

PALORINTAMAN ETENEMINEN PAPERISSA

Jussi Maunuksela

Markko Mylly

Pro Gradu -tutkielma
Jyväskylän yliopisto
Fysiikan laitos
Jyväskylä
1997

Tiivistelmä

Tutkielmassamme esittelemme paperissa kytemällä etenevän palorintaman kineettisen karheutumisen kokeellista tutkimusta. Arkit kiinnitettiin polttokammiossa olevaan telineeseen ja poltettiin ylhäältä alaspäin konvektion aiheuttaman häiriön minimoimiseksi. Syntyneet rintamat tallennettiin videonauhalle ja digitoitiin rintaman ajasta riippuvan korkeuden selvittämiseksi. Data analysoitiin laskemalla parikorraatiofunktio saturoituneella alueella. Sekä kasvu- että karheutumisekspONENTIT määritettiin ja niiden todettiin kuuluvan Kardar-Parisi-Zhang -universaalisuusluokkaan.

Sisältö

1	JOHDANTO	1
2	RAJAPINNOISTA YLEISESTI	2
2.1	Rajapintojen analysointi	2
2.2	Dynaaminen skaalautuminen	4
2.3	Kasvuyhtälöt	6
2.4	Universaalisuus	6
3	DYNAAMINEN KARHEUTUMINEN	10
3.1	Edwards-Wilkinson -yhtälö	10
3.2	Kardar-Parisi-Zhang -yhtälö	12
3.3	Pinning- ja depinning-ilmiöt	13
4	PALOMALLIT	15
4.1	RSOS-kasvumalli	15
4.2	Palorintaman mallintaminen reaktio-diffuusio-mallilla	16
4.3	”Metsäpalo”-mallit	18
5	KOELAITTEISTO	20
5.1	Polttokammio	20
5.2	Kammion ilmavirtaukset	24
5.3	Rintaman kehityksen seuraaminen	28
5.4	Oheislaitteet	34
5.5	Mittauslaitteiston toimivuus tehdyissä mittauksissa	36
6	MITTAUSTAPAHTUMAN KULKU	38
6.1	Näytteiden käsittely	38
6.2	Kokeiden suorittaminen	38
7	NÄYTTEIDEN OMINAISUUDET	41
7.1	Paperin rakenne	41
7.2	Paperin termiset ominaisuudet	44
7.3	Mittauksissa käytetyt paperilaadut	44
7.4	Kaliumnitraatin jakautuminen paperiin	45
8	MITTAUSTIETOJEN ANALYSOINTI	47
9	TULOSTEN TARKASTELU	50
10	YHTEENVETO JA JOHTOPÄÄTÖKSET	56

β	Kasvueksponentti
Γ	Dissipaatiovakio
η	Häiriötermi
λ_A	Keskimääräinen kuidunpituus [mm]
ν	Pintajännitystä kuvaava kerroin
χ	Karheutumiseksponentti
$C(\vec{r}, t)$	Konsentraatiokenttä
$C(r, t)$	Parikorraatiofunktio
D	Diffuusiovakio
d	Rajapinnan dimensio
F	Rajapintaa liikuttava voima [N]
F_c	Kriittinen voima [N]
$G(\vec{r})$	Parikorraatiofunktio
$h(x, t)$	Rintaman yksikäsitteinen korkeus, joka riippuu paikasta ja ajasta [m]
$\langle h \rangle$ tai \bar{h}	Rintaman keskimääräinen korkeus [m]
L	Systemin koko [m]
ℓ	Ikkunointimenetelmässä ikkunan leveys
$m(\vec{x})$	Paikallinen neliöpaino [kg/m^2]
N	Partikkelien lukumäärä
$R(\vec{r}, t)$	Reaktionopeus
\vec{r}	Paikkavektori
T	Lämpötila [K]
t_{sat}	Rajapinnan saturoitumisaika [s]
\vec{V}	Konvektiosta aiheutuva ulkoinen voima [N]
v	Rajapinnan etenemisnopeus [m/s]
$w(L, t)$	Rajapinnan leveys hetkellä t systeemille, joka on L :n kokoinen, [m]
w_{sat}	Rajapinnan saturoitumisleveys [m]
$w_L(\ell, t)$	Rajapinnan leveys laskettuna ℓ :n levyiselle ikkunalle L :n kokoisessa systeemissä hetkellä t
z	Dynaaminen eksponentti

1 JOHDANTO

Kiinnostus fysikaalisiin prosesseihin, joihin liittyy kineettisesti karheutuva rajapinta, on viime aikoina kasvanut voimakkaasti. Nämä prosessit ovat olleet laajan teoreettisen, numeerisen ja kokeellisen tarkastelun kohteina. Tutkijat ovat pyrkineet ymmärtämään ja kuvaamaan näiden rajapintojen kompleksista geometriaa käyttämällä modernin statistisen fysiikan menetelmiä. Eräs yleisimmistä lähestymistavoista on ollut stokastisten differentiaaliyhtälöiden käyttö karheutumisprosessien kuvaamiseen.

Stokastisten differentiaaliyhtälöiden kuvaamia karheutumisprosesseja voidaan tehokkaasti tarkastella syntyvien rintamien itse-affinisuuteen liittyvien skaalausominaisuuksien avulla. Sekä differentiaaliyhtälöitä että syntyneitä rintamia analysoimalla voidaan määrittää kolme prosessille karakteristista skaalauseksponenttia, joiden perusteella karheutumisprosessit ovat jaettavissa ns. universaalisuusluokkiin.

Eräs tutkituimpia dynaamista karheutumista kuvaava stokastinen differentiaaliyhtälö on ns. Kardar-Parisi-Zhang -yhtälö (KPZ). Yhtälöä on laajasti tutkittu sekä teoreettisesti että numeerisesti. Saadut tulokset ovat olleet yhtäpitäviä. KPZ-yhtälölle ei kuitenkaan ole saatu kokeellista varmennusta pakotettujen rajapintojen tapauksessa. Tätä silmälläpitäen olemme kokeellisesti tutkineet rajapintojen dynamiikkaa paperissa etenevän palorintaman avulla.

Tutkimuksemme tavoitteena on ollut paperissa etenevän palorintaman kineettistä karheutumista kuvaavien skaalauseksponenttien määrittäminen. Tutkielmassamme esittelemme teoreettista taustaa, käytettyä koejärjestelyä, analysointimenetelmiä ja tuloksia.

2 RAJAPINNOISTA YLEISESTI

Rajapintojen dynaaminen karheutuminen on jokapäiväinen ilmiö luonnossa. Tällaisia ilmiöitä ovat esimerkiksi nesteen imeytyminen huokoiseen aineeseen, etenevä palorintama ja eroosion aikaansaamat pinnanmuutokset. Rajapinnat voivat olla mittasuhteiltaan hyvin erilaisia kuten esimerkiksi piikiteelle höyrystyvä metallikalvo tai laajalle levinneen metsäpalon reunama. Molempien rajapintojen käyttäytymistä voidaan kuvata skaalauslaeilla, jotka ovat rajapintojen mittasuhteista riippumattomia. Skaalauslakien käyttäytymiseen vaikuttaa pinnan karheuden muuttuminen tarkasteluetäisyyden muuttuessa. [1]

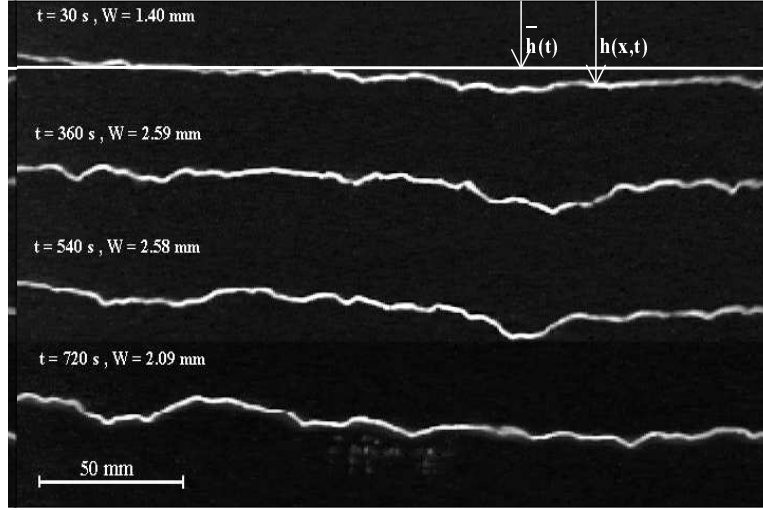
Fraktaalisisille pinnoille on ominaista, että niiden muoto ei muutu tarkasteluetäisyyden muuttuessa. Edellä olleissa esimerkeissä pintojen muoto muuttuu tarkasteluetäisyyden mukana sillä monet luonnossa esiintyvät rajapinnat ovat itse-affiineja. Tällä tarkoitetaan sitä, että skaalattaessa kohdetta eri tavalla eri suuntiin saadaan alkuperäisen kaltainen kohde. [1]

2.1 Rajapintojen analysointi

Rajapintaa voidaan kuvata yksikäsitteisellä pinnan korkeudella $h(\vec{x}, t)$, eli rajapinnalla olevat kielekkeet jätetään huomioimatta. Rajapintojen karakterisoinniseksi määritellään sen leveys $w = \langle (h - \bar{h})^2 \rangle^{1/2}$, jossa \bar{h} kuvaa spatiaalista keskiarvoa yli äärellisen kokoisen systeemin, eli

$$\bar{h} = \frac{1}{L} \int_0^L h(x, t) dx,$$

jossa L on systeemin koko, ja $\langle h \rangle$ kuvaa keskiarvoa eri konfiguraatioiden yli. Rajapinnan leveyttä voidaan käyttää rajapinnan karheutumisen mittana. Kuvassa 1 on esitetty digitoituja kuvia paperissa etenevästä palorintamasta eri ajanhetkiltä. Kuvaan on merkitty palorintaman leveys w kullakin ajanhetkellä. Karheutumisprosessia voidaan kvantitatiivisesti tarkastella



Kuva 1: Palorintama kuvattuna eri ajanhetkillä. Kuvassa $\bar{h}(t)$ on rintaman keskimääräinen korkeus hetkellä t .

seuraamalla rajapinnan leveyttä ajan funktiona. [1]

Tyypillisessä rajapinnan leveyttä ajan funktiona esittävässä kuvaajassa on kaksi saturoitumisajan t_{sat} erottamaa aluetta. Kuvaajan käyttäytymistä voidaan luonnehtia seuraavasti:

(i) Alussa rintaman leveys kasvaa ajan funktiona siten, että

$$w(L, t) \sim t^\beta, \quad t \ll t_{sat}. \quad (1)$$

Eksponentti β , jota kutsutaan kasvueksponentiksi, karakterisoi karheutumisen ajasta riippuvaa dynamiikkaa.

(ii) Tällainen käyttäytyminen ei kuitenkaan kestä ikuisesti, vaan sitä seuraa alue, jolla leveys saavuttaa niin kutsutun saturoitumisleveyden w_{sat} . Kun L kasvaa, saturoitumisleveyskin w_{sat} kasvaa ja riippuvuus noudattaa potenssi-lakia

$$w_{sat}(L) \sim L^\chi, \quad t \gg t_{sat}. \quad (2)$$

Eksponenttia χ kutsutaan karheutumiseksponentiksi, joka karakterisoi saturoituneen pinnan karheutta.

(iii) Saturoitumisaika t_{sat} , jolloin rintaman käyttäytyminen muuttuu, riippuu systeemin koosta siten, että

$$t_{sat} \sim L^z, \quad (3)$$

jossa z :aa kutsutaan dynaamiseksi eksponentiksi. [1]

2.2 Dynaaminen skaalautuminen

Edellä esitetyt skaalauseksponentit (χ, β, z) ovat toisistaan riippuvia. Tämä nähdään skaalaamalla kuvassa 2 vasemmalla log-log-asteikolla esitetyt rintaman leveydet eri kokoisille systeemeille yhdeksi käyräksi (kuvassa 2 oikealla). Skaalauksen vaiheet ovat [1]:

- (A) Piirtämällä $w' \equiv w(L, t)/w_{sat}(L)$ ajan funktiona saadaan $w'(t)$ saturoitumaan näytteen koosta L riippumatta samaan arvoon.
- (B) Piirtämällä $w' t/t_{sat}$:n funktiona saturoituvat käyrät nyt myöskin samaan aikaan.

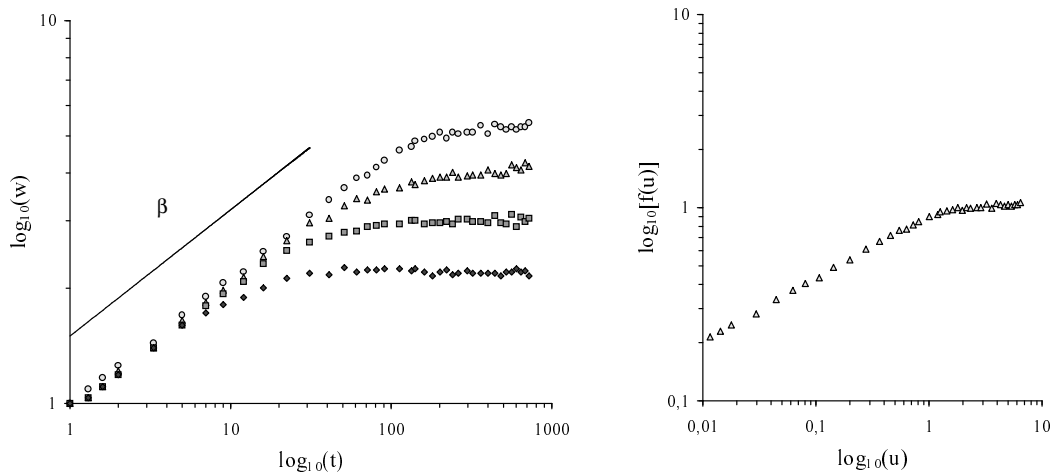
Edellä tehdyt toimenpiteet osoittavat, että w' riippuu t/t_{sat} :a seuraavalla tavalla,

$$\frac{w(L, t)}{w_{sat}(L)} \sim f\left(\frac{t}{t_{sat}}\right), \quad (4)$$

missä $f(u)$ on ns. skaalausfunktio.

Korvaamalla yhtälössä (4) olevat w_{sat} ja t_{sat} skaalausmuodoillaan (yhtälöt (2) ja (3)), saadaan skaalausyhtälö [2, 3]

$$w(L, t) \sim L^\chi f\left(\frac{t}{L^z}\right). \quad (5)$$



Kuva 2: Kuvassa vasemmalla on rintaman leveyksiä eri kokoisille systeemeille log-log -asteikolla. Kuvassa olevan suoran kulmakerroin on kasvueksponentti β . Kuvassa oikealla on esitetty skaalausfunktio $f(u)$.

Skaalausfunktion $f(u)$ yleinen käyttäytyminen nähdään kuvassa 2 oikealla. Pienillä u :n arvoilla skaalausfunktio käyttäytyy potenssilain mukaan, eli $t \ll t_{sat}$, ts.

$$f(u) \sim u^\beta, \quad u \ll 1. \quad (6)$$

Suurilla u :n arvoilla, kun $t \gg t_{sat}$, $f(u)$ saturoituu eli

$$f(u) \sim \text{vakio}, \quad u \gg 1. \quad (7)$$

Tarkastelemalla rintaman leveyden käyttäytymistä saturoitumispisteen lähellä voidaan johtaa relaatio χ :n, β :n ja z :n välille. Lähestyttäessä kyseistä pistettä t_{sat} vasemmalta huomataan yhtälön (1) nojalla, että $w(t_{sat}) \sim t_{sat}^\beta$. Lähestyttäessä pistettä t_{sat} oikealta, käyttäytyy rintaman leveys yhtälön (2) mukaan, eli $w(t_{sat}) \sim L^\chi$. Yhdistämällä nämä kaksi havaintoa ja korvaamalla t_{sat} yhtälön (3) mukaisella muodolla, saadaan eksponenttien välille relaatio

$$z = \frac{\chi}{\beta}, \quad (8)$$

joka on voimassa kaikille skaalausyhtälön (5) toteuttaville prosesseille. [1]

2.3 Kasvuyhtälöt

Yleisesti rintaman paikallista kasvua voidaan kuvata kasvuyhtälöllä

$$\frac{\partial h(\vec{x}, t)}{\partial t} = G(\nabla h, \vec{x}, t) + \eta(\vec{x}, t), \quad (9)$$

missä $G(\nabla h, \vec{x}, t)$ on yleinen rintaman korkeudesta, paikasta ja ajasta riippuva funktio ja $\eta(\vec{x}, t)$ on häiriötermi. Kasvuyhtälön tulee olla yksinkertaisinta mahdollista muotoa oleva yhtälö, joka toteuttaa ongelmalle asetetut symmetriaehdot [1]:

- (i) aikainvarianssi,
- (ii) translaatioinvarianssi kasvusuunnassa,
- (iii) translaatioinvarianssi kasvusuuntaa vastaan kohtisuorassa suunnassa,
- (iv) rotaatio- ja peilaussymmetriat kasvusuunnassa \hat{n} ja
- (v) ylös/alas symmetria h :lle.

Symmetriaehto (v) tarkoittaa, että rintaman fluktuaatiot ovat symmetrisiä rintaman keskikorkeuteen nähden. Tämä symmetria toteutuu tasapainotilassa olevilla prosesseilla. Tasapainotilassa olevalla rajapinnalla tarkoitetaan rintamaa, jonka erottamista alueista kumpikaan ei kasva toisen kustannuksella. Epätasapainossa oleva rintama ei toteuta ehtoa (v), sillä rintama etenee siihen vaikuttavan ulkoisen voima vaikutuksesta. [1]

2.4 Universaalisuus

Tutkimalla potenssilakien kaltaisia skaalausyhtälöitä voimme määritellä universaalisuusluokkia. Kasvuprosessien ”universaalisuusluokat” on määritelty

ilmiön symmetriaominaisuuksien ja säilymlakien perusteella. Kaikilla samaan universaalisuusluokkaan kuuluvilla prosesseilla havaitaan samat skaalausekspONENTIT ja -funktiot, sekä näitä prosesseja voidaan yleensä kuvata samoilla kasvuyhtälöillä. Taulukossa 1 on esitty eräitä universaalisuusluokkia, niitä kuvaavia kasvuyhtälöitä ja skaalausekspONENTTEJA.

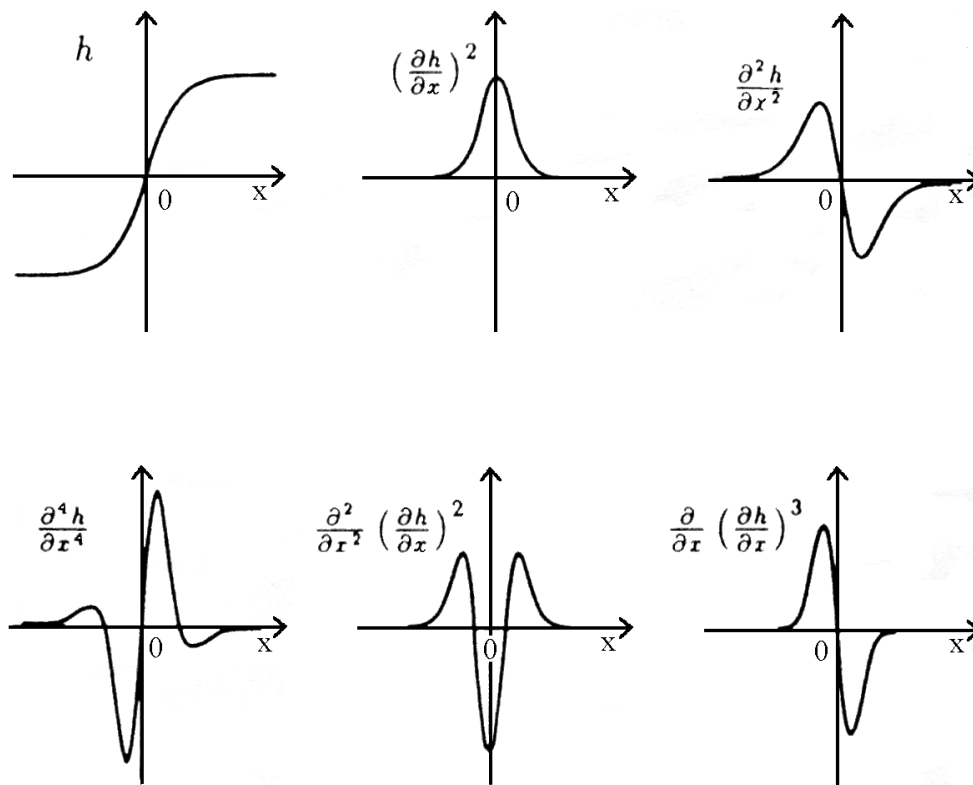
Kasvuyhtälöiden jakaminen luokkiin voidaan aloittaa yhtälöiden yleisestä muodosta,

$$\frac{\partial h}{\partial t} = G + \eta, \quad (10)$$

jossa G :hen on kerätty kaikki deterministiset termit, kun taas η on häiriötermi. Deterministinen osa määräytyy relaksaatioprosessin symmetrian ja kasvuprosessin aikana vallitsevien säilymlakien perusteella. Samalla tavoin voi häiriötermi noudattaa joko konservatiivisia tai ei-konservatiivisia säilymlakeja. [1]

Universaalisuusluokka määräytyy deterministisen osan funktionaalisen muodon ja häiriötermin muodon (säilyvä tai ei-säilyvä) mukaan.[1]

Kasvuyhtälön deterministisen osan termit voidaan jakaa kahteen ryhmään; konservatiivisiin ja ei-konservatiivisiin. Kasvuyhtälöillä konservatiivisuus tarkoittaa sitä, että deterministisen osan integraali koko systeemin yli on identtisesti nolla. Seuraavilla kasvuyhtälöissä esiintyvillä termeillä on tämä ominaisuus: $\nabla^2 h$, $\nabla^4 h$, $\nabla^2(\nabla h)^2$. Ei-konservatiivinen termi on esimerkiksi KPZ-yhtälössä (14) esiintyvä epälineaarinen $(\nabla h)^2$ -termi. Termien väliset erot näkyvät kuvassa 3, jossa konservatiivisilla termeillä x-akselin ylä- ja alapuoliset pinta-alat ovat yhtäsuuret. Konservatiivisista termeistä $\nabla^2 h$ ja $\nabla^4 h$ ovat lineaarisia ja $\nabla^2(\nabla h)^2$ on epälineaarinen. [1]



Kuva 3: Kasvuyhtälöissä esiintyvien termien graafiset esitykset [1].

Kasvuyhtälö	χ	β	z
– (RD) $\partial h/\partial t = \eta(x, t)$	–	1/2	–
LCN2 (EW) $\partial h/\partial t = \nu \nabla^2 h + \eta(x, t)$	$(2-d)/2$	$(2-d)/4$	2
NNN2 (KPZ, $d = 1 + 1$) $\partial h/\partial t = \nu \nabla^2 h + \frac{\lambda}{2} (\nabla h)^2 + \eta(x, t)$	1/2	1/3	3/2
LCN4 $\partial h/\partial t = -K \nabla^4 h + \eta(x, t)$	$(4-d)/2$	$(4-d)/8$	4
LCC2 $\partial h/\partial t = \nu \nabla^2 h + \eta_d(x, t)$	$-d/2$	$-d/4$	2
LCC4 $\partial h/\partial t = -K \nabla^4 h + \eta_d(x, t)$	$(2-d)/2$	$(2-d)/8$	4
NCN4 $\partial h/\partial t = -K \nabla^4 h + \lambda_1 \nabla^2 (\nabla h)^2 + \eta(x, t)$	$(4-d)/3$	$(4-d)/(8+d)$	$(8+d)/3$
NCC4 $\partial h/\partial t = -K \nabla^4 h + \lambda_1 \nabla^2 (\nabla h)^2 + \eta_d(x, t)$	$(2-d)/3$	$(2-d)/(10+d)$	$(10+d)/3$

Taulukko 1: Taulukossa on esitetty kasvuyhtälöiden universaalisuusluokkia. Universaalisuusluokkien symboleissa ensimmäinen kirjain ilmaisee, onko kasvuyhtälö lineaarinen (L) vai epälineaarinen (N). Toinen kirjain ilmaisee noudattaako sen deterministinen osa konservatiivisiä (C) vai ei-konservatiivisiä säilymlakeja. Kolmas kirjain ilmaisee häiriötermin joko konservatiivisen (C) tai ei-konservatiivisen luonteen. Numero symbolien jäljessä ilmoittaa kasvuyhtälön kertaluvun. Dimension d kasvaessa yli rajan, jolla $\chi, \beta \leq 0$ niin rintaman leveyden ja saturoitumislevyden riippuvuuksista tulee logaritmisia. [1]

3 DYNAAMINEN KARHEUTUMINEN

3.1 Edwards-Wilkinson -yhtälö

Dynaamisen karheutumisen teoreettinen tutkimus on alkanut tarkastelemalla depositionsallien lineaarisia jatkumoyhtälöitä. Nesteessä olevan partikkelin sedimentoitumista tutkiessaan Edwards ja Wilkinson muodostivat prosessia kuvaavan kasvuyhtälön (EW-yhtälö)

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \nu \nabla^2 h + \eta(\vec{x}, t) + C, \quad (11)$$

missä ν on pintajännitystä kuvaava kerroin, $\eta(\vec{x}, t)$ on ajasta riippuva häiriötermi ja C on etenevän rintaman keskimääräinen nopeus [4]. Yksinkertaisimmassa tapauksessa häiriötermi on sekä ajallisesti että paikallisesti korreloimaton, $\langle \eta(\vec{x}, t) \rangle = 0$, ja sen varianssi on muotoa

$$\langle \eta(x, t) \eta(x', t') \rangle = 2D \delta^d(x - x') \delta(t - t').$$

Yhtälön ensimmäinen termi $\nu \nabla^2 h$ kuvaa pintajännitystä, joka pyrkii tasoittamaan häiriötermistä johtuvia rintaman paikallisia epätasaisuuksia. Sedimentaatioprosessissa pintajännitys kuvaa gravitaation aiheuttamaa pinnan tasoittumista [1]. Pintajännitystä kuvaava termi ei vaikuta rintaman keskimääräiseen korkeuteen, joten ilman nopeustermiä C rintaman keskimääräinen nopeus on nolla. [1]

Nopeustermillä C ei ole vaikutusta rintaman skaalautumisominaisuuksiin. Rintamaa voidaan tarkastella vakionopeudella liikkuvassa koordinaatistossa tekemällä muuttujan vaihto, jolloin rintaman korkeus h korvataan termillä $h + Ct$ [1]. EW-yhtälö kuvaa tasapainotilassa olevaa karheutumisprosessia.

EW-yhtälö voidaan myös johtaa lähtien edellisessä luvussa esitetyistä symmetriaehdoista. Yhtälön tulee muodostua termin $\nabla^n h$ potensseista, jotka to-

teuttavat kaikki symmetriaehdot. Tällöin yhtälön (11) tulee olla muotoa

$$\begin{aligned} \frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = & (\nabla^2 h) + (\nabla^n h) + \dots + (\nabla^{2n} h) + \\ & + (\nabla^2 h)(\nabla h)^2 + \dots + (\nabla^{2k} h)(\nabla h)^{2j} + \eta(x, t), \end{aligned} \quad (12)$$

missä n , k ja j ovat positiivisia kokonaislukuja.[1]

Yhtälön (12) skaalautumisominaisuuksissa riittää tarkastella tilannetta, kun $t \rightarrow \infty$ ja $x \rightarrow \infty$. Tällä hydrodynaamisella rajalla voidaan osoittaa, että kaikki toista kertalukua korkeammat derivaatat ovat merkityksettömiä. Tällöin yhtälö (12) tulee muotoon

$$\frac{\partial h(x, t)}{\partial t} = \nabla^2 h + \eta(x, t), \quad (13)$$

jota kutsutaan EW-yhtälöksi.

EW-yhtälön skaalauseksponentit voidaan ratkaista kahdella tavalla: skaalausargumentteja käyttämällä tai ratkaisemalla kasvuyhtälö. Skaalausargumentteja käytettäessä oletetaan, että rajapinta $h(x, t)$ on itseaffiini, jolloin skaalaamalla vaakasuunnassa $x \rightarrow x' \equiv bx$ ja pystysuunnassa $h \rightarrow h' \equiv b^\chi h$ saadaan statistisilta ominaisuuksiltaan alkuperäisen kaltainen rajapinta. Rajapintaa kuvaavan kasvuyhtälön on oltava invariantti tällaisessa epäisotrooppisessa mittakaavan muutoksessa. Rajapinnan karheuden riippuessa ajasta myös ajan on skaalaututtava $t \rightarrow t' \equiv b^z t$. Sijoittamalla skaalatut argumentit EW-yhtälöön (11) ja olettamalla, että kasvuyhtälö on invariantti edellä kuvatussa mittakaava muutoksessa, saadaan yhtälön, jonka jokaisen termin tulee olla riippumaton b :sta. Tällöin skaalauseksponentit ovat muotoa

$$\chi = \frac{2-d}{2}, \quad \beta = \frac{2-d}{4} \quad \text{ja} \quad z = 2,$$

missä d on rajapinnan dimensio. Kun $d = 2$, ovat $\chi = \beta = 0$. Tällöin rintaman leveys skaalautuu logaritmisesti pienillä ajanhetkillä, ja saturoitumisleveys riippuu systeeminkoon logaritmisesti. Kun $d > 2$, karheutumiseksponentti χ muuttuu negatiiviseksi, jolloin rintama pysyy tasaisena. [1]

3.2 Kardar-Parisi-Zhang -yhtälö

Teoreettisesti dynaamista karheutumista on usein kuvattu nk. Kardar-Parisi-Zhang (KPZ)-yhtälöllä [2], joka kuvaa rintaman korkeuden $h(\vec{x}, t)$ satunnaista muutosta,

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \nu \nabla^2 h + \frac{\lambda}{2} (\nabla h)^2 + \eta(\vec{x}, t). \quad (14)$$

Ensimmäinen termi oikealla puolella kuvaa mm. pintajännityksen ν aikaansaamaa rajapinnan relaxoitumista. Toisena oleva termi on alimpaa kertalukua oleva epälineaarinen termi, joka rajapinnan kasvuyhtälössä voi esiintyä [2]. Epälineaarinen termi on otettu mukaan, jotta rajapinnan paikallisen normaalin suuntainen eteneminen tulisi huomioitua. Efektiivinen eteneminen on projektio rintaman keskimääräisen etenemisen suuntaan ja se on verrannollinen termiin $\sqrt{1 + (\nabla h)^2} \sim 1 + \frac{1}{2} (\nabla h)^2 + \dots$. Ainoastaan johtava epälineaarinen termi $(\nabla h)^2$ pidetään mukana KPZ-yhtälössä [5]. Epälineaarinen termi merkitsee käytännössä sitä, että rajapinnan nopeus muuttuu jos sitä kallistetaan etenemissuuntaansa nähden.

Termisessä KPZ-yhtälössä (14) oleva häiriötermi on Gaussinen, ja sille pätevät ehdot $\langle \eta(x, t) \rangle = 0$ ja

$$\langle \eta(x, t) \eta(x', t') \rangle = 2D \delta^d(x - x') \delta(t - t').$$

Teoriassa yhtälössä on mukana nopeustermi, mutta se poistuu sopivalla liikkuvan koordinaatistosysteemin valinnalla. [2]

Yhtälö (14) muistuttaa Langevinin yhtälöä, jolloin yleensä on olemassa Hamiltonin funktio H siten, että Langevinin yhtälö voidaan esittää muodossa

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -\Gamma_h \frac{\delta H}{\delta h} + \eta(x, t), \quad (15)$$

missä $\delta/\delta h$ merkitsee funktionaalista differentiaalia ja Γ_h on kineettinen kerroin. Esimerkiksi edellä esitetty EW-yhtälö saadaan käyttämällä Hamiltonin funktiota

$$H_{EW} = \frac{\nu}{2} \int d\vec{x} (\nabla h)^2. \quad (16)$$

Tasapainotilan Hamiltonin yhtälön puuttuminen KPZ-yhtälön tapauksessa kertoo, että se on aidosti dynaaminen yhtälö, irreversiibelien prosessien kuvaamiseen sopiva, eikä siitä voida muokata efektiivistä tasapainotilan kuvausta.

Epälineaarisen termin vaikutus keskimääräiseen nopeuteen

$$v = \frac{\lambda}{2} \int_0^L d^d x \langle (\nabla h)^2 \rangle \quad (17)$$

on nollostapoikkeava – paitsi jos rintama on tasainen eli $h(x, t)$ on vakio. Täten KPZ-yhtälön kuvaamalla rintamalla on nollostapoikkeava nopeus myöskin ulkoisen voiman puuttuessa.

Itse asiassa yhtälö (14) sisältää kolme eri universaalisuusluokkaa. Kun $\lambda = \nu = 0$, se kuvaa ”random deposition”-mallia, jossa on diffuusiorajapinta ($w \sim t^{1/2}$). Kun $\lambda = 0$, se vastaa ideaalista rajapintaa (EW-yhtälö), jolle $\chi = (2 - d)/2$ ja $z = 2$. Kun $\lambda \neq 0$ saamme KPZ-universaalisuusluokan, jolle $\chi = 1/2$ ja $z = 2/3$ yksiulotteisen rajapinnan tapauksessa. [2]

3.3 Pinning- ja depinning-ilmiot

Tutkittaessa kahden nesteen välisen rajapinnan etenemistä huokoisessa väliaineessa on tilanteen todettu eroavan KPZ-yhtälön kuvaamasta tapauksesta. Systemiin liittyvä häiriö on paikkaan sidottua, sillä huokoisen aineen muodostavat hiekanjyvät ovat paikallaan koko kokeen ajan. Tämä on ristiriidassa KPZ-yhtälössä esiintyvän häiriötermin kanssa, joka on korreloimatonta ajankin suhteen. Tämän efektin pitäisi leventää rajapintaa, jos rajapinta kohtaa pisteen, jossa se jää hetkellisesti paikalleen. Tämä satunnainen voima vaikuttaa rajapintaan suhteellisen pitkän aikaa, kunnes rintama taas etenee kyseisellä kohdalla. Tämä poikkeaa selvästi tilanteesta, jossa häiriö on ajassa korreloimatonta. [6]

Rajapinnan tasainen eteneminen vaatii, että rintamaan vaikuttaa voima F . Voiman F ollessa suuri rintamalla on suuri keskimääräinen nopeus, jolla se etenee väliaineessa. Tästä johtuen paikkaan sidotun häiriön aiheuttamat flukтуаatiot ovat nopeita sekä ajassa että paikassa muistuttaen termisen häiriön efektejä. Kuitenkin kun rintamaan vaikuttava voima on pieni voi rintama jäädä paikoilleen. [7]

On olemassa kriittinen voima F_c siten, että kun $F < F_c$, jää rintama paikalleen äärellisen ajan kuluttua. Kun $F > F_c$, rintama etenee keskimääräisellä nopeudella $v(F)$. Tämä viittaa siihen, että satunnaisessa väliaineessa liikkuva rajapintaa voidaan tutkia faasitransitiona, jota tulemme kutsumaan *depinning-transitioksi*. Rajapinnan nopeus toimii *järjestysparametrinä*, sillä kun $F \rightarrow F_c^+$, v häviää kuten

$$v \sim f^\theta. \quad (18)$$

Tässä θ on nopeuseksponentti ja $f \equiv (F - F_c)/F_c$ on suhteellinen voima.

Analysoitaessa KPZ-yhtälöä, jossa häiriöllä on paikallinen luonne, todettiin että KPZ:n epälineaarisuudella on dynaaminen pohja. Tällöin $\lambda \sim v$ ja λ saattaa hävitä *depinning-transitiossa*. Tämän vuoksi *depinning-transitiossa* riittää tarkastella yhtälöä [8]

$$\frac{\partial h}{\partial t} = F + \eta(\vec{x}, t) + \nabla^2 h, \quad (19)$$

missä $\eta(\vec{x}, t)$ on paikkaan sidottu häiriö. Tälle yhtälölle on saatu (1+1) - ulotteisessa tapauksessa $\chi = 1$ [9]. Uudet hilaallitulokset osoittavat, että ilmeisesti $\chi = 1$ on eksakti tulos 1+1 ulottuvuudessa kun $\lambda \rightarrow 0$ [10].

On myös mahdollista, että lähellä transitiota $\lambda \rightarrow \infty$. Numeerisesti integroimalla KPZ-yhtälöä paikallisella häiriöllä, on etenevälle rintamalle saatu $\chi = \beta \approx 0.633$, jotka ovat sopuissa DPD-universaalisuusluokkaan kuuluvilla malleilla tehtyjen laskujen kanssa.

4 PALOMALLIT

4.1 RSOS-kasvumalli

Rajapintojen karheutumisen tutkimisessa on diskreeteillä kasvumalleilla ollut suuri merkitys. Mallit ovat voineet olla hyvinkin yksinkertaisia aivan kuten niiden kuvaamat kasvuprosessitkin. Erityisesti kasvumallit ovat olleet tärkeänä linkkinä teorian ja kokeiden välillä auttamassa kokeellisten tulosten vertaamisessa teoreettisesti saatuihin.

Diskreettejä kasvumalleja, jotka kuuluvat SOS (solid-on-solid) -mallien luokkaan, on laajalti käytetty tutkittaessa rajapintojen tasapainotilan ominaisuuksia. Karakteristisenä piirteenä näissä malleissa on flukтуаatioiden rajoittaminen, jotta systeemeistä poistuisivat kaikki rintamiin liittyvät häiriöt kuten kuplat, monikäsitteisyudet ja tyhjät hilat. Tärkeä variaatio SOS mallien joukossa on nk. RSOS (restricted-solid-on-solid) - malli [11, 12], jossa paikallisen sarakkeen ja sen naapurisarakkeiden välinen korkeusero $|\Delta h|$ on rajoitettu.

Rajapinnan kasvua kuvaava RSOS malli on määritelty ballistiseksi depositionsmalliksi, jossa kasvun aikaansaamana tekijänä on ulkoinen korreloimaton häiriö. Tietyn korkeusyksikön kokoisia partikkeleja sijoitetaan d - ulotteiselle alustalle, joka muodostuu $h_i(t=0) = 0$ korkuisista sarakkeista. Alusta on alussa tasainen eikä terminen flukтуаatio vaikuta siihen. Ballistisesti sijoitetut partikkelit lisätään alustalle jos ja vain jos lähinaapureina olevien sarakkeiden korkeusero toteuttaa paikallisen RSOS-ehdon $|\Delta h| \leq N$, missä N on positiivinen kokonaisluku. Jos ehto ei toteudu, ei partikkelia lisätä systeemiin.

Näin formuloituna merkittävin tekijä mallissa on korkeuseroa rajoittava N . Rajalla $N \rightarrow \infty$ mallista tulee yhtenevä ”random depositio”-mallin kanssa, jolle kasvupotenssi on $\beta = 1/2$ kaikissa dimensioissa.

4.2 Palorintaman mallintaminen reaktio-diffuusio-mallilla

Palamisen tai reaktiorintamien ominaisuuksia voidaan kuvata myös faasikenttä-mallilla. Malli koostuu kahdesta kytketystä reaktio-diffuusio-yhtälöstä, joista ensimmäinen määrittelee reagoivien aineiden konsentraation ja toinen lämpökentän dynamiikan. Diskreeteistä hilamalleista poiketen malli sisältää pitkän kantaman termisen diffuusion ja paikallisen satunnaisen konsentraatiokentän välisen vuorovaikutuksen. Paikalliset variaatiot lämpötilakentässä $T(\vec{x}, t)$ paikassa \vec{x} hetkellä t aiheutuvat kolmesta tekijästä, joita ovat (i) väliaineessa tapahtuva terminen diffuusio, (ii) Newtonin jäähtyminen seurauksena kytkennästä lämpökylpyyn ja (iii) lämmön generoituminen, jota rajoittaa väliaineen reaktionopeus. Eksplisiittisesti lämpötilakenttä noudattaa yhtälöä

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D\nabla^2 T - \Gamma(T - T_0) - \vec{V} \cdot \nabla T + R(T, C), \quad (20)$$

missä D on diffuusiovakio, Γ on terminen dissipaatiovakio ja T_0 on Newtonin jäähtymisen aikaansaavan lämpökylpyyn vakiolämpötila. Lisäksi yhtälössä on ulkoisen voiman \vec{V} aikaansaama konvektiotermi, joka oletetaan nolllaksi. [13, 14]

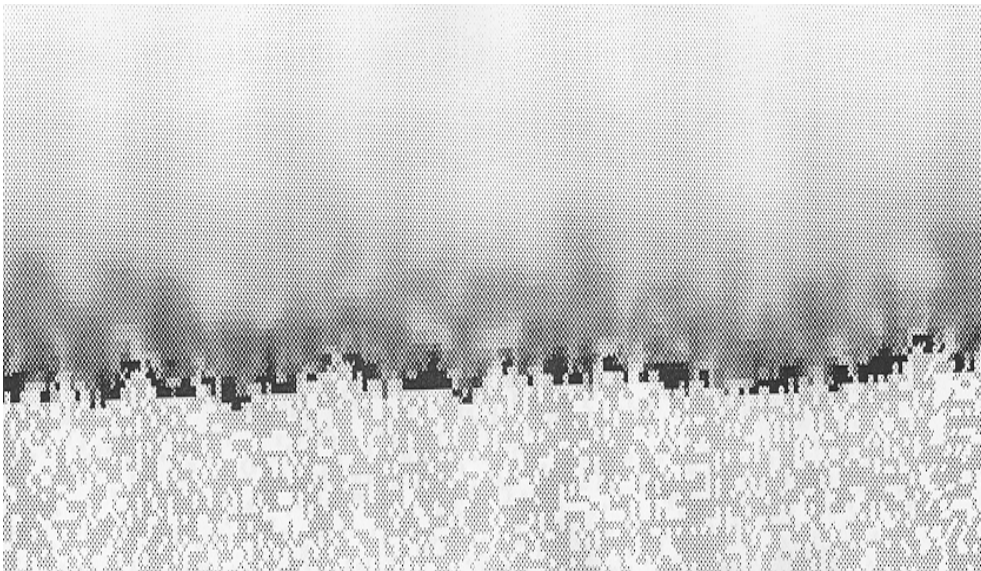
Epälineaarisuudet tulevat yhtälöön mukaan reaktionopeuden $R(T, C)$ kautta, jota rajoittava kenttä $C(\vec{r}, t)$ kuvaa reagoivien aineiden paikallista konsentraatiota. Reaktionopeus on verrannollinen tekijään $\exp(-A/T)$, missä A on aktivoitumisenergia ja Boltzmannin vakio on asetettu ykköseksi. Lisäksi reaktionopeutta rajoittaa paikallinen vuo $\propto \sqrt{T}$, jotta paikallisesti generoitu energia olisi verrannollinen lausekkeeseen $q(T) = T^{3/2} \exp(-A/T)$, jossa ylimääräinen T :stä riippuva tekijä asettaa energiaskaalan. Tässä eksponentiaalinen riippuvuus on dominoiva tekijä. Mitattaessa lämpötilaa aktivoitumisenergian yksiköissä saadaan reaktionopeudeksi

$$R = \lambda_2 \left(T^{3/2} e^{-1/T} \right) C = -\lambda_1 \frac{\partial C}{\partial t}, \quad (21)$$

missä λ_1 on dimensioton vakio. Kentän C alkuehdot määräävät reagoivien

aineiden satunnaisen jakauman ja konsentraation. [13, 14]

Paloprosessin luonteen takia itsestään etenevä palorintama vaatii riittävän määrän palamisessa vapautuvaa lämpöä. Lämmönlähteenä on reagoivien aineiden konsentraatio $C(\vec{r}, t)$. Koska aktivoituminen asettaa rajoituksia syntyvälle lämmölle, on olemassa nollasta poikkeava konsentraatio c^* , jonka alapuolella palorintama sammuu spontaanisti riittämättömän lämmön generoitumisen takia. Toisin sanoen kun $c < c^*$, rintaman nopeus $v(c) = 0$, kun taas korkeammilla konsentraatioilla nopeus on nollasta poikkeava. Kvantitatiivisessa analyysissä rintaman paikkaa merkitään suureella $h(x, t) = \max\{T(x, y, t) | y \in [0, \infty[\}$. [13, 14]



Kuva 4: Satunnaisessa väliaineessa reaktio-diffuusio-yhtälön mukaan etenevän palorintaman lämpötilakenttä. Tummin sävy vastaa korkeinta lämpötilaa. [13]

Suurilla konsentraatioilla $v = d\bar{h}/dt$ on vakio alun oskillaation jälkeen ja kasvaa konsentraation c funktiona. Oskillaatio kasvaa kun lähestytään kriittistä konsentraatiota c^* :ä. Oltaessa c^* :n läheisyydessä asymptoottinen nopeus käyttäytyy kuten $v(c) \sim (c - c^*)^\phi$, missä ϕ on perkolaatioteoriasta saadun eksponentin mukainen. [13, 14]

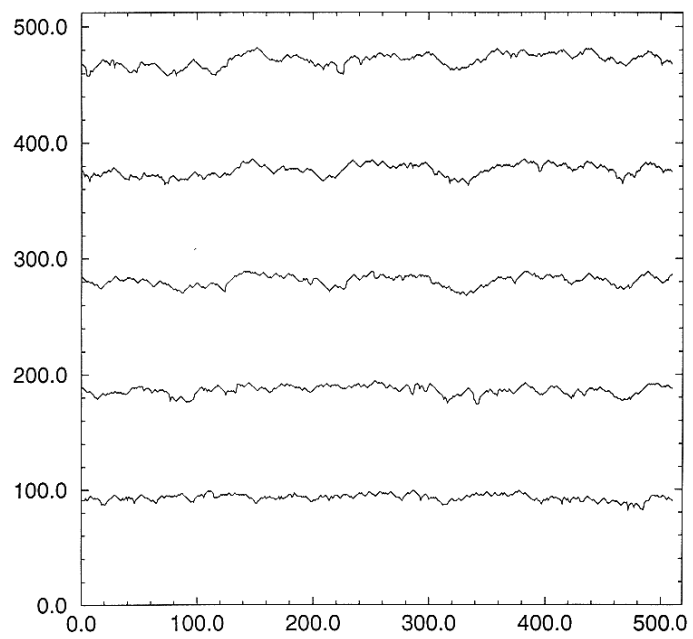
Skaalauseksponenttien määrittämiseksi satunnaisten taustan tapauksessa yhtälöt (20) ja (21) ratkaistiin [13] numeerisesti hilamallilla käyttäen jatkuvia reunaehtoja x -suunnassa ja kiinnitettyjä reunaehtoja y -suunnassa. Kun $c > c^*$ havaittiin, että lämpötilakentän etenemiseen kytketty rajapinta kehittää suuria fluktuaatioita ja näyttää karhealta. Simuloidulle rajapinnalle saatiin $\beta = 0.34(4)$ ja $\chi = 0.5(1)$. Skaalauseksponentit ovat siten samoja kuin termiselle KPZ-yhtälölle. Mallille on myös saatu analyttinen ratkaisu kun $c \leq 1$. [13, 14]

4.3 ”Metsäpalo”-mallit

Metsäpalojen leviämistä ja käyttäytymistä on tutkittu yksinkertaisilla kaksiulotteisilla hilamalleilla, joissa hilapaikoilla on kolme mahdollista tilaa: puu, palava puu ja palanut puu tai tyhjä paikka. Hilapaikkojen väliset vuorovaikutukset, mm. lämmönsiirto, riippuvat niiden tiloista ja vuorovaikutusetäisyydestä eli lähinaapureiden lukumäärästä. [15, 16]

Hila luodaan täyttämällä satunnaisesti tietty osa hilapaikoista. Palavia paikkoja kuvataan kahdella parametrilla, jotka kertovat kauanko paikan syttymiseen kuluu aikaa ja kauanko se palaa. Syttyminen riippuu myös palavien lähinaapureiden lukumäärästä. Simulointi käynnistyy sytyttämällä kahden ensimmäisen rivin palavat pisteet (puut). Kaikilla seuraavilla aika-askeleilla lämpöä siirtyy lähinaapureille. Näin jatketaan kunnes jokin paikka viimeisellä rivillä syttyy tai kaikki paikat ovat palaneet. [15]

Mallia voidaan laajentaa käyttämällä hilapaikoilla erilaisia tiloja tai hilalla erilaisia reunaehtoja. Lisäksi malliin voidaan lisätä esimerkiksi tuulen tai topografian vaikutus rajapinnan etenemiseen. Mallilla on saatu kriittisiä eksponentteja, jotka varmistavat universaalisuuden. Mallia voidaan käyttää myöskin muiden ongelmien tutkimiseen kuten esimerkiksi tautien etenemisen. [15]



Kuva 5: Metsäpalo-mallilla aikaansaatuja rintamia, kun hilapaikoista on ollut 75 % täytettynä.

5 KOELAITTEISTO

Kineettisen karheutumisen tutkimiseksi olemme rakentaneet mittauslaitteiston, jolla kytemällä paperissa etenevää palorintamaa voidaan tutkia kontrolloiduissa olosuhteissa. Mittauslaitteisto koostuu ilmastoidusta kammioista, kuvaussysteemistä ja ohjauslaitteista. Laitteistoa suunniteltaessa oli tiedossa ainoastaan yksi vastaavanlainen kokeellinen tutkimus [5]. Tehdyssä kokeessa Zhang et al. [5] tutkivat palorintaman etenemistä kevyessä linssien puhdistuspaperissa (neliöpaino 9.1 g/m^2). Arkit olivat kiinnitettyinä kehikkoon, jossa ne sytytettiin alareunastaan kuumalla wolfram-langalla. Kokeet suoritettiin normaalissa huoneilmassa.

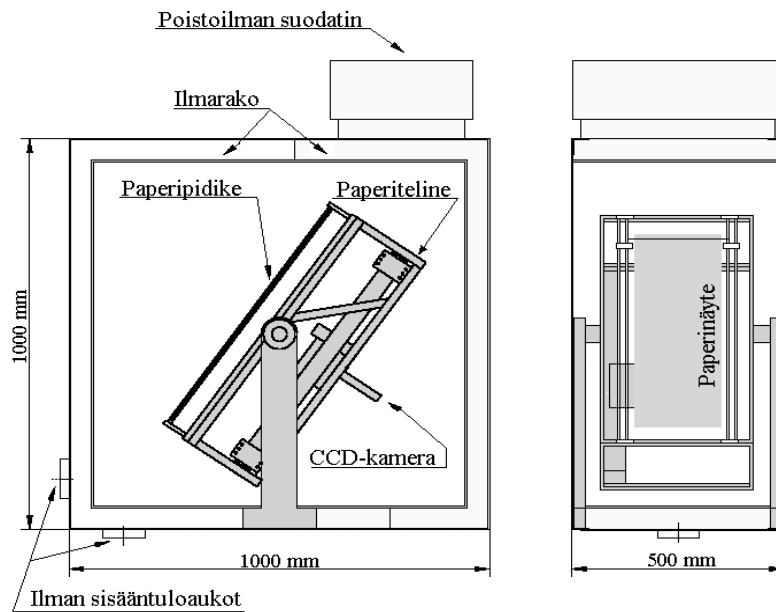


Kuva 6: Mittauslaitteisto oheislaitteineen.

5.1 Polttokammio

Polttokammiota suunniteltaessa ei optimaalista paperin polttotapaa tiedetty, joten kammioista pyrittiin tekemään helposti muunneltava. Kammion mitat määräytyivät paperiarkkien arvioidun maksimikoon $400 \times 600 \text{ mm}$ perus-

teella. Arkkien asennon vaihdellessa vaakasuorasta pystysuoraan, kammion ulkomitoiksi saatiin $1000 \times 1000 \times 500$ mm. Polttokammio on rakennettu alumiinista sen keveyden ja helpon työstämisen takia.



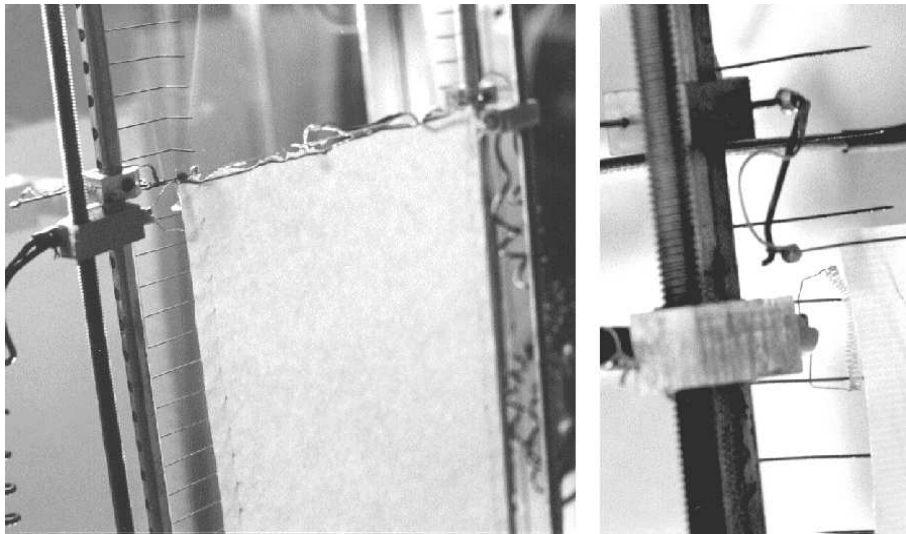
Kuva 7: Polttokammion rakenne. Kuvasta näkyvät paperitelineen ja CCD-kameran sekä ilmansuodattimen sijoittelu kammioon.

Polttokammion runko on hitsattu kasaan 4 mm paksuista L-profilipalkeista. Kammion seinät, lasista etuseinää lukuunottamatta, on tehty alumiinilevyistä. Kammion takaseinä on kiinnitetty siipimuttereilla, jolloin kammio on helposti avattavissa näytteiden vaihtoa ja huoltotoimenpiteitä varten.

Kammion keskellä on kierrettävä alumiinipalkista rakennettu kehikko ($400 \times 700 \times 200$ mm), johon on kiinnitetty palorintaman seuraamisessa ja kuvaamisessa käytetyt laitteet sekä irrotettava paperipidike, joka mahdollistaa näytteiden asettamisen pidikkeeseen kammion ulkopuolella. Paperipidike koostuu liikuteltavista lämmityselementeistä, sytytysjärjestelmästä, matalataajuisesta tärinästä ja neulariveistä, joihin näyte kiinnitetään.

Näytteet kiinnitetään paperipidikkeeseen reunoistaan. Neularivit muodostuvat ohuista senttimetrin välein olevista perhosneuloista, jotka on valittu koska tarkoituksena on vähentää lämmönjohtumista paperista telineeseen. Neulat on kiinnitetty L:n muotoon taivutettuina tankoihin, joita kiertämällä paperi saadaan kiristettyä tasaiseksi. Pidikettä voidaan käyttää eri levyisten paperien kiinnittämiseen sillä neularivien etäisyyttä toisistaan voidaan säätää.

Näytteet sytytetään tankojen väliin asetetua wolfram-lankaa kuumentamalla. Lanka on kiinnitetty päistään kiinnikkeillä, jotka on suunniteltu pitämään wolfram-lanka kireänä lämpölaajenemisesta huolimatta. Käytettäessä 0.3 mm vahvuista wolfram-lankaa saavutetaan sytyttämiseen tarvittava lämpötila käyttämällä noin 80 W:n tehoa, joka vastaa noin 600 °C:tta. Sytytysjärjestely on kuvassa 8 vasemmalla.



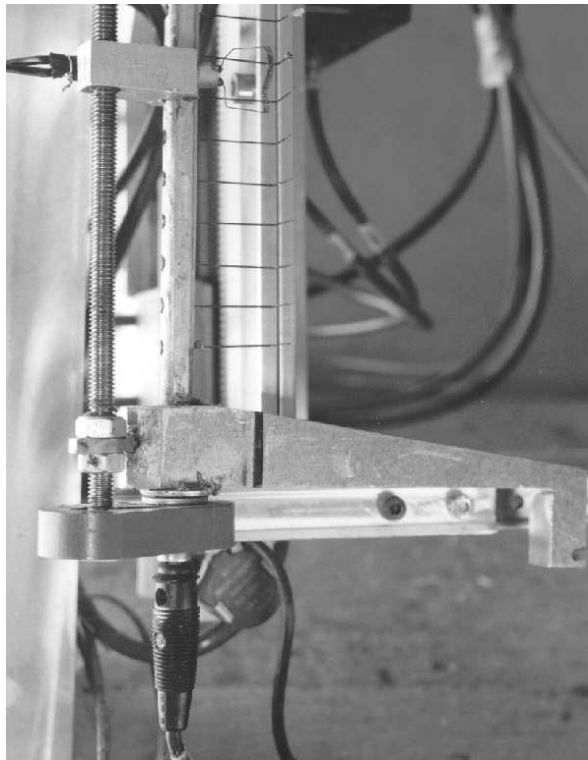
Kuva 8: Paperin sytytystapahtuma. Kuvassa vasemmalla näkyy miten palorintama saadaan aikaiseksi wolfram-lankaa kuumentamalla. Kuvassa oikealla on lähikuva paperin reunojen lämmittämiseen käytetystä lämmityselementistä.

Reunan aiheuttamien ilmiöiden minimoimiseksi näytteen reunoja joudutaan lämmittämään tarvittaessa. Tätä varten paperipidikkeeseen on rakennettu

palorintaman mukana liikkuvat lämmityselementit (kuvassa 8 oikealla).

Lämmityselementit ovat wolfram-langasta kelan muotoon kierrettyjä vastuksia, jotka on kiinnitetty kierretangon varassa oleviin kiinnikkeisiin. Elementtejä liikutetaan pyörittämällä kierretankoja sähkömoottorilla, jonka kierrosnopeutta voidaan säätää. Samalla moottorilla käytetään myös tuhkan irrottamisessa käytettävää tärüstintä.

Tuhkan irrottaminen tapahtuu täristämällä paperipidikettä. Toiseen alumiinitankoon on kiinnitetty vasara (kuva 9), jota liikutellaan kierretangon mukana pyörivällä epäkeskolla levyllä. Vasara täräyttää paperipidikettä keskimäärin kaksi kertaa sekunnissa.



Kuva 9: Kuvassa näkyy telineen täristämisessä käytetty vasarasysteemi, jolla syntyvä tuhka pyritään varistamaan.

5.2 Kammion ilmavirtaukset

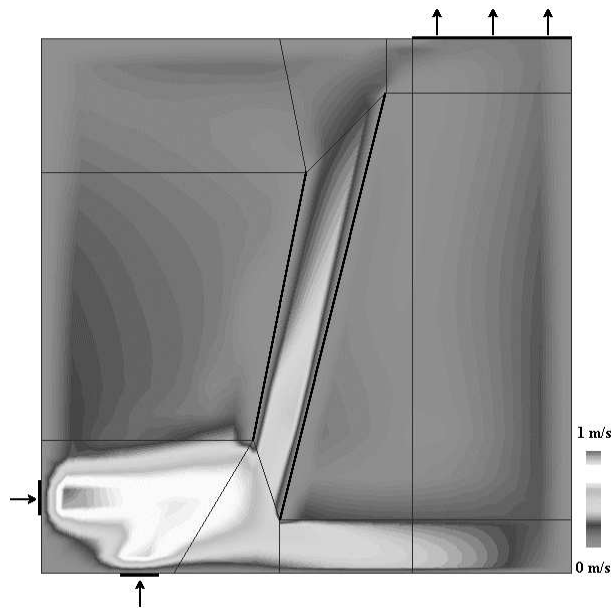
Kammio on suunniteltu siten, että näytteen ympäristöön syntyy hidas ja homogeeninen virtauskenttä. Korvausilma virtaa kammioon sen kapealla pystyseinällä olevasta aukosta kammiota kiertävään 50 mm levyiseen ilmara-
koon, joka on erotettu kammiosta reikälevyllä ja ilmastointihuovalla. Huo-
koisten materiaalien virtausvastus aiheuttaa ilmaraon ja kammion välille
paine-eron, joka tasoittaa kammioon tulevaa ilmavirtaa. Ilmarako on jaettu
kahteen osaan, joista toisessa tasataan tuleva ilmavirtaus ja toisessa poistuva
ilmavirtaus. Poistoilma imetään kammion päällä sijaitsevan ilmansuodatti-
men lävitse mittaushuoneen ilmastointiin.

Ilman virtausnopeutta säädellään ilmansuodattimen päällä olevalla puhalti-
mella, jonka maksimitilavuusvirta 47.2 l/s. Puhaltimen tehoa säädetään tie-
tokoneella. Tavoitteena on pitää ilmavirtaukset mahdollisimman hitaina kui-
tenkin siten, että palamisessa syntyvät palokaasut kulkeutuvat pois rintaman
luota. Tällä pyritään estämään konvektion välityksellä tapahtuva lämmön
kulkeutuminen paperiin, sillä palorintaman paikallista etenemistä kuvaavis-
sa reaktio-diffuusio-yhtälöissä ei ole pitkän kantaman vuorovaikutuksia mu-
kana.

Kokeissa käytetty tilavuusvirta 20 l/s on valittu koepolttojen perusteella,
joissa tarkkailtiin palorintaman keskimääräistä etenemisnopeutta ja palokaa-
sujen käyttäymistä kammiossa.

Kammion ja siellä olevien rakenteiden vaikutusta ilmavirtaukseen näytteen
ympäristössä on selvitetty simuloimalla. Käyttämällä kaupallista virtauslas-
kentaan tarkoitettua *CFX 4 -ohjelmaa*¹ simuloitiin polttokammiossa tapah-
tuvaa ilmavirtausta 3-ulotteisella, turbulentilla ja kokoonpuristumattomalla
mallilla.

¹AEA Technology, Computational Fluid Dynamics Services on kehittänyt CFX 4:n.
Yrityksen kotisivu löytyy URL-osoitteesta <http://www.aeat.co.uk/>



Kuva 10: Kuvassa on nopeuden tasa-arvopintoja kammion poikkileikkauksella. Kuvaan on nuolilla merkitty ilman virtaus kammioon ja sieltä pois. Kammion keskelle tummilla piirretyt viivat kuvaavat paperia ja lasilevyä. Ohuet viivat ovat laskennassa käytettyjen osa-alueiden rajoja.

Ohjelman toiminta perustuu Navier-Stokes yhtälöihin [17]. Tietokoneella tapahtuvassa virtauslaskennassa tutkittava alue jaetaan useisiin soluihin tai tarkkailutilavuuksiin. Näissä soluissa Navierin-Stokesin osittaisdifferentiaaliyhtälöt voidaan kirjoittaa algebrallisiksi yhtälöiksi, jotka liittävät virtaavan aineen nopeuden, lämpötilan ja paineen solussa sen naapurisolujen vastaaviin arvoihin. Tällöin saadaan joukko yhtälöitä, jotka voidaan ratkaista iteratiivisesti. Seurauksena on kuvaus virtauksesta tutkittavan tilavuuden läpi. Kuvassa 10 on kammion poikkileikkauksen kohdalle laskettu nopeuden tasa-arvopintoja.

Simuloinneissa on huomioitu vain eniten virtauksiin vaikuttavat rakenteet eli ilman sisään- ja ulostuloaukot, niiden muoto ja sijoitus, ja kammiossa olevat tasot, eli paperi ja sen alapuolella oleva lasilevy.

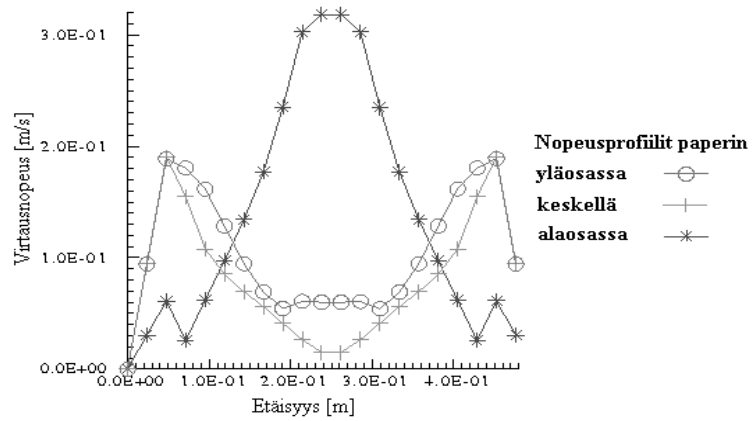
Kuvassa 10 näkyy, kuinka sisääntulevat ilmapirtaukset ohjautuvat paperin ja sen alapuolella olevan lasilevyn väliin. Tämä aiheuttaa muuttuvan nopeusprofiilin paperin pituussuunnassa. Paperin leveyssuunnassa olevat nopeusprofiilit sen ylä- ja alapuolella ovat kuvissa 11 ja 12.

Kuvista 11 ja 12 nähdään miten ilman sisääntuloaukko vaikuttaa virtauskentän muotoon paperin alaosassa. Lisäksi kuvista näkyy paperin ja sen alapuolella olevan lasilevyn vaikutukset nopeusprofileihin (paperin leveys oli 30 cm:iä ja lasilevyn 40 cm:iä). Kuvassa 11 nopeusprofiilien reunoilla olevat maksimikohdat ovat lasilevyn reunoista aiheutuneita. Paperin ja lasilevyn välissä, jossa keskimääräinen virtausnopeus on suurempi, ovat nopeusprofiilit tasaisempia koko paperin leveydellä verrattuna paperin yläpuolella oleviin profileihin.

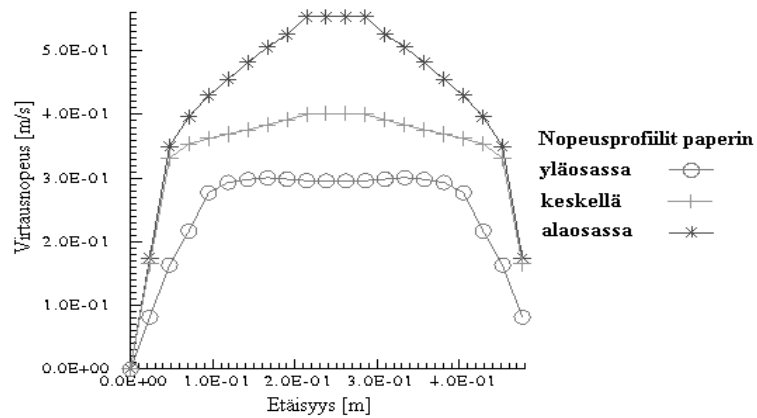
Paperin leveyssuuntaisen nopeusprofiilin perusteella tulisi ilman sisääntuloaukkojen muotoon kiinnittää huomiota. Tätä silmälläpitäen tulisi vielä tehdä simuloitteja erilaisilla ilmanottoaukoilla niiden vaikutusten selvittämiseksi. Lisäksi tulisi tutkia miten paperin koko ja lasilevyn poistaminen vaikuttavat virtauskenttään paperin ympäristössä.

Simuloinneissa paperin ympäristöön syntyy tasainen virtauskenttä vain paperin yläosaan. Tämän takia paperin alaosassa, kun palorintama on edennyt noin kaksikolmasosaa paperin pituudesta, tulee saatuihin mittaustuloksiin kiinnittää tarkempaa huomiota.

Tulokset ovat ainoastaan suuntaa antavia, sillä laskuissa käytetyssä mallissa ei ole huomioitu virtausten tasoittamisessa käytettyä ilmastointihuopaa ja verkkolevyä.



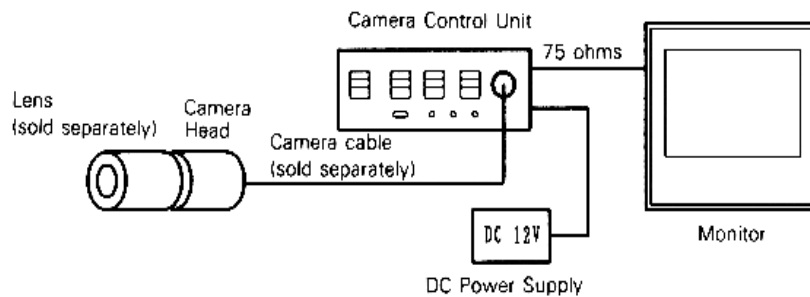
Kuva 11: Viisi senttimetriä paperin tason yläpuolella olevia nopeusprofileja.



Kuva 12: Viisi senttimetriä paperin tason alapuolella olevia nopeusprofileja.

5.3 Rintaman kehityksen seuraaminen

Palorintaman seuraamiseksi kammioon on asennettu kamerasysteemi. Palorintamasta saatu kuvamateriaali tallennetaan videonauhalle myöhempää digitoimista ja analysoimista varten. Kamerasysteemiin kuuluu CCD-kamera, sen ohjausyksikkö ja kuvamateriaalin tallentamiseen videonauhuri.

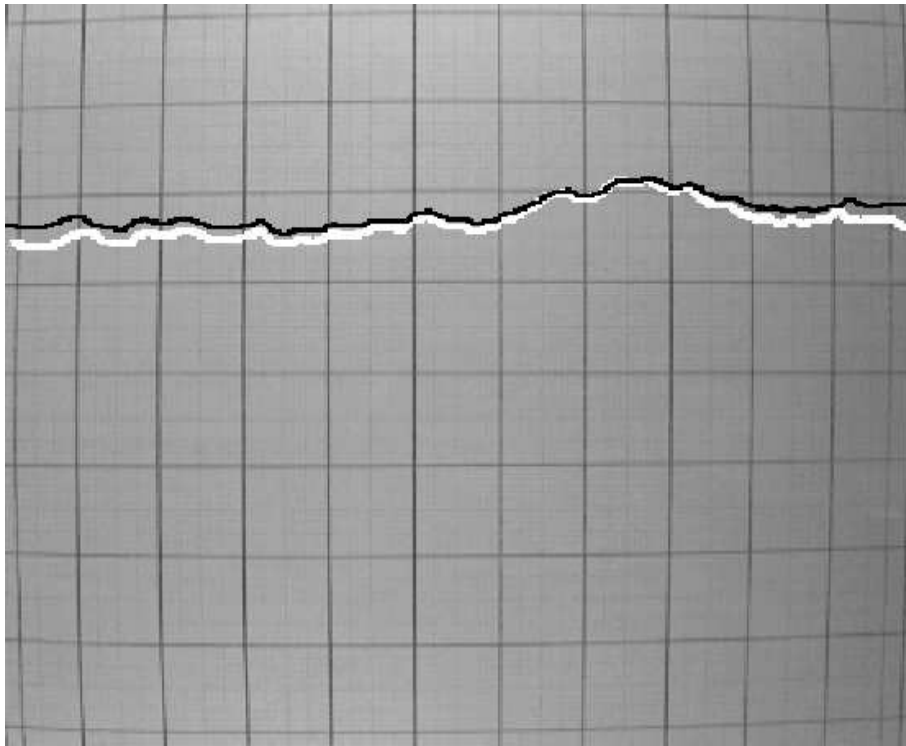


Kuva 13: Palorintaman kuvaamisessa käytetty TOSHIBA IK-M48PK CCD-kamerajärjestelmä. Kuvan monitorin paikalla on laitteistossa videonauhuri.

Käyttämämme *Toshiba IK-M48PK* CCD-kameran efektiivinen pikseliresoluutio on 752×582 pikseliä. Tyypillisessä kameran asemassa kuvattaessa 300 mm leveää paperia pikselin koko on 0.28 mm, joka on riittävä tarkkuus paperin rakenneosasiin verrattuna. Kohteen pienimmän valaistusvoimakkuuden ollessa kamerallamme vain viisi luksia, mittaukset voidaan tehdä pimeässä ainoana valonlähteenä hehkuva palorintama. Tällöin tuhkasta aiheutuvat häiriöt rintaman tunnistamisessa vähenevät ja rintaman paikka määräytyy kirkkauden intensiteettimaksimista. Kameran kuvaustaajuus on maksimissaan 25 kuvaa sekunnissa.

Poltettaessa tavallista kopiopaperia (koko 300×500 mm) kestää mittaus noin 15 minuuttia, jolloin yhdestä poltosta saadaan videonauhalle 20 000 kuvaa. Kuvia digitoidaan nauhalta muutaman sekunnin välein, noin 300 kuvaa yhdestä poltosta. Yhden kuvatiedoston viemä levytila on noin 300 kt, jolloin koko poltosta digitoitujen kuvien viemä levytila on normaalisti 90 Mt.

Kameralta tuleva värikuva tallennetaan ensin S-VHS -videolla, joka takaa riittävän kuvanlaadun. Kuvamateriaali tallennetaan videonauhalle koska reaaliaikainen kuvan digitoiminen ja tallentaminen on hidasta ja vaatisi liikaa talletuskapasiteettia. Yksittäisten kuvien digitoiminen videonauhalla tapahtuu *Profiili*-ohjelmalla, joka kaappaa halutuun aikaväliin videonauhalla yksittäisiä kuvia videokortin välityksellä. Digitoidut kuvat tallennetaan tietokoneen kovalevyllä 8-bittisiksi harmaasävykuviksi, joista rintaman paikka määritetään. CCD-kameran optiikasta aiheutuvan tynnyriväärityksen virhe rintaman paikkaan korjataan ennen datan analysointia.



Kuva 14: CCD-kameralla kuvattu millimetripaperi. Kuvaan on vaalealla piirretty korjaamaton palorintama ja mustalla piirrettyyn palorintamaan on tehty tynnyriväärityksen korjaus.

CCD-kameran telinettä liikuttamalla paineilmasylinterillä paperin alapuolella (kuva 15). Kameran liikuttelutarkkuus on ± 0.5 mm. Kameran liikuttelu ja paikan määrittäminen tapahtui PC-pohjaisella ohjaussysteemillä. Samaa systeemiä



Kuva 15: Kameran liikuttelusysteemi. Kameran on kiinnitetty kelkkaan, jota liikutellaan paineilmasylinterillä.

käytetään myös kammion ja kameran lämpötilojen mittaamisessa. Poltettavan näytteen ja kameran välissä on lasilevy, joka estää kameran liikkeistä aiheutuvia virtauksia vaikuttamasta rintaman etenemiseen. Lasilevy suojaa myös kameran linssiä putoavalta tuhkalta.

Kameran liikuttelussa käytetään männänvarretonta paineilmasylinteriä (kuva 15). Laite koostuu sylinteristä, joka on jaettu kahteen männän erottamaan osaan. Kelkka on kiinnitetty mäntään. Nostamalla painetta toisessa kammiossa ja samalla alentamalla painetta toisessa, saadaan kelkka liikkumaan haluttuun suuntaan. Paineen alentaminen ja nostaminen tapahtuu yksitoimisilla magneettiventtiileillä, jotka säätelevät paineilman virtausta kammioihin. Sylinterin isku eli kelkan maksimi siirtymä on 500 mm.

Systeemiin kuuluu kolme venttiiliä. Näistä kahdella säädellään painetta sylinterin kammioissa ja kolmannella käytetään kelkan paineilmalla toimivaa lukkoa, jolla kelkka saadaan pysymään paikallaan. Sylinterin päihin on asennettu kaksi kapasitiivista rajakytkintä. Kaikkia kolmea venttiiliä ohjataan tietokoneella, jonka mittauskortista tuleva ohjaussignaali muutetaan ohjauspiirillä venttiileille sopivaksi käyttöjännitteeksi.

Kameran paikan määrittämiseksi kelkan siirtymä muutetaan jännitteeksi potentiometrillä [18]. Kelkan liikkua siinä kiinnitetty hammashihna pyörittää potentiometriä, jonka toiseen päähän syötetään vakiojännitettä. Tällöin liu'un jännite on verrannollinen kelkan siirtymään. Liu'un jännite mitataan mittauskortilla tietokoneelle, jossa kelkan siirtymä muutetaan kalibroinnissa saadun PNS-sovituksen avulla jännitteestä millimetreiksi. Paikan määrittäytarkkuus on ± 0.5 mm.

Kameran liikuttelu ja paikanmäärittäyt tapahtuvat *National Instrumentin AT-MIO-16DE-10*-mittauskortin ja *LabVIEW*-sovelluskehittimellä tehdyn ohjelmakoodin avulla.

Käytetty *AT-MIO-16DE-10*-mittauskortti on tietokoneen ISA-väylään sijoitettava monitoiminen I/O kortti, jossa on kaksi 12 bitin analogista ulostuloa, 16 kappaletta 12 bitin analogista sisääntuloa, 32 kappaletta digitaalisia I/O kanavia sekä kaksi laskuria. Laitteistossa käytetään kanavia seuraavasti; kameran paikan ja lämpötilojen lukeminen tapahtuu analogisilla sisääntuloilla, tuulettimen ohjaaminen tapahtuu analogisella ulostulolla ja paineilmasyylinterin ohjaaminen tapahtuu kahdella digitaalisella ulostulolla. Mittauskorttia on helppo hyödyntää käyttäen *LabVIEW*:ssa olevia valmiita aliohjelmiä.

LabVIEW

LabVIEW (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*) [19] on ohjelmien sovelluskehitin samaan tapaan kuin C-kieli. Erona sen ja C-kielen välillä on, että kun C-kieli on tekstipohjainen ohjelmointikieli, niin LabVIEW käyttää graafista ohjelmointikieltä luomaan ohjelmakoodia lohkokaaavion (kuva 17) muodossa.

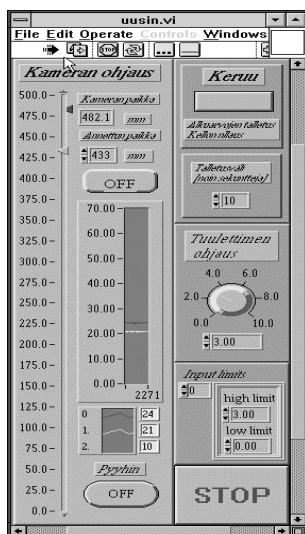
Ohjelmointi LabVIEW:lla ei vaadi vahvaa ohjelmointikokemusta. Siinä käytetty terminologia, ikonit ja käsitteet ovat tutkijoille ja insinööreille tuttuja ja niiden käyttö perustuu graafisiin symboleihin enemmän kuin perinteiseen ohjelmakoodiin ohjelman toimintaa kuvattaessa.

LabVIEW:ssa on laaja aliohjelmakirjasto useimpiin ohjelmointitehtäviin. Ohjelma sisältää kirjastot tiedon keruuseen, analysointiin, esittämiseen ja tallentamiseen. Ohjelma sisältää myös perinteisiä ohjelmointityökaluja. Ohjelmaan voidaan asettaa tarkkailupisteitä ja datan kulkua ohjelmassa voidaan animoida, jolloin ohjelman korjaaminen ja kehitys helpottuu. Animaation seuraaminen paljastaa katkokset ja virheet datan kulussa.

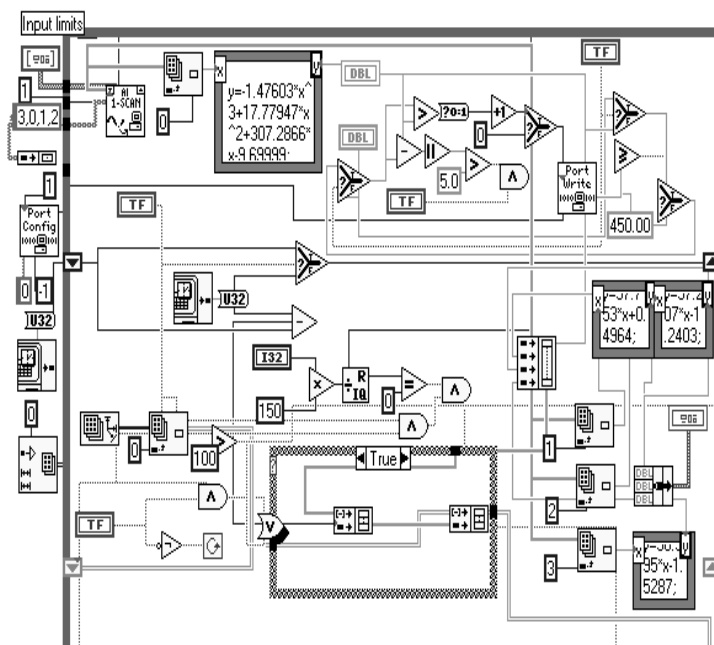
Profiili

Fotocomp Oy:n valmistama *Profiili*-ohjelma on erityisesti mittaustemme tarpeisiin tehty ohjelma, jota käytetään videoiden ohjaamisessa, kuvien digitoimisessa nauhalta ja reunakäyrän tunnistamisessa kuvista. Palorintaminen analysoiminen tapahtuu erillisillä ohjelmilla.

Videonauhurin ohjaaminen tapahtuu sarjaportin kautta videoihin kytketyn ohjauspiirin avulla. Näin tietokoneen näytöltä voidaan hiiren avulla valita eri toimintoja, kuten nauhoituksen käynnistäminen, videonauhan eteen- ja taaksekelaus, ajastimen nollaus ja pysäytyskuva.



Kuva 16: LabVIEW:lla tehty graafinen ohjauspaneeli.



Kuva 17: LabVIEW:n ohjelmakoodia lohkokaaaviomuodossa.

Kuvien digitoimiseen Profili käyttää *Screen Machine II*-videokorttia ja sen mukana tulleita ohjelmia. Videokortti mahdollistaa kuvien kaappaamisen videonauhasta, ja niiden käsittelyn halutussa kuvaformaattissa.

Reunakäyrän tunnistaminen kuvista tapahtuu rajaamalla haluttu alue palorintamasta, josta ohjelma tunnistaa rintaman harmaasävyyn intensiteettimaksimin perusteella. Ohjelma käy matriisiin talletettua kuvaa sarakkeittain ja etsii näistä halutun intensiteetin arvon. Rintaman tarkka paikanmäärittäminen tapahtuu sovittamalla Gaussin-käyrä valitun intensiteetin ympäristöön, jolloin sovitettuna käyrän maksisikohta ilmoitetaan rintaman tarkkana paikkana. Gaussin käyrää käytetään kuvan diskreetin luonteen vuoksi. Paikannuksessa käytetty intensiteetti määräytyy kuvaolosuhteiden perusteella eli onko kuvaaminen tapahtunut pimeässä vai valoisassa kammiossa.

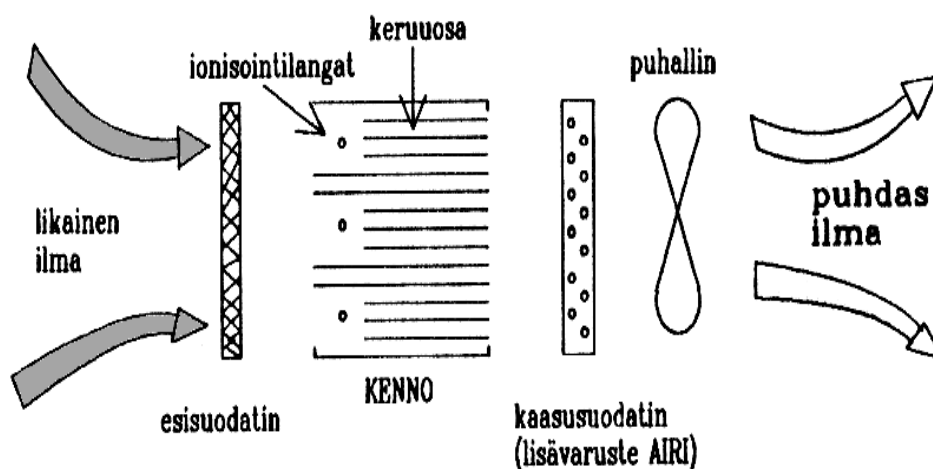
5.4 Oheislaitteet

Oheislaitteisiin luettaisiin laitteet, joilla ei ole suoranaista vaikutusta palorintaman etenemiseen tai niitä on käytetty mittauksissa satunnaisesti.

Poistoilman puhdistaminen

Palokaasujen suodattaminen kammion poistoilmasta tapahtuu REANAIR-ilmansuodattimella [20], joka on suunniteltu poistamaan ilmassa leijuvat hiukkaset kuten pölyn, noen ja savun. Suodatin on tarpeen laitteiston sijoituksesta johtuen. Laitteisto on Jyväskylän yliopiston kiihdytinlaboratorion kohtiohallissa, jossa palohälyttimet ovat erittäin herkkiä. Tämän vuoksi tulee kammion poistoilma puhdistaa ennen kohtiohallin ilmastointijärjestelmään ohjaamista.

Ilmanpuhdistin toimii seuraavalla tavalla: polttokammion yhteydessä oleva puhallin kierrättää ilmassa leijuvat hiukkaset ilmanpuhdistimen sisään. Nöyhtä ja muut isot hiukkaset jäävät esisuodattimeen. Useimmat ilmassa leijuvat hiukkaset ovat niin pieniä, että ne eivät tartu esisuodattimeen vaan joutuvat elektronisen puhdistuskennon ionisointiosaan, jossa ne saavat voimakkaan sähkövarauksen.



Kuva 18: RENAIR-ilmanpuhdistusmenetelmän kuvaus. Suodatettava ilma tulee suodattimeen vasemmalta ja poistuu oikealta [20].

Varatut hiukkaset kulkeutuvat ilmavirran kuljettamina kennon keräysosaan, jossa ne sinkoutuvat voimakkaan sähkökentän vaikutuksesta keruulevyjä vasten, samaan tapaan kuin magneetti vetää puoleensa rautajauhoa. Nämä hiukkaset takertuvat metallilevyihin ja pysyvät niissä kunnes kenno pestään. Jäljelle jäävien kaasumaisten epäpuhtauksien poistoon on laitteessa aktiivihiihisuodatin. Kuvassa 18 on RENAIR-ilmanpuhdistusmenetelmän kuvaus.

Lämpömittarit

Lämpötiloja mitataan kolmella rauta-konstantaani-termoelementillä [18], joista yhtä käytetään CCD-kameran lämpötilan seurantaan ja kahdella muulla tarkkaillaan kammion lämpötilaa vaihtelevissa kohdissa.

Termoelementtien vertailuliitos on huoneilman lämpötilassa eli noin 20 °C. Huoneilman lämpötilan vaihtelusta aiheutuva virhe $\pm 1^\circ\text{C}$ ei ole mittauksia ajatellen merkittävä. Vertailuliitoksen ja mittausliitoksen välinen termojännite vahvistetaan kaupallisella AD954-termoparivahvistinpiirillä siten, että 1 mV muutos vastaa 1°C muutosta mittausliitoksen lämpötilassa.

Jänniteviesti luetaan LabVIEW:lle mittauskortin kautta. Ohjelma muuttaa jännitteen celsiusasteiksi käyttämällä veden kiehumis- ja jäätympisteiden avulla saatua kalibrointikäyrää. Saadut tiedot voidaan tallentaa halutuun aikaväliin tiedostoon, jolloin mittauspisteiden lämpötilojen käyttäytymistä mittauksen aikana pystytään tutkimaan. Tärkein mittauksen kohde on kuitenkin CCD-kameran lämpötila, jonka tulee pysyä alueella -10°C - $+40^\circ\text{C}$. Polttokokeiden aikana kammion lämpötila on pysynyt 26°C :ssa.

5.5 Mittauslaitteiston toimivuus tehdyissä mittauksissa

Vuoden 1997 huhtikuuhun mennessä tehtyjen yli 300 mittauksen perusteella voidaan sanoa, että laitteisto on melko hyvin vastannut sille asetettuja vaatimuksia helppokäyttöisyydestä ja muunneltavuudesta. Erikokoisten näyttöjen käsittely, sytyttäminen ja kuvaaminen on ollut vaivatonta ja nopeaa. Laitteiston muunneltavuudesta on ollut etua esimerkiksi erilaisia mittauskonfiguraatioita kokeiltaessa. Tästä on hyvänä esimerkkinä tuhkan aiheuttamien haittojen poistaminen erilaisilla tärstimillä ja kameran suojaamisella.

Virtausten hallittavuudesta kammiossa voidaan sanoa, että tähän mennessä tehdyissä kokeissa ei ilmapirtauksilla ole ollut häiritsevää vaikutusta palorintaman käyttäytymiseen. Palokaasujen välityksellä tapahtuvan konvektion ehkäisemisessä on onnistuttu virtausten hallinnalla. Tämä on näkynyt savun poistumisena rintamalta.

6 MITTAUSTAPAHTUMAN KULKU

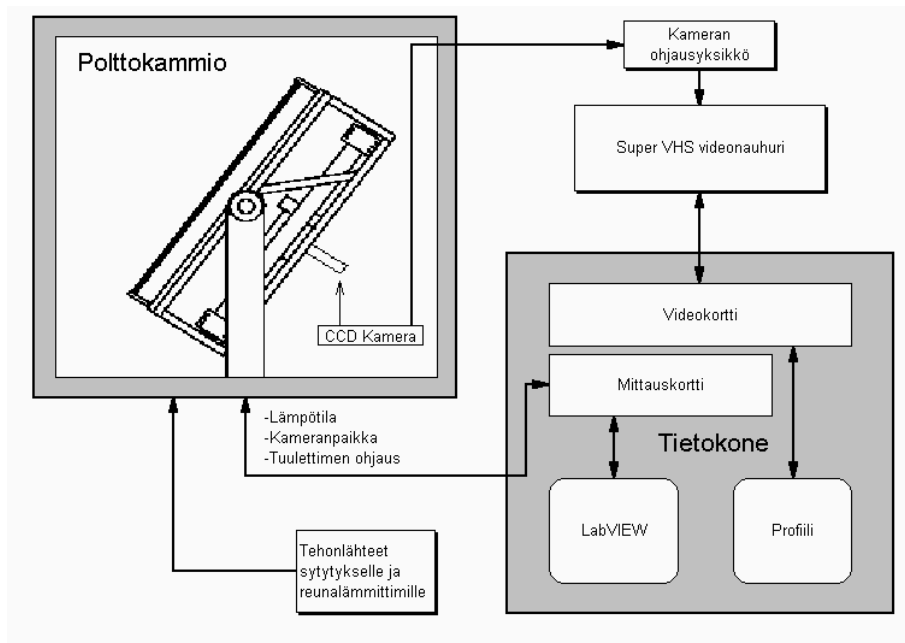
6.1 Näytteiden käsittely

Polttokokeissa on käytetty kahta erilaista kaupallista paperilaatua; savukepaperia ja kopiopaperia. Mittauksissa käytettyä KymLux-kopiopaperia jouduttiin käsittelemään kemikaaleilla parempien palamisominaisuuksien saavuttamiseksi. Kemikaalina käytettiin kaliumnitraattia (KNO_3), joka on räjähdysaineissa käytetty hapenlähde. Tervakoski Oy:n valmistamaa savukepaperia (neliöpaino 25 g/m^2) on voitu käyttää sellaisenaan mittauksissa.

Mittauksissa käytetyt paperilaadut toimitettiin isoina arkkeina tai rullilla, joista leikattiin sopivan kokoisia arkkeja. Arkkeja käsiteltiin liottamalla niitä viisi minuuttia kaliumnitraatin vesiliuoksessa, jonka konsentraatio oli 0.069 mol/l . Tämän jälkeen arkit nostettiin kuivumaan huoneilmaan. Kuivuessa käpristyneitä arkkeja prässättiin tunnin ajan $70 \text{ }^\circ\text{C}$:een lämpötilassa, ja ilmastoitiin huoneilmassa. Tällöin arkkien kosteuspitoisuus asettui tasapainoon ympäröivän ilman kanssa. Ilmastoinnin jälkeen arkit leikattiin lopulliseen kokoonsa. Tällöin päästiin eroon reunoille imeytyneestä suuremmasta KNO_3 -määrästä. Kaliumnitraatin tasainen jakautuminen paperiarkille varmistettiin laserablaatiomittauksilla [21, 22].

6.2 Kokeiden suorittaminen

Kokeissa poltettavat paperiarkit kiinnitetään irrotettavaan paperipidikkeeseen painelemalla paperit reunoistaan perhosneuloille, jotka on kiinnitetty pidikkeen pitkille sivuille senttimetrin etäisyydelle toisistaan. Ohuiden neulojen käytöllä pyritään vähentämään paperista pidikkeeseen tapahtuvaa lämmönjohtumista. Paperit asetetaan pidikkeeseen siten, että tuhkat käpristyvät kamerasta pois päin. Käpristyminen aiheutuu paperin toispuoleisuudesta.



Kuva 19: Koejärjestelyn kaaviokuva.

Pidike asetetaan paperitelineeseen, joka säädetään haluttuun asentoon. Paperia voidaan polttaa joko ylhäältä alas tai alhaalta ylös. Normaalisti paperia poltetaan ylhäältä alas 80° kulmassa vaakatasosta. Metsäpalojen etenemistä tutkimalla [23] on todettu palon etenemisen riippuvan mm. seuraavista tekijöistä: riittävä hapensaanti, ilmavirtaukset (nämä kaksi edellä mainittua tekijää yhdessä johtavat nopeampaan palon leviämiseen ilmavirtauksen suuntaan), topografiasta (palo etenee nopeammin ylämaahan kuin alamaahan), palon iästä, palavasta aineesta ja tietenkin kosteudesta. Edellä mainituista tekijöistä erityisesti poltettavan aineen merkitys on korostunut eri paperilajia poltettaessa.

Arkin ollessa sopivassa asennossa suljetaan kammio ja käynnistetään kammiion yhteydessä oleva puhallin. Puhalltimella imetään polton aikana syntyvät palokaasut pois kammioista. Palokaasujen poistaminen vähentää konvektion välityksellä tapahtuvaa lämmönjohtumista paperissa.

Palorintaman reunoilta konvektiolla tapahtuva lämmönjohtuminen ympäristöön on eräs suurimpia häiriötekijöitä rintaman karheutumisessa. Palorintaman reunojen etenemisnopeus pienenee niiden jäähtyessä. Tämä näkyy palorintaman reunojen jälkeen jäämisenä muusta rintamasta. Tämänkaltaisista poltoista saadut tulokset eivät ole vertailukelpoista simuloinneista saatuihin tuloksiin.

Reunojen jäähtymisestä syntyvää häiriötä voidaan pienentää lämmittämällä reunoja liikkuvilla lämmityselementeillä. Nämä elementit liikkuvat palorintaman jäljessä. Rintaman jäädessä reunoiltaan jälkeen alkavat elementit lämmittämään rintamaa, jolloin sen etenemisnopeus reunoilla kasvaa.

Olosuhteiden vakiinnuttua kammiossa (lämpötilan, virtausten ym. osalta) aloitetaan mittaus sytyttämällä paperi koko leveydeltään sen päälle jännitetyllä wolfram-langalla. Näin aikaansaadaan yhtenäinen ja vakionopeudella etenevä kytevä palorintama, jonka kehitystä seurataan.

Tähän mennessä tehdyissä mittauksissa on arkkeja poltettu ylhäältä alaspäin. Poltettaessa arkkeja alhaalta ylöspäin syntyvät palokaasut lämmittävät yläpuolella olevaa arkkia epätasaisesti, jolloin palorintama levenee. Tällaisia pitkän kantaman vuorovaikutuksia ei ole huomioitu reaktio-diffuusio-yhtälöissä palorintaman etenemiselle.

7 NÄYTTEIDEN OMINAISUUDET

Luonnollinen valinta poltettavaksi materiaaliksi oli paperi, sen hyvien palo-ominaisuuksien ja kaksiulotteisen, suhteellisen satunnaisen rakenteen takia. KPZ-yhtälön kokeelliselle tutkimiselle on tärkeää väliaineen satunnaisuus ja siinä hitaasti, kytemällä etenevän palorintaman aikaansaaminen.

7.1 Paperin rakenne

Paperi rakentuu puu- ja sellukuiduista muodostuneesta verkostosta ja siihen kiinnittyneistä täyteaineista. Kuidut ovat kiinnittyneet toisiinsa vetysidoksin, joita muodostuu kuitujen pinnoilla olevien selluloosamolekyylien hydrok-syyliiryhmien välillä.

Mikroskooppiselta rakenteeltaan paperi on epähomogeeninen [24]. Paperissa kuidut ja lisäaineet ovat jakautuneet epätasaisesti [24]. Epähomogeenisuus näkyy massajakaumassa, kuitujen ja lisäaineiden sijoitumisessa toisiinsa nähden ja ei-pallomaisten partikkelien orientaatioissa [24]. Epähomogeenisesta rakenteesta huolimatta paperin useimmat makroskaalan ominaisuudet ovat määritettävissä suhteellisen pienellä hajonnalla [25].

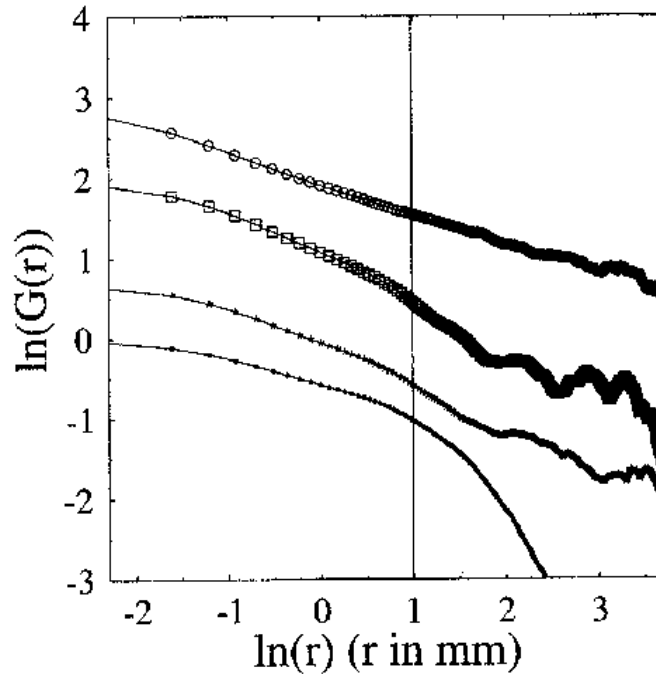
Laboratoriossa valmistettu arkkipaperi on ominaisuuksiltaan tasalaatuisempaa kuin paperikoneella valmistettu. Laboratorioarkki tehdään suotauttamalla laimea massasulppu viirakankaalle. Suotautunut arkki märkäpuristetaan ja kuivataan.[26]

Laboratorioarkkeissakin massajakauma on epähomogeeninen. Laimeassa massasulpussa kuidut kerääntyvät hydrodynaamisten ja pintakemiallisten vuorovaikutusten johdosta flokeiksi, joilla on tietty karakteristinen koko. Tämä johtaa korrelaatioihin paikallisessa neliöpainossa. Toisin sanoen, on todennäköistä, että pisteiden etäisyyden ollessa korrelaatiopituutta lyhyempi on

niiden poikkeama keskimääräisestä neliöpainosta yhtäsuuri. Laboratorioarkkien massajakauman vaihteluja on tutkittu mittaamalla eri painoisten arkien β -absoptiota, joka on verrannollinen paikalliseen neliöpainoon. Saadusta radiogrammeista on laskettu parikorraatiofunktio

$$G(\vec{r}) = \langle [m(\vec{x}) - \bar{m}][m(\vec{x} + \vec{r}) - \bar{m}] \rangle, \quad (22)$$

missä $m(\vec{x})$ on paikallinen neliöpaino, \bar{m} sen keskiarvo yli kunkin arkin ja $\langle \dots \rangle$ keskiarvo yli kaikkien radiogrammien. Parikorraatiofunktioita eri neliöpainoisille papereille on esitetty kuvassa 20. [27]



Kuva 20: Laboratorioarkkien parikorraatiofunktioita logaritmisella asteikolla. Arkkien neliöpainot ylhäältä alas ovat 7.2 g/m^2 , 70.4 g/m^2 , 86.3 g/m^2 ja 118.9 g/m^2 . [27]

Kuvassa 20 oleva pystyviiva esittää kuidun keskimääräistä pituutta $\lambda_A = 2.7 \text{ mm}$. Laboratorioarkkien korraatiofunktioita noudattavat neliöpainosta riippumattomasti potenssilakia $G(r) \simeq r^{-\alpha}$ kun $r < \lambda_A$. Keveimmillä papereilla potenssifunktiota noudattava käyttäytyminen voi jatkua yli kymmenen ker-

taa kuidun pituutta edemmäs. Yli 40 g/m² painavilla papereilla korrelaatiofunktio noudattaa potenssilakia vain kuidun pituuteen saakka. Samanlaista neliömassan käyttäytymistä esiintyy myös keveissä paperikoneella valmistetuissa arkeissa. [27]

Polttokokeissa kannattaisi siis käyttää yli 40 g/m² painavia laboratorioarkkeja, mutta pienen kokonsa (165 mm × 165 mm) takia palorintaman dynaaminen karheutumisen olisi vaikeasti havaittavissa.

Paperikoneella valmistetun paperin epähomogeenisuus syntyy viiraosalla, mikä näkyy kuituorientaationa, flokkaantumisenä ja paperin toispuoleisuutena. Kuituorientaatio syntyy huulisuihkun ja viiramaton välisestä nopeuserosta. Viiralle toisesta päästään tarttuneet kuidut kaatuvat konesuuntaan. Paperikoneella valmistetussa paperissa kuidut ovat orientoituneet siten, että konesuuntaan on keskimääräisesti enemmän kuituja kuin poikkisuuntaan. Massasulpun flokkisuus ja olosuhteet suotautumishetkellä vaikuttavat syntyvän rainan massajakaumaan. Paperin pienen mittakaavan tasaisuutta kuvataan formaatiolla, joka mitataan β -absorptioon perustuvalla laitteistolla. Formaatio määritellään usein paikallisten neliöpainovaihtelujen varianssina. Tyypillisesti kopiopaperin formaatio on luokkaa 2 g/m² ja neliömassavaihtelut verraten satunnaista. Paperin toispuoleisuuden aiheuttaa täyte- ja hienoainepitoisuuden ja kuituorientaation epätasainen jakautuminen paperin paksuus suunnassa. [25]

Polttokokeissa ei kuituorientaatiolla eikä toispuoleisuudella havaittu olevan merkitystä palorintaman skaalautumisominaisuuksiin. Kopiopaperin epätasainen täyteainejakauma paksuus suunnassa aiheutti palaessa syntyneen tuhkan kääntymisen vain paperin toiselle puolelle. Näin ollen paperipidikkeeseen oikeinpäin asetetusta paperista syntyvä tuhka ei häirinnyt palorintaman kuvausta. Korreloituneen neliömassavaihtelun vaikutuksista palorintaman skaalautumiseen kerrotaan tulosten esittelyn yhteydessä.

7.2 Paperin termiset ominaisuudet

Paperin termisillä ominaisuuksilla kuvataan yleensä lämmön siirtymistä paperiin ja siitä pois sekä nopeutta, jolla paperi saavuttaa termisen tasapainon ympäristönsä kanssa. Koska paperi on rakenteeltaan huokoinen, sen lämmönjohtavuus on huono. Paperin rakenne aiheuttaa mutkikasta lämmönjohtumista, johon suurimpana syynä on paperin huokosissa olevan ilman suuri lämpövastus. Lämmönjohtuminen paperissa paranee sen kosteuspitoisuuden kasvaessa. [24]

Kaupallisia paperilaatuja valmistettaessa on pyritty varmistamaan tasaiset termiset ominaisuudet, joilla on erityisen suuri merkitys kopio- ja savukepaperieissa. Tärkeimmät paperin lämmönjohtavuuteen vaikuttavat tekijät ovat sen kosteuspitoisuus, tiheys ja siinä olevan täyteaineen määrä. [24]

Täyteaineen määrää lisäämällä kasvatetaan myös paperin termistä diffuusio-kerrointa. Täyteaineen vaikutuksesta paperin tiheys kasvaa ja lämpökapasiteetti pienenee. Tiheyden kasvaessa paperin lämmönjohtavuus kasvaa nopeasti. Lisäksi täyteaineena käytettyjen materiaalien lämmönjohtavuus on merkittävästi suurempi kuin paperilla. [24]

Paperia poltettaessa on huomattu, että kytämällä etenevä palorintama vaatii paperilta riittävää lämmönjohtavuutta. Esimerkiksi suodatinpaperilla palorintama ei etene vaan sammuu heti sytytyksen jälkeen suurillakin kaliumnitraatin konsentraatioilla. Suodatinpaperi ei sisällä yhtään täyteainetta, joten sen lämmönjohtavuus on huono.

7.3 Mittauksissa käytetyt paperilaadut

Mittauksissa käytetyn kopiopaperin (KymLux) neliömassa on 80 g/m^2 . Paperi on valmistettu kemiallisesta massasta ja siihen on lisätty 19.8 % kal-

siumkarbonaattia täyteaineeksi. Havupuusta valmistetun kemiallisen massan keskimääräinen kuidunpituus on noin 2.8 mm. Paperin pinta on käsitelty tärkkelyspitoisella pintaliimaamalla, josta osa liukenee kaliumnitraatilla käsiteltäessä pois.

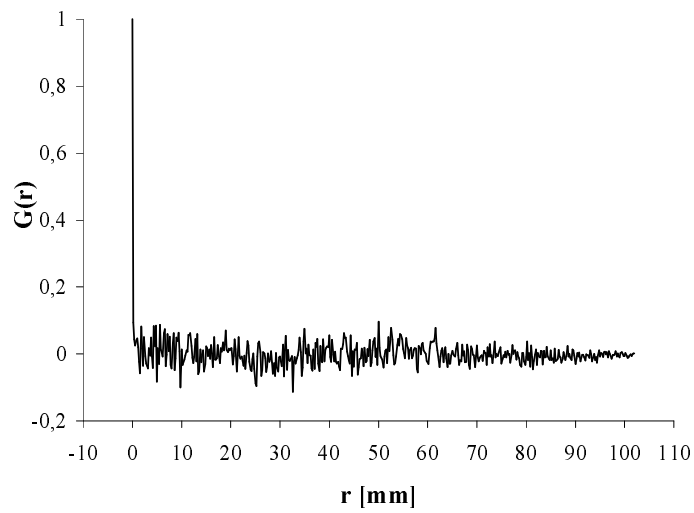
Käytetyn savukepaperin neliömassa on 24.5 g/m^2 . Savukepaperin palamisominaisuuksia parantavien lisäaineiden koostumuksista ja pitoisuuksista ei saatu tietoa.

7.4 Kaliumnitraatin jakautuminen paperiin

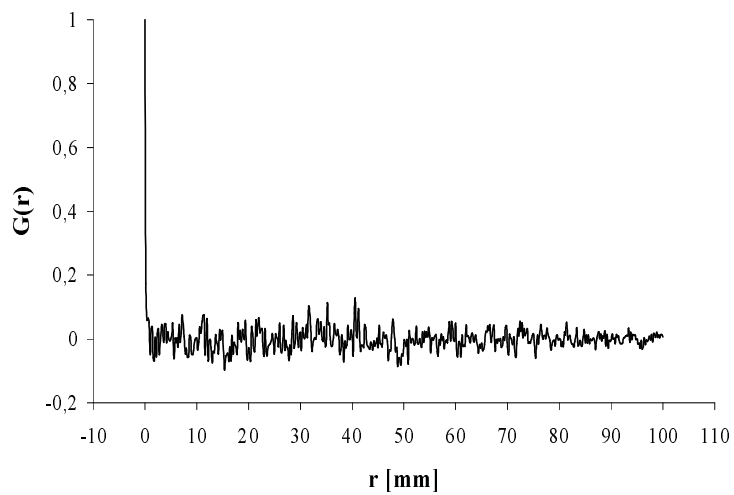
Paperin palamisen säätelämiseksi paperiin lisättiin kaliumnitraattia $0.8 \pm 0.2 \text{ g/m}^2$. Kaliumnitraatin määrä arkilla saatiin laskettua kun tiedettiin paljonko 0.069 mol/l konsentraatioista KNO_3 -liuosta oli imeytynyt arkkiin.

Kaliumnitraattijakauman tasaisuus arkilla määritettiin laserblaatiomittauksilla [21, 22]. Menetelmässä laserilla höyrystetään tutkittavan materiaalin pintaa, ja syntyvän plasman emissiospektristä määritetään materiaalin sisältämät alkuaineet ja niiden suhteelliset osuudet. KNO_3 :n jakauman määrittämiseksi tutkittiin emissiospektristä kalium-piikin intensiteettiä. Näin saatiin kaliumin intensiteettijakauma paperin pinnalla. Savukepaperissa ei kaliumnitraattia tarvinnut käyttää, mutta siitä haluttiin selvittää täyteaineiden mahdolliset korrelaatiot.

Intensiteettijakaumia analysoitiin autokorrelaatiofunktioilla. Tällöin todettiin, ettei kummankaan paperin kalsium- tai kalium-jakaumissa esiintynyt korrelaatioita. Molemmissa tapauksissa korrelaatiofunktio pieneni eksponentiaalisesti korrelaatiopituuden funktiona. Kuvassa 21 on autokorrelaatiofunktion kuvaaja korrelaatiopituuden funktiona savukepaperista mitatun kalsiumin tapauksessa ja kuvassa 22 kopiopaperista mitatun kaliumin korrelaatiofunktio.



Kuva 21: Savukepaperista mitatun kalsiumin intensiteettijakaumalle laskettu autokorrelaatiofunktio.



Kuva 22: Kopiopaperista mitatun kaliumin intensiteettijakaumalle laskettu autokorrelaatiofunktio.

8 MITTAUSTIETOJEN ANALYSOINTI

Analysoitaessa rintamien skaalautumista yksinkertaisin tätä kuvaava suure on rintaman leveys

$$w^2(L, t) \equiv \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L [h(i, t) - \bar{h}(t)]^2, \quad (23)$$

jossa

$$\bar{h} \equiv \frac{1}{L} \sum_{i=1}^L h(i, t),$$

missä L on systeemin leveys. Rintaman leveys $w(L)$ skaalautuu alussa kuten t^β ja saturoituneella alueella kuten L^χ [1]. Suoritetuissa poltoissa $w(t)$:n nopea saturoituminen esti β :n määrittämisen rintaman leveyttä käyttämällä. Karheutumiseksponentin χ määrittämiseksi olisi polttoja pitänyt suorittaa useilla eri levyisillä papereilla. Tämä olisi ollut käytännössä hidasta ja työlästä.

Karheutumispotenssi voidaan myös määrittää tutkimalla paikallista rintaman leveyttä diskreetille tapaukselle

$$w^2(\ell, t) = \frac{1}{\ell} \left\langle \sum_{i=1}^{\ell} [h(i, t) - \bar{h}_\ell(t)]^2 \right\rangle_\ell, \quad (24)$$

jossa $\langle \rangle_\ell$ on keskiarvo kaikkien mahdollisten ℓ -kokoisten alialueiden yli L -kokoiselle rintamalle ja $\bar{h}_\ell(t)$ ikkunassa olevan rintaman keskikorkeus. Saturoituneella alueella ikkunoitu rintaman leveys noudattaa skaalaulakia

$$w(\ell, t) \sim \ell^\chi, \quad (25)$$

missä χ on sama karheutumispotenssi kuin kaavassa (2) määritelty [1].

Ikkunointimenetelmän toimivuutta epäjatkuvilla reunaehdoilla on testattu numeerisella RSOS-kasvumallilla [11, 12], joka antaa KPZ-yhtälön mukaiset skaalauseksponentit yksiulotteiselle rintamalle. Rintaman leveys $w(\ell)$ skaalautui huonosti jopa suuruudeltaan luokkaa $\mathcal{O}(10^4)$ olevilla systeemeillä.

Haluttaessa pienentää rintaman kallistumisesta aiheutuvaa virhettä rintaman leveyteen voidaan ikkunan keskikorkeuden \bar{h}_ℓ tilalla käyttää laskenta-alueena olevaan ikkunaan sovitettua suoraa.

Parempi tapa skaalauseksponenttien määrittämiseksi on käyttää parikorrelaatiofunktioita

$$C(r, t) = \overline{\langle [\delta h(r_0, t_0) - \delta h(r_0 + r, t_0 + t)]^2 \rangle}, \quad (26)$$

missä $\delta h \equiv h - \bar{h}$, yläviiva on keskiarvo yli yhden rintaman ja $\langle \dots \rangle$ on keskiarvo yli kaikkien ajanhetkien (konfiguraatioiden). Korrelaatiofunktiossa olevan δh :n laskemisessa voidaan käyttää joko keskiarvoa \bar{h} tai rintamaan sovitettua suoraa. Rintaman edetessä kallistuneena saadaan siitä aiheutuvaa virhettä korjattua käyttämällä δh :ssa rintamaan sovitettua suoraa.

Korrelaatiofunktioilla voidaan määrittellä funktiot

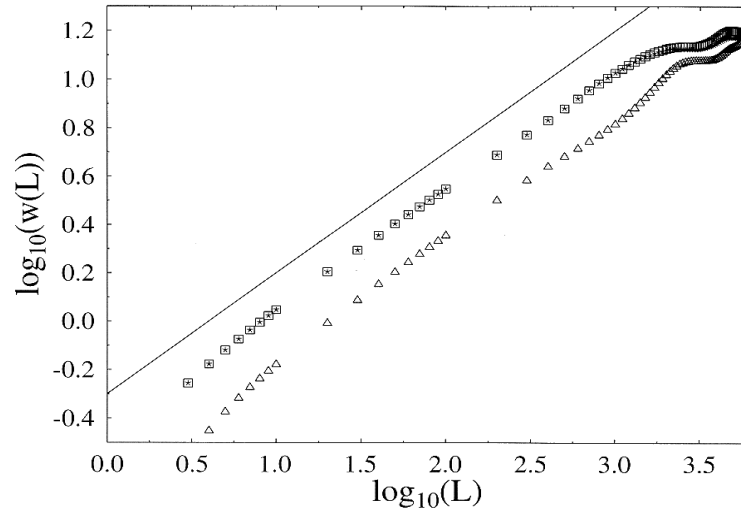
$$G(r) = C(r, 0) \sim r^{2\chi} \quad (27)$$

ja

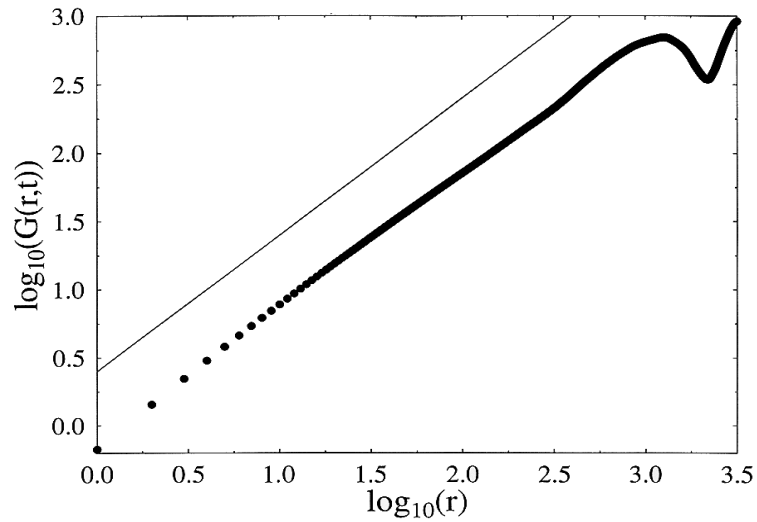
$$C_s(t) = C(0, t) \sim t^{2\beta}, \quad (28)$$

joissa $G(r)$ voidaan keskiarvoistaa yli eri ajanhetkien saturoituneella alueella ja $C_s(t)$ yli tasossa olevien pisteiden. Näistä $G(r)$ kuvaa kahden pisteen fluktuaatioiden välistä korrelaatiota pisteiden välisen etäisyyden funktiona. Tietyissä kohdassa rintamaa olevien pisteiden fluktuaatioiden korrelaatioita ajan funktiona kuvaa $C_s(t)$.

Käyttämällä $G(r)$:ää ja $C_s(t)$:tä ikkunoinnin sijasta saadaan RSOS-mallin tulokset skaalautumaan erittäin hyvin ja antamaan arviot χ :lle ja β :lle. Näin saadaan toisistaan riippumattomat arviot skaalauseksponenteille. Kuvista 23 ja 24 nähdään miten korrelaatiofunktioilla saadaan paremmin skaalautuvia tuloksia kuin rintaman leveyttä käyttämällä.



Kuva 23: RSOS-mallilla simuloidun rintaman leveys w ikkunan leveyden L funktiona. Leveys on laskettu (\square) rintaman keskiarvosta, (\star) rintamaan sovitetusta suorasta ja (\triangle) ikkunaan sovitetusta suorasta.

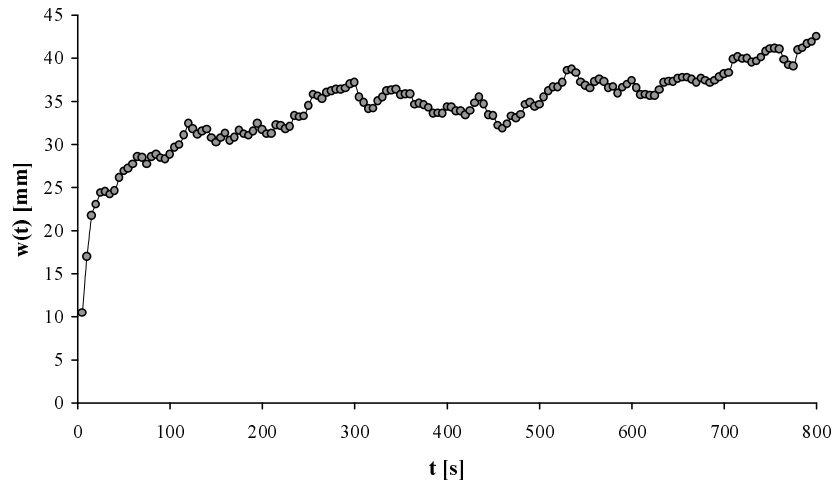


Kuva 24: RSOS-mallilla simuloidun rintaman parikorraatiofunktio $G(r)$.

9 TULOSTEN TARKASTELU

Työn tarkoituksena oli selvittää karheutuuko suorana rintama liikkeelle lähetevä palorintama KPZ-yhtälön kuvaamalla tavalla ($\chi = 1/2$, $\beta = 1/3$). Palorintaman karheutumista on analysoitu tutkimalla sekä rintaman leveyden $w(L, t)$ että parikorraatiofunktion $C(r, t)$ skaalautumista (kts. edellisestä luvusta kaavat (23) ja (26)). Analysoitujen polttojen valintakriteerinä oli onnistunut sytytys. Tulokset on laskettu viidestä kopiopaperipoltosta ja viidestä savukepaperipoltosta.

Kuvassa 25 on esitetty rintaman leveys $w(L, t)$ ajan funktiona. Kuvaajassa näkyy miten rintama karheutuu alussa kaavan (1) mukaan ja saturoituu noin sadan sekunnin kuluessa. Rintaman leveys saturoituu kuitenkin niin varhaisessa vaiheessa, ettei β :aa voida määrittää rintaman leveyttä käyttämällä. Lisäksi β :n määrittystä vaikeuttaa epätasainen sytytys.



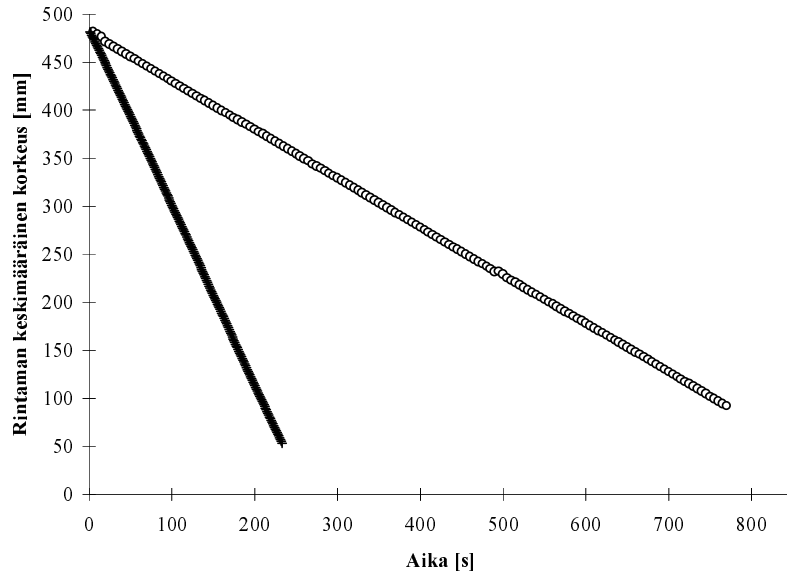
Kuva 25: Kuvassa on esitetty rintaman leveyden käyttäytyminen ajan funktiona.

Suoritetuissa poltoissa rintaman leveys ei saturoitunut tiettyyn arvoon, vaan jäi fluktuoimaan sen läheisyyteen. Tämän fluktuoivan leveyden keskimääräinen arvo tulkittiin saturoitumisleveydeksi w_{sat} . Rintaman leveyden tasainen kasvu saturoitumisleveydestä polton loppuvaiheessa voidaan tulkita arkin alaosassa olevien epähomogeenisten virtausolosuhteiden aiheuttamaksi. Tämän takia polton loppuosaa ei ole käytetty polttojen analysoimisessa.

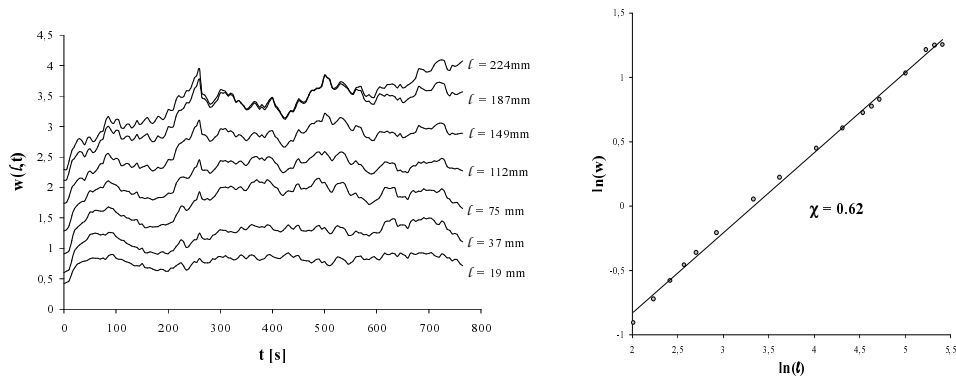
KPZ-yhtälön kuvaama rintama etenee vakionopeudella, mikä todettiin tutkimalla rintaman keskikorkeuden käyttäytymistä ajan funktiona. Tällöin saatiin savukepaperilla rintaman keskinopeudeksi 1.74 ± 0.03 mm/s ja kopiopaperilla 0.513 ± 0.008 mm/s. Kuvassa 26 on esitetty palorintaman keskikorkeus ajan funktiona savukepaperin ja kopiopaperin tapauksissa. Kuvasta näkyy rintaman keskikorkeuden lineaarinen käyttäytyminen, joten rintaman keskinopeus pysyy vakiona koko polton ajan. Lisäksi kuvaajista nähdään rintaman keskinopeuden riippuvuus poltettavan paperin neliömassasta.

Palorintaman skaalautumista analysoitiin ensin ikkunointimenetelmällä. Kuvassa 27 vasemmalla on esitetty eri levyisille ikkunoille lasketut palorintaman leveydet $w(\ell, t)$ ajan funktiona. Kuvassa 27 oikealla nähdään miten eri ikkunan leveyksille ℓ lasketut saturoitumisleveyksien w_{sat} keskiarvot käyttäytyvät ikkunan leveyden funktiona, kun L on koko systeemin leveys. Karheutumiseksponentti χ voidaan määrittää kyseisen kuvaajan kulmakertoimena kaavan (2) perusteella. Kuvaaja havainnollistaa rintaman leveyden huonoa skaalautumista ja herkkyyttä rintaman leveyden fluktuaatioille aaltoiluna pisteistöön sovitettun suoran ympärillä. Ikkunoiden leveytenä ℓ käytettiin arvoja 7.6–223.8 mm.

Kapeilla ikkunoilla, $\ell \approx 18$ mm:iin asti, skaalautuminen ei ole kovin hyvää ($\chi \approx 0.7$). Tätä suuremmilla ℓ arvoilla rintaman leveys skaalautuu hyvin aina 20 cm:iin asti, jolloin $\chi = 0.53 \pm 0.06$.

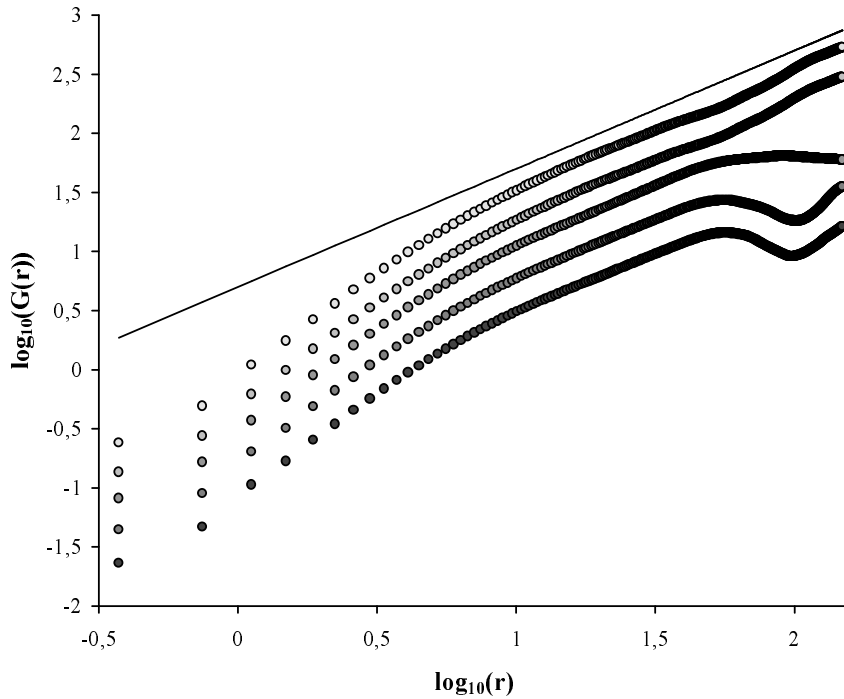


Kuva 26: Kuvassa on palorintaman keskimääräisen korkeus ajan funktiona poltettaessa paperia ylhäältä alaspäin. Kuvassa (o):llä merkityssä kopiopaperipoltossa rintaman nopeus oli 0.51 mm/s ja (+):llä merkityssä savukepaperipoltossa nopeus oli 1.86 mm/s.



Kuva 27: Vasemmassa kuvassa on palorintaman leveys $w(\ell, t)$ eri levyisille ikkunoille ℓ ajan funktiona, missä L on systeemin leveys. Oikeassa kuvassa on palorintaman saturoitumisleveys ikkunan leveyden ℓ funktiona (ln-ln -asteikolla). Kuvissa w ja ℓ ovat millimetreinä.

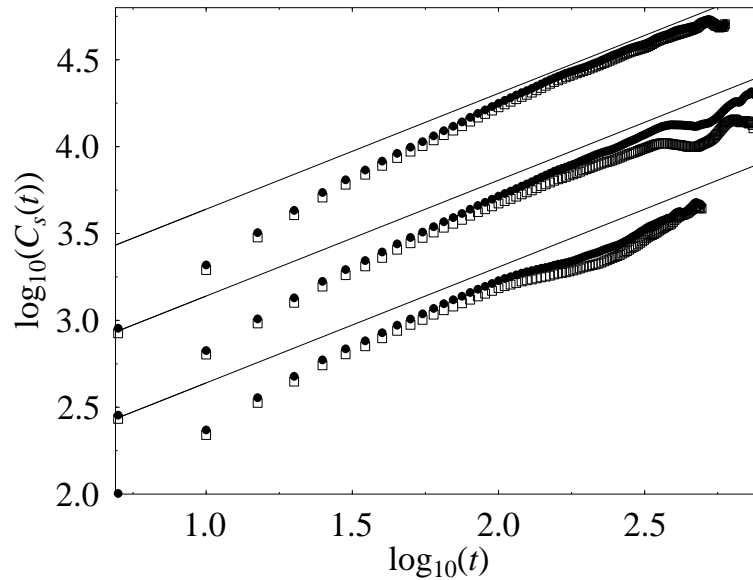
Sarja tyypillisiä paikasta riippuvia korrelaatiofunktioita $G(r)$ kopiopaperille on esitetty kuvassa 28. Tulosten riippumattomuus reunaehdoista tarkistettiin poistamalla laskuissa systemaattisesti reunoilta pisteitä ja tarkastelemalla tämän vaikutusta tuloksiin. Skaalautuminen on heikkoa lyhyillä etäisyyksillä, kun $0.373 \text{ mm} < r < 7.5 \text{ mm}$. Tällä välillä karheutumiseksponentti $\chi \approx 0.7 - 0.8$. Tästä ylöspäin aina 15 cm:iin asti $G(r)$ skaalautuu hyvin ja keskimääräinen karheutumiseksponentti $\chi = 0.48 \pm 0.01$. Rintaman leveyden $w(\ell)$ käyttäytyminen on yhtenevää $G(r)$:n kanssa.



Kuva 28: Kuvassa on korrelaatiofunktio $G(r)$ laskettuna viidelle kopiopaperipoltolle. Korrelaatiofunktio antaa karheutumiseksponentille arvoksi $\chi = 0.48(1)$.

Kuvassa 29 on esitetty kopiopaperipoltoista laskettuja korrelaatiofunktioita $C_s(t)$, joiden konfiguraatiot on otettu viiden sekunnin välein saturoituneelta alueelta. Alusta 50-100 sekuntiin $C_s(t)$ ei skaalaudu kovin hyvin ($\beta = 0.40 - 0.46$). Tämän jälkeen, 100 sekunnista eteenpäin, skaalautuminen

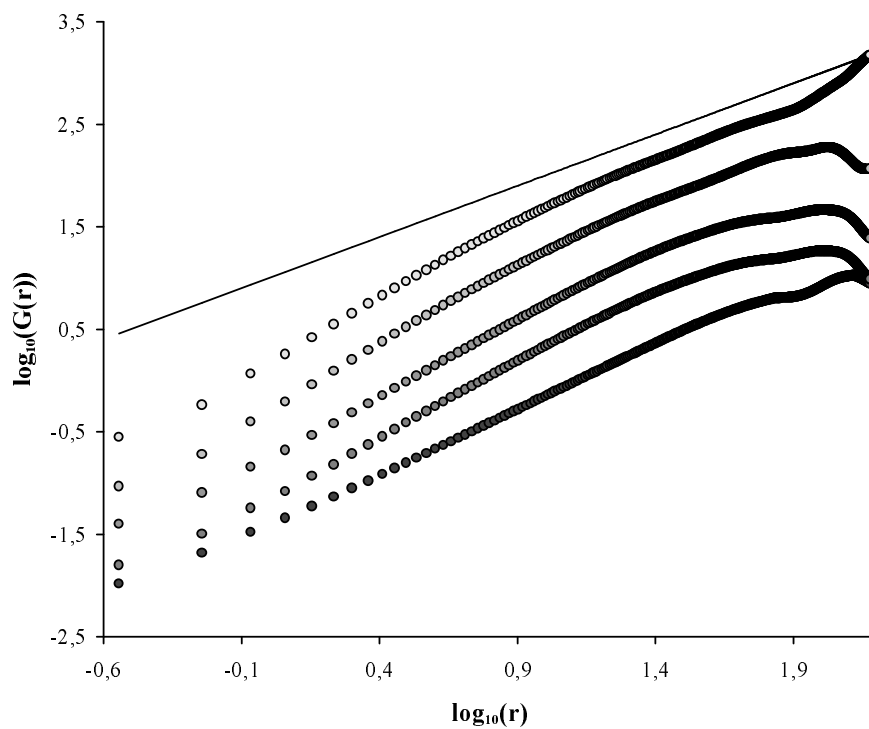
on erinomaista. Laskemalla keskiarvo kopiopaperipoltoille saadaan kasvuesponentti $\beta = 0.32(1)$.



Kuva 29: Kuvassa on korrelaatiofunktio $C_s(t)$ laskettuna kolmelle eri poltolle. Korrelaatiofunktio antaa kasvuesponentille arvoksi $\beta = 0.32(1)$.

Savukepaperipoltoille lasketut korrelaatiofunktiot on esitetty kuvassa 30. Korrelaatiofunktio skaalautuu savukepaperille samalla tavoin kuin kopiopaperille. Skaalautumisalueissa on kuitenkin eroja. Savukepaperilla skaalautuva alue on lyhyempi alkaen 10 mm ja loppuen 100 mm:iin. Lisäksi karheutumiseksponentille, $\chi = 0.53 \pm 0.02$, saadaan hieman suurempi arvo kuin kopiopaperin tapauksessa.

Saadut tulokset eroavat selkeästi aikaisemman kokeellisen mittauksen tuloksesta. Aiemmassa kokeessa [5] oli karheutumiseksponentille saatu arvoksi $\chi = 0.71(5)$, joka saatiin käyttämällä ikkunointimenetelmää. Kokeissa ei kasvuesponentille määritetty arvoa.



Kuva 30: Kuvassa on korrelaatiofunktio $G(r)$ laskettuna viidelle savukepape-ripoltolle. Korrelaatiofunktion kulmakertoimesta log-log -asteikolla saadaan karheutumiseksponentin arvoksi $\chi = 0.52(1)$.

10 YHTEENVETO JA JOHTOPÄÄTÖKSET

Tutkimuksen teoriaosassa on tarkasteltu rajapintojen yleisiä ominaisuuksia ja dynaamisen karheutumisen tutkimista kasvuyhtälöiden ja palomallien avulla. Kokeellisessa osassa on esitelty mittaustapahtuman kulku ja tulosten analysointimenetelmät. Lisäksi on käyty läpi mittauksissa käytettyjen paperinäytteiden rakenteellisia ominaisuuksia.

Tasaisena rintamana liikkeelle lähtevän ja kytemällä etenevän palorintaman dynamikkaa tutkimalla olemme selvittäneet kinemaattista karheutumista karakterisoivat skaalausekspONENTIT. KarheutumisekspONENTIN χ arvoksi on saatu $0.5(2)$ ja kasvuekspONENTIN β arvoksi $0.32(1)$. Mitatut skaalausekspONENTIT osoittavat palorintaman karheutuvan termisen KPZ-yhtälön mukaisesti. SkaalausekspONENTIEN arvot eroavat selkeästi DPD-universaalisuusluokalle saaduista arvoista. Tutkimuksilla on todettu kinemaattisen karheutumisen kuuluvan Kardar-Parisi-Zhang -universaalisuusluokkaan mitattujen skaalausekspONENTTIEN perusteella. [28]

Mitatut skaalausekspONENTIT ovat hyvin lähellä teoreettisia arvoja. Tulosten luotettavuutta heikentää kuitenkin lyhyt skaalautumisalue ja vähäinen onnistuneiden polttojen määrä. Skaalautumisalueen laajentamiseksi olisi polttokammiota suurennettava, jolloin mittauksia voidaan tehdä suuremmilla paperiarkeilla.

Saatuihin skaalausekspONENTTIEN arvoihin on vaikuttanut paperinäytteiden rakenteen epähomogeenisuus, mittauksien aikana vallinneet olosuhteet ja paperin reunoilla ilmennyt pinning-ilmiö. Näiden seikkojen vaikutus tulisi selvittää tulevaisuudessa suorittamalla mittauksia eri neliöpainoisilla paperinäytteillä ja kammion virtausolosuhteita muuttamalla. Lisäksi on pyrittävä selvittämään aiemmissa kokeellisissa tutkimuksissa saadut tulokset.

Viitteet

- [1] A.-L. Barabasi and H.E. Stanley. *Fractal Concepts in Surface Growth*. Cambridge University Press, 1995.
- [2] M. Kardar, G. Parisi, and Y.-C. Chang. Dynamic scaling of growing interfaces. *Phys. Rev. Lett.*, 56:889, 1986.
- [3] F. Family and T. Vicsek. Scaling of the active zone in the eden process on percolation networks and the ballistic deposition model. *J. Phys. A*, 18:L57, 1985.
- [4] T. Halpin-Healy and Y.-C. Zhang. Kinetic roughening phenomena, stochastic growth, directed polymers and all that. Aspects of multidisciplinary statistical mechanics. *Phys. Rep.*, 254:215, 1995.
- [5] J. Zhang, Y.-C. Zhang, P. Alstrøm, and M.T. Levinsen. Modeling forest fire by a paper-burning experiment, a realization of the interface growth mechanism. *Physica A*, 189:383–389, 1992.
- [6] K. A. Kessler, H. Levine, and Y. Tu. Interface fluctuations in random media. *Phys. Rev. A*, 43:R4551, 1991.
- [7] O. Narayan and D.S. Fisher. Threshold critical dynamics of driven interfaces in random media. *Phys. Rev. B*, 48:7030, 1993.
- [8] Z. Chahók, K. Honda, and T. Vicsek. Dynamics of surface roughening in disordered media. *J. Phys. A*, 26:L171, 1993.
- [9] L. Amaral, A.-L. Barabasi, H. Makse, and H.E. Stanley. Scaling properties of driven interfaces in disordered media. *Phys. Rev. E*, 52:4087, 1995.
- [10] M. Kuittu, M. Haataja, N. Provatas, and T. Ala-Nissila. *Julkaisematon*, 1997.
- [11] J.M. Kim and J.M. Kosterlitz. Growth in a restricted solid-on-solid model. *Phys. Rev. Lett.*, 62:2289–2292, 1989.

- [12] J.M. Kim, J.M. Kosterlitz, and T. Ala-Nissila. Surface growth and crossover behaviour in a restricted solid-on-solid model. *J. Phys. A*, 24:5569–5586, 1991.
- [13] N. Provatas, T. Ala-Nissila, M. Grant, K.R. Elder, and L. Piché. Flame propagation in random media. *Phys. Rev. E*, 51:4232, 1995.
- [14] N. Provatas, T. Ala-Nissila, M. Grant, K.R. Elder, and L. Piche. Scaling, propagation, and kinetic roughening of flame fronts in random media. *J. Stat. Phys.*, 81:737, 1995.
- [15] G. Albinet, G. Searby, and D. Stauffer. Fire propagation in 2-d random medium. *J. Physique*, 47:1–7, 1986.
- [16] S. Clar, K. Shenk, and F. Schwabl. Phase transitions in a forest-fire model. *Phys. Rev. E*, 55:2174–2183, 1997.
- [17] Frank M. White. *Fluid Mechanics*. McGraw-Hill, Inc., third edition, 1994.
- [18] Pekka Halko, Sakari Härkönen, Ilkka Lähteenmäki, and Taisto Välimaa. *Teollisuuden mittaustekniikka. Perusmittauksia*. Teollisuuden mittaustekniikka. Opetushallitus, kolmas painos, 1990.
- [19] National Instrument. Labview for windows. Tutorial, National Instrument Corporation, 6504 Bridge Point Parkway, Austin, USA, August 1993.
- [20] Renair Ky. Käyttöohje. Renair ilmanpuhdistimet, Renair Ky, Kirrinkuja 1, 40220 Keski-Palokka, 1995.
- [21] H. J. Häkkänen and J. E. I. Korppi-Tommola. Laser-induced fluorescence imaging of paper surfaces. *Appl. Spectrosc.*, 47(12):2122, 1993.
- [22] H. J. Häkkänen and J. E. I. Korppi-Tommola. Uv-laser plasma study of elemental distributions of paper coatings. *Appl. Spectrosc.*, 49(12):1721–1728, 1995.

- [23] G. McKay and N. Jan. Forest fires as critical phenomena. *J. Phys. A: Math. Gen.*, 17:L757–L760, 1984.
- [24] Kaarlo Niskanen et al. Fibre and paper physics. Lecture notes, Helsinki University of Technology, April 1997.
- [25] Antti Arjas, editor. *Paperin valmistus, osa 1*. Suomen Paperi-insinööriyhdistyksen oppi- ja käsikirja III. Suomen Paperi-insinööriyhdistys, toinen painos, 1983.
- [26] Pertti Aaltonen. *Kuituraaka-aineen ja paperin testausmenetelmiä*. Ota-tieto, toinen painos, 1986.
- [27] N. Provatas, M.J. Alava, and T. Ala-Nissila. Density correlations in paper. *Phys. Rev. E*, 54:R36–R38, 1996.
- [28] J. Maunuksela, M. Myllys, O-P. Kähkönen, J. Timonen, N. Provatas, M.J. Alava, and T. Ala-Nissila. Kinetic roughening of slow combustion in paper. *Phys. Rev. Lett (painossa)*, 1997.