yta och lövmassans horisontella yta enligt,

$$\text{LAI} = 5 = a_{\text{LOV}} \cdot h \Rightarrow a_{\text{LOV}} = 2.0 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

$$a_{\text{stam}} = 5.2 \cdot 0.017 = 0.1 \text{ m}^2/\text{m}^3$$

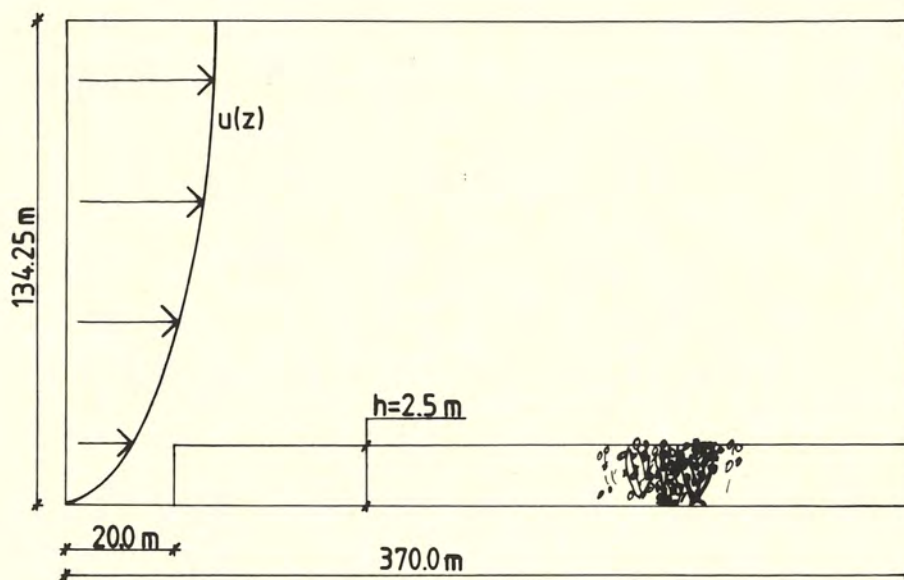
$$\therefore a_{\text{Tot}} = a = 2.0 + 0.1 = \underline{\underline{2.1}} \text{ m}^2/\text{m}^3$$

För dragkoefficienten har värdet 0.3 valts, vilket utgör en integrerad medelkoefficient för majs enligt Meyers & Paw (1986).

Det till synes något godtyckliga tillvägagångssättet för att bestämma relevanta värden på vegetationsyttdensiteten och dragkoefficienten, motiveras, som en första approximation, av de svårigheter som det innebär att få fram precisa data rörande olika vegetationstyper. Dessa kan endast erhållas via omfattande laboratorie- och fältmätningar, eventuellt kan befintliga data utnyttjas i viss grad.

4.2 Numeriska detaljer

Strömningsberäkningarna i ett energiskogsområde utfördes med en tvådimensionell version av PHOENICS-modellen. Det tvådimensionella beräkningsområdet var 134.25 m högt och 370 m långt. I figur 5 nedan visas en skiss över beräkningsområdet och skogspartiet.



FIGUR 5. Principskiss över beräkningsområdet med inlagd skog och hastighetsprofil.

I vertikalled användes 24 beräkningspunkter, varav 10 st "löste" upp vegetationslagret. I horisontalled ansattes 30 beräkningspunkter. Ett iterativt beräkningsförfarande ledde till ett stationärt tillstånd. Det resulterande strömningsfältet bestämdes således av ansatta randvillkor, vegetationens friktion samt modellens inbyggda "fysik". I den övre randen ansattes ett symmetrivillkor. Den undre randen bestod av en glatt yta, med en logaritmisk vägglag mellan den glatta yta och den nedersta beräkningspunkten. På inströmsranden ansattes vertikalfördelningar av den horisontella hastigheten, den turbulenta kinetiska energin och dess dissipation enligt,

Das ist eine... (faded text)

Die... (faded text)



Abbildung 1: (faded caption text)

Die... (faded text)

$$u(z) = u_{\infty} (z/\delta)^{\alpha} \quad (19)$$

$$\alpha = 1/7$$

$$u_{\infty} = 5.0 \text{ respektive } 10.0 \text{ m/s}$$

$$\delta = 110 \text{ m}$$

$$z = \text{vertikala avståndet från undre randen (m)}$$

$$k(z) = 1.5 (zT-z)/(zT-z1) \quad (20)$$

$$\varepsilon(z) = 0.41 (k(z))^{1.5}/z \quad (21)$$

$$k = \text{turbulent kinetisk energi } \text{m}^2/\text{s}^2$$

$$\varepsilon = \text{dissipationen av } k \text{ m}^2/\text{s}^2$$

$$zT = \text{vertikala avståndet till högsta beräkningspunkten}$$

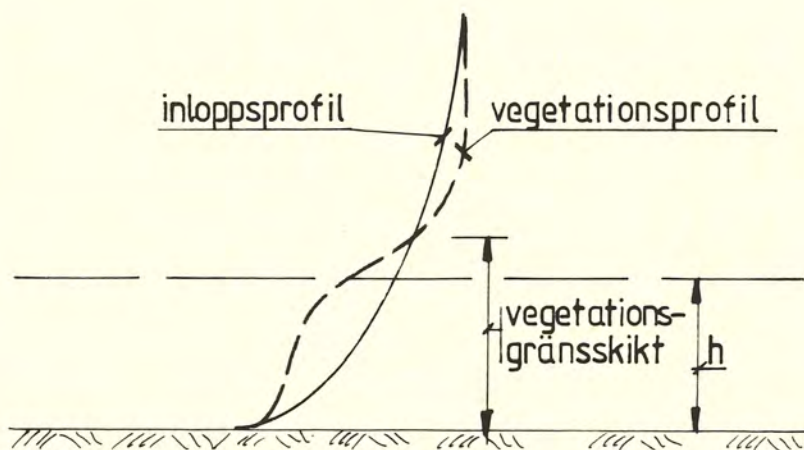
$$z1 = \text{vertikala avståndet till lägsta beräkningspunkten}$$

Det maximala värdet på k , som erhålls enligt (20), har valts utifrån empirisk kännedom om den horisontella turbulensintensiteten i ett vegetationslager, se bl a Seginer et al (1976).

5. BERÄKNINGSRESULTAT - ENERGISKOG

Beräkningar med PHOENICS-modellen, kompletterad med vegetationsparametriseringen och karakteristika enligt ovan, gjordes för friströmsvindhastigheterna 10.0 och 5.0 m/s. Resultaten redovisas dels i form av vertikalfiler av u , $\overline{u'w'}$ och i_u i en nedströmsposition, dels i form av hastighetsprofiler i olika nedströmspositioner. Plottningar av hastighetsfälten i beräkningsområdets nedre del redovisas också.

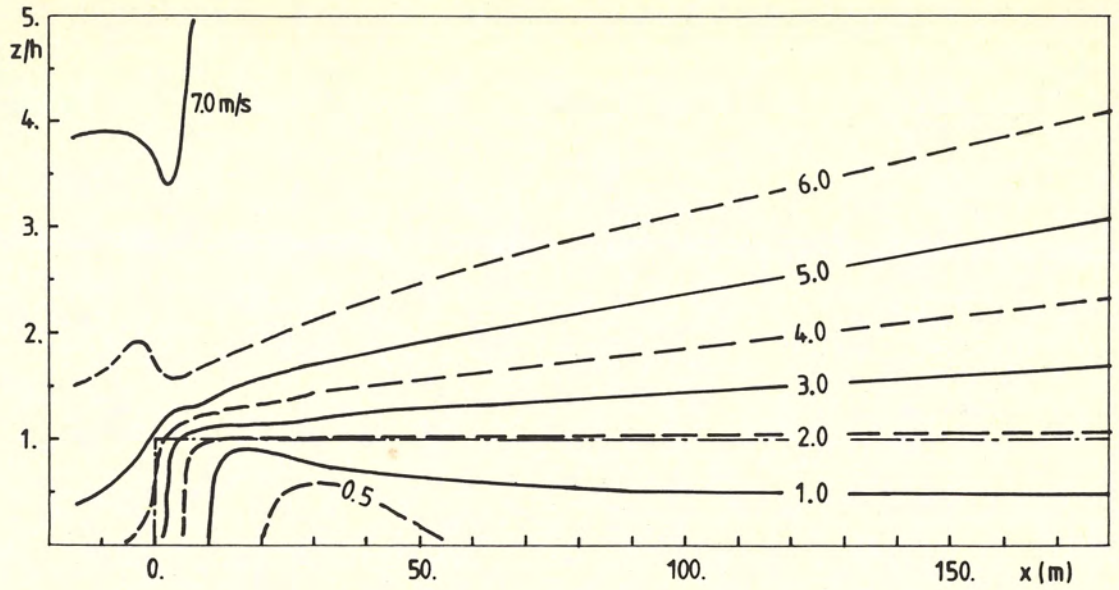
Dessa ger en helhetsbild över strömningsfälten som kompletterar den bild som de olika vertikalfilerna ger. En uppskattning av höjden på det interna gränsskikt som vegetationen gav upphov till, har också gjorts. I principfiguren nedan visas hur denna gränsskiktshöjd har bestämts.



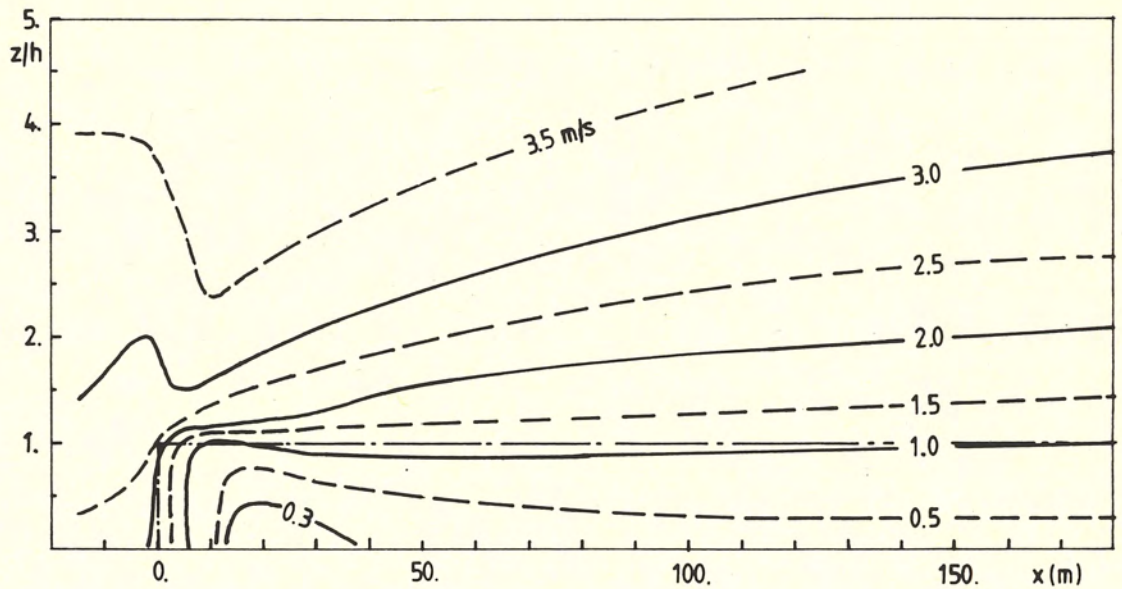
FIGUR 6. Princip över bestämning av vegetationsgränsskiktshöjd.

I figurerna 7 och 8 visas hastighetsfälten för de båda beräkningsexemplen. Hastighetsfördelningen uppvisar, som väntat, stora kvalitativa likheter mellan de båda fallen. Inom en sträcka av $\sim 5 h$ uppströms, och $\sim 10-15 h$ nedströms skogskanten sker en kraftig hastighetsreduktion inom vegetationslagret. Nedströms $\sim 20 h$ (50 m), sker endast en svag utveckling av hastighetsfältet i takt med att gränsskiktet växer.

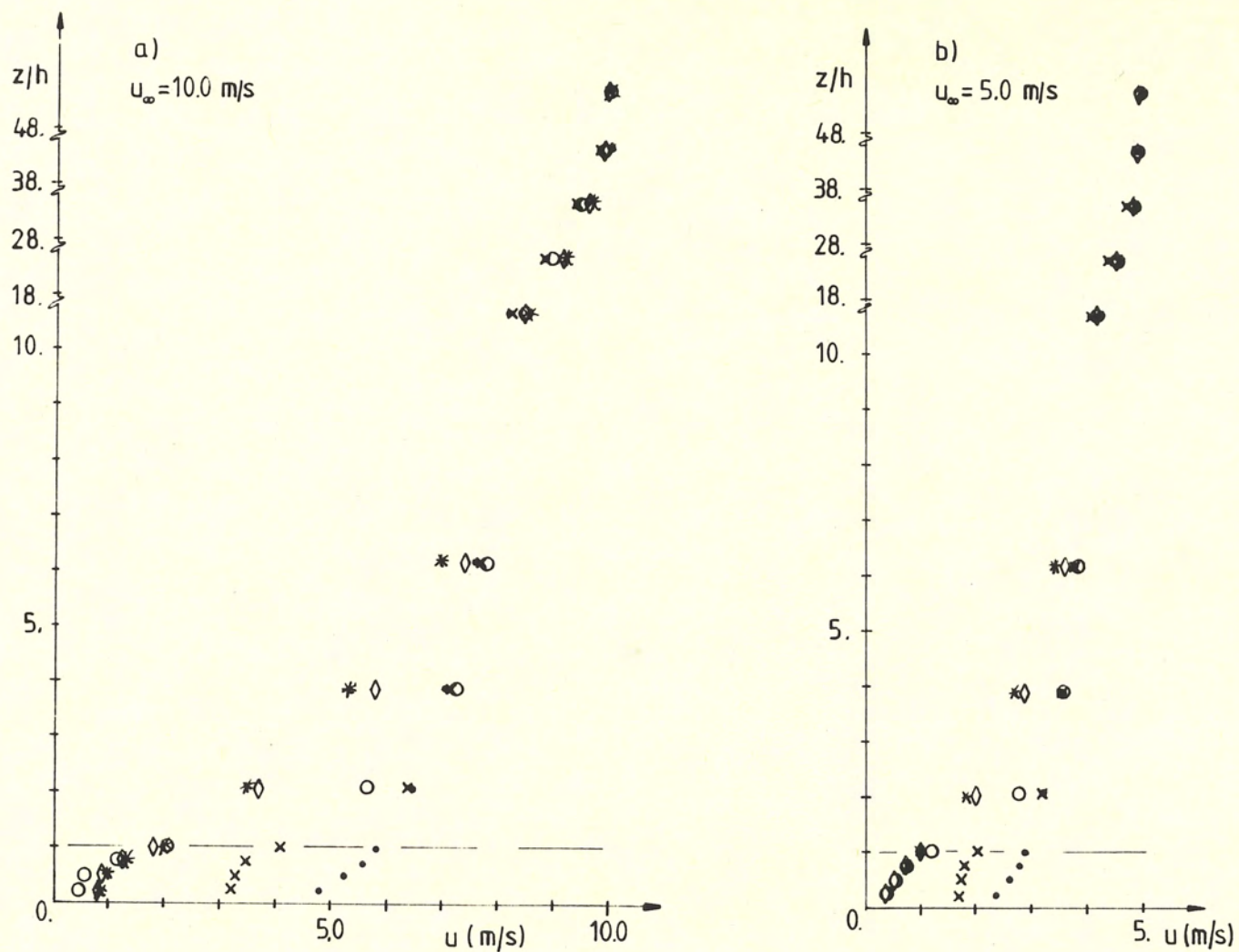
I figur 9a och b visas hastighetsprofiler i olika nedströmspositioner. Inloppsprofilerna har också ritats in här. Här kan man se en "bulb" bildas i profilerna ovanför vegetationslagret, just nedströms skogskanten. "Bulben", som har förstörats i figur 6, består av "överskott" av horisontell rörelsemängd, som bildas då luften accelererar över skogskanten (se också figurerna 7 och 8). Längre nedströms har "överskottet" hunnit fortplanta sig uppåt, så "bulben" är inte lika uttalad där.



FIGUR 7. Plottning av det tvådimensionella hastighetsfältet. Friströms-
hastigheten 10.0 m/s. Observera att skogskanten ligger vid $x = 0$ och
att $h = 2.5$ m.



FIGUR 8. Som i figur 7, men för friströmshastigheten 5.0 m/s.



FIGUR 9. Beräknade hastighetsprofiler vid olika nedströmspositioner i vegetationslagret för två vindhastigheter. a) $u_{\infty} = 10 \text{ m/s}$, b) $u_{\infty} = 5 \text{ m/s}$.

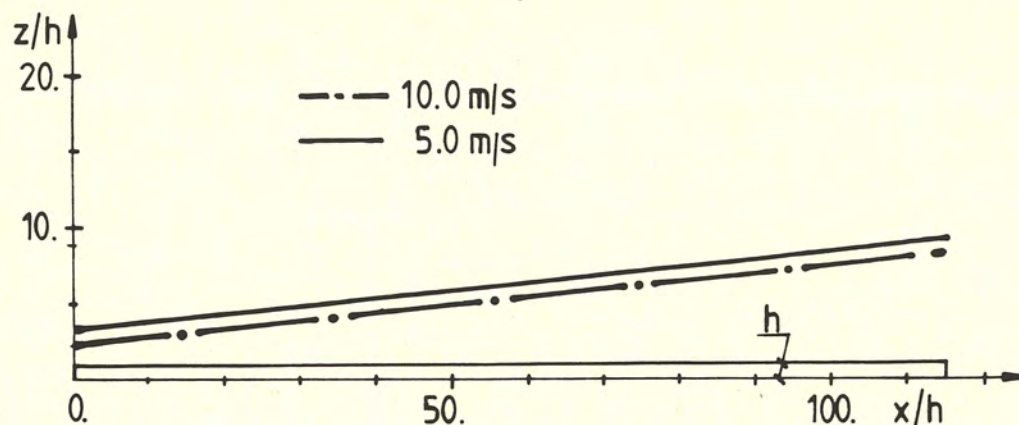
- | | | | |
|---|------------------------------|---|---------------|
| ● | $x/h = -8.5$ (Inloppsprofil) | ◇ | $x/h = 85.0$ |
| x | $x/h = 0.0$ | * | $x/h = 115.0$ |
| ○ | $x/h = 25.0$ | | |

1911-1912
1912-1913
1913-1914

Temperature of the air at the station during the winter months



Ur figur 9 har, enligt principen i figur 6, vegetationsgränsskiktets höjd uppskattats. I figur 10 ses hur höjden varierar nedströms om skogskanten.



FIGUR 10. Vegetationsgränsskiktets höjd (λ) som funktion av nedströmsavståndet x/h . h är vegetationslagrets höjd.

Höjdtutvecklingen är linjär och följer för båda vindhastigheterna ungefärligen ekvationen,

$$\lambda = 0.05 x + a \quad (22)$$

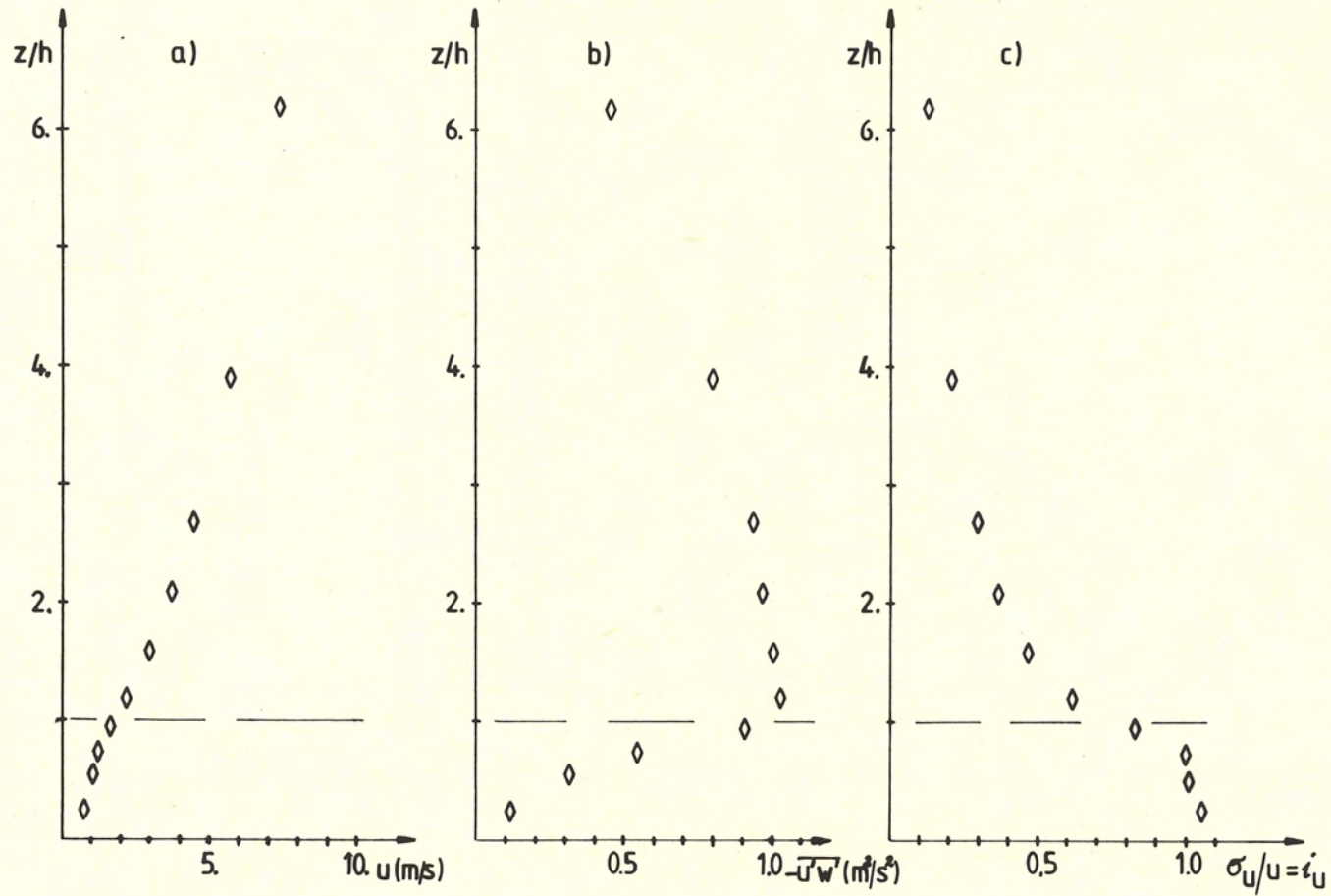
där a , beroende på vindhastigheten, varierar mellan 5.0 och 7.5 m. För stora nedströmsavstånd, eller för $x \gg a$ fås,

$$\lambda \approx 0.05 x \quad \text{för } x \gg a \quad (23)$$

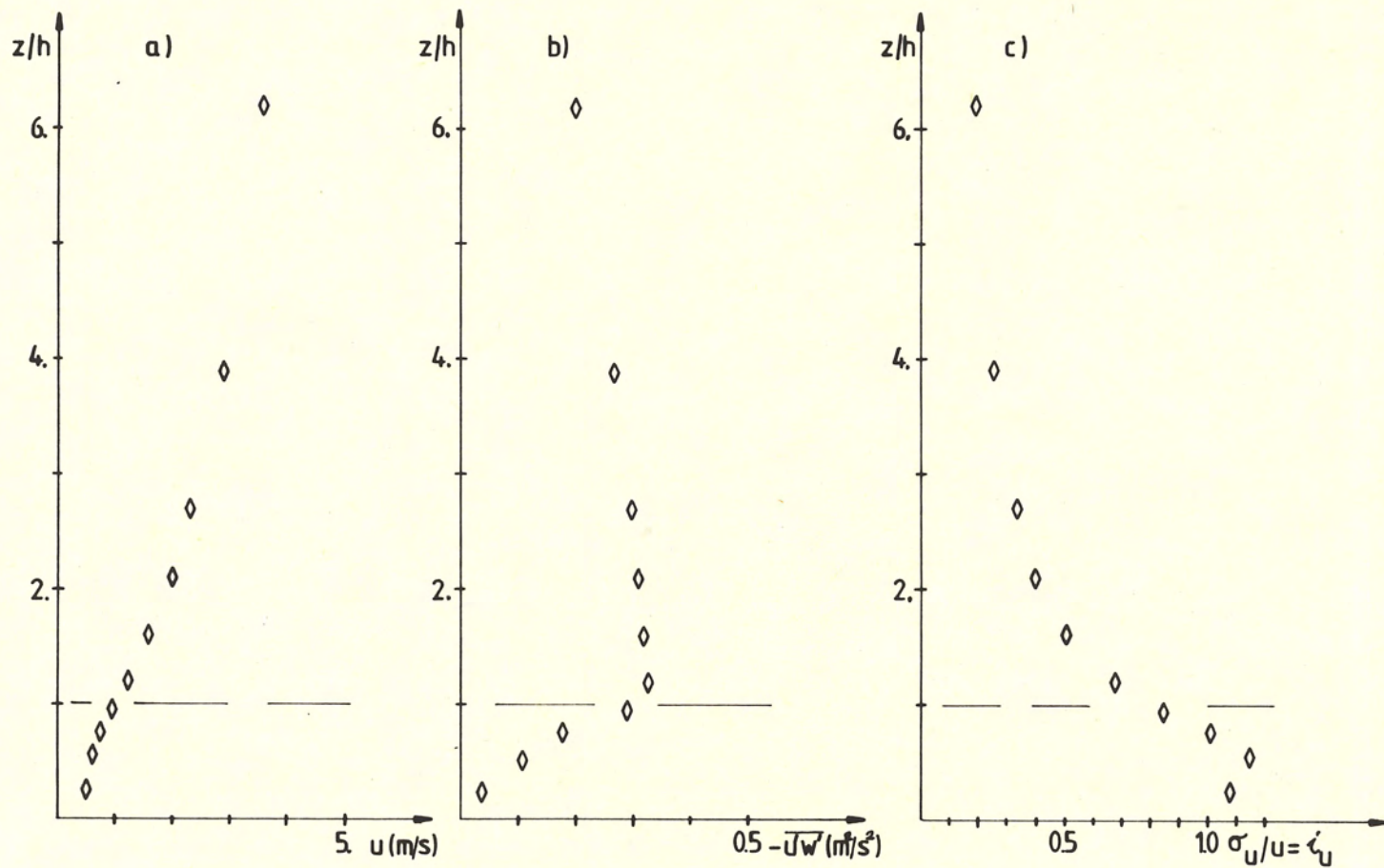
Enligt Hunt & Simpson (1982), kan gränsskiktshöjden för en mycket "rå" yta approximativt skrivas,

$$\lambda_z \sim \frac{1}{2} \cdot 0.11 x \quad \text{för } x/z_0 \approx 10^3 \quad (24)$$

vilket väl stämmer med ekvation (23). Jämförelsen mellan ekvationerna (23) och (24) är endast kvalitativ, i konstanten a är ett nollförskjutningsavstånd inbakat, vilket ej gäller för ekvation (24). De jämförbara nedströmsavstånden torde därför vara av storleksordningen "flera hundra meter".



FIGUR 11. Beräknade vertikala fördelningen av a) horisontella hastigheten, b) horisontella turbulensintensiteten för $x/h = 85$ och friströmsvindhastigheten 10 m/s .



FIGUR 12. Som i figur 11, men för vindhastigheten 5 m/s.

I figurerna 11 och 12 har så vertikalfiler av horisontell hastighet, horisontell turbulent skärspänning och horisontell turbulensintensitet för de olika beräkningsfallen redovisats. Här möter inga överraskningar, profilerna uppvisar, som väntat, samma kvalitativa egenskaper som tidigare redovisats för laboratorieförsöken. Profilerna har tagits från en position tämligen långt nedströms ($x/h = 85$), för att de skulle representera så horisontellt homogena förhållanden som möjligt. Hastighetsprofilen ovanför vegetationsskiktet beskrivs ofta i litteraturen (se Oke (1978)), med en logaritmisk fördelning av formen,

$$u(z) = u_* / \kappa \ln \frac{z-d}{z_0} \quad (25)$$

där

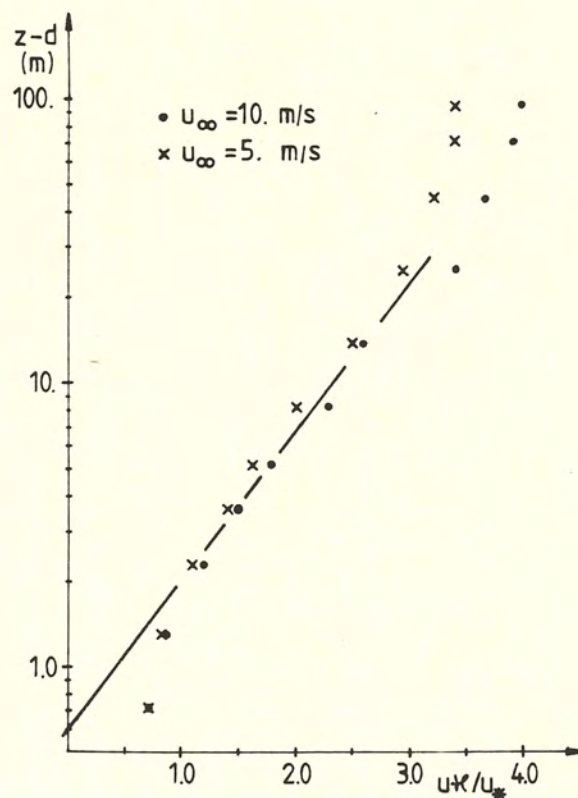
d = nollförskjutningsavstånd (m)

z_0 = råhetslängd (m)

u_* = friktionshastighet, här $\approx \left\{ \sqrt{(\overline{u'w'})} \right\}_{z/h=1}$ (m/s)

κ = von Karmans konstant, 0.4

Enligt Oke (1978), ansätts i praktiken nollförskjutningsavståndet till $d = \frac{2}{3} h$. I figur 13 har så $u \cdot \kappa / u_*$ och $z-d$ plottats i ett lin-log diagram. Hastigheten u har också här hämtats från profilerna för $x/h = 85$.



FIGUR 13. Hastighetsprofilerna vid $x/h = 85$ plottade i ett lin-log diagram. Den räta linjen har ritats in med "ögonmått".

I figuren ses att för ett visst ($z-d$)-intervall ($\sim 2-30$), faller punkterna på en rät linje. Extrapoleras linjen (med ögonmått) fås att råhetslängden ligger mellan 0.5 och 1.0 m. I tabell 1 visas typiska värden på z_0 för olika vegetationstyper. Här framgår att för "fruktodlingar" (orchards), som närmast motsvarar energiskogspartiet är z_0 0.5-1.0 m. Beräkningsmodellen ger alltså även här realistiska resultat.

TABELL 1. Aerodynamiska egenskaper hos naturliga ytor. Efter Oke (1978).

Surface	Remarks	z_0 Roughness length (m)	d Zero plane displacement* (m)
Water†	Still - open sea	$0.1-10.0 \times 10^{-5}$	-
Ice	Smooth	0.1×10^{-4}	-
Snow		$0.5-10.0 \times 10^{-4}$	-
Sand, desert		0.0003	-
Soils		0.001-0.01	-
Grass†	0.02-0.1 m	0.003-0.01	≤ 0.07
	0.25-1.0 m	0.04-0.10	≤ 0.66
Agricultural crops†		0.04-0.20	≤ 3.0
Orchards†		0.5-1.0	≤ 4.0
Forests†	Deciduous	1.0-6.0	≤ 20.0
	Coniferous	1.0-6.0	≤ 30.0

* Calculated as $d \approx \frac{2}{3}h$ (see p. 98)

† z_0 depends on wind speed (see p. 119)

Sources: Sutton (1953), Szeicz *et al.* (1969), Kraus (1972).

6. DISKUSSION

De beräkningar som redovisas i denna rapport visar att den relativt avancerade strömnings- och turbulensmodell som har använts, ger en realistisk beskrivning av vertikala momentumtransporter i vertikalt homogena råhets- eller vegetationslager vid neutrala skiktningförhållanden. De använda strömningsmodellerna, PROBE- och PHOENICS-modellen, är, med tanke på de komplicerade problem som de här har applicerats på, mycket användaranpassade och användarvänliga. På detta sätt skiljer sig modellerna från flertalet starkt specialiserade forskningsmodeller, vilka i regel är svårtillgängliga för de flesta potentiella användare. Resultaten indikerar således att modellerna utgör praktiskt användbara "verktyg" för den typ av studier som diskuteras här.

En komplett modell för beskrivning av vertikala flöden i vegetations- täcken måste dock innehålla modelleringar av värme och gasflöden. Dessa flöden har ju ej beaktats här, eventuellt kan dessa också parametreras på ett någorlunda realistiskt sätt via "drag"-formuleringar. Huruvida modellerna, ur praktiskt synpunkt också kan appliceras i sådana situationer där så kallade "countergradient"-flöden kan förväntas, är en öppen fråga. Modellerna kan ej beskriva den typen av transporter, eventuellt är dessa flöden i många praktiska sammanhang av mindre betydelse.

Bestämningen av koefficienten $c_{4\varepsilon}$ i den turbulenta dissipationsekvationen har baserats på simuleringar av två laboratorieförsök. Simuleringarna indikerar att den vertikala momentumtransporten är mycket känslig för värdet på $c_{4\varepsilon}$. Flera laboratorieförsök eller mätningar med väldefinierad vegetationskaraktäristika borde, om möjligt, utnyttjas för att "finjustera" $c_{4\varepsilon}$. En perfekt överensstämmelse mellan de beräknade och i vindtunneln uppmätta profilerna skall dock ej förväntas. Dels är den komplicerade vindtunnelsituationen, med alla de tekniska arrangemang som där görs för att skapa önskade hastighetsprofiler och turbulensegenskaper, svåra att exakt reproducera i den numeriska modelltekniken via de medel som står till buds, det vill säga randvillkorsformuleringarna. Dels är "drivningsmekanismen" inte densamma i vindtunnelsituationen och den numeriska modellen. I vindtunnelförsöken eftersträvar man att den horisontella tryckgradienten i mätsektionen är så nära noll som möjligt för att efterlikna en ytskiktssituation där horisontella friktionskrafter (skärspänningar), balanserar den "drag"-friktion som vegetationen ger upphov till. "Drivningen" i den endimensionella numeriska modellen är en horisontell, i vertikalled konstant, tryckgradient, samtidigt som horisontella friktionskrafter naturligtvis uppträder. En balans mellan tre olika krafter, horisontell tryckgradient, horisontell friktionskraft och "drag"-friktion från vegetationen, uppträder således i de numeriska modellerna. En viss skillnad i den vertikala fördelningen av den horisontella turbulenta skärspänningen, mellan å ena sidan vindtunnelförsöken och å andra sidan de numeriska beräkningarna, torde då bli resultatet. Någon kvantitativ analys av denna skillnad har ej gjorts här. Dock kan konstateras att data från vindtunnelförsök med "tryckgradient" skulle vara användbara i fortsatt arbete. Det omvända, att i de numeriska modellerna efterlikna en ren "friktionsdrivning" är också möjlig, men kräver ytterligare numeriska experiment. Betonas bör dock att skillnaden i "drivningen" mellan experimentformerna ej minskar de numeriska modellernas förmåga att reproducera realistiska resultat.

Vid den form av parametrisering av vegetationsfriktionseffekter som har tillämpats här råder en relativt stor osäkerhet vad gäller vegetationskarakteristika såsom ytdensitet och dragkoefficient. Här har använts en vegetationsareadefinition som enbart beror av den typ, och naturligtvis ålder, av vegetation som betraktas, ej av flödesförhållanden. Denna area (LAI) borde, åtminstone i jämförelse med flera andra möjliga areadefinitioner, vara tämligen enkel att erhålla från standardmätningar av olika vegetationstyper. Svårigheterna minskar dock i praktiken inte med detta förfarande, flödesberoende effekter har ju endast försts över på dragkoefficienten, c_D . Denna koefficient är dock, oavsett areadefinitionen, beroende av både flödesförhållandena och vegetationsgeometrin. I dessa försök har en vertikalintegrerad, konstant dragkoefficient, använts. Betydelsen av en dragkoefficient som beror av flödesförhållandena och vegetationsgeometri, parad med en konstant vegetationsytdensitet, som grundas på LAI, har ej studerats här, då det ligger utanför detta arbetes ram.

REFERENSER

- Bringfelt, B.* 1984. PHOENICS-simulering av plymspridning över ett skrovligt underlag. FoU-notis nr 32, SMHI, Norrköping.
- Hunt, J.C.R., Simpson, J.E.* 1982. Atmospheric boundary layers over non-homogeneous terrain, in: Engineering Meteorology ed. by E J Plate, Chapter 7. Elsevier Sc. Publ. Comp. ISBN 0-444-41972-1.
- Häggkvist, K., Andersson, C., Taesler, R.* 1985. PHOENICS-applications in building climatology, in: Numerical simulation of fluid flow and heat/mass transfer processes, edited by N.C. Markatos, D.G. Tatchell, M. Cross and N. Rhodes. Lecture notes in engineering nr 18, Springer-Verlag. ISBN 3-540-16377-8.
- Häggkvist, K., Taesler, R.* 1986. Vindtryckfördelningar runt friliggande enfamiljshus. Jämförelse mellan beräkningar och försök. BFR-rapport R7:1987, Statens råd för byggnadsforskning. Stockholm.
- Meyers, T., Paw U, K.T.* 1986. Testing of a higher-order closure model for modeling airflow within and above plant canopies. Boundary-Layer Meteorol. 37: 297-311.
- Oke, T.R.* 1978. Boundary Layer Climates. Methren & Co. Ltd. London. ISBN 0-416-70520-0.
- Omstedt, A.* 1985. Modelling frazil ice and grease ice formation in the upper layers of the ocean. Cold Region Sciences and Technology, 11:1985, pp 87-98.
- Omstedt, A.* 1987. Watercooling in the entrance of the Baltic Sea. To appear in Tellus.
- Raupach, M.R., Thom, A.S.* 1981. Turbulence in and above plant canopies. Ann. Rev. Fluid Mech. 13: 97-129.
- Raupach, M.R., Shaw, R.H.* 1982. Averaging procedures for flow within vegetation canopies. Boundary-Layer Meteorol. 22: 79-90.
- Raupach, M.R., Coppin, P.A., Legg, B.J.* 1986. Experiments on scalar dispersion within a model plant canopy. Part I: The turbulence structure. Boundary-Layer Meteorol. 35: 21-52.
- Rodi, W.* 1980. Turbulence models and their application in hydraulics - a state of the art review (IAHR). University of Karlsruhe. Karlsruhe, FRG. ISBN 90 212 70021.
- Seginer, I., Mulhearn, P.J., Bradley, E.F., Finnigan, J.J.* 1976. Turbulent flow in a model plant canopy. Boundary-Layer Meteorol. 10: 423-53.
- Spalding, D.B.* 1981. A general purpose computer program for multi-dimensional one- and two-phase flow. Mathematics and computers in simulation. North Holland Press, Vol XXIII, 267-276.

Svensson, U. 1978. A mathematical model of the seasonal thermocline. Dept. of Water Resources Engineering, Lunds Inst. of Technology/ Univ. of Lund. Report No 1002.

Svensson, U. 1985. PHOENICS in environmental flows. A review of applications at SMHI, in: Numerical simulation of fluid flow and heat/mass transfer processes, edited by N.C. Markatos, D.G. Tatchell, M. Cross and N. Rhodes. Lecture notes in engineering, nr 18, Springer-Verlag. ISBN 3-540-16377-8.

Taesler, R. Andersson, C. 1984. A study of air-flow and wind comfort around an office building using the PHOENICS-code. SMHI, Norrköping, Sweden.

