

## PÜSIVAMAHLISELT PÕLEVATE KÜTUSEOSAKESTE LIIKUMISEST

### A. OTS

Tahkete kütuste põlemisel on oluline tähtsus kütuseosakeste liikumisel, millest sõltub põlemise iseloom ja protsessi intensiivsus. Kütuseosakese liikumist mõjustab oluliselt tema massimuutuse kiirus; liikumine ise määrab esiteks massiülekande ja konvektiivse soojusevahetuse intensiivsuse osakese välispinna ja teda ümbritseva gaasilise keskkonna vahel ning teiseks — osakese põlemisprotsessis viibimise aja. Viimane ning massi- ja konvektiivne soojusülekanne on määratud funktsioonina kütuseosakese Reynolds'i kriteeriumist  $Re_t$ , mis arvutatakse osakese suhtelise kiiruse alusel.

Eesti peeneteralise põlevkivi põlemist voolavas keskkonnas iseloomustab tema osakese ligikaudne kuju ja mahusäilivus [6, 7]. Käesolevas artiklis käsitletakse kütuseosakeste vertikaallikumist (ülalt alla) ühemõõtmelises koordinaatidesüsteemis, seostatuna osakese püsivamahulise põlemisega ning vaadeldes tema liikumist gaasivooluse ja gaasijoa tingimustes.

### Mittepõlevate osakeste liikumisest vooluses

Osakeste liikumisel vooluses eeldame, et gaasilise keskkonna voolamiskiirus  $w = w(\tau) = \text{konst.}$ , s. t. ei ole sõltuv ajast. Liikumise diferentsiaalvõrrandi mittepõlevate osakeste ülalt alla vertikaalsele liikumisele võib kirjutada tuntud kujul:

$$m \frac{dw'_t}{d\tau} = mg - \zeta' \frac{\Omega \gamma_g}{2g} (v'_t)^2, \quad (1)$$

kui jätta arvestamata osakesele mõjuv Archimedese aerostaatiline tõstejõud ning kiirendusest põhjustatud lisatakistus.

Siin

- $m$  — osakese mass;
- $w'_t$  — osakese absoluutne liikumiskiirus;
- $v'_t$  — osakese suhteline liikumiskiirus;
- $\tau$  — aeg;
- $\zeta'$  — osakese aerodünaamiline takistustegur;
- $\Omega$  — osakese ristlõike projektsioonipind;
- $\gamma_g$  — gaasilise keskkonna erikaal;
- $g$  — raskuskiirendus.

Võrrandis (1) esinevat takistustegurit  $\zeta$  sfäärilise kujuga kehakesele funktsioonina Reynolds'i kriteeriumist on määranud mitmed uurijad [2, 9]. Üks viimasemaid neist, G. Hudjakov [8], annab sfäärilise kujuga kehakeste takistusteguri määramiseks järgmise avaldise:

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{Re_t^m}, \quad (2)$$

kus  $\zeta$  — aerodünaamiline takistustegur sfäärilise kujuga kehakesele;

$\zeta_0 = 1,4$  — aerodünaamiline takistustegur sfäärilise kujuga kehakesele, kui  $Re_t = 1,0$ ;

$m = 0,18$  — osakese Reynolds'i kriteeriumi astendaja;

$Re_t = \frac{2v'_t R}{\nu}$  — osakese Reynolds'i kriteerium;

$R$  — osakese raadius;

$\nu$  — gaasilise keskkonna kinemaatiline viskoossus.

Seos (2) annab klassikalise Stokes'i valemi, kui asendada  $\zeta_0 = 24$  ja  $m = 1$ .

L. Kljatško<sup>[9]</sup> järgi:

$$\zeta = \frac{24}{Re_t} + \frac{4}{\sqrt{Re_t}}, \quad (2a)$$

mis on rakendatav väiksemate Reynolds'i kriteeriumide puhul.

Reynolds'i kriteeriumide puhul  $Re_t < 10$  on seos

$$\zeta = \frac{\zeta_0}{Re_t} = \frac{\zeta_0 \nu}{2R(w'_t - w)} \quad (3)$$

küllaldase täpsusega ja teda võib rakendada tolmkütuste liikumise uurimisel.

A. Tšernov<sup>[10]</sup> soovib arvestada osakese kuju kõrvalekaldumist sfäärilisest kujust vastava teguri  $\varepsilon$  kaudu, mis võrdub

$$\varepsilon = \frac{\zeta'}{\zeta} \quad (4)$$

ning mille väärtus on  $\varepsilon = 1,2$ — $1,75$  piirides.

Üheks osakese liikumise erijuhuks on tema liikumine hõljumisolukorras, kus temale mõjuv raskusjõud on tasakaalus aerodünaamilise takistusjõuga, s. t. osake liigub gaasivooluse suhtes kiirenduseta ning  $\frac{dv_t}{dt} = 0$  ja suhteline hõljumiskiirus  $v'_h$  avaldub võrrandist (1):

$$v'_h = g \sqrt{\frac{2m}{\varepsilon \zeta \Omega \gamma_g}} \quad (5)$$

Sfäärilise kujuga osakese korral  $m = \frac{4}{3} \pi R^3 \frac{\gamma_t}{g}$ ,  $\Omega = \pi R^2$  ja suhteline hõljumiskiirus:

$$v'_h = \sqrt{\frac{8 R g \gamma_t}{3 \zeta \gamma_g}} \quad (6)$$

kus  $\gamma_t$  — osakese erikaal.

Avaldistest (5) ja (6) järeldub, et osakese liikumisel isothermilises gaasilises keskkonnas ( $\nu \gamma_g = \text{konst.}$ ) ei sõltu tema suhteline hõljumiskiirus ajast, vaid on määratud tema massi ja geomeetrilise kujuga. Hõljumiskiirust võib vaadelda kui osakese liikumist määravat parameetrit, mille kaudu on avaldatavad teised liikumist iseloomustavad suurused — kiirus, koordinaat, kiirendus ja aeg.

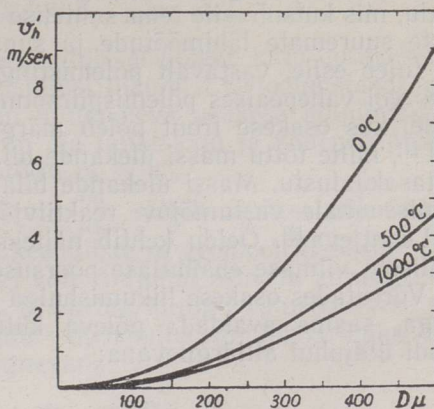
Liikumist iseloomustavate suuruste leidmiseks üleminekul algolekust hõljumisolukorda tuleb lahendada diferentsiaalvõrrand (1). Võrrand lineaarseerub ja integreerub osakese liikumiskiiruse suhtes, kui osakese aerodünaamiline takistustegur avaldada seosega (3). Vastavalt sellele võime sfäärilise kujuga osakeste liikumise diferentsiaalvõrrandi kirjutada järgmiselt:

$$\frac{dw'_t}{d\tau} + \frac{g}{v'_h} w'_t = g \left( 1 + \frac{w}{v'_h} \right) \quad (7)$$

ja

$$v'_h = \frac{16 g R^2 \gamma_t}{3 \zeta_0 \nu \gamma_g} \quad (8)$$

Seos (8) annab osakese hõljumiskiiruse sel juhul, kui kehtib vahetõlge (3). Seose (8) põhjal on esitatud joonisel 1 osakese hõljumiskiiruse olenevus tema läbimõõdust ja keskkonna temperatuurist,  $\gamma_t = 1200 \text{ kg/m}^3$  ja  $\zeta_0 = 24$  juures.



Joon. 1. Mittepõleva osakese suhtelise hõljumiskiiruse olenevus tema läbimõõdust ja keskkonna temperatuurist.

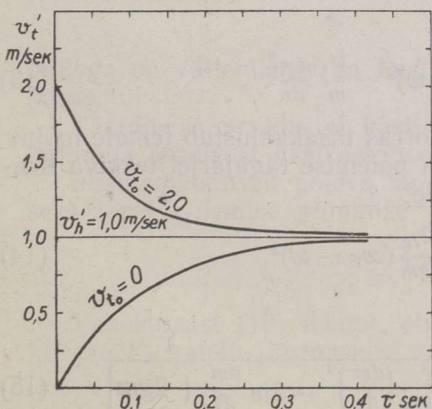
Integreerides võrrandit algtingimuse kohaselt — kui  $\tau = 0$ , siis  $w'_t = w'_{t_0}$  —, saame osakese absoluutse liikumiskiiruse jaoks järgmise seose:

$$w'_t = \left( 1 - e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} \right) (w + v'_h) + w'_{t_0} e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} \quad (9)$$

või suhtelise liikumiskiiruse:

$$v'_t = \left( 1 - e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} \right) v'_h + v'_{t_0} e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} \quad (10)$$

kus  $v'_{t_0}$  — osakese suhteline algliikumiskiirus.



Joon. 2. Mittepõleva osakese suhtelise liikumiskiiruse olenevus ajast.

Avaldiste (9) ja (10) analüüsist selgub, et kui  $\tau \rightarrow \infty$ , siis  $w'_t \rightarrow w + v'_h$  ja  $v'_t \rightarrow v'_h$ , s. t. osakese liikumiskiirus läheneb asümptootiliselt tema hõljumiskiirusele. Kui  $v'_{t_0} < v'_h$  ( $w'_{t_0} < w + v'_h = w'_h$ ), toimub osakese liikumiskiiruse suurenemine, kui aga  $v'_{t_0} > v'_h$  ( $w'_{t_0} > w'_h$ ), esineb osakese liikumiskiiruse vähenemine. Mõlemal juhul on kiiruste kõveratel  $v'_t = f(\tau)$  ( $w'_t = f(\tau)$ ) ühine asümptoot hõljumiskiiruse horisontaalsirge näol.

Joonisel 2 on kujutatud graafiliselt osakese suhteline liikumiskiirus, mille hõljumiskiirus  $v'_h = 1,0 \text{ m/sec}$ ., kui  $v'_{t_0} = 2,0 \text{ m/sec}$ .  $> v'_h$  ja kui  $v'_{t_0} = 0 < v'_h$ .

Integreerides avaldist (10), saame avaldada osakese koordinaadi, sõltu-  
vana ajast alljärgnevalt, kui momendil  $\tau = 0$ , siis  $z = z_0$ :

$$z = z_0 + \left[ \frac{v'_h}{g} \left( e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} - 1 \right) + \tau \right] (w + v'_h) - \left( e^{-\frac{g}{v'_h} \tau} - 1 \right) w'_0 \frac{v'_h}{g}. \quad (11)$$

### Põlevate kütuseosakeste liikumisest vooluses

Põlev kütuseosake kaotab oma liikumisel kuivamise, lendainete eraldu-  
mise, koksilise jäägi põlemise ja mineraalosa lagunemise tõttu pidevalt oma  
kaalu, mis kutsub esile tema suhtelise liikumiskiiruse vähenemise. Kütuseosa-  
kete suuremate läbimõõtude ja suuremate suhteliste liikumiskiiruste kor-  
ral tuleb esile, vastavalt põlemistingimustele (põlemine välises difusiooni-  
lises või vahepeelses põlemispiirkonnas), osakeste mittesümmeetriline põle-  
mine, kus osakese front põleb märgatavalt intensiivsemalt tema tagakül-  
jest<sup>[4]</sup>, mille tõttu massi ülekande bilanss osakese fronti ja tagakülje vahel  
ei tasakaalustu. Massi ülekande bilansi võrratuse tõttu esineb osakese lii-  
kumissuunale vastumõjuv reaktiivjõud, mida on põhjalikumalt uurinud  
Z. Leontjeva<sup>[3]</sup>. Õeldu kehtib näiteks Eesti põlevkivi osakese kohta ainult  
osaliselt, viimase ebaühtlase poorsuse tõttu eri suundades.

Võrrutades osakese liikumishulga tuletise temale mõjuvate jõudude sum-  
maga, saame avaldada põleva kütuseosakese liikumise diferentsiaalvõr-  
randi üldjuhul alljärgnevana:

$$\frac{d}{d\tau} (mw_t) = mg + \zeta' \frac{\Omega \gamma g}{2g} (w_t - w)^2 - \left( \frac{c}{4\pi} \int_{\psi=0}^{\psi=2\pi} d\psi \int_0^{\varphi} \sin \varphi d\varphi \right) \frac{dm}{d\tau}, \quad (12)$$

kus  $c$  — kütuseosakesest lahkuvate gaasid kiirus,

$\psi$  — ekvatoriaalnurk,

$\varphi$  — haardenurk.

Liikumisvõrrandi (12) parempoolne sulgudes olev liige väljendab kesk-  
mist resultatiivset gaasiosakeste kiirust sfäärilise kujuga kütuseosakese pin-  
nalt väljumisel. Juba lihtne arvutus näitab, et koksistunud kütuseosakesed,  
läbimõõduga kuni 500  $\mu$ , põlevad hõljumisolukorras liikumisel sümmeetri-  
liselt ning  $\varphi = \pi$ , mistõttu resultatiivne reaktiivjõud  $P_R = 0$ . Jättes arves-  
tamata reaktiivjõu, avaldub sümmeetriliselt põleva kütuseosakese liikumise  
diferentsiaalvõrrand alljärgnevalt:

$$\frac{dw_t}{d\tau} = g - \zeta \frac{\Omega \gamma g}{2gm} (w_t - w)^2 - \frac{w_t}{m} \frac{dm}{d\tau}^* \quad (13)$$

Põleva osakese liikumisel hõljumisolukorras tasakaalustub temale mõjuv  
aerodünaamiline takistusjõud raskusjõu ja põlemise tagajärjel tekkiva lisa-  
jõu algebralise summaga. Vastavalt sellele

$$g - \frac{w_h}{m} \frac{dm}{d\tau} = \zeta \frac{\Omega \gamma g}{2gm} (w_h - w)^2, \quad (14)$$

millest avaldub absoluutne hõljumiskiirus:

$$w_h = w - \frac{g}{\zeta \Omega \gamma g} \frac{dm}{d\tau} + \sqrt{\frac{g}{\zeta \Omega \gamma g} \left[ \frac{g}{\zeta \Omega \gamma g} \left( \frac{dm}{d\tau} \right)^2 - 2w \frac{dm}{d\tau} + 2gm \right]} \quad (15)$$

\* Siin ja edaspidi vaadeldakse suurust  $\frac{dm}{d\tau}$  absoluutse suurusena.

või suhteline hõljumiskiirus:

$$v_h = \sqrt{\left(\frac{g}{\zeta\Omega\gamma_g}\right)^2 \left(\frac{dm}{d\tau}\right)^2 + \frac{2g^2m}{\zeta\Omega\gamma_g}} - \frac{g}{\zeta\Omega\gamma_g} \frac{dm}{d\tau}. \quad (16)$$

Mittepõleva osakese liikumise korral  $\frac{dm}{d\tau} = 0$  ja me saaksime seosest (16) valemiga (5) identse avaldise. Seda arvestades võime avaldada põleva osakese suhtelise hõljumiskiiruse mittepõleva osakese suhtelise hõljumiskiiruse kaudu:

$$v_h = \sqrt{(v'_h)^2 + \frac{(v'_h)^4}{(mg)^2} \left(\frac{dm}{d\tau}\right)^2} - \frac{(v'_h)^2}{mg} \frac{dm}{d\tau}. \quad (17)$$

Viimati saadud avaldise analüüsist selgub, et põleva kütuseosakese hõljumiskiirust ei saa vaadelda kui mingisugust liikumist iseloomustavat, ajast sõltumatut parameetrit, nagu seda on mittepõleva osakese hõljumiskiirus. Põleva kütuseosakese hõljumiskiirus on aja funktsioon ja väheneb pidevalt osakese massi kaotuse tagajärjel, mistõttu  $v_h < v'_h$ .

Põleva osakese massi muutuse kiirus  $\frac{dm}{d\tau}$  sõltub osakese põlemiskiirusest, mis määratakse rea füüsikaliste, keemiliste ja geomeetriliste parameetritega. Tahke kütuse osakese põlemisel võib üldjuhul esineda kütuseosakese kaalu ja läbimõõdu üheaegne muutus. Sfäärilise kujuga kütuseosakese põlemise pinnaline erikiirus (osakese kaalu vähenemine ajaühikus ühiku välispinna kohta) avaldub üldjuhul alljärgnevana:

$$K_s = \frac{dG_t}{d\tau} \frac{1}{S} = \gamma_t \frac{dr}{d\tau} + \frac{r}{3} \frac{d\gamma_t}{d\tau}, \quad (18)$$

kus  $G_t$  — kütuseosakese kaal,  
 $S$  — kütuseosakese välispind,  
 $r$  — kütuseosakese muutuv raadius.

Põlemiskiiruse avaldise esimene liige väljendab osakese põlemiskiirust, tema raadiuse, teine liige aga tema erikaalu muutuse kaudu põlemisprotsessis. Tahke kütuse osakese püsivamahuline põlemine on iseloomustatav osakese mahu, s. o. tema raadiuse säilivusega põlemisprotsessis:  $r = r(\tau) = \text{konst.}$  ja  $\frac{dr}{d\tau} = 0$ . Vastavalt sellele

$$K_s = \frac{R}{3} \frac{d\gamma_t}{d\tau}, \quad (19)$$

millega on väljendatav ka Eesti põlevkivi osakese põlemise pinnaline erikiirus.

Käesolevas artiklis ei käsitleta püsivamahuliselt põleva kütuseosakese pinnalist erikiirust üksikasjaliselt.

Püsivamahuliselt põleva kütuseosakese massimuutuse kiiruse seostamiseks tema põlemise pinnalise erikiirusega kasutame järgmist teisendust:

$$\frac{dm}{d\tau} = \frac{4}{3} \frac{\pi R^3}{g} \frac{d\gamma_t}{d\tau} = 4 \frac{\pi R^2}{g} K_s. \quad (20)$$

Vahekorras (19) leiame, et osakese erikaal põlemisel avaldub põlemiskiiruse  $K_s$  kaudu järgmiselt:

$$\gamma_t = \gamma_0 - \frac{3}{R} \int K_s d\tau,$$

kus  $\gamma_0$  — osakese algerikaal.

Arvestades viimast seost, avaldub sfäärilise kujuga osakese suhteline hõljumiskiirus järgnevalt:

$$v_h = \sqrt{\left(\frac{4}{\xi\gamma_g}\right)^2 K_S^2 + \frac{8}{3} \frac{Rg}{\xi\gamma_g} \left(\gamma_0 - \frac{3}{R} \int K_S d\tau\right)} - \frac{4}{\xi\gamma_g} K_S. \quad (21)$$

Siit selgub, et põlemise lõppedes

$$v'_h = \sqrt{\frac{8}{3} \frac{Rg}{\xi} \frac{\gamma_0 - \gamma'_0}{\gamma_g}}, \quad (22)$$

olles analoogiline seosele (6). Siinjuures  $\gamma'_0 = \frac{3}{R} \int_0^{\tau_0} K_S d\tau$ , kus  $\tau_0$  — aeg,

mille jooksul püsivamahuliselt põlev kütuseosake saavutab konstantse kaalu (osakese põlemise aeg).

Püsivamahuliselt põleva kütuseosakese koordinaadi avaldamiseks hõljumisolukorras integreerime avaldise (15) sfäärilise kujuga osakestele sellise algtingimuse kohaselt — kui  $\tau = 0$ , siis  $z = z_0$ :

$$z = z_0 + \int_0^{\tau} \left[ w - \frac{4}{\xi\gamma_g} K_S + \sqrt{\left(\frac{4}{\xi\gamma_g}\right)^2 K_S^2 - \frac{8}{\xi\gamma_g} K_S w + \frac{8}{3} \frac{gR}{\xi\gamma_g} \left(\gamma_0 - \frac{3}{R} \int K_S d\tau\right)} \right] d\tau. \quad (23)$$

Et leida püsivamahuliselt põleva sfäärilise kujuga kütuseosakese absoluutset liikumiskiirust hõljumisolukorrast erinevas liikumisolukorras, tuleb lahendada diferentsiaalvõrrand:

$$\begin{aligned} \frac{dw_t}{d\tau} + \frac{3}{8} \frac{\xi\gamma_g}{R\gamma_0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} w_t^2 + \left( \frac{3K_S}{R\gamma_0} \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} - \frac{6}{8} \frac{\xi\gamma_g}{R\gamma_0} \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} w \right) w_t = \\ = g - \frac{3}{8} \frac{\xi\gamma_g}{R\gamma_0} \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} w^2. \end{aligned} \quad (24)$$

Võrrand (24) on Ricatti tüüpi diferentsiaalvõrrand, mis integreerub kvadratuurides siis, kui on teada mõni võrrandi erilahend. Diferentsiaalvõrrandi (24) lineariseerimiseks kasutame osakese aerodünaamilise takistus- teguri avaldamiseks seost (3). Seda arvestades taandub püsivamahuliselt põleva osakese liikumise diferentsiaalvõrrand järgmisesse vormi:

$$\begin{aligned} \frac{dw_t}{d\tau} + \frac{3}{R\gamma_0} \left( K_S + \frac{1}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{R} \right) \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} w_t = \\ = g + \frac{3}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{R^2 \gamma_0} \frac{w}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau}. \end{aligned} \quad (25)$$

Diferentsiaalvõrrandi (25) lahendi kirjutamise lihtsustamiseks kasutame järgmisi funktsioone:

$$\psi_1(\tau) = \int \frac{3}{R\gamma_0} \left( K_S + \frac{1}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{R} \right) \frac{1}{1 - \frac{3}{R\gamma_0} \int K_S d\tau} d\tau; \quad (26)$$

$$\psi_2(\tau) = \int g e^{\psi_1(\tau)} d\tau; \quad (27)$$

$$\psi_3(\tau) = \int \frac{3}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{R^2 \gamma_0} \frac{w}{1 - \frac{3}{R \gamma_0} \int K_S d\tau} e^{\psi_1(\tau)} d\tau; \quad (28)$$

ning tähistame funktsioonide  $\psi_1(\tau)$ ,  $\psi_2(\tau)$  ja  $\psi_3(\tau)$  väärtused  $\tau = 0$  puhul vastavalt  $\psi_1(0)$ ,  $\psi_2(0)$  ja  $\psi_3(0)$ .

Võrrandi (25) lahend algtingimuse kohaselt — kui  $\tau = 0$ , siis  $w_t = w_{t_0}$  — avaldub järgmisel kujul:

$$w_t = e^{-\psi_1(\tau)} [\psi_2(\tau) - \psi_2(0) + \psi_3(\tau) - \psi_3(0) + w_{t_0} e^{\psi_1(0)}], \quad (29)$$

või suhteline liikumiskiirus

$$v_t = e^{-\psi_1(\tau)} [\psi_2(\tau) - \psi_2(0) + v_{t_0} e^{\psi_1(0)}], \quad (30)$$

kuna  $\psi_3(\tau) = 0$ .

Osakese koordinaat avaldub ilmselt seosega:

$$z = z_0 + \int_0^\tau e^{-\psi_1(\tau)} [\psi_2(\tau) - \psi_2(0) + \psi_3(\tau) - \psi_3(0) + w_{t_0} e^{\psi_1(\tau)}] d\tau. \quad (31)$$

Mittepõleva sfäärilise kujuga osakese liikumise korral võtavad  $\psi$  funktsioonid järgmise kuju:

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(\tau) &= \int \frac{3}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{R^2 \gamma_0} d\tau = \frac{g}{v_h} \tau \\ \psi_1(0) &= 0 \\ \psi_2(\tau) &= \int g e^{\frac{g}{v_h} \tau} d\tau = v_h' e^{\frac{g}{v_h} \tau} \\ \psi_2(0) &= v_h' \\ \psi_3(\tau) &= \int \frac{g}{v_h} w e^{\frac{g}{v_h} \tau} d\tau = w e^{\frac{g}{v_h} \tau} \\ \psi_3(0) &= w. \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Asetades funktsioonid (32) avaldistesse (29), (30) ja (31), saame avaldised, mis on identsed mittepõleva osakese liikumise arvutamise valemitega. Siit tuleme järeldusele, et põleva ja mittepõleva osakese liikumine antud tingimuse juures on määratud 3-e funktsiooniga:  $\psi_1(\tau)$ ,  $\psi_2(\tau)$  ja  $\psi_3(\tau)$ .

Põlemise üheks lihtsamaks juhuks on sfäärilise kujuga osakese püsivamahuline põlemine konstantse pinnalise erikiirusega, s. t.:

$$\int_0^\tau K_S d\tau = K_S \tau. \quad (33)$$

Allpool avaldame valemid liikumise arvutamiseks osakese põlemisel konstantse pinnalise erikiirusega  $\xi = \frac{\xi_0}{R_e}$  juures, juhul kui  $\tau = 0$ , siis  $w_t = w_{t_0}$ .

Osakese suhteline hõljumiskiirus:

$$v_h = \frac{v'_h - \frac{16 RgK_{S_0}}{\xi_0 \nu \gamma_g} \tau}{1 + \frac{16 RK_{S_0}}{\xi_0 \nu \gamma_g}} \quad (34)$$

Põleva osakese absoluutse ja suhtelise liikumiskiiruse määramiseks arvutame  $\psi$  funktsioonide väärtused:

$$\psi_1(\tau) = - \left( 1 + \frac{1}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{RK_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right),$$

$$\psi_1(0) = 0;$$

$$\psi_2(\tau) = v'_h \exp \left[ - \frac{1}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{RK_{S_0}} \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right],$$

$$\psi_2(0) = v'_h;$$

$$\psi_3(\tau) = \frac{w}{1 + \frac{3v'_h K_{S_0}}{Rg\gamma_0}} \exp \left[ - \left( 1 + \frac{1}{16} \frac{\xi_0 \nu \gamma_g}{RK_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right],$$

$$\psi_3(0) = \frac{w}{1 + \frac{3v'_h K_{S_0}}{Rg\gamma_0}}.$$

Osakese absoluutne liikumiskiirus

$$w_t = \left( w_{t_0} - v'_h - \frac{w}{1 + \frac{3v'_h K_{S_0}}{Rg\gamma_0}} \right) \exp \left[ \left( 1 + \frac{Rg\gamma_0}{3v'_h K_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right] + \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) v'_h + \frac{w}{1 + \frac{3v'_h K_{S_0}}{Rg\gamma_0}} \quad (35)$$

ja suhteline liikumiskiirus

$$v_t = \left( v_{t_0} - v'_h \right) \exp \left[ \left( 1 + \frac{Rg\gamma_0}{3v'_h K_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right] + \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) v'_h \quad (36)$$

Kui aga  $v_{t_0} = 0$ , siis

$$v_t = \left\{ 1 - \exp \left[ \left( 1 + \frac{Rg\gamma_0}{3v'_h K_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right] - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right\} v'_h \quad (37)$$

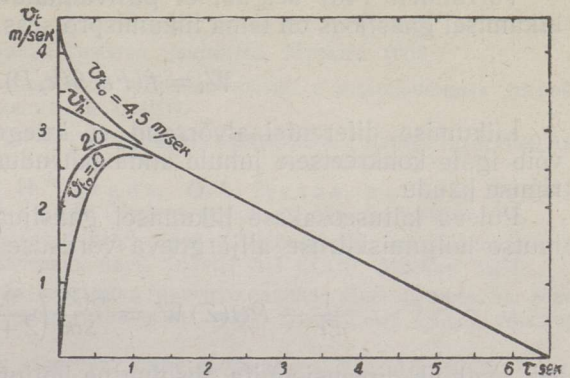
Seostes (36) ja (37) olev suurus  $1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \leq 1$ , mistõttu liige  $\exp \left[ \left( 1 + \frac{Rg\gamma_0}{3v'_h K_{S_0}} \right) \ln \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) \right]$  ajaliselt väheneb kiiremini kui

lineaarne liige  $1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau$  ning  $v_t \rightarrow \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) v'_h$ , olles kiiruste kõve-rate asümptoodiks. Olenevalt osakese algkiirusest võib teatud ajamomendist alates kasutada osakese suhtelise liikumiskiiruse arvutamiseks lihtsustatud seost:

$$v_t = \left( 1 - \frac{3K_{S_0}}{R\gamma_0} \tau \right) v'_h \quad (37a)$$



Joonisel 3 on antud püsivamahuliselt konstantse pinnalise erikiirusega põleva  $500 \mu$  läbimõõduga osakese suhtelise liikumiskiiruse olenevus ajast, osakese algkiiruse —  $v_{t_0} = 0$ ,  $v'_h$ , ja  $4,5$  m/sek. juures, kui  $K_{S_0} = 0,015$  kg/m<sup>2</sup> sek.,  $\gamma_0 = 1200$  kg/m<sup>3</sup>,  $\zeta_0 = 24$  ja  $t = 1000^\circ \text{C}$ .



Joon. 3. Põleva osakese suhtelise liikumiskiiruse olenevus ajast.

### Kütuseosakeste liikumisest gaasijoas

Osakese liikumine gaasijoas erineb tunduvalt tema liikumisest gaasivooluses. Selle põhjuseks on gaasi kiiruse muutus piki juga. Vastavalt G. Abramovitši uurimustele [1] võib gaasijoa keskmise ristlõikelise kiiruse funktsioonina koordinaadist  $z$  avaldada joa põhiosale seosega:

$$w = w_0 \frac{0,192}{\frac{az}{R_0} + 0,29}, \quad (38)$$

kus  $w_0$  — vooluse algkiirus joa algristlõikes,  
 $R_0$  — joa algristlõike raadius,  
 $a$  — vooluse struktuuritegur.

Toetudes seosele (38), võime püsivamahuliselt põleva kütuseosakese gaasijoas liikumise diferentsiaalvõrrandi esitada alljärgneval kujul:

$$w_t \frac{dw_t}{dz} = g - \zeta \frac{\Omega \gamma_g}{2gm} \left( w_t - w_0 \frac{0,192}{\frac{az}{R_0} + 0,29} \right)^2 - \frac{w_t}{m} \frac{dm}{dt}. \quad (39)$$

Peale mõningaid algebraalisi teisendusi taandub antud võrrand alljärgnevasse dimensioonita vormi:

$$W_t \frac{dW_t}{dZ} = \frac{1}{Fr} - \frac{\Theta(Z)}{Stk} \left( W_t - \frac{0,192}{Z + 0,29} \right)^2 - P\Theta(Z)W_t \quad (40)$$

kus  $W_t = \frac{w_t}{w_0}$  — osakese dimensioonita absoluutne liikumiskiirus,

$Z = \frac{az}{R_0}$  — osakese dimensioonita koordinaat,

$Fr = \frac{aw_0^2}{gR_0}$  — Froude'i kriteerium,

$Stk = \frac{2gm}{\zeta \Omega \gamma_g R_0}$  — Stokes'i kriteerium,

$P = \frac{3R_0 K_S}{aw_0 K_{\gamma_0}}$  — osakese põlemist iseloomustav kriteerium,

$\frac{1}{\Theta(Z)} = \frac{\gamma_t}{\gamma_0}$  — osakese dimensioonita erikaal.

Võrrandist (40) selgub, et püsivamahuliselt põleva osakese vertikaalliikumisel gaasijoas on tema liikumisprotsess määratud kolme kriteeriumiga:

$$W_t = f(Fr, Stk, P). \quad (41)$$

Liikumise diferentsiaalvõrrand ei integreeru kvadratuurides, mistõttu võib igale konkreetsele juhule anda lahenduse võrrandi graafilise integreerimise kaudu.

Põleva kütuseosakese liikumisel gaasijoas võime arvutada tema absoluutse hõljumiskiiruse alljärgneva võrdsuse põhjal:

$$\frac{1}{Fr} - P\theta(Z) W_h = \frac{\theta(Z)}{Stk} \left( \frac{0,192}{Z+0,29} - W_h \right)^2; \quad (42)$$

siit avaldub dimensioonita absoluutne hõljumiskiirus

$$W_h = \sqrt{\left( \frac{PStk\theta(Z)}{2} - \frac{0,192}{Z+0,29} \right)^2 + \frac{Stk}{Fr\theta(Z)} - \left( \frac{0,192}{Z+0,29} \right)^2} - \frac{PStk\theta(Z)}{2} + \frac{0,192}{Z+0,29} \quad (43)$$

ja suhteline hõljumiskiirus

$$V_h = \sqrt{\left( \frac{PStk\theta(Z)}{2} \right)^2 + \frac{Stk}{Fr\theta(Z)} - \frac{PStk}{2}}. \quad (44)$$

Mittepõleva osakese vertikaalliikumise korral on põlemist iseloomustav kriteerium  $P = 0$  ja  $\theta(Z) = 1$  ning liikumise diferentsiaalvõrrand

$$W_t' \frac{dW_t'}{dZ} = \frac{1}{Fr} - \frac{1}{Stk} \left( W_t' - \frac{0,192}{Z+0,29} \right)^2. \quad (45)$$

Mittepõleva osakese horisontaalliikumine avatud gaasijoas on määratud ainult Stokes'i kriteeriumiga [5].

Analoogiliselt eelmisele võime leida mittepõleva osakese absoluutse ja suhtelise hõljumiskiiruse:

$$W_h' = \frac{0,192}{Z+0,29} + \sqrt{\frac{Stk}{Fr}}; \quad (46)$$

$$V_h' = \sqrt{\frac{Stk}{Fr}}. \quad (47)$$

### Kokkuvõte ja järeldusi

1. On antud seosed isotermilistes tingimustes püsivamahuliselt põlevate väikeseläbimõõduliste osakeste vertikaalliikumise arvutamiseks, seostatuna nende põlemise pinnalise erikiirusega. Siinjuures näidatakse, et vastavalt käesolevas töös püstitatud tingimustele on põleva ja mittepõleva osakese liikumine gaasivooluses määratud kolme funktsiooniga:  $\psi_1(\tau)$ ,  $\psi_2(\tau)$  ja  $\psi_3(\tau)$ .

Põleva osakese liikumine gaasijoas sõltub neljast suurusest:  $Fr$ ,  $Stk$ ,  $P$  ja  $\theta(Z)$ .

2. Töö tulemusi võib kasutada põlemisprotsesside uurimisel, kus püsivamahuliselt põlevad tolmepeed kütuseosakesed, ja koldeprotsessi arvutuse aluste väljatöötamisel.

## KIRJANDUS

1. Г. Н. Абрамович, Прикладная газовая динамика, Москва, 1953.
2. Л. С. Клячко, Уравнение движения пылевых частиц в пылеприемных устройствах, Отопление и вентиляция, № 4, 1934.
3. З. В. Леонтьева, Горение угольной частицы, движущейся в потоке газа, Изв. АН СССР. ОТН, № 12, 1951.
4. А. С. Предводителев, Л. Н. Хитрин, О. А. Цуханова, Х. И. Колодцев и М. К. Гродзовский, Горение углерода, М.—Л., 1949.
5. А. Б. Резняков, Горение пылеугольного факела, Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, ЭНИН АН СССР, Москва, 1955.
6. Х. К. Труу, Теория и практика сжигания горючего сланца, Диссертация на соискание ученой степени доктора технических наук, ЭНИН АН СССР, Москва, 1951.
7. А. С. Фомина, О некоторых свойствах сланца-кукерсита, Изв. АН ЭССР. Серия технич. и физ.-мат. наук, т. V, № 1, 1956.
8. Г. Н. Худяков, О движении твердых частиц в газовзвеси, Изв. АН СССР. ОТН, № 7, 1953.
9. А. П. Чернов, Двухфазная свободная струя, Изв. АН Казахской ССР, № 8, 1955.
10. А. П. Чернов, О коэффициенте сопротивления мелких твердых частиц, Изв. АН Казахской ССР, № 9, 1955.

Eesti NSV Teaduste Akadeemia  
Energeetika Instituut

Saabus toimetusse  
1. VI 1957

## О ДВИЖЕНИИ ЧАСТИЦ ТОПЛИВА, СОХРАНЯЮЩИХ ПРИ ГОРЕНИИ ПОСТОЯНСТВО ОБЪЕМА

А. А. Отс

Резюме

В статье приведено аналитическое обобщение процесса вертикального передвижения частиц топлива, сохраняющих при горении постоянство объема, в потоке и в свободной струе. Основой для описания процесса передвижения послужило дифференциальное уравнение (13). Эпюры передвижения частиц топлива в потоке определяются скоростью потока как функция от координаты  $w = w(z) = \text{const}$ . Характеристики передвижения частиц в свободной струе определены на основе данного Г. Н. Абрамовичем уравнения (38) средней скорости газового потока. Разрешение поставленной задачи последовало на основе зависимости удельной скорости частицы топлива от изменения ее массы [уравнение (19)]. В целях преобразования данного уравнения в линейную форму в случае передвижения частиц в газовом потоке коэффициент аэродинамического сопротивления выражается посредством уравнения (3).

Конечный результат дан в виде зависимостей  $\Psi_1(\tau)$ ,  $\Psi_2(\tau)$  и  $\Psi_3(\tau)$  [уравнения (26)—(28)] в случае движения частиц в газовом потоке и в виде критериев  $Stk$ ,  $Fr$  и  $P$  — в случае движения частиц в свободной струе.

Результаты работы могут служить основой для расчета процессов горения пылевидных топлив, сохраняющих постоянный объем частиц при выгорании органического вещества (например эстонский сланец).

Институт энергетики  
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию  
1 VI 1957

ÜBER DIE BEWEGUNG DER KONFIGURATIONSBESTÄNDIG ABBRENNENDEN  
BRENNSTOFFTEILCHEN

A. Ots

## Zusammenfassung

Der Aufsatz bringt die Analyse des vertikalen Bewegungsprozesses beim Brennen konfigurationsbeständiger Brennstoffteilchen im umgrenzten Gasstrom und im Freistrah. Es werden sowohl die Bewegungsgesetze der vom Verbrennungsprozess noch nicht erfassten, als auch die der tatsächlich brennenden Teilchen erläutert. Als Grundlage der Untersuchung des Bewegungsprozesses wird die Differentialgleichung (13) benutzt. Die Bewegung der Brennstoffteilchen im Gasstrom ist gegeben durch die Geschwindigkeit des Gasstromes als Funktion einer Koordinate  $w = w(z) = \text{const}$ . Die Beschreibung der Bewegungscharakteristik der Brennstoffteilchen im Freistrah erfolgt auf Grund der von G. Abramowitsch gegebenen Gleichung (38) zur Berechnung der mittleren Gasstromgeschwindigkeit. Die Lösung der gestellten Aufgabe erfolgte auf Grund des Zusammenhanges zwischen der Veränderlichkeit der Geschwindigkeit des Brennstoffteilchens und der Veränderung seiner Masse (Gleichung 19). Zwecks Linearisierung der Gleichung im Falle der Bewegung der Teilchen im umgrenzten Gasstrom wird die aerodynamische Widerstandszahl durch die Gleichung (3) ausgedrückt.

Das Endergebnis für den Fall der Bewegung der Teilchen im umgrenzten Strom ist gegeben mittels dreier Funktionen  $\Psi_1(\tau)$ ,  $\Psi_2(\tau)$  und  $\Psi_3(\tau)$  (Gleichungen 26—28) und für den Fall der Bewegung der Teilchen im Freistrah — mittels dreier Kriterien:  $Stk$ ,  $Fr$  und  $P$ .

Die Ergebnisse sind wertvoll als Richtlinien zur Berechnung der Verbrennungsvorgänge im Staubverbrennungsprozess konfigurationsbeständiger Brennstoffteilchen, z. B. der des estländischen Brennschiefers.

Institut für Energetik  
der Akademie der Wissenschaften der Estnischen SSR

Eingegangen  
am 1. Juni 1957