

## Akustinio bangų sklidimas vamzdynais tekančiuose skysčiuose dujų burbuliukų srautuose

P.-B. Milius, D. Jucius

Kauno technologijos universitetas  
Ultragarsu centras

### Ávadas

Dvifaziai skysčiuose su dujų burbuliukais srautai yra gana dažnai sutinkami tiek gamtoje, tiek ir pramonėje. Teoriškai, dvifaziais turi būti laikomi visi upėmis bei kanalais tekantys vandens srautai ir jūrų bei vandenynų srovės, nes visuose ūiuose srautuose yra tam tikras oro burbuliukų kiekis. Vienok natūraliuose vandens srautuose, išskyrus krioklius, oro koncentracija paprastai būna nedidelė ir nedaro pmesnės átakos akustinio bangų sklidimui [1]. Tuo tarpu eksploatuojant naftos telkinius bei energetikos objektus, vykdamas ávairius technologinius procesus chemijos pramonėje ir transportuojant skysčius vamzdynais, dujų koncentracija skysčiuose srautuose dažnai būna gana pými. Didėjant dujų koncentracijai skysčiuose sraute, kinta ir akustinio bangų sklidimo ypatumai: pakinta akustinio bangų greitis ir slopinimas, padidėja akustiniai triukšmai [2-5]. Neávertinus ūio pokyčiu, galima gauti klaidingus tokio srauto temperatūros, greičio, debito ir kitų fizikinių charakteristikų matavimo rezultatus. Dėl to gali būti gaunami finansiniai nuostoliai, neúptikrinama reikalinga technologinio proceso eiga, galimos avarinės situacijos.

Pramonės ámonėse ir energetikoje, kur skysčiuose srautai paprastai transportuojami cilindrinės formos vamzdynais, dėl vidinės trinties atskiri skysčiuose sluoksniai juda nevienodais greičiais. Prie vamzdžio sienelių srauto tekėjimo greitis būna minimalus, o centrinėje dalyje - maksimalus. Srauto greičio profilá apsprendžia skysčiuose prigimtis ir vidutinis jo tekėjimo greitis, vamzdžio sienelių áiurkótumas ir kiti faktoriai [6-8]. Tekant vamzdynais dvifaziams srautams, pastebimas ir lokalinės dujų koncentracijos kitimas nagrinėjamos struktūros skersine kryptimi [8,9]. Tuo būdu, tokie srautai yra nevienalyčiai ir akustinio bangų sklidimo greitis bei slopinimas juose kinta normalės vamzdžio sienelei kryptimi. Nevienalytėse aplinkose akustinės bangos keičia savo sklidimo kryptá [10-12], dėl to akustinio bangų trajektorijos dvifaziuose srautuose su greičio ir dujų koncentracijos gradientais nukrypsta nuo tiesių

linijų, gaunamų, kai ūio gradientų nėra. Dėl ūio nuokrypių gali sumápti priimto akustinio signalo lygis, iðauga matavimų paklaidos. Siekiant iðvengti minėtų trūkumų, būtina apskaičiuoti akustinio bangų sklidimo trajektorijas kontroliuojamame skysčiuose sraute ir, atsipvelgiant á gautus rezultatus, kiekvienu konkrečiu atveju parinkti optimaliá keitiklių padėtá bei tinkamá matavimo rezultatų apdorojimo algoritmá.

Áiame straipsnyje siūlomas matematinis modelis, leidþiantis apskaičiuoti akustinio bangų sklidimo trajektorijas dvifaziame skysčiuose su dujų burbuliukais sraute. Panaudojant ūá modelá, galima nustatyti akustinio bangų sklidimo kryptá ir laiká ávairiuose skysčiuose su dujų burbuliukais. Nors modelis yra sukurtas akustinio bangų sklidimui vamzdynais tekančiuose skysčiuose srautuose nagrinėti, taip pat sėkmingai jis gali būti taikomas ir laisvoms srovėms. ūiuo atveju tereikia atitinkamai pakeisti tarp elektroakustinio keitiklių tekančio srauto greičio ir dujų koncentracijos profilius.

### Teorija

Akustinio bangų sklidimo greitá  $c$  skystyje be dujų burbuliukų nulemia ūio skysčiuose tankis  $\rho_{sk}$  ir spūdumas  $\beta_{sk}$ . ūiuos fizikinius dydþius sieja lygtis

$$c = \sqrt{\frac{1}{\beta_{sk} \rho_{sk}}} \quad (1)$$

Ávedus á skystá nedidelá kieká dujų burbuliukų, miðinio spūdumá ir tanká galima apskaičiuoti pagal formules [2]

$$\beta_{sk,d} = (1 - q) \beta_{sk} + q \beta_d, \quad (2)$$

$$\rho_{sk,d} = (1 - q) \rho_{sk} + q \rho_d, \quad (3)$$

kur  $\rho_d$  ir  $\beta_d$  - atitinkamai dujų tankis ir spūdumas, o  $q$  - tūrinė dujų koncentracija skystyje.

Skysčiuose tankis paprastai yra ūimtus kartų didesnis up dujų tanká, o dujų

spūdumas - ūimtus kartø didesnis up skysiø spūdumà. Todøl, esant nedideliam dujø kiekiui skystyje ( $q < 10..15\%$ ), lëtas dujø koncentracijos didinimas beveik nedarys átakos bendram miðinio tankiui ir pastarasis iðliks artimu vienfazio skysiø tankiui. Tuo tarpu bendras dvifazio skysiø-dujø miðinio spūdumas, esant minëtoms sàlygoms, sparèiai didës. Døl to, didinant tûrinæ dujø koncentracijà, galime stebëti þymø akustiniø bangø sklidimo dvifazisë aplinkose greièiø sumapëjimà, lyginant su analogiðkais greièiais vienfaziuose srautuose.

Jeigu tiriama aplinka yra vienalytë ir tûrinë dujø koncentracija joje nevirðija 60%, tai akustiniø bangø sklidimo greitis tokioje dvifazëje skysiø-dujø burbuliuokø aplinkoje  $c_{sk,d}$  gali bûti iðreikðts taip [3]:

$$c_{sk,d} = \frac{1}{(1-q)\sqrt{\frac{1-q}{c_{sk}^2} + \frac{q\rho_{sk}}{\rho_d c_d^2}} + q\sqrt{\frac{q}{c_d^2} + \frac{(1-q)\rho_d}{\rho_{sk} c_{sk}^2}}}, \quad (4)$$

kur  $c_{sk}$  ir  $c_d$  -atitinkamai akustiniø bangø sklidimo greièiai vienfazisë nagrinëjamo skysiø ir dujø aplinkose.

Akustikoje vienalytëmis laikomos aplinkos, kuriose akustiniø bangø sklidimo greitis nepriklauso nuo erdvinio nagrinëjamos aplinkos koordinaciø. Tuo bûdu, vienalytiðkumo reikalavimas yra tenkinamas tik tada, kai maksimalus burbulø diametras  $d$  yra þymiai maþesnis up akustiniø bangø daþnà  $f$  (akustiniø bangø daþnis  $f$  yra gerokai þemesnis up dujø burbuliuokø rezonansinà daþnà  $f_r$ ) ir aplinkos fizikiniai parametrai (temperatûra, dujø koncentracija, slëgis ir kt.) nekinta erdvëje. Atsipvelgiant á ávairiø autoriø pateikiamus dvifaziø aplinkø tyrimo rezultatus [2,4,13,14], ðias aplinkas jau galima laikyti artimomis vienalytëmis, jei tenkinama sàlyga

$$f \leq \frac{1}{3} f_r, \quad (5)$$

Dujø burbuliuokø rezonansinis daþnis  $f_r$  priklauso nuo burbuliuokø spindulio  $r$ , skysiø ir dujø fiziniø savybiø bei aplinkos sàlygø. Jei dujø burbuliuokai pakankamai dideli ( $r > 100\mu\text{m}$ ), tai õilumos mainai ir klampumas beveik nedaro átakos burbuliuokø virpesiø rezonansiniam daþniui  $f_r$  [15], kuris yra apraðomas Minaerto lygtimi

$$f_r \approx \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3\chi p_0}{\rho_{sk}}}, \quad (6)$$

kur  $p_0$ -pusiausvyrinis slëgis aplinkoje,  $\chi$ -efektinis dujø politropijos rodiklis. Nagrinëjamu atveju burbuliuokø virpesiø procesas bus artimas adiabatiniam. Døl to  $\chi = \nu$ , kur  $\nu = C_p/C_v$  -dujø specifiniø õilumø santykis.

Skaièiuojant maþesnio diametro ( $r < 100\mu\text{m}$ ) burbuliuokø rezonansinà daþnà, tenka ávertinti skysiø pavirðinà átempimà  $\sigma$  bei dinaminà klampumà  $\mu_{sk}$  [16]. Tada

$$f_r \approx \frac{1}{2\pi r} \sqrt{\frac{3\chi [p_0 + 2\sigma/r(1-(\chi/3))]}{\rho_{sk}} - \frac{4\mu_{sk}^2}{(\rho_{sk} r)^2}}. \quad (7)$$

Realaus dujø burbuliuokø virpesiø procesas akustinës bangos lauke paprastai nëra pilnai adiabatinis ( $\chi = \nu$ ) ar izoterminis ( $\chi = 1$ ). Jei burbuliuokø centre procesai artimesni adiabatiniams, tai, døl didelio skysiø õiluminio laidumo, temperatûra ties skysiø-dujø riba yra artima skysiø temperatûrai ir beveik pastovi. Be to, dujø burbuliuokuose vykstanëiø procesø pobûdis priklauso nuo burbuliuokø virpesiø fazës ir skysiø garø koncentracijos dujose [17]. Ávertinant minëtø faktoriø átakà, politropijos rodiklis parenkamas ið intervalo  $1 \leq \chi \leq \nu$ .

Akustiniø bangø sklidimui vamzdynais tekanëiuose dvifaziuose skysiø su dujø burbuliuokais srautuose þymia átakà daro erdviniai srauto greièio ir dujø koncentracijos gradientai, kurie sàlygoja akustiniø bangø sklidimo trajektorijø iðkreivëjimà ir lokalinio akustiniø bangø sklidimo greièio bei slopinimo kitimà akustiniø bangø kelyje.

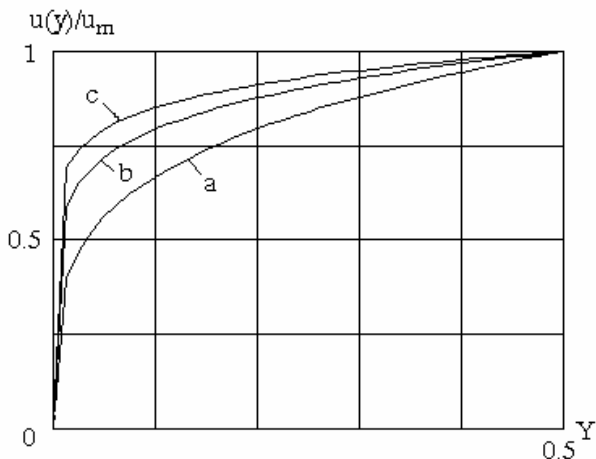
Burbulinis skysiø -dujø srautø tèkmës reþimas paprastai egzistuoja sraute, kai dujø koncentracija  $q$  yra þemesnë up ribinæ:

$$q < q_{rib} = 15-20\%.$$

Jei koncentracija virðija ribinæ, srautas pereina á kamðtinà tèkmës reþimà. Grièpta riba tarp burbulinio ir kamðtinio reþimø nëra nustatyta. Ji priklauso nuo vidutinio srauto greièio, skysiø ir dujø cheminës sudëties, aktyviøjò medþiagø, apsprendþianëiø burbulø stabilumà, kiekio bei aplinkos sàlygø. Ðiuo poþiûriu svarbi ir nagrinëjamo vamzdyno orientacija, nes horizontaliuose vamzdynuose, døl burbulø kaupimosi virðutinëje vamzdþio dalyje, perëjimas á kamðtinà tèkmës reþimà ávyksta greièiau negu vertikaliuose.

Apibendrinus ávairiø autoriø pateiktus eksperimentinius duomenis,

galima daryti išvadą, jog burbuliniame režime, esant dideliems Reinoldso



1 pav. Orientaciniai dvifazio skysio-duju srauto greicio profiliai burbuliniame tekmes regime ( a -  $Re < 1500 \dots 2000$ , b -  $2000 \leq Re \leq 4000$ , c -  $Re > 4000 \dots 6000$  )

skaičiams ( $Re > 4000 \dots 6000$ ), dvifazio srauto tekme yra turbulentinė, o jos greicio profilis (1pav.,c) artimas aprašomam lygtimi [11]

$$u(y) = \begin{cases} u_m(2y/d)^{1/7}, & \text{kai } 0 \leq y/d < 0.5, \\ u_m(2-2y/d)^{1/7}, & \text{kai } 0.5 \leq y/d \leq 1 \end{cases} \quad (8)$$

kur  $u_m$  -- maksimalus srauto greitis vamzdyne,  $y$  -- vamzdyno skersinė koordinatė.

Jeigu Reinoldso skaičiai maži ( $Re < 1500 \dots 2000$ ), gaunama mikroturbulentinė srauto tekme. Šiuo atveju srauto greicio profilis (1pav.,a) kinta nuo aprašyto (8) išraiška iki vienfaziniam laminariniam srautui būdingo profilio, aprašomo lygtimi [11]

$$u(y) = 4u_m(y/d)(1-y/d) \quad (9)$$

Kai  $2000 \leq Re \leq 4000$ , tai dvifazio srauto greicio profilis vamzdyne (1pav.,b) upima tarpinė padėtą tarp mikroturbulentinės tekmes profilio ir (8) lygtimi aprašomo turbulentinės tekmes profilio.

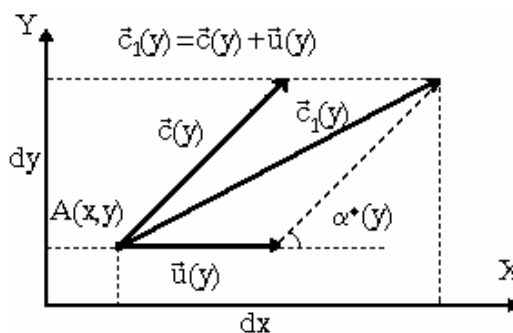
Dujų koncentracijos profiliams burbuliniame skysio-dujų srauto tekmes režime didžiausią ataką daro vidutinis srauto greitis, tūrinė dujų koncentracija skysio sraute, vamzdžio diametras, jo forma bei orientacija. Pasvirusiuose ir horizontaliuose vamzdžiuose stebimas dujų koncentracijos padidėjimas viršutinėje vamzdžio dalyje dėl Archimedo jėgos poveikio. Šiuo atveju dujų koncentracijos profilis paprastai yra išilginės vamzdžio koordinatės funkcija. Vertikaliuose vamzdžiuose

dujų koncentracijos profilis nusistovėjusiame sraute yra simetriškas vamzdžio ašies atžvilgiu ir nepriklauso nuo išilginės vamzdžio koordinatės. Esant nedidelei vidutinei dujų koncentracijai, vertikalaus vamzdžio centre stebima beveik pastovi, mažesnė už vidutinę dujų koncentracija, o prie vamzdžio sienelių gaunamas pyms lokalinės koncentracijos padidėjimas [9]. Didinant vidutinę dujų koncentraciją  $q_{vid}$ , vamzdžio centre taip pat stebimas lokalinės koncentracijos padidėjimas, kuris atsiranda dėl to, kad didesni oro burbuliukai ima telktis vamzdžio centre [17]. Vidutinei dujų koncentracijai artėjant prie kritinės, prasideda intensyvi burbuliukų koaguliacija. Dėl to santykinė dujų koncentracija prie vamzdžio sienelių sumažėja ir atsiranda sparčiai didėjantis maksimumas vamzdžio centre. Tai rodo, jog skysio sraute prasidėjo perėjimas iš burbulinio tekmes režimo į kamūtiną.

Akivaizdu, jog vamzdynais tekantys dvifaziai skysio su dujų burbuliukais srautai yra nevienalytės judančios aplinkos su pymiais greicio ir dujų koncentracijos gradientais. Sklidant tokiose srautuose akustinėms bangoms (2pav.), koordinatės  $x$  kitimo sparta koordinatės  $y$  atžvilgiu bet kuriame srauto taške galima išreikšti taip:

$$\frac{dx}{dy} = \frac{c(y) \sin \alpha^*(y) + u(y)}{c(y) \sin \alpha^*(y)} \quad (10)$$

kur  $c(y)$  - akustinio bangų sklaidimo greicio priklausomybė nuo vamzdžio skersinės koordinatės,  $\alpha^*$  - kampas tarp akustinio bangų sklaidimo ir srauto tekėjimo krypties.



2 pav. Akustinio bangų sklaidimas nevienalytėje judančioje aplinkoje

Nykstamai mašos trajektorijos atkarpos ilgis

$$dl_0 = \sqrt{(dx)^2 + (dy)^2} = dy \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dy}\right)^2} = dy \sqrt{1 + \frac{c(y) \cos \alpha^*(y) + u(y)}{c(y) \sin \alpha^*(y)}} \quad (11)$$

Suminis akustiniø bangø sklidimo trajektorijos ilgis  $l$  gaunamas integruojant  $dl$  per visà vamzdþio diametrà  $d$ :

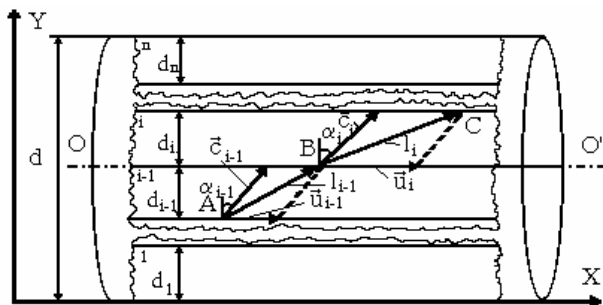
$$l_0 = \int_0^d \sqrt{1 + \frac{c(y) \cos \alpha^*(y) + u(y)}{c(y) \sin \alpha^*(y)}} dy \quad (12)$$

Akustiniø bangø trajektorijø skaièiavimà, pasinaudojant (12) formulę, apskunkina tai, jog yra nepinomas erdvinis kampo  $\alpha^*$  pasiskirstymas. Ðià problemà galima iðspræsti, akustiniø bangø trajektorijø skaièiavimui naudojnt sluoksniuoto srauto modelà.

Tarkime, jog vamzdþio skerspjûvis  $d$  padalintas á  $n$  sluoksniø (3 pav.), kuriø storiai

$$d_1 = d_2 = \dots = d_n = d/n \quad (13)$$

Jei ðie sluoksniai pakankamai ploni, tai galime daryti prielaidà, jog  $i$ -tojo sluoksniu ribose dujø koncentracija ir srauto tekëjimo greitis yra pastovûs. Tuo pat metu, norëdami  $i$ -tøjà sluoksnià laikyti vienalyte aplinka ir akustiniø bangø greità



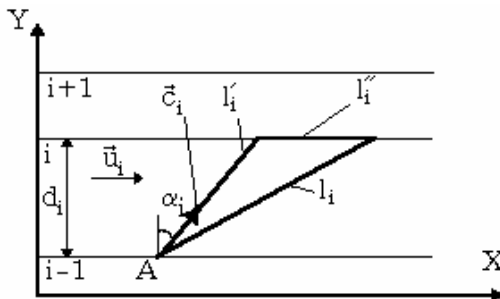
3 pav. Vamzdþynu tekanëio skysëio-dujø burbuliuokø srauto dalijimas á  $n$  vienalyèiø sluoksniø

jame skaièiuoti pagal (4) formulę, turime uþtikrinti, kad ðio sluoksniu storis bûtø pakankamai didelis, lyginant su maksimaliu jame esanëio burbuliuokø diametru ( $d \geq 20r$ ), o akustiniø bangø dâpnis nors 3 kartus mæpesnis uþ dujø burbuliuokø rezonansinà dâpnà. Kai visos ðios sàlygos yra tenkinamos, tai galima teigti, jog akustinës bangos atskiruose aplinkos sluoksniuose sklis tiesiomis trajektorijomis. Tuomet  $i$ -tajame

nejudanëio aplinkos sluoksnyje (4pav.) sklindanëio bangø trajektorijos ilgis

$$l_{01} = d / \cos \alpha \quad (14)$$

kur  $\alpha$ -kampas tarp normalës vamzdþio sienelei ir akustiniø bangø sklidimo krypties.



4 pav. Akustiniø bangø sklidimas vienalyèiame sraute

Greièiu  $u_i$  tekanëiame sraute sklindanti akustinë banga bus nuneõta atstumu

$$l_i'' = \frac{u_i}{c_i} l_i' \quad (15)$$

kur  $c_i$  - akustiniø bangø sklidimo greitis  $i$ -tajame nagrinëjamo srauto sluoksnyje.

Ðël to, akustiniø bangø kelias tokiame sraute

$$l_0 = \sqrt{(l_{01} \sin \alpha + l_{02})^2 + d^2} \quad (16)$$

Pasinaudojus (14) iðraiðka, ið (16) gaunama, jog

$$l_0 = d \sqrt{1 + \frac{1}{\cos^2 \alpha} \left( \sin \alpha + \frac{u}{c} \right)^2} \quad (17)$$

Koordinatës  $x$  pokytis, akustinei bangai praëjus per  $i$ -tøjà sluoksnià:

$$\Delta x_i = \sqrt{l_{0i}^2 - \left(\frac{d}{n}\right)^2} \quad (18)$$

Remiantis Ferma principu galima teigti, jog tarp taðkø A ir C (3 pav.) akustinis spindulys sklis keliu, kuriam nueiti reikalingas minimalus laikas. Ávertinant tai, upraðomas Snelijaus dësnis judanëioms aplinkoms [12]:

$$\alpha_i = \arcsin \frac{c_i \sin \alpha_{i-1}}{c_{i-1} - (u_i - u_{i-1}) \sin \alpha_{i-1}}, \quad (19)$$

$$0^\circ \leq \alpha_{i-1} \leq 180^\circ$$

Pertvarkę (19) išraišką, gauname, jog

$$\alpha_i = \arcsin \frac{c_i \sin \alpha_1}{c_1 - (u_i - u_1) \sin \alpha_1}, \quad (20)$$

$$0^\circ \leq \alpha_1 \leq 180^\circ$$

Įstatę (20) išraišką į (17), galima užrašyti, jog

$$l_i = \frac{d}{n} \sqrt{1 + N_i^2}, \quad (21)$$

$$N_i = \frac{\frac{c_i \sin \alpha_1}{c_1 - (u_i - u_1) \sin \alpha_1} + \frac{u_i}{c_i}}{\cos(\arcsin \frac{c_i \sin \alpha_1}{c_1 - (u_i - u_1) \sin \alpha_1})}. \quad (22)$$

Suminę vamzdny tekaniame dvifaziame skyscio-duju burbuliuku srute sklindancio akustinio bang trajektorijos ilgą galima rasti, sumuojant bang sklidimo kelius kiekviename iš n aplinkos sluoksniu:

$$l = \sum_{i=1}^n l_i = \frac{d}{n} \sum_{i=1}^n \sqrt{1 + N_i^2} \quad (23)$$

Koordinatę x pokytis, akustinei bangai praėjus per nagrinęjamą dvifazą srautą,

$$\Delta x = \sum_{i=1}^n \Delta x_i = \sum_{i=1}^n \sqrt{l_i^2 - \left(\frac{d}{n}\right)^2} = \frac{d}{n} \sum_{i=1}^n N_i. \quad (24)$$

Jeigu duju burbuliuku diametras analizuojamame srute artėja á nulá, tai (23) ir (24) lygtyse sumavimá galima pakeisti integralu. Tokiu atveju gauname:

$$l = \int_0^d \sqrt{1 + N^2} dy, \quad (25)$$

$$\Delta x = \int_0^d N dy. \quad (26)$$

$$N = \frac{\frac{c(y) \sin \alpha_1}{c_1 - (u(y) - u_1) \sin \alpha_1} + \frac{u(y)}{c(y)}}{\cos \left( \arcsin \frac{c(y) \sin \alpha_1}{c_1 - (u(y) - u_1) \sin \alpha_1} \right)}. \quad (27)$$

### Akustinio bang sklidimo trajektorijø skaiëiavimas

Pasinaudojant pateiktu sluoksniuoto srauto matematiniu modeliu, buvo atliktas vmzdynais tekaniuose vandens-oro burbuliuku srautuose sklindancio akustinio bang trajektorijø skaiëiavimas. Skaiëiuojant buvo daromos prielaidos, jog

-srauto greicio ir oro koncentracijos profiliai yra simetriški vamzdžio aëies atþvilgiu ir nepriklauso nuo išilginës koordinatës,

-sraute nėra temperatūros gradientø, kiekvienas i-tasis nagrinëjamo srauto sluoksnis yra akustiniu poþiuriu vienalytë, fiksuotu greiciu  $u_i$  judanti aplinka,

-srauto greicio ir oro koncentracijos profiliai vamzdyje kinta priklausomai nuo vidutinio srauto greicio  $0.1 \leq u_v \leq 10 \text{ m/s}$  ir vidutinës oro koncentracijos  $0.004 \leq q_v \leq 0.1$  sandaugos vertës.

Kai  $q_v u_v \leq 0,002$  - srautas laikytas mikroturbulentiniu, o jo greicio profilis buvo apraðomas lygtimi

$$u(y) = \begin{cases} u_m (2y/d)^{1/4}, & \text{kai } 0 \leq y/d < 0.5, \\ u_m (2-2y/d)^{1/4}, & \text{kai } 0.5 \leq y/d \leq 1 \end{cases} \quad (28)$$

Esant  $0.002 \leq q_v u_v \leq 0.02$ , turbulentinio srauto greicio profiliui apraðyti naudota (8) lygtis. Sandaugos vertei toliau didëjant ( $0.02 \leq q_v u_v \leq 1$ ), srauto greicio profilis buvo apraðomas lygtimi

$$u(y) = \begin{cases} u_m (2y/d)^{1/10}, & \text{kai } 0 \leq y/d < 0.5, \\ u_m (2-2y/d)^{1/10}, & \text{kai } 0.5 \leq y/d \leq 1 \end{cases} \quad (29)$$

Analogiðkai, kai  $q_v u_v \leq 0,005$  - naudojotas oro koncentracijos profilis su ryðkiu maksimumu ties vamzdžio sienelėmis (5 pav.). Sandaugos  $q_v u_v$  vertei didëjant, laikyta, jog ðis maksimumas maþėja ir atsiranda naujas maksimumas vamzdžio centre.

Lokalinës srauto greicio ir oro koncentracijos vertës gautos panaudojant formules:

$$u(y) = Au_v \frac{u(y)}{u_m}, \quad (30)$$

$$q(y) = Bq_v \frac{q(y)}{q_m}, \quad (31)$$

kur

$$A = \begin{cases} 1.32, & \text{kai } 0.02 < q_v u_v \leq 1, \\ 1.22, & \text{kai } 0.002 < q_v u_v \leq 0.02, \\ 1.19, & \text{kai } q_v u_v \leq 0.002, \end{cases}$$

$$B = \begin{cases} 3.25, & \text{kai } q_v u_v \leq 0.05, \\ 1.31, & \text{kai } 0.05 < q_v u_v \leq 0.4, \\ 1.22, & \text{kai } 0.4 < q_v u_v \leq 1. \end{cases}$$

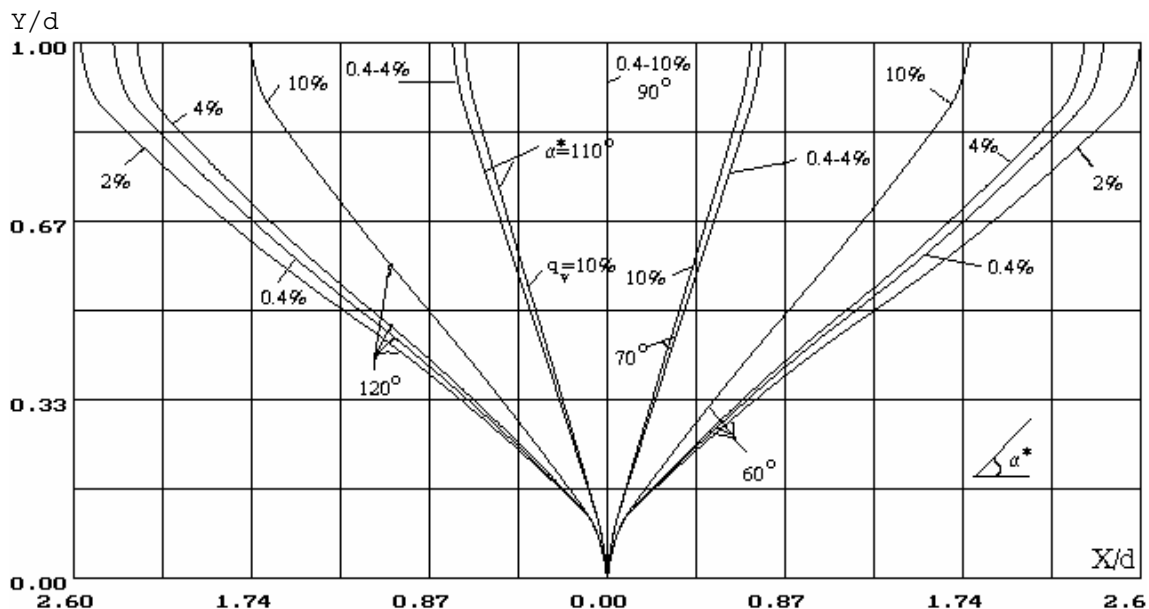
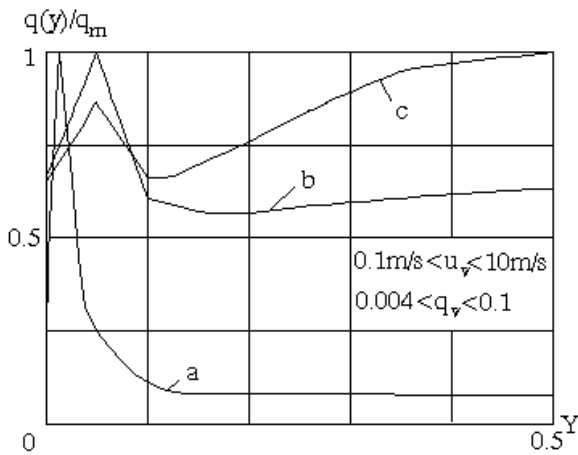
5 pav Normuoto oro koncentracijos profilio priklausomybė nuo srauto tekėjimo režimo (a-  $q_v u_v \leq 0.05$ , b-  $0.05 < q_v u_v \leq 0.4$ , c-  $0.4 < q_v u_v \leq 1$ )

Lokalinis akustinių bangų sklidimo greitis vandens-oro burbuliukų sraute apskaičiuotas pagal (4) išraišką. Srauto greitis ir oro koncentracija i-tajame aplinkos sluoksnyje rasti, panaudojant formules:

$$c_i = \frac{c_B + c_C}{2}, \quad (32)$$

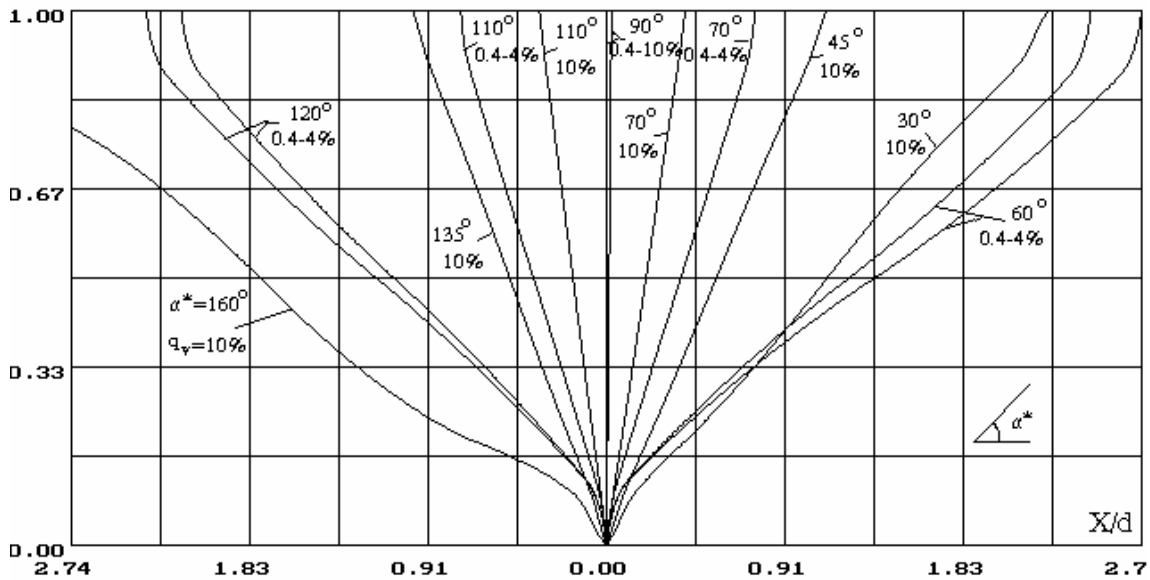
$$u_i = \frac{u_B + u_C}{2}, \quad (33)$$

kur  $c_B, u_B$  - akustinių bangų sklidimo ir srauto tekėjimo greičiai i-tojo aplinkos sluoksnio B taške,  $c_C$  ir  $u_C$  - analogiškai greičiai i-tojo aplinkos sluoksnio C taške.



6 pav. Akustinių bangų trajektorijos dvifaziame vandens-oro sraute, kai srauto greitis  $u_v = 0.1$  m/s

Y/d



7 pav. Akustinio bangø trajektorijos dvifaziame vandens-oro sraute, kai srauto greitis  $u_v=1$  m/s

Skaièiavimo metu naudoti srauto parametrai bei àvesti apribojimai [18,19]:

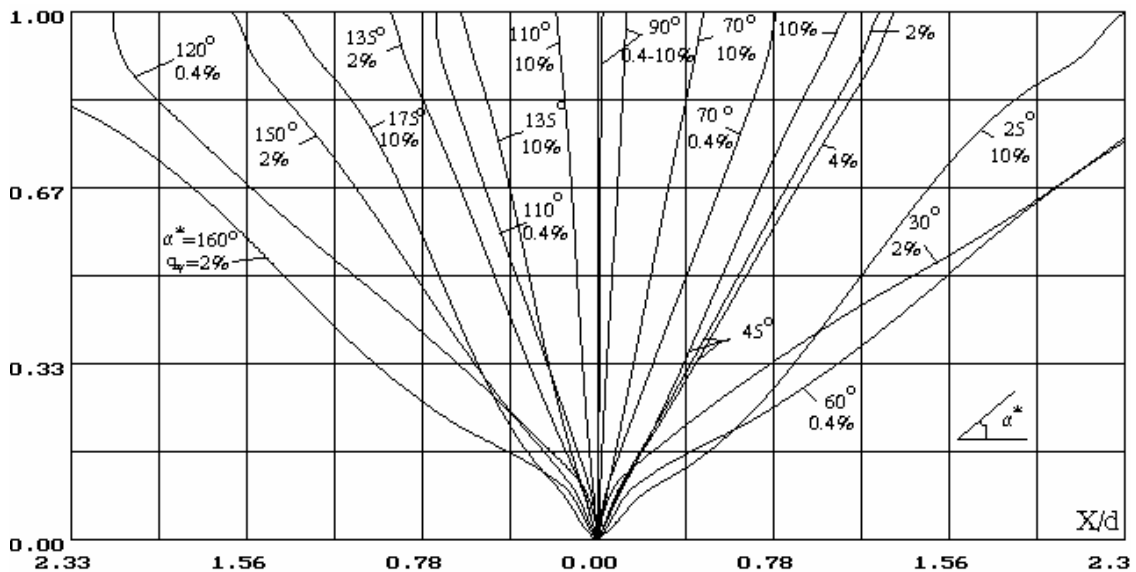
- aplinkos ir srauto temperatūra  $T=20^\circ\text{C}$ ,
- vandens ir oro tankiai, atitinkamai  $\rho_{sk}=998,2$  kg/m<sup>3</sup> ir  $\rho_a=1,293$  kg/m<sup>3</sup>,
- akustinio bangø sklidimo greièiai vandenyje ir ore, atitinkamai  $c_{sk}=1482$  m/s ir  $c_a=343$  m/s,
- aplinkos sluoksnio skaièius  $n=1000$ ,
- vidutinio oro koncentracijos kitimo intervalas  $q_v=0,4..10\%$ ,
- vidutiniai srauto greièiai  $u_v=0,1..10$  m/s,
- kampai tarp bangø iðspinduliavimo ir srauto tekimo krypties  $\alpha^*=5..175^\circ$ .

Skaièiavimo rezultatai pateikti 6...9 pav.

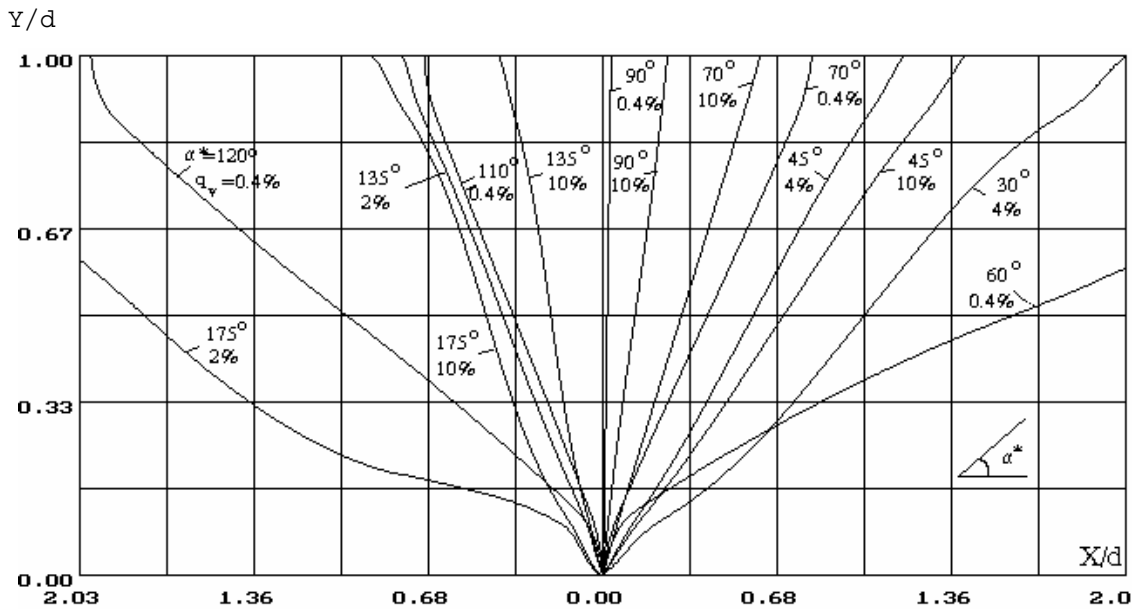
Srautui tekant  $u_v=0,1$  m/s greièiu (6 pav.), jau  $\alpha^*=70^\circ$  kampu iðspinduliuotos akustinio bangos bymiai nukrypsta nuo

tiesaus kelio ir pasiekia prieðingà vamzdžio sienelæ taðke, kurio koordinatë daugiau negu dvigubai skiriasi nuo analogiðku kampu nubrèptos tiesios susikirtimo su vamzdžio sienele taðko koordinatës. Iðspinduliuojamas bangas  $\alpha^*=70^\circ$  kampu, ðis skirtumas padidëja iki 3-4 kartø, o , sumàpinus  $\alpha^*$  iki  $45^\circ$ , akustinio bangos visiðkai nebepasiekia prieðingos sienelës. Didëjant iðspinduliavimo kampo nuokrypiui nuo normalios vamzdžio sienelei, kartu didëja ir skirtumas tarp vienu kampu á srautus su skirtingomis oro koncentracijomis iðspinduliuotø

Y/d



8 pav. Akustinio bangø trajektorijos dvifaziame vandens-oro sraute, kai srauto greitis  $u_v=5$  m/s



9 pav. Akustinio bangø trajektorijos dvifaziame vandens-oro sraute, kai srauto greitis  $u_v=10$  m/s

akustinio bangø trajektorijø. Bangø nuneðimas sraute dël mapo srauto greiëio ðiuo atveju yra nepymus.

Padidinus vidutinã srauto greitã iki 1m/s, jau pastebimas nedidelis bangø nuneðimas (7 pav.). Kadangi prie  $q_v=10\%$  vamzdþio centre pradeda kauptis oro burbuliukai, o prie sieneliø oro koncentracija ima mapëti, tai dël sumapëjusio oro koncentracijos gradiento prieðingã vamzdþio sienelã jau pasiekia ir tos bangos, kuriø sklidimo kryptys su normale vamzdþio sienelei sudaro didesnius kampus. Ðiuo atveju akustinës bangos prieðingã vamzdþio sienelã pasiekia taðke, kurio koordinatë skirsis nuo analogiøku kampu nubrëptos tiesës susikirtimo su vamzdþio sienele tik iki 25%.

Srautui tekant 5m/s greiëiu, oro koncentracija vamzdþio centre pradeda didëti jau nuo  $q_v=2\%$ . Dël to jau nuo 2% virðijanëiø oro koncentracijø  $45^\circ \leq \alpha^* \leq 135^\circ$  kampais iðspinduliuotø akustinio bangø sklidimo trajektorijø nuokrypiai nuo tiesiø liniø yra palyginti nedideli (8 pav.). Ðie nuokrypiai gaunami beveik vien tik dël akustinio bangø nuneðimo sraute, t.y. vienodais su normale vamzdþio sienelei kampais prieð srovã ir pasroviui iðspinduliuotos akustinës bangos pasiekia prieðingã sienelã taðkuose, kuriø koordinatëiø aritmetinis vidurkis atitinka gaunamã analogiøkais kampais iðspinduliuotø akustines bangas á vienalytã tolygaus profilio skysëio srautã. 5m/s greiëiu tekanëiam skysëio sraute, lyginant já su 1m/s greiëiu tekanëiu srautu, iðauga srauto greiëio gradientas vamzdþio skersine kryptimi. Kartu padidëja ir ðio gradiento ataka akustinio bangø lûpio rodikliui. Dël

ðios prieðasties, esant pakankamai didelei oro koncentracijai ( $q_v \approx 10\%$ ), prieðingã vamzdþio sienelã pasiekia net  $\alpha^* = 175^\circ$  kampu iðspinduliuotos akustinës bangos. Be to, ðios bangos pasiekia prieðingã vamzdþio sienelã taðkuose, kurie, lyginant su plokðëiu vienalyëiu srautu, yra gerokai pasislinkã pasroviui. Panaðûs rezultatai gaunami ir padidinus srauto greitã iki 10m/s (9 pav.). Ðiuo atveju tik dar labiau pasireiðkia bangø nuneðimas sraute.

### Iðvados

1. Dvifaziuose vamzdynais tekanëiuose vandens-oro srautuose, esant nedidelëms vidutinëms oro koncentracijoms ir þemiems vidutiniams srauto greiëiams ( $q_v u_v \leq 0,05$ ), akustinio bangø trajektorijos

gali þymiai nukrypti nuo tiesiø liniø. Trajektorijø formai didþiausia ataka daro arti akustinio bangø siuntiklio esanti erdvinë srauto sritis. Dël dideliø srauto greiëio ir oro koncentracijos gradientø ðioje srityje, akustinës bangos gali þymiai pakeisti savo sklidimo kryptã ir pasiekti prieðingã vamzdþio sienelã ne toje vietoje, kur to tikimasi. Kai kampai tarp akustinio bangø iðspinduliuavimo krypties ir normalës srauto tekëjimo krypties yra didesni ar lygûs  $45^\circ$ , akustinës bangos gali visai nebepasiekti kitoje vamzdþio pusëje esanëio ãmiklio.

2. Didëjant vidutinës oro koncentracijos ir vidutinio srauto greiëio sandaugos vertei ( $0,05 \leq q_v u_v \leq 1$ ), dël oro koncentracijos gradiento



mapėjimo, gaunamas mapesnis akustinių bangų sklidimo trajektorijų nukrypimas nuo tiesaus kelio. Dis nukrypimas ypae sumapėja, artėjant prie kritinės ribos, nuo kurios pereinama á kamðtiná srauto tðkmès reþimá. Nepaisant to, ir ðiuo atveju iðlieka tam tikri srauto greièio ir oro koncentracijos gradientai, kuriø veikiamos akustinès bangos keièia savo sklidimo kryptá ir, jei kampas tarp normalès vamzdpio sienelei ir akustiniø bangø sklidimo krypties virðija 60..70°, jos gali nebepasiekti prieðingos vamzdpio sienelès.

3.Didėjant srauto greièiui, kartu didėja ir ðio greièio gradientas, tiesiogiai veikiantis akustiniø bangø lûpio rodiklá judanèiose aplinkose. Dël ðios prieðasties 5-10 m/s greièiu tekanèiame vandens sraute su 10% oro burbuliuokø koncentracija prieðingá vamzdpio sienelæ pasiekia net 175° kampu su srauto tekėjimo kryptimi iðspinduliuotos bangos. Be to, ðiø bangø trajektorijos gerokai uplinksta pasroviui.

4.Dvifaziuose vandens-oro burbuliuokø srautose akustiniø bangø sklidimo greitis yra gerokai mapesnis negu vienfaziuose vandens srautuose. Tai þymiai padidina akustiniø bangø nuneðimá sraute, netgi esant palyginti nedideliems srauto greièiams.

#### Literatûros sàraðas

1. **È.D.Áaáðeèiá**, "Ðamððáææáæèæ áaçáúø íóçúðueiá á áñáá ñ èð ðaçiáððá", Áeóno.æ., ð.15, áú.1, n.25-27, 1969.
2. **S.N.Domenico**, "Acoustic wave propagation in air-bubble curtains in water", Geophysics, Vol.47, No.3., pp.345-375, 1982.
3. **D.L.Nguyen, E.R.F.Winter, M.Greiner**, "Sonic velocity in two-phase systems", Int.Journ. of Multiph. Flow, Vol.7, No.3, pp.311-320, 1981.
4. **A.Ruffa**, "Acoustic wave propagation through periodic bubbly liquids", J.Acoust.Soc.Am., Vol.91, No.1, pp.1-11, 1992.
5. **È.B.Íeèiáæ**: è ad. Áeaðiææiææ-áñeèá èñði:-íeèè çáóeá. - È.:Nóáñððáæeá, 1972.
6. **Á.Óeèeñ** Íamððrúá ááóðaçiúá ðá-árey. - Ì.:Ìeð, 1972.
7. **B.Á.Íæiðyeiá, A.Í.Áóáðóeèiá**, "Ýeæeððí-æeððóçeèííúe íaðiá æeááñðeèe ðððáóeáíóúø ñíóíeíá", á ná.: Óððáú 2-íáí Áñáñiþçííáí ñááúárey "Ýeniáðeáíáðæeúíúá íaðiáú è áððáðððá æey èññeááíáárey ðððáóeáíóúø". Ííáñeáeðñe, ÈÓÓ NÍ ÁÍ NNND, c.25-43, 1977.
8. **Á.Á.Íæiðyeiá**, "Áeaðiææiæeá ááóðaçiúø ñíóíeíá", á ná.: Óððáú 2-íe Áñáñiþçíé øeíeú ñeíáúð ó-áíúø ñ ðáreyíðeççeá. Ííáñeáeðñe, ÈÓÓ NÍ ÁÍ NNND, c.5-30, 1981.
9. **L.A.Xu., R.G.Green, A.Plaskowski and M.S.Beck**, "The pulsed ultrasonic crosscorrelation flowmeter for two-phase flow measurement", J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol.21., pp.406-414, 1988.
10. **È.Í.Ááððáñeèeè, Í.Á.Áíæiá**. Áeónoðeá ñeíeñòúø ñðáá. - Ì.:Íáóeá, 1989.
11. **Í.Á.Íeèþñ, P.Íiðáþñ, È.Èeyæe-þñ**, "Áíæeç ððáæeðíðeè æeónoðe-áñeèó ñeáíæiá á áææeóúeðny ñðáááð", Óeúððaçáóe, Ó.22, c.61-68, 1990.
12. **Í.Á.Íeèþñ, È.Èeyæe-þñ**, "Óáððáðe-áneyá ñáæeú íóáíeè íaðáíáððiá ðáñiðñððáíárey æeónoðe-áñeèó áíeí á áææeóúeðny ñðáááð", Óeúððaçáóe, Ó.23, c.47-55, 1991.
13. **S.A.Cheyne, C.T.Stebbins, R.A.Roy**, "Phase velocity measurements in bubbly liquids using a fiber optic laser interferometer", J.Acoust.Soc.Am., Vol.97, No.3, pp.1621-1624, 1995.
14. **È.D.Áaáðeèiá**, "Ñíááðææéá ñáíáíáñáí áaçá á æeáéínoðe è æeónoðe-áñeèeá íaðiáú ááí eçíáðáíeý", Áeóno. æóðí., ð.15, áú.3, c.321-334, 1969.
15. **H.Nishihava, J.Michiyoshi**, "Acoustic velocity and attenuation in an air-water two phase medium", in Proc. of the Japan-U.S.Seminar on Two-phase Flow Dynamics. Kobe, Japan, 1979, pp.329-346.
16. **Í.Á.Èáíðnoeèiá**, "Áaçiáúe íóçúðæé á çáóeíáñ ííeá íæeíe áñeèeððáú", Áeónoðe-áñeèeæ æóðíæe, ð.15, áú.4, n.489-504, 1969.
17. **Ð.È.Íeáíáðóeèiá**. Áeíáíeèá íñáíðaçiúø ñðáá. Ó1. - Ì.:Íáóeá, 1987.
18. **Í.È.Èíóeèiá, Í.Á.Óeðeðáe**. Níðááí:-íeè ñ ýeáíáíðáððñíe ðeççeèá - Ì.:Íáóeá, 1982.
19. **Ó.È.Óeèeèiá**. Níðááí:-íeè ñ ðeççeèá - Ì.:Ìeð, 1985.

P.-B.Milius, D. Jucius

#### Propagation of acoustic waves through gas-liquid bubbly flows in pipes

##### Summary

Main factors which influence on the acoustic waves trajectories in two-phase gas-liquid bubbly flows in pipes are taken into account. A theoretical model for the calculation of these trajectories as well as trajectories of acoustic waves in the free gas-liquid bubbly flows is proposed. Calculations of the trajectories with a personal computer are made for air-water bubbly flow at various flow velocities, void fractions and acoustic waves input angles by using this model. It is found that form of the propagation trajectories of acoustic waves in two-phase bubbly flows, especially if a fractional volume of gas bubbles is small, may differ from a straight lines significantly.