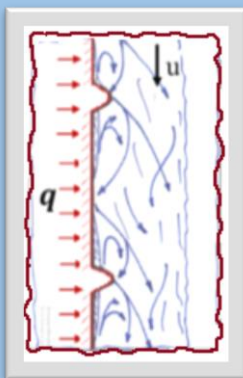


თ. მაგრაქველიძე, გ. გიგინეიშვილი, ხ. ლომიძე,
ა. მიქაშავიძე, ტ. კობერიძე

**ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე
სითხის აფსკში თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია
ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდით**



SCAN ME

საგამომცემლო სახლი
„ტექნიკური უნივერსიტეტი“

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

თენგიზ მაგრაქველიძე, გიორგი გიგინეიშვილი,
ხათუნა ლომიძე, ავქსენტი მიქაშავიძე,
ტარიელ კობერიძე

ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე
სითხის აფსკუში თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია
ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდით



დამტკიცებულია მონოგრაფიად
საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის
სარედაქციო-საგამომცემლო საბჭოს
მიერ. 19.10.2023, ოქმი №3

თბილისი
2023

უაკ 536.22

მონოგრაფიაში ასახულია ავტორთა მიერ წლების განმავლობაში ჩატარებული კვლევების შედეგები, რომელთა თანახმად, თბოგამცემ ზედაპირზე ხელოვნური ხორკლიანობის შექმნა განაპირობებს კონვექციური თბოგაცემის ინტენსიურობის მნიშვნელოვან ზრდას ერთფაზა სითხის როგორც დახურულ არხებში დაწნევით დინების, ისე ზედაპირზე აფსკის სახით ჩამოდინების პირობებში.

ექსპერიმენტულად დადგენილია, რომ ვერტკალურ თბოგამცემ ზედაპირზე სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის შექმნის შედეგად შესაძლებელია ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ინტენსიურობის 3-ჯერ და მეტად გაზრდა.

განხილულია თეორიული საკითხები, რომლებიც შეეხება ხორკლიანი ზედაპირებისათვის თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენების პრობლემებს.

წარმოდგენილია ხორკლიანი ზედაპირის თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელი. ამ მოდელის საფუძველზე მიღებულია თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც კარგად აზოგადებს ექსპერიმენტულ მონაცემებს.

მონოგრაფია განკუთვნილია ენერგეტიკის, ქიმიური მრეწველობის, მეტალურგიისა და სხვა დარგების სპეციალისტებისათვის, ასევე მაგისტრატურისა და დოქტორანტურის სტუდენტებისათვის.

წიგნში მოყვანილი შედეგები და გამოთქმული აზრები ეკუთვნის ავტორს/ავტორებს.

რეცენზენტები: საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ენერგეტიკის ფაკულტეტის პროფესორი გრიგოლ ხელიძე,

საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ენერგეტიკის ფაკულტეტის პროფესორი ევტიხი მაჭავარიანი



ნაშრომი შესრულებულია სსიპ შოთა რუსთაველის საქართველოს ეროვნული სამეცნიერო ფონდის ფინანსური ხელშეწყობით - საგრანტო პროექტი FR-19-3034.

© საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2023

ISBN 978-9941-28-985-9

<http://www.gtu.ge>



ყველა უფლება დაცულია. ამ წიგნის არც ერთი ნაწილის (იქნება ეს ტექსტი, ფოტო, ილუსტრაცია თუ სხვა) გამოყენება არანაირი ფორმით და საშუალებით (იქნება ეს ელექტრონული თუ მექანიკური) არ შეიძლება გამომცემლის წერილობითი ნებართვის გარეშე.

საავტორო უფლებების დარღვევა ისჯება კანონით.

წიგნში მოყვანილი ფაქტების სიზუსტეზე პასუხისმგებელია ავტორი/ავტორები.

ავტორის/ავტორთა პოზიციას შეიძლება არ ემთხვეოდეს საგამომცემლო სახლის პოზიცია.

ს ა რ ჩ ე ვ ი

წინასიტყვაობა.....	5
ძირითადი აღნიშვნები.....	11
შესავალი.....	13
თავი 1. ბლანტი სითხის დინების ძირითადი კანონზომიერებები.....	21
1.1. დაწვევიან არხებში სითხის დინების რეჟიმები. სიჩქარეთა განაწილება ნაკადის განივკვეთში.....	21
1.2. წნევის ვარდნა დაწვევიან არხებში სითხის დინების დროს...29	
1.3. ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტის განაწილება ნაკადის განივკვეთში.....	32
1.4. ზედაპირის ხორკლიანობის გავლენა სითხის ნაკადის ჰიდროდინამიკაზე.....	33
1.5. ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკის ჰიდროდინამიკა.....	41
თავი 2. გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემა.....	46
2.1. თბოგაცემა დაწვევიან არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს.....	46
2.2. ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე დაწვევიან არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს.....	49
2.3. თბოგაცემა ვერტიკალურ ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების დროს	57
თავი 3. ვერტიკალურ ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტული გამოკვლევა.....	63
3.1. ვერტიკალურ ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის საკვლევი დანადგარი.....	63
3.2. თბოგამცემ ზედაპირებზე ხორკლიანობის შექმნის მეთოდის აღწერა.....	71
3.3. ხორკლიანობის შექმნით გამოწვეული ზედაპირის ფართის ცვლილება.....	74
3.4. ცდების ჩატარების თანმიმდევრობა, გაზომვებისა და მონაცემების დამუშავების მეთოდის აღწერა.....	85

თავი 4. კვლევის შედეგები და მათი ანალიზი.....	89
4.1. ხორკლიანობის ტიპის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე.....	89
4.2. ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის გეომეტრიული პარამეტრების გავლენა თბოგაცემაზე.....	92
4.2.1. ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემაზე	92
4.2.2. ხორკლიანობის ელემენტებს შორის ფარდობითი ბიჯის გავლენა თბოგაცემაზე	94
4.3. რენოლდისა და პრანდტლის რიცხვების გავლენა თბოგაცემაზე	96
4.4. თბოგაცემა ბრტყელ ფირფიტაზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში.....	100
4.5. ხორკლიან ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტული მონაცემების გაზოგადების საკითხისათვის.....	109
თავი 5. თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესისათვის.....	116
5.1. ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელი და თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა.....	116
5.2. თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება მაღალი ხორკლიანობის ელემენტებიან მილებში თბოგაცემის პროცესის მოდელირებისათვის.....	142
5.3. ხორკლიანი ზედაპირის მქონე ბრტყელი ფირფიტის თბოგაცემა.....	145
რეზიუმე.....	149
Summary.....	167
ლიტერატურა.....	184

წინასიტყვაობა

ქვეყნისთვის ისეთ მნიშვნელოვან დარგებში, როგორებიცაა ენერგეტიკა, მეტალურგია, ავიაცია, საყოფაცხოვრებო მომსახურება და სხვა, როგორც ცნობილია, ფართოდ გამოიყენება სითბოს გადამცემი დანადგარები. ამდენად, ასეთი დანადგარების ეფექტურობის ამაღლება უაღრესად აქტუალურ პრობლემას წარმოადგენს.

ხსენებული დანადგარების ეფექტურობა დიდწილადაა დამოკიდებული ამ დანადგარებში თბოგადაცემის ინტენსიურობაზე.

თბოგადაცემის პროცესის, კერძოდ კი, თბოგადაცემის ინტენსიფიკაციის ერთ-ერთ საუკეთესო საშუალებას წარმოადგენს ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება. ეს მეთოდი უაღრესად ეფექტური აღმოჩნდა თანამედროვე თბოგადაცემი დანადგარების სრულყოფისა და განვითარებისათვის.

ხორკლიანობის მეთოდით თბოგადაცემის ინტენსიფიკაციის კვლევაში უდიდესი წვლილი შეიტანა აკადემიკოსმა ვახტანგ გომელაურმა, რომელმაც ჯერ კიდევ მე-20 საუკუნის შუა წლებში გამოაქვეყნა ერთ-ერთი პირველი გამოკვლევა ძალზე საყურადღებო შედეგებით. ვ. გომელაურის მიერ მიღებულმა ექსპერიმენტულმა შედეგებმა და, ასევე, თეორიულმა მოსაზრებებმა დიდი გავლენა მოახდინეს ხორკლიანი ზედაპირების თბოგადაცემის პროცესის მექანიზმის შესწავლაზე. ამ მიმართულებით კვლევები საქართველოში დღესაც წარმატებით გრძელდება ვ. გომელაურის მოწაფეების ძალისხმევით. მათ მიერ მიღებულია უაღრესად სერიოზული, როგორც თეორიული, ისე პრაქტიკული შედეგები.

წინამდებარე მონოგრაფია ძირითადად დაფუძნებულია დახურულ არხებში დაწნევით მოძრავი სითხეების და ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკის ჰიდროდინამიკისა და თბოგადაცემის ავტორთა მიერ მიღებულ ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევების შედეგებზე.

ამასთან ერთად, ბუნებრივია, რომ წიგნში გადმოცემულია თანამედროვე ჰიდროდინამიკისა და თბოგადაცემის ფუნდამენტური საკითხები, რომლებიც ძირითადად თავმოყრილია მონოგრაფიის პირველ და მეორე თავებში.

მონოგრაფიის შესავალში დაწვრილებითაა გაანალიზებული ტურბულენტური დინებისა და თბოგადაცემის (მათ შორის ხორკლიანი ზედაპირების მქონე დახურულ არხებში) პრობლემებისადმი მიძღვნილი გამოკვლევების და მიღებული შედეგების არსებული მდგომარეობა.

პირველ თავში განხილულია გლუვი ზედაპირების მქონე არხებში სითხის დინების რეჟიმები და ტურბულენტური ნაკადის ძირითადი კანონზომიერებები. მოცემულია ტურბულენტური ნაკადის სტრუქტურაზე კედლის ხორკლიანობის გავლენის საკითხები. ამავე თავში გამახვილებულია ყურადღება ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკის ჰიდროდინამიკის საკითხებზე.

მეორე თავში გაანალიზებულია არხებში დაწნევით მოძრავ სითხესა და ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკში თბოგადაცემის საკითხები.

მესამე თავში წარმოდგენილია: ავტორთა მიერ შექმნილი ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკში თბოგადაცემის საკვლევი დანადგარის აღწერა, თბოგამცემ ზედაპირზე ხორკლიანობის შექმნის საკითხები, ცდების ჩატარების თანმიმდევრობა, გაზომვებისა და მონაცემების დამუშავების მეთოდიკა.

მეოთხე თავში დაწვრილებითაა გადმოცემული მიღებული შედეგები, ამ შედეგების ანალიზი და გაზოგადების საკითხები. ნაჩვენებია ხელოვნური ხორკლიანობის მნიშვნელოვანი გავლენა ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკში თბოგადაცემის ინტენსიურობაზე.

მეხუთე თავი დათმობილი აქვს ხორკლიანი ზედაპირების ტურბულენტური ნაკადით გარსდენისა და თბოგადაცემის დროს თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენების საკითხებს.

მონოგრაფიას თან ახლავს რეზიუმეები ქართულ და ინგლისურ ენებზე.

თენგიზ მაგრაქველიძეს ეკუთვნის მონოგრაფიაში წარმოდგენილი ექსპერიმენტების ჩატარების იდეა. ასევე, იგი მონაწილეობდა მონოგრაფიის ყველა თავის და რეზიუმეს დაწერაში. ამასთან, მის მიერ ერთპიროვნულადაა დაწერილი მეხუთე თავი.

გიორგი გიგინეიშვილი მონაწილეობდა პირველი და მეოთხე თავების და რეზიუმეს დაწერაში, საცდელი ბრტყელი ფირფიტის შექმნაში და წარმოდგენილი ექსპერიმენტების ჩატარებაში.

ხათუნა ლომიძეს ეკუთვნის ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავების ალგორითმისა და სათანადო პროგრამის შექმნა, ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავება და გრაფიკული წარმოდგენა. ამასთან, მის მიერ თ. მაგრაქველიძესთან ერთად დაწერილია 3.3 და 4.4 პარაგრაფები.

ავქსენტი მიქაშავიძე მონაწილეობდა მეორე თავის დაწერაში, ექსპერიმენტული დანადგარის დაპროექტებაში, შექმნასა და ექსპერიმენტების ჩატარებაში.

ტარიელ კობერიძე მონაწილეობდა 3.1, 3.4 და 4.4 პარაგრაფების დაწერაში, საცდელი მილების შექმნაში, თბოგამცემი კედლის ტემპერატურის უკონტაქტო გაზომვის მეთოდის შემუშავებასა და ექსპერიმენტების ჩატარებაში.

მონოგრაფიის ყველა ავტორი მონაწილეობდა მიღებული შედეგების ანალიზში და ინტერპრეტაციის საკითხების დამუშავებაში.

მონოგრაფიაში წარმოდგენილი შედეგები შესრულდა შოთა რუსთაველის ეროვნული სამეცნიერო ფონდის ხელშეწყობით, რისთვისაც ავტორები მადლობას უხდებიან ფონდს.

შედეგების ნაწილი მიღებულია წლების განმავლობაში ჩატარებული, უაღრესად შრომატევადი, ექსპერიმენტული და თეორიული კვლევების საფუძველზე, რომელთა განხორციელებისას ავტორთა ჯგუფს დიდი დახმარება გაუწია არჩილ ელიაშვილის

სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტისა და რაფიელ დვალის სახელობის მანქანათა მექანიკის ინსტიტუტის თანამშრომლებმა.

უპირველეს ყოვლისა გვინდა მადლიერებით გავიხსენოთ აკადემიკოსები ვახტანგ გომელაური და მინდია სალუქვაძე, რომლთა ძალისხმევითაც არჩილ ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტში რამდენიმე ათეული წლის წინ ჩამოყალიბდა ენერგეტიკის პროფილის განყოფილება, ურომლისოდაც შეუძლებელი იქნებოდა წარმოდგენილი კვლევების ჩატარება.

მადლიერებით გვინდა აღვნიშნოთ ის დიდი დახმარება, რომელიც აღმოგვიჩინეს რაფიელ დვალის სახელობის მანქანათა მექანიკის ინსტიტუტის დირექტორმა, აკადემიკოსმა თამაზ ნატრიაშვილმა, დირექტორის მოადგილემ, დოქტორმა მერაბ ღლონტმა, არჩილ ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტის დირექტორმა, პროფესორმა ნუგზარ ყავლაშვილმა, დირექტორის მოადგილემ ნინო ჯავაშვილმა, სწავლულმა მდივანმა ქეთევან კვირიკაშვილმა, მეცნიერ თანამშრომლებმა მანანა ჯანიკაშვილმა და ირმა არჩვაძემ ექსპერიმენტული ლაბორატორიის მოწყობაში, გამართვაში და სხვა სახის ტექნიკური და ორგანიზაციული სამუშაოების ჩატარებაში.

ასევე გვინდა მადლობა გადავუხადოთ ხსენებული ინსტიტუტების თანამშრომლებს: ფრიდონ მშვილდაძეს, ლევან რობაქიძეს, ბადრი ბედენაშვილს, აკაკი გაბიდაურს, ამირან ბეცეცაშვილს და ლევან მაკრახიძეს ექსპერიმენტული დანადგარების დამზადებასა და გამართვაში აღმოჩენილი დახმარებისათვის.

წინამდებარე წიგნში წარმოდგენილი, ავტორთა მიერ მიღებული შედეგები ასახულია რამდენიმე ათეულ სამეცნიერო სტატიაში და მოხსენებულა მრავალ საერთაშორისო ფორუმსა და კონფერენციაზე.

მონოგრაფიაში გამოყენებული ტერმინების შესახებ

აუცილებლად მიგვაჩნია გავაკეთოთ განმარტება რამდენიმე ტერმინის თაობაზე:

მონოგრაფიაში გამოყენებულია ტერმინი „ხორკლიანობა“, რომელიც იმავე მნიშვნელობისაა, რაც ტერმინი „ხაოიანობა“.

ტერმინი „ხაოიანობა“ თბოგადაცემის დარგში დამკვიდრდა გასული საუკუნის 50-იან წლებში. როგორც ჩანს, რუსული ტერმინის „шероховатость“-ის ქართული თარგმანის საფუძველზე (რუსულ-ქართული ლექსიკონი. ტომი 3, 1959წ.).

ამასთან ერთად, ყურადსაღებია, რომ ქართულ ტექნიკურ ტერმინოლოგიაში პარალელურად გამოიყენება ტერმინები: ხორკლიანობა, სიმქისე.

ინგლისურენოვან ლიტერატურაში გამოიყენება ტერმინი “rough”, რომლის ქართული შესატყვისი არის ხორკლიანობა ([ქართული - ინგლისური ლექსიკონი | Glosbe](#)).

საყურადღებოა, რომ სულხან-საბას ლექსიკონში ტერმინი „ხორკლი“ ასეა განმარტებული: ხორკლი - ეკლის მსგავსი მოკლე და უმახვილო. ჩვენი აზრით, ეს ზუსტად ასახავს ზედაპირზე შექმნილი მიკროშვერილების რაობას.

ზემოთქმულიდან გამომდინარე, ტერმინები ხაოიანი, მქისე და ხორკლიანი სინონიმებია და მათი გამოყენება თანაბარსა-მართლიანია.

ადრე გამოქვეყნებულ შრომებში ავტორები იყენებდნენ ტერმინს - „ხაოიანობა“. ბოლო წლებში უპირატესობა მიენიჭა ტერმინს - „ხორკლიანობა“.

წინამდებარე მონოგრაფიაში ტერმინ - „ხაოიანობასთან“ ერთად, უმეტესად გამოიყენება ტერმინი - „ხორკლიანობა“, რაც, ცხადია, არ ცვლის წარმოდგენილი ნაშრომის შინაარსს.

ი. ნიკურაძემ თავის ექსპერიმენტებში, რომელიც ერთ-ერთი პირველი იყო ხორკლიანი ზედაპირის მქონე მილებში წყლის დინების ჰიდროდინამიკური კანონზომიერებების შესწავლის

საქმეში, ექსპერიმენტებში გამოყენებული „ქვიშისებური“ ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის აღსანიშნავად შემოიღო სიმბოლო – k_s (sand roughness). შემდგომში ეკვივალენტური ტექნიკური ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე ჰიდრავლიკური წინაღობის იდენტურობის შემთხვევაში დაუკავშირეს ი. ნიკურადის ხორკლიანობას და სიმაღლის აღსანიშნავად შემოიღეს – k_{sg} . უფრო მოგვიანებით ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის აღსანიშნავად დამკვიდრდა სიმბოლო – h (height). ავტორებმა ძალაში დავტოვეთ სამივე სიმბოლო, რაც, ერთი მხრივ, შესაძლოა გარკვეულ კითხვებს იწვევს სტანდარტიზაციის თვალსაზრისით, მაგრამ, მეორე მხრივ, გვიადვილებს იმის შეცნობას, თუ როგორი ტიპის ხორკლიანობასთან გვაქვს საქმე. ეს განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია კომბინირებული ხორკლიანობის შემთხვევაში.

რამდენიმე ათეული წლის წინ ქართულ თბოტექნიკურ ლიტერატურაში დამკვიდრებული იყო ტერმინი – „თბომტარი“. მოგვიანებით ეს ტერმინი შეიცვალა ტერმინით – „თბომატარებელი“. ავტორებმა უპირატესობა მივანიჭეთ ტერმინს – „თბოგადამტანი“. ვფიქრობთ ეს უკანასკნელი უფრო ზუსტად ასახავს არსს.

ძირითადი აღნიშვნები

a – კარმანის მუდმივა;

α – თბოგაცემის კოეფიციენტი, ვტ/(მ² K);

a – ტემპერატურაგამტარობის კოეფიციენტი, მ²/წმ;

c_p – სითხის კუთრი სითბოტევადობა, კჯ/(კგ K);

d – მილის დიამეტრი, მ;

δ – სითხის აფსკის სისქე, კედლის სისქე, მ;

δ^+ – იმპულსის გამოდევნის სისქე, მ;

η – უგანზომილებო მანძილი კედლიდან;

η_1 – უგანზომილებო მანძილი ბლანტი ქვეშრის გარე საზღვრამდე;

η_2 – უგანზომილებო მანძილი ბუფერული ზონის გარე საზღვრამდე;

F, f – თბოგამცემი ზედაპირის ფართი, მ²;

φ – უგანზომილებო სიჩქარე;

G – თბოგამცემი ზედაპირის მორწყვის კოეფიციენტი, მ²/წმ;

g – სიმძიმის ძალის აჩქარება, მ/წმ²;

h – ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე, მმ;

k – ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე, მმ;

k_s – ნიკურადის („ქვიშისებური“) ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე, მმ;

L – მსაზღვრელი გეომეტრიული ზომა, მ;

l – პრანდტლის შერევის მანძილი, მ;

λ – თბოგამტარობის კოეფიციენტი, ვტ/(მ K);

$\bar{\Lambda}$ – სითხის ტურბულენტური თბოგამტარობის კოეფიციენტი, ვტ/(მ K);

μ – სითხის დინამიკური სიბლანტის კოეფიციენტი, პა · წმ;

ν – სითხის კინემატიკური სიბლანტის კოეფიციენტი, მ²/წმ;

ξ – ჰიდრაულიკური წინაღობის კოეფიციენტი;

Q – თბური ნაკადი, ვტ;

q – ხვედრითი თბური ნაკადი, ვტ/მ²;

r_0 – მილის რადიუსი, მ;

ρ – სითხის სიმკვრივე, კგ/მ³;

s – ხორკლიანობის ელემენტებს შორის მანძილი (ბიჯი), მმ;

t – ტემპერატურა, °C;

τ – მხები ძაბვა, ნ/მ²;

u – სითხის ნაკადის სიჩქარე, მ/წმ;

- u' – გრძივი პულსაციური სიჩქარე, მ/წმ;
 u_* – დინამიკური სიჩქარე, მ/წმ;
 \bar{u} – საშუალო სიჩქარე, მ/წმ;
 V – თბოგადამტანის მოცულობითი ხარჯი, მ³/წმ;
 v' – განივი პულსაციური სიჩქარე, მ/წმ;
 v – სითხის ნაკადის სიჩქარის განივი კომპონენტი, მ/წმ;
 χ – სველი პერიმეტრი, მ;
 y – მანძილი კედლიდან, მ.

კრიტერიუმები:

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \text{ – ნუსელტის კრიტერიუმი;}$$

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} \text{ – ნუსელტის კრიტერიუმი სითხის აფსკისათვის;}$$

$$Ni = k_s u_* / \nu \text{ – ნიკურამის კრიტერიუმი;}$$

$$Ni_* = 36 \sqrt{\xi/2} \text{ – ხორკლიანობის გამოვლინების დასაწყისის შესაბამისი ი. ნიკურამის კრიტერიუმი;}$$

$$Pr = \frac{\nu}{a} \text{ – პრანდტლის კრიტერიუმი;}$$

$$Re = \frac{u L}{\nu} \text{ – რეინოლდსის კრიტერიუმი;}$$

$$Re = \frac{4G}{\nu} \text{ – რეინოლდსის კრიტერიუმი ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკისათვის;}$$

$$Re_* \text{ – რეინოლდსის რიცხვი, რომლის დროსაც იწყება ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი;}$$

$$Re_+ \text{ – ხორკლიანობის გამოვლინების დასაწყისის შესაბამისი რეინოლდსის რიცხვი;}$$

$$Re_{\delta+} \text{ – რეინოლდსის რიცხვი (მსაზღვრელ ზომად მიღებულია სასაზღვრო შრის გამოდევნის სისქე);}$$

$$St = \frac{\alpha}{c_p \rho \bar{u}} \text{ – სტანტონის კრიტერიუმი.}$$

ინდექსები:

- ბ – ბლანტი; გ – გარდამავალი; გლ – გლუვი; ხ – ხორკლიანი;
 ტ – ტურბულენტური; კ – კედლის; ს – სითხის; აფ – აფსკის;
 ეკ – ეკვივალენტური; ს.შ. – სითხის შესვლაზე; ს.გ. – სითხის გამოსვლაზე.

*ვუძღვნიტ
ჩვენი კოლეგებისა და მეგობრების
ვაჟა ჯამარჯაშვილის, არჩილ გომელაურისა
და ჯონდო რუსიშვილის ხსოვნას*

შესავალი

თანამედროვე დანადგარებში, როგორებიცაა, მაგალითად, თბოელექტროსადგურების ორთქლგენერატორები, კონდენსატორებისა და ელექტროგენერატორების გაცივების სისტემები, მეტალურგიული, საავიაციო, სარაკეტო, კოსმოსური ტექნიკა, გათბობის სისტემები და ა.შ., უაღრესად დიდი როლი ენიჭება თბოგადაცემის ინტენსიურობის ამაღლებას, რადგან ეს უკანასკნელი განაპირობებს დანადგარების ეფექტურ მუშაობას და, რაც ძალზე მნიშვნელოვანია, მათ კომპაქტურობას.

ვინაიდან თბოგაცემა მყარი ზედაპირიდან სითხეში (აირში) ან პირუკუ წარმოადგენს თბოგადაცემის პროცესის ერთ-ერთ ძირითად შემადგენელ საფეხურს, ცხადია, რომ მისი ინტენსიურობა დიდწილად განაპირობებს თბოგადაცემის პროცესის ინტენსიურობას. აქედან გამომდინარე, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის მეთოდების შესწავლას და დამუშავებას უდიდესი პრაქტიკული მნიშვნელობა ენიჭება.

ამასთან ერთად, ვინაიდან თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია განუხრელადაა დაკავშირებული სითხის ნაკადის სასაზღვრო შრეზე ზემოქმედებასთან და ამით გამოწვეულ ნაკადის სტრუქტურის შეცვლასთან, აღნიშნული პრობლემის გამოკვლევას უდიდესი თეორიული მნიშვნელობა აქვს.

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტებით დადასტურებულია, რომ თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ერთ-ერთ საუკეთესო საშუალებას წარმოადგენს ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება.

ბუნებრივია, რომ სითხის ნაკადში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის მიზნით ნებისმიერი მეთოდის გამოყენება აუცილებლად იწვევს ამ სითხის მოძრაობაზე დახარჯული ენერჯის გაზრდას. ამის გამო, მნიშვნელოვან პრობლემას წარმოადგენს ინტენსიფიკაციის ისეთი მეთოდის გამონახვა, რომელიც უზრუნველყოფს თბოგაცემის მაქსიმალურ ინტენსიფიკაციას ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობის მინიმალურად გაზრდის პირობებში.

აქედან გამომდინარე, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის კვლევა განუხრელადაა დაკავშირებული ჰიდროდინამიკის საკითხების შესწავლასთან.

ხორკლიან მილებში სითხის ნაკადის ჰიდროდინამიკის შესწავლას საფუძველი დაუდეს ჰ. დარსის, ჰ. ბაზინის, რ. მისის, ლ. შილერის და სხვათა გამოკვლევებმა, რომლებიც ჩატარდა მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში და მე-20 საუკუნის დასაწყისში.

მე-20 საუკუნის 30-იან წლებში გიოტინგენის კაიზერ ვილჰელმის (ამჟამად მაქს პლანკის) ჰიდრავლიკურ კვლევათა და დინამიკის ინსტიტუტში ი. ნიკურამის მიერ ჩატარებულმა კლასიკურმა გამოკვლევებმა ფაქტობრივად საფუძველი ჩაუყარეს ხელოვნური ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების სითხის ნაკადით გარსდენის ჰიდროდინამიკური კანონზომიერებების შესწავლას [1].

პირველი სისტემატური გამოკვლევა, რომელშიც შესწავლილი იყო ხორკლიან მილებში ერთფაზა თბოგადამტანის ნაკადში თბოგაცემის საკითხები, ჩატარდა ვ. ნუნერის მიერ მე-20 საუკუნის 50-იან წლებში იმავე გიოტინგენის ინსტიტუტში [2]. ამ გამოკვლევაში, მრავალრიცხოვან ექსპერიმენტულ შედეგებთან ერთად, შემოთავაზებული იყო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელი და მის საფუძველზე მიღებული თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა.

ცხადია, უდიდესია ვ. ნუნერის ღვაწლი ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის შესწავლის საქმეში. მაგრამ, ამასთან ერთად, როგორც შემდგომ გამოკვლევებში დადასტურდა, [2]-ში შემოთავა-

ზებული მოდელი ადეკვატურად ვერ ასახავს განსახილველ პროცესს. ასე მაგალითად, ვ. ნუნერის ფიზიკური მოდელის მიხედვით, თბოგამცემი ზედაპირის ხორკლიანობა იწვევს თბოგადამტანის ნაკადის ბირთვში დამატებით ტურბულიზაციას, და შესაბამისად, ნაკადის ბირთვის თერმული წინაღობის შემცირებას. აქედან გამომდინარე, ვ. ნუნერის მოდელის თანახმად, ხელოვნური ხორკლიანობის ეფექტი თბოგაცემაზე მნიშვნელოვანი უნდა იყოს ისეთი სითხეების შემთხვევაში, რომელთა $Pr \ll 1$ (თხიერი ლითონები), რაც შემდგომ ექსპერიმენტებში არ დადასტურდა¹.

ვ. ნუნერის ფიზიკური მოდელის უზუსტობა მკაფიოდ იქნა დასაბუთებული აკად. ვ. გომელაურის გამოკვლევაში [3], რომლის თანახმად, [2]-გან განსხვავებით, ხორკლიანობის ელემენტებიდან მოწყვეტილი გრიგალები ნაკადის ბირთვის ტურბულიზაციასთან ერთად, იწვევენ სასაზღვრო შრის მნიშვნელოვან შემოფოთებას (შეიძლება ითქვას, გათხელებასაც კი). აქედან გამომდინარე, ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე მნიშვნელოვანი უნდა იყოს ისეთი სითხეებისათვის, რომელთა $Pr \geq 1$. ვ. გომელაურის მიერ მიღებული იყო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო კრიტერიული განტოლება, რომელიც კარგად აზოგადებს მრავალრიცხოვან ექსპერიმენტულ მონაცემებს. [3]-ში გამოთქმული მოსაზრებები შემდგომში სრულად დადასტურდა როგორც ვ. გომელაურისა და მისი მოწაფეების, ისე სხვა ავტორთა გამოკვლევებში [4 -13].

მე-20 საუკუნის ბოლოს ინტენსიურად მიმდინარეობდა თბოგაცემის პროცესის შესწავლა ღრმულებიანი ზედაპირების გარსდენის

¹ ჩვეულებრივ სითხეებში ($Pr \geq 1$) როგორებიცაა, მაგალითად, წყალი, სპირტი, ზეთი და სხვა თბოგაცემის დროს თერმული წინაღობის ძირითადი ნაწილი თავმოყრილია კედლისპირა, თხელ სასაზღვრო შრეში. თხიერი ლითონების შემთხვევაში ($Pr \ll 1$) თერმული წინაღობის უდიდეს ნაწილს წარმოადგენს ნაკადის ბირთვის წინაღობა. ამიტომ, ჩვეულებრივი სითხეების შემთხვევაში მნიშვნელოვანია სასაზღვრო შრის ტურბულიზაცია, ხოლო თხიერი ლითონების შემთხვევაში კი – ნაკადის ბირთვის ტურბულიზაცია.

პირობებში [14]. [14]-ის თანახმად ღრმულეზიანი ზედაპირების გამოყენებით, ჰიდრავლიკური წინაღობის შედარებით მცირე ზრდის ხარჯზე მიიღწევა თბოგაცემის ძალზე მნიშვნელოვანი ინტენსიფიკაცია. შემდგომ სამუშაოებში ასეთი ოპტიმისტური შედეგები არ დადასტურდა.

ხელოვნური ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების ჰიდროდინამიკისა და თბოგაცემის საკითხების თეორიული ანალიზი, რომელიც ძირითადად დამყარებულია თერმოჰიდროდინამიკურ ანალოგიაზე, მოცემულია შრომებში [8 -10, 15 - 17].

დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის გამოკვლევაში, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის საფუძველზე, მიღებული იყო ქვიშისებური ხორკლიანობის („ნიკურადის ხორკლიანობა“) მქონე ზედაპირების თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა [9], რომელიც კარგად აზოგადებს მათსავე ექსპერიმენტულ მონაცემებს.

რ. ვებმა და მისმა თანამშრომლებმა [9]-ში მიღებული ფორმულა განაზოგადეს ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის [10].

უნდა აღინიშნოს, რომ დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის მოდელში იგულისხმება, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია ხორკლიან მილებში მართებულია სრული ჰიდრავლიკური წინაღობისათვის. იგივე შეიძლება ითქვას [10]-ში შემოთავაზებული მოდელის შესახებ. ამასთან, ცნობილია, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია მართებულია მხოლოდ ხახუნის წინაღობისათვის, ანუ, სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინაღობა პირდაპირ გავლენას არ ახდენს თბოგაცემის პროცესზე. ეს საკითხი გაითვალისწინა ვ. მიგაიმ [8], თუმცა, მის მიერ შემოთავაზებული სრული წინაღობიდან ხახუნის წინაღობის გამოყოფის მეთოდი ვერ ჩაითვლება სრულყოფილად. კერძოდ, ვ. მიგაის მოდელის თანახმად, ხორკლიან მილებში ფორმის წინაღობა თავს იჩენს როდესაც $Re=5000$ და არ არის დამოკიდებული ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლეზე, რაც ექსპერიმენტულად არ დასტურდება.

ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის მოდელი და საერთო ჰიდრავლიკური წინაღობიდან ხახუნის წინაღობის გამოყოფის საინტერესო მეთოდია შემოთავაზებული [16] გამოკვლევაში. ამ სამუშაოში ს. ქუთათელაძის მოსაზრებებზე დაყრდნობით, მიღებული იყო, რომ ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლამდე ხახუნის წინაღობა ტოლია საერთო ჰიდრავლიკური წინაღობისა, ხოლო ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლისთანავე თავს იჩენს ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინაღობა. [16, 17]-ში შემოთავაზებული იყო ავტომოდელურ რეჟიმში ხახუნის წინაღობის საანგარიშო ფორმულა.

საინტერესო შედეგები იყო მიღებული ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდით ზედაპირებზე დანალექების წარმოქმნის შემცირების პრობლემების გადასაჭრელად [18 - 20].

უაღრესად საყურადღებოა [21, 22] გამოკვლევებში მიღებული შედეგები, რომლებშიც შესწავლილი იყო ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა გადაცივებულ² წყლის ბუშტოვანი დუღილის დროს თბოგაცემაზე და კრიზისზე რგოლურ არხში წყლის დისტილატის ტურბულენტური დინების დროს. ამ გამოკვლევების შედეგები ადასტურებენ, რომ ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე ბუშტოვანი დუღილის საწყის ეტაპზე საკმაოდ დიდია, ხოლო განვითარებული ბუშტოვანი დუღილის რეჟიმში – პრაქტიკულად უმნიშვნელოა. ამავე გამოკვლევებში ექსპერიმენტულად დადგენილი იყო, რომ ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება განაპირობებს გადაცივებული წყლის ბუშტოვანი დუღილის კრიტიკული თბური დატვირთვის ამალეებას. [22] გამოკვლევაში შემოთავაზებული იყო ხორკლიან არხებში გადაცივებული სითხის ნაკადის ბუშტოვანი დუღილის კრიზისის დადგომის მექანიზმი და კრიტიკული თბური

² ტერმინი „გადაცივებული“, რომელიც ფართოდ გამოიყენება ქართულ სამეცნიერო ლიტერატურაში, ნიშნავს გაცხელებულ სითხეს გარკვეულ ტემპერატურამდე, რომელიც ნაკლებია დუღილის ტემპერატურაზე. შეიძლება უფრო სწორი იყოს ტერმინი „უკმარგაცხელებული“ ან „უკმარცხელი“.

დატვირთვის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

თანამედროვე დანადგარებში თბოგაცემის პროცესი შეიძლება მიმდინარეობდეს თბოგამცემ ზედაპირზე აფსკის ჩამოდინების პირობებში. ასეთ პროცესებს ადგილი აქვს თბოელექტროსადგურების კონდენსატორებში, ატომურ ელექტროსადგურებში, ქიმიურ და ტექნოლოგიურ დანადგარებში და სხვა. ამის გამო, თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში უაღრესად დიდ პრაქტიკულ ინტერესს იმსახურებს.

საკითხის აქტუალობიდან გამომდინარე, ბოლო ათწლეულებში ინტენსიურად მიმდინარეობს თბოგამცემ ზედაპირზე ჩამოდინარე სითხის აფსკში ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდით თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის საკითხების შესწავლა. ამ პრობლემისადმი მიძღვნილია არაერთი, მათ შორის წიგნის ავტორთა გამოკვლევები [23-35, 63, 67-74].

მონოგრაფიის ავტორთა მიერ ჩატარებულ [26-35] გამოკვლევებში, მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტების საფუძველზე, დადგენილია ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენებით თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის არაერთი საინტერესო საკითხი. ამ გამოკვლევებში შესწავლილია სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის (პირამიდული, ორგანზომილებიანი, ღრმულებიანი, კომბინირებული) გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე ვერტიკალურ ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში. მიღებულია მნიშვნელოვანი შედეგები, რომლებიც საყურადღებოა როგორც პრაქტიკული, ისე თეორიული თვალსაზრისით.

განსაკუთრებულ ყურადღებას იმსახურებს შედეგები, რომელთა თანახმად, ხელოვნური ხორკლიანობის გამოყენება სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალ რეჟიმში განაპირობებს თბოგაცემის ინტენსიურობის ზრდას 3-ჯერ და მეტად.

ყურადღებას იმსახურებს ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება სარევიან აპარატებში. როგორც ცნობილია, სარევიანი აპარატები ფართოდ გამოიყენება ქიმიური, კვების, გადამამუშავებისა და მრეწველობის სხვა დარგებში. აქედან გამომდინარე, ცხადია, რომ თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია ასეთ აპარატებში ფრიად აქტუალურია. ამჟამად არსებულ აპარატებში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციისათვის ხშირად გამოიყენება ამრეკლი ტიხარები, რაც თბოგაცემის ინტენსიურობას დაახლოებით 30-40%-ით ზრდის. მაგრამ, ასეთი მეთოდით ინტენსიფიკაცია იწვევს არევისათვის საჭირო სიმძლავრის მნიშვნელოვან ზრდას (დაახლოებით 8-10-ჯერ) [36], რაც ცხადია, საბოლოო ჯამში, უარყოფით გავლენას ახდენს ამრეკლი ტიხარების ეფექტურობაზე.

წინამდებარე ნაშრომის ავტორთა მიერ პირველად იქნა გამოკვლეული ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე სარევიან აპარატებში სითხის არევის დროს [37-41]. ამ გამოკვლევებში საფუძვლიანად დადასტურდა, რომ ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმში თბოგაცემის ინტენსიურობა იზრდება დაახლოებით 2-ჯერ, ხოლო არევისათვის საჭირო სიმძლავრე – დაახლოებით 3-ჯერ, რაც აშკარად მიუთითებს სარევიან აპარატებში ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენების უპირატესობაზე ამრეკლი ტიხარების მეთოდთან შედარებით.

აღსანიშნავია, რომ ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდით თბოგაცემის ინტენსიფიკაციისადმი მიძღვნილი გამოკვლევების შედეგები, რომლებიც მიღებული იყო საქართველოში, გასული საუკუნის ბოლოს, დაინერგა ფიზიკის ინსტიტუტის ბირთვულ ცენტრში (მცხეთაში), რის შედეგადაც შესაძლებელი გახდა ბირთვული რეაქტორის სიმძლავრის მნიშვნელოვნად გაზრდა [42]. მიღებული შედეგები ასევე გამოყენებული იყო სოხუმის ფიზიკატექნიკური ინსტიტუტის სპეციალურ სამუშაოებში [43].

როგორც ზემოთ წარმოდგენილი მიმოხილვიდან ჩანს, ხორკლიანობის გამოყენების სფერო ძალზე დიდია როგორც არხებში

ერთვაზა ნაკადის თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის, გადაცივებული სითხის ნაკადში ბუმტოვანი დუღილის კრიზისის ამალღების, ისე თბოგამცემ ზედაპირებზე დანალექების წარმოქმნის ინტენსიურობის შემცირების უზრუნველსაყოფად. ასევე მნიშვნელოვანია ხელოვნური ხორკლიანობის ეფექტურობა დიდ მოცულობაში სითხის არევის პირობებში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციისათვის.

მიუხედავად ზემოთქმულისა, წინამდებარე მონოგრაფიაში, ფორმატიდან გამომდინარე, ძირითადი ყურადღება დათმობილი აქვს ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენებით თბოგამცემ ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის საკითხებს.

თავი 1

ბლანტი სითხის დინების ძირითადი კანონზომიერებები

1.1. დაწნევიან არხებში სითხის დინების რეჟიმები³. სიჩქარეთა განაწილება ნაკადის განივკვეთში

იდეალური სითხის დინამიკის შესწავლა, როგორც ცნობილია, სათავეს იღებს ლ. ეილერის შრომებიდან, რომლებშიც ჩამოყალიბებული იყო იდეალური სითხის მოძრაობის ძირითადი განტოლებები. ბლანტი სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებები, როგორც ასევე კარგადაა ცნობილი, მიღებული იქნა ნავიესა და სტოქსის მიერ და ასახულია მათ შრომებში.

მას შემდეგ, რაც ოსბორნ რეინოლდსმა გამოაქვეყნა თავისი ცნობილი გამოკვლევა [44], რომელშიც პირველად იქნა დადგენილი დაწნევიან არხებში ბლანტი სითხის მოძრაობის ორი ძირითადი რეჟიმის – ლამინარულისა და ტურბულენტურის არსებობა, ნათელი მოეფინა იმ წინააღმდეგობებს, რომლებიც არსებობდა, ერთი მხრივ, ნავიე-სტოქსის დიფერენციალური განტოლებების ამონახსნებსა (უმარტივეს შემთხვევებში) და ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის, ხოლო, მეორე მხრივ, თვით ექსპერიმენტულ მონაცემებს შორის.

აღნიშნულ გამოკვლევაში ო. რეინოლდსმა ექსპერიმენტულად დაადგინა, რომ სითხის მოძრაობის რეჟიმს განსაზღვრავს უგანზომილებო კომპლექსის – $\frac{\rho \bar{u} L}{\mu}$ - ს მნიშვნელობა. კერძოდ, თუ

$$\frac{\rho \bar{u} L}{\mu} < 1900 \div 2300,$$

³ წიგნის ფორმატიდან გამომდინარე, არ არის მოყვანილი ნავიე-სტოქსის დიფერენციალური განტოლებები სითხის როგორც ლამინარული, ისე ტურბულენტური დინებისთვის და, ასევე, ფურიე-ოსტროგრადსკის ენერჯის დიფერენციალური განტოლებები. აღნიშნული განტოლებები დაწვრილებითაა განხილული მრავალ მონოგრაფიასა და სახელმძღვანელოში [50, 83, 84].

მოდრაობა ლამინარულია, ხოლო თუ

$$\frac{\rho \bar{u} L}{\mu} > 1900 \div 2300,$$

მოდრაობა გადადის ტურბულენტურ რეჟიმში. როდესაც

$$\frac{\rho \bar{u} L}{\mu} > 5000,$$

მაშინ გვაქვს განვითარებულ ტურბულენტური დინება.

მიღებული შედეგების უდიდეს მნიშვნელობასთან ერთად, აღსანიშნავია ის, რომ ამ გამოკვლევაში ო. რეინოლდსმა პირველად გამოიყენა მსგავსების პრინციპები, რომლებმაც შემდგომ ფართო გამოყენება ჰპოვეს როგორც ჰიდროდინამიკაში, ისე მეცნიერების სხვა დარგებში.

ო. რეინოლდსმა თავისი გამოკვლევით [44] ფაქტობრივად საფუძველი ჩაუყარა ბლანტი სითხის ჰიდროდინამიკას. მისი დიდი დამსახურების აღსანიშნავად ზემოთ მოყვანილ უგანზომილებო კომპლექსს ეწოდა რეინოლდსის კრიტერიუმი, რომელიც მიღებში სითხის (აირის) ნაკადისათვის შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$\text{Re} = \frac{\rho \bar{u} d}{\mu} = \frac{\bar{u} d}{\nu}. \quad (1.1)$$

ცნობილია, რომ ბლანტი სითხის მოძრაობის კანონზომიერებების თეორიული ანალიზი დიდ წინააღმდეგობებს აწყდება. ეს წინააღმდეგობები, ერთი მხრივ, გამოწვეულია იმით, რომ ნავიესტოქსის დიფერენციალური განტოლებების ამოხსნა (გარდა ზოგიერთი უმარტივესი შემთხვევისა) თავისთავად დიდ მათემატიკურ სიმძნელებთანაა დაკავშირებული, ხოლო, მეორე მხრივ, ამონახსნი ატარებს ე.წ. „ლამინარულ ხასიათს“ და, ამის გამო, საჭირო ხდება

თვით ნავიე-სტოქსის განტოლებებში ტურბულენტობის გათვალისწინება, რაც, ასევე რთულ პრობლემას წარმოადგენს.

ზემოთ აღნიშნული პრობლემის დაძლევაში უდიდესი წვლილი შეიტანა ლუდვიგ პრანდტლმა [45], რომელმაც აჩვენა, რომ სიბლანტის გავლენა სითხის მოძრაობაზე მნიშვნელოვანია სიჩქარის დიდი გრადიენტების ზონებში, ანუ კედლის ახლოს, თხელ შრეში, ხოლო კედლიდან შორს კი მოძრაობა შეიძლება განხილულ იქნეს როგორც პოტენციალური. ლ. პრანდტლმა შეიმუშავა სასაზღვრო შრის თეორიის საფუძვლები, რის შედეგადაც შესაძლებელი გახდა ნავიე-სტოქსის დიფერენციალური განტოლებების მნიშვნელოვანი გამარტივება [45]. სასაზღვრო შრის თეორიის შემდგომი განვითარება მოცემულია თ. კარმანის, გ. შლიხტინგის, ი. ჰინცეს, ლ. ლოიციანსკის, ს. ქუთათელაძის და სხვათა შრომებში [46÷50].

რაც შეეხება ნავიე-სტოქსის დიფერენციალურ განტოლებებში ტურბულენტობის გათვალისწინებას, აქ უდიდესია ო. რეინოლდსის დამსახურება, რომელმაც სიჩქარის ტურბულენტური პულსაციების შემოტანით, სათანადო შესწორებები შეიტანა ხსენებულ განტოლებებში. მიუხედავად იმისა, რომ ტურბულენტობის გათვალისწინების შედეგად, გაჩნდა პრობლემა ნავიე-სტოქსის განტოლებების ჩაკეტილობისა, აღნიშნული შესწორებები წინ გადადგმული მნიშვნელოვანი ნაბიჯია ტურბულენტობის შესწავლის საქმეში.

პრაქტიკული თვალსაზრისით, ცხადია, დიდი მნიშვნელობა ენიჭება არხებსა და სასაზღვრო შრეში სითხის ტურბულენტური დინების დროს ნაკადის განივკვეთში სიჩქარეთა განაწილების კანონზომიერებებისა და ზედაპირის გასწვრივ ხახუნზე წნევის ვარდნის სიდიდის დადგენას.

ივანე ნიკურაძის მიერ ჩატარებული კლასიკური ექსპერიმენტები [51], ერთი მხრივ, და პრანდტლისა და კარმანის გამოკვლევები [45, 46], მეორე მხრივ, საფუძვლად დაედო სითხის ტურბულენტური ნაკადის ნახევრად ემპირიული თეორიის ჩამოყალიბებას.

ტურბულენტურ ნაკადში სრული მხები ძაბვის განტოლება, რომელიც ფაქტობრივად მოძრაობის გამარტივებულ განტოლებას წარმოადგენს, როგორც ცნობილია, ასე შეიძლება ჩაიწეროს [52]:

$$\tau = \tau_b + \tau_t = \rho \nu \frac{du}{dy} - \rho u'v' . \quad (1.2)$$

პრანდტლ-კარმან-ნიკურადის სამშრიანი მოდელის თანახმად, კედლის უშუალო მახლობლობაში, ძალზე თხელ შრეში (ბლანტი ქვეშრე) მოძრაობა არის კვაზილამინარული და ამ შრისთვის $\tau_b \gg \tau_t$. ამიტომ ბლანტი ქვეშრისათვის სამართლიანია ნიუტონის ფორმულა:

$$\tau = \tau_b = \rho \nu \frac{du}{dy} . \quad (1.3)$$

თუ შემოვიღებთ ცნობილ აღნიშვნებს:

$$\sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = u_* , \quad \frac{u}{u_*} = \varphi , \quad \frac{y u_*}{\nu} = \eta , \quad (1.4)$$

(1.3) ჩაიწერება შემდეგი უგანზომილებო სახით:

$$d\varphi/d\eta = 1, \quad (1.5)$$

სასაზღვრო პირობით $\varphi = 0$, როცა $\eta = 0$.

(1.5) ინტეგრების შედეგად მივიღებთ, რომ ბლანტი შრეში:

$$\varphi = \eta . \quad (1.6)$$

ნაკადის ტურბულენტურ ბირთვში $\tau_t \gg \tau_b$, ამიტომ ფორმულა (1.2) შეიძლება ასე ჩაიწეროს:

$$\tau = \tau_{\rho} = -\rho u'v'. \quad (1.7)$$

პრანდტლის შერევის მანძილის თეორიის თანახმად:

$$-u'v' = l^2 \left(\frac{du}{dy}\right)^2, \quad (1.8)$$

სადაც, l -ს უწოდებენ პრანდტლის შერევის მანძილს.

ტურბულენტური ბირთვის გარე საზღვარზე, კედლისპირა ზონაში, პრანდტლის ჰიპოტეზის თანახმად:

$$l = a y. \quad (1.9)$$

ასევე, პრანდტლის ჰიპოტეზის თანახმად, კედლისპირა ზონაში მხევი ძაბვა შეიძლება ჩაითვალოს მუდმივად და კედელზე მისი მნიშვნელობის ტოლად:

$$\tau = \tau_{\rho} = const. \quad (1.10)$$

(1.8), (1.9) და (1.10) -ის შეტანით (1.7)-ში და (1.4)-ის გათვალისწინებით (1.7) ასე ჩაიწერება:

$$\frac{d\varphi}{d\eta} = \frac{1}{a\eta}. \quad (1.7a)$$

ინტეგრების შედეგად მივიღებთ:

$$\varphi = \frac{1}{a} \ln \eta + C. \quad (1.11)$$

ი. ნიკურაძემ თავისი ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე მიიღო, რომ (1.11)-ში $a = 0.4$, $C = 5.5$. ამგვარად, მილის

განივკვეთში სიჩქარეთა განაწილების ფორმულას საბოლოოდ ასეთი სახე აქვს⁴:

$$\varphi = 2.5 \ln \eta + 5.5 . \quad (1.12)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ (1.12) ფორმულა კარგად აზოგადებს ექსპერიმენტულ მონაცემებს არა მარტო კედლისპირა ზონისათვის, როგორც ეს მოსალოდნელი იყო პრანდტლის დაშვებების საფუძველზე, არამედ, მცირეოდენი გადახრებით, მთელი ტურბულენტური ბირთვისათვის, რომლისთვისაც (1.9) და (1.10) დაშვებები სრულიად არასამართლიანია. აღნიშნული გადახრები მეტია სასაზღვრო შრეში დინების შემთხვევაში, რომლისთვისაც უფრო სამართლიანია დაშვება $\tau \approx \tau_3$, ვიდრე ტურბულენტური დინებისას გლუვ მილში, სადაც, როგორც ცნობილია,

$$\tau = \tau_3 (1 - y/r_0) . \quad (1.13)$$

აღნიშნული შეუსაბამობები გამოწვეულია იმით, რომ (1.12) ფორმულა მიღებულია არა (1.9) და (1.10) გათვალისწინებით, როგორც ეს მითითებულია ამ საკითხებისადმი მიძღვნილ თითქმის ყველა გამოკვლევაში, არამედ, ფაქტობრივად, შემდეგი დაშვების საფუძველზე:

$$l = a y \sqrt{\tau/\tau_3} . \quad (1.14)$$

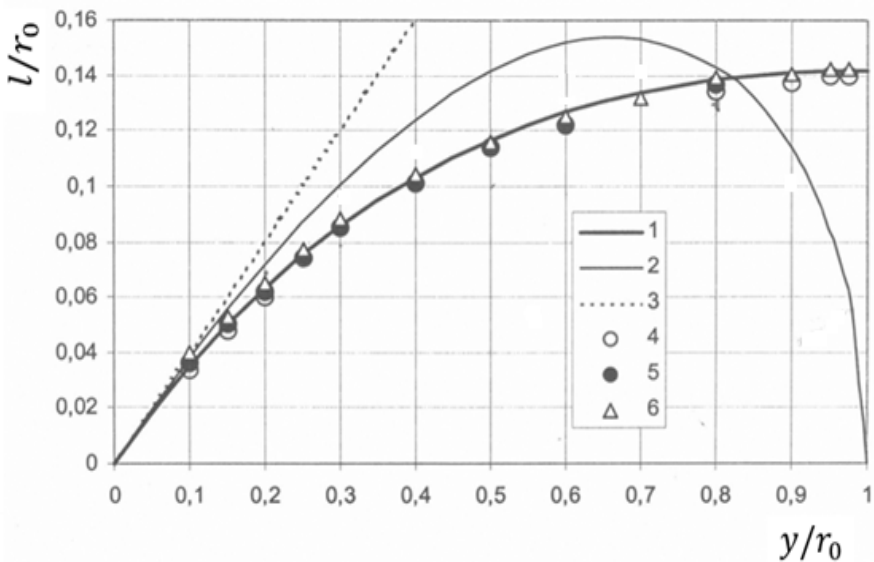
კერძოდ, მილში დინების შემთხვევაში, (1.14)-ს ასეთი სახე ექნება:

$$l = a y \sqrt{(1 - y/r_0)} . \quad (1.15)$$

⁴ ზოგადად, სხვადასხვა ავტორთა მონაცემებით a და C კოეფიციენტები გარკვეულ საზღვრებში იცვლება. ასე მაგალითად, კოეფიციენტი a იცვლება 0.36-დან 0.42-მდე.

ცხადია, რომ, (1.13)-ის და (1.15)-ის გათვალისწინება გვაძლევს (1.7ა)-ს, ხოლო მისი ინტეგრება - (1.12)-ს.

უნდა აღინიშნოს, რომ (1.15) ფორმულა პირველად შემოთავაზებული იყო [53] გამოკვლევაში (კოეფიციენტით $a = 0.385$). ამასთან, უნდა ითქვას ისიც, რომ, როგორც ექსპერიმენტული მონაცემები ცხადყოფენ, არც (1.15) ფორმულა არის ზუსტი. ეს უზუსტობა განსაკუთრებით იჩენს თავს მილის ღერძის მახლობელ ზონაში. თვალსაჩინოებისათვის 1.1 ნახაზზე წარმოდგენილია დამოკიდებულება $l/r_0 = f(y/r_0)$.



ნახ.1.1. შერევის მანძილის დამოკიდებულება მილის კედლიდან დაშორებაზე:

- 1 - (1.16) ფორმულით; 2 - (1.15) ფორმულით; 3 - (1.9) ფორმულით;
 ი. ნიკურადის ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით [51]:
 4 - $Re = 3.2 \times 10^6$; 5 - $Re = 1.1 \times 10^6$; 6 - $Re = 1.1 \times 10^5$.

1.1 ნახაზიდან ნათლად ჩანს, რომ (1.9) და (1.15) ფორმულა აშკარად არ ემთხვევა ნიკურადის ექსპერიმენტულ მონაცემებს.

ამასთან ერთად, ნახაზზე დატანილია [54] გამოკვლევაში შემოთავაზებული ფორმულის⁵ –

$$l = 0.38 y \exp(-y / r_0) \quad (1.16)$$

შესაბამისი მრუდი, რომელიც კარგ თანხვედრაშია ი. ნიკურაძის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. მაგრამ, უნდა აღინიშნოს, რომ (1.16) ფორმულის გამოყენების შემთხვევაში (1.7ა) დიფერენციალური განტოლების ამოხსნა მხოლოდ მიახლოებითაა შესაძლებელი.

თ. კარმანის მიხედვით, ნაკადის ტურბულენტურ ბირთვისა და ბლანტი ქვეშრეს შორის არსებობს გარდამავალი, ანუ ბუფერული ზონა. გარდამავალ ზონაში სიჩქარეთა განაწილება აღიწერება თ. კარმანის ემპირიული ფორმულით:

$$\varphi = 5 \ln \eta - 3.05. \quad (1.17)$$

1.2. ნახაზზე მოცემულია (1.6), (1.12) და (1.17) ფორმულების შედარება ი. ნიკურაძისა და ჰ. რეიხარდტის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან [51, 55].

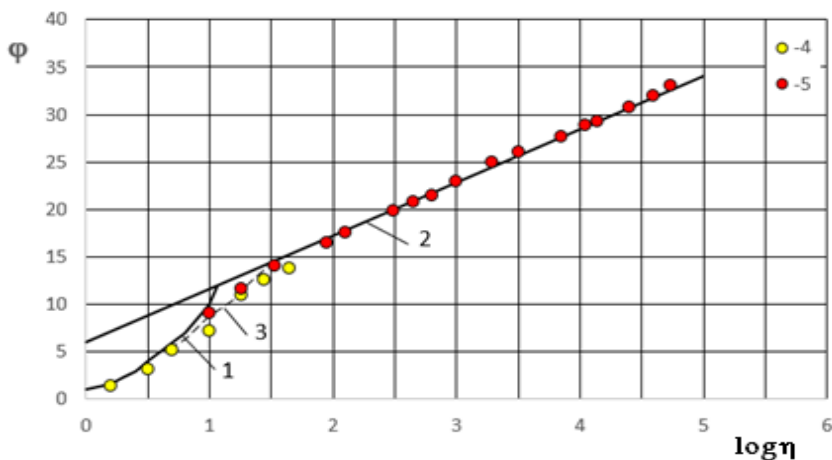
როგორც 1.2 ნახაზიდან ჩანს ფორმულა (1.6) სამართლიანია დიაპაზონში $0 \leq \eta \leq 5$, ფორმულა (1.17) სამართლიანია დიაპაზონში $5 \leq \eta \leq 30$, ხოლო ფორმულა (1.12) - ტურბულენტური ბირთვისათვის, როცა $\eta > 30$.

ი. ნიკურაძისა და ჰ. რეიხარდტის ექსპერიმენტებიდან გამომდინარეობს, რომ ბლანტი ქვეშრის უგანზომილებო სისქე $\eta_\beta = 5$, ხოლო ბლანტი და გარდამავალი შრეების ჯამური უგანზომილებო სისქე: $\eta_\beta + \eta_\beta = 30$.

უნდა აღინიშნოს, რომ ლიტერატურაში არ არის ერთიანი შეხედულება ლამინარული და გარდამავალი შრეების უგანზომილებო ჯამური სისქის შესახებ. ასე, მაგალითად, ზოგიერთი

⁵ შემდგომში [54]-ში შემოთავაზებული კოეფიციენტი შეიცვალა სიდიდით – $a = 0.368$ [58].

ავტორის, მათ შორის ი. ნიკურაძის აზრით ეს ჯამური სისქე არის არა 30, არამედ 70 [51].



ნახ.1.2. სიჩქარეთა განაწილება გლუვ მილში სითხის დინების დროს:

1 - (1.6) ფორმულის მიხედვით; 2 - (1.12) ფორმულის მიხედვით; 3 - (1.17) ფორმულის მიხედვით; 4 - 3. რეიხარდტის ექსპერიმენტული მონაცემები [55]; 5 - ი. ნიკურაძის ექსპერიმენტული მონაცემები [51].

გლუვ მილებში ტურბულენტური დინების დროს სიჩქარეთა განაწილების ამსახველი გამოსახულებები (1.6), (1.12) და (1.17) სამეცნიერო ლიტერატურაში პრანდტლ-კარმან-ნიკურაძის ფორმულების სახელითაა ცნობილი.

1.2. წნევის ვარდნა დაწნევიან არხებში სითხის დინების დროს

წნევის ვარდნა ΔP დაწნევიან არხებში სითხის დინების დროს, როგორც ცნობილია, იანგარიშება დარსის ფორმულით:

$$\Delta P = P_1 - P_2 = \xi \frac{\rho \bar{u}^2 L}{2 d_{\text{გ}}}, \quad (1.18)$$

სადაც, ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტი ξ , სითხის ლამინარული დინების დროს, მიღებულია ანალიზურად:

$$\xi = 64/Re. \quad (1.19)$$

(1.19) ცნობილია პუაზეილის ფორმულის სახელით.

რაც შეეხება ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტის მნიშვნელობას სითხის ტურბულენტური დინების შემთხვევაში, პროცესის დიდი სირთულის გამო, ანალიზურად მისი მიღება გართულებულია, ამიტომ სარგებლობენ ემპირიული და ნახევრად-ემპირიული ფორმულებით. შედარებით მცირე რეინოლდსის რიცხვებისათვის ($Re < 10^5$) ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობის კოეფიციენტის საანგარიშოდ ჰიდრავლიკურად გლუვი მილებისათვის ფართოდ გამოიყენება ზლაზიუსის ფორმულა:

$$\xi = \frac{0.316}{Re^{0.25}}, \quad (1.20)$$

ხოლო, იმ შემთხვევაში, როცა $Re > 10^5$, სარგებლობენ ფორმულით:

$$\xi = \frac{0.182}{Re^{0.2}}. \quad (1.21)$$

ბოლო ხანებში ფართო გამოყენება ჰპოვა ფილონენკო-ალტმულის ფორმულამ, რომელიც სამართლიანია Re რიცხვის ფართო დიაპაზონში [56, 57]:

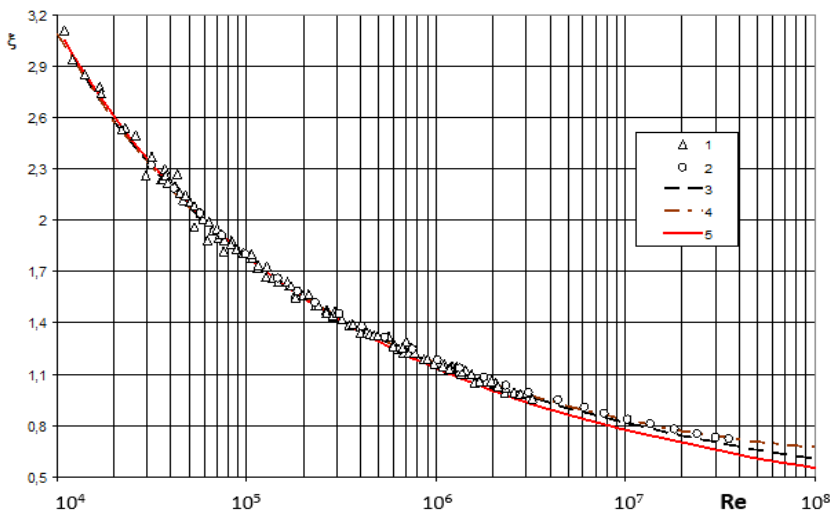
$$\xi = \left(\frac{1.25}{\ln(Re/8)} \right)^2 \quad (1.22)$$

გამოკვლევებში [58, 59] შემოთავაზებული იყო ჰიდრავლიკური წინაღობის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც კარგად აზოგადებს არსებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებს რეინოლდსის რიცხვის დიდ დიაპაზონში (ნახ.1.3):

$$\xi = (\log Re)^{-2.49} \quad (1.23)$$

1.3 ნახაზზე ნახევრად ლოგარითმულ კოორდინატებში (Re , ξ) წარმოდგენილია ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს.

როგორც აღნიშნული ნახაზიდან ჩანს, ფორმულა (1.23) კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან [51, 60], როცა $Re < 2 \times 10^6$. რეინოლდსის უფრო მაღალი მნიშვნელობების დროს შეინიშნება ექსპერიმენტული მონაცემების მცირეოდენი მეტობა (1.23) ფორმულის შესაბამის მრუდთან შედარებით. [59] გამოკვლევაში გამოთქმულია მოსაზრება იმის თაობაზე, რომ აღნიშნული სხვაობა გამოწვეულია მილის ზედაპირის მიკროსკოპული ხორკლიანობით (ამის შესახებ დაწვრილებით იხილეთ 1.4 პარაგრაფში).



ნახ.1.3. ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე:

1 - ექსპერიმენტული მონაცემები [51]; 2 - ექსპერიმენტული მონაცემები [60];
 3 - (1.34) ფორმულის მიხედვით, $k_s=1$; 4 - (1.34) ფორმულის მიხედვით, $k_s=3,5$; 5 - (1.23) ფორმულის მიხედვით.

1.3. ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტის განაწილება ნაკადის განიკვეთში

პრაქტიკული თვალსაზრისით დიდი მნიშვნელობა აქვს, აგრეთვე, ტურბულენტური ნაკადის განიკვეთში ე.წ. ტურბულენტური სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტის განაწილების ცოდნას.

(1.8)-ის გათვალისწინებით (1.2) ასე ჩაიწერება:

$$\tau = \rho \nu \frac{du}{dy} + \rho l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 = \rho \left(\nu + l^2 \frac{du}{dy} \right) \frac{du}{dy}. \quad (1.24)$$

$l^2 \frac{du}{dy}$ - ს უწოდებენ ტურბულენტური სიბლანტის კინემატიკურ კოეფიციენტს ($\nu_{\mathcal{G}}$). ამიტომ, (1.24) მიიღებს სახეს:

$$\frac{\tau}{\rho} = \left(\nu + \nu_{\mathcal{G}} \right) \frac{du}{dy}, \quad (1.25)$$

ხოლო, თუ მხედველობაში მივიღებთ (1.13)-ს, გვექნება:

$$\frac{\tau_{\mathcal{G}}}{\rho} \left(1 - \frac{y}{r_0} \right) = \left(\nu + \nu_{\mathcal{G}} \right) \frac{du}{dy}, \quad (1.26)$$

აქედან

$$\nu_{\mathcal{G}} = \left[\frac{\tau_{\mathcal{G}}}{\rho} \left(1 - \frac{y}{r_0} \right) \right] \frac{1}{du/dy} - \nu, \quad (1.27)$$

ან უგანზომილებო სახით:

$$\frac{\nu_{\mathcal{G}}}{\nu} = \frac{1-y/r_0}{d\varphi/d\eta} - 1. \quad (1.28)$$

ზემოთ მოყვანილი სიჩქარეთა განაწილების (1.6), (1.12) და (1.17) ფორმულების დახმარებით (1.28) საშუალებას იძლევა განისაზღვროს ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტი ტურბულენტური ნაკადის როგორც ბლანტი და ბუფერული შრეებისათვის, ისე ტურბულენტური ბირთვისათვის. აქვე შევნიშნავთ, რომ ბლანტი ქვეშისათვის $1 - y/r_0 \approx 1$ და $d\phi/d\eta = 1$, ამიტომ (1.28) ფორმულით გამოდის, რომ ამ შრეში $v_\phi = 0$. მაგრამ, როგორც ეს ნათელჰყვეს მრავალრიცხოვანმა ექსპერიმენტებმა, ბლანტი შრეში ტურბულენტური ბირთვიდან აღწევენ პულსაციები, რის გამოც აღნიშნულ შრეში $v_\phi \neq 0$. დღეისათვის სხვადასხვა ავტორთა გამოკვლევების საფუძველზე შეიძლება დადგენილად ჩაითვალოს, რომ $v_\phi \sim y^n$, სადაც $n \geq 4$ [50]. ამასთან, n -ის ზუსტი მნიშვნელობის დადგენა დღეისათვის არსებული მონაცემების საფუძველზე არც ექსპერიმენტულად და არც თეორიულად არ ხერხდება.

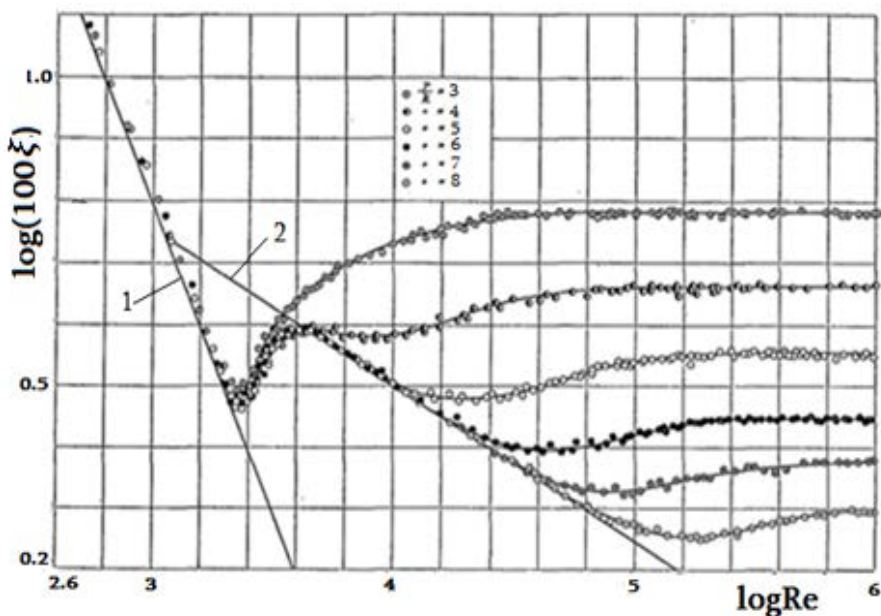
1.4. ზედაპირის ხორკლიანობის გავლენა სითხის ნაკადის ჰიდროდინამიკაზე

გასული საუკუნის 30-იან წლებში ი. ნიკურადის მიერ ჩატარებულმა კლასიკურმა გამოკვლევებმა საფუძველი ჩაუყარეს ხელოვნური ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების სითხის ნაკადით გარსდენის ჰიდროდინამიკური კანონზომიერებების შესწავლას [1]. ექსპერიმენტებისათვის ი. ნიკურადე იყენებდა მილებს, რომლის შიგა კედლებზე მჭიდრო განლაგებით აწებებდა კვარცის ქვიშის მარცვლებს. ქვიშის მარცვლების ზომები (ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე) ექსპერიმენტებში იცვლებოდა ფართო დიაპაზონში. ფარდობითი ხორკლიანობა (ხორკლიანობის ელემენტის სიმაღლის ფარდობა მილის რადიუსთან) k_s/r_0 იცვლებოდა $1/500 \div 1/15$ ფარგლებში. ექსპერიმენტებში ი. ნიკურადის მიერ დადგენილი იყო როგორც

სიჩქარეთა განაწილება თითოეული ხორკლიანი მილის განიკვეთში, ისე ამ მილების ჰიდრავლიკური წინაღობები.

1.4 ნახაზზე წარმოდგენილია ი. ნიკურაძის მიერ მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემები ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტის რეინოლდსის რიცხვზე დამოკიდებულების სახით.

1.4 ნახაზზე წარმოდგენილ გრაფიკს, რომელიც მოყვანილია პრაქტიკულად ტექნიკური ჰიდროდინამიკის საკითხებისადმი მიძღვნილ ყველა მონოგრაფიასა თუ სახელმძღვანელოში, ცნობილ მუსიკალურ ინსტრუმენტთან დიდი მსგავსების გამო, ხშირად უწოდებენ „ნიკურაძის არფას“.



ნახ.1.4. ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე („ნიკურაძის არფა“):

1 - (1.19) ფორმულის მიხედვით; 2 - (1.20) ფორმულის მიხედვით;
 ნიკურაძის ექსპერიმენტული მონაცემები [1]: 3 - $r_0/k_s = 507$; 4 - $r_0/k_s = 252$; 5 - $r_0/k_s = 126$; 6 - $r_0/k_s = 60$; 7 - $r_0/k_s = 30,6$; 8 - $r_0/k_s = 15$.

ი. ნიკურადის ექსპერიმენტების თანახმად, ლამინარული დინების დროს ხელოვნური ხორკლიანობა არავითარ გავლენას არ ახდენს ჰიდრაულიკურ წინაღობაზე. ასევე არ შეინიშნა ხორკლიანობის გავლენა მოძრაობის ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალ რეჟიმში. ამასთან ერთად, სითხის ტურბულენტური დინების დროს შეინიშნება ხორკლიანობის გამოვლინების სამი რეჟიმი, რომლებსაც განსაზღვრავს უგანზომილებო კომპლექსის – $k_s u_* / \nu$ -ს მნიშვნელობა⁶.

ხსენებული რეჟიმებია:

1. რეჟიმი, რომელშიც საერთოდ არ გამოვლინდება ხორკლიანობა. ამ რეჟიმის დროს ხორკლიანობის ელემენტები მთლიანად არიან ჩაძირული ბლანტ ქვეშრეში:

$$0 \leq Ni \leq 5$$

ამ რეჟიმში ჰიდრაულიკური წინაღობა დამოკიდებულია რეინოლდსის რიცხვზე – $\xi = f(Re)$ და მისი აბსოლუტური მნიშვნელობა ისეთივეა, როგორც გლუვი მილის შემთხვევაში.

2. გარდამავალი, ანუ ხორკლიანობის ნაწილობრივი გამოვლინების რეჟიმი, რომლის დროსაც ხორკლიანობის ელემენტების წვეროები იმყოფებიან ბუფერულ შრეში:

$$5 \leq Ni \leq 70$$

გარდამავალ რეჟიმში ჰიდრაულიკური წინაღობის კოეფიციენტი წარმოადგენს როგორც ხორკლიანობის ელემენტის ფარდობით სიმაღლის, ისე რეინოლდსის რიცხვის ფუნქციას:

⁶ 2008 წელს მინსკის სითბოსა და მასის გადაცემის მე-6 საერთაშორისო ფორუმზე წიგნის ერთ-ერთი ავტორი, თ. მაგრაჟველიძე ფორუმის მონაწილეთა წინაშე გამოვიდა წინადადებით იმის თაობაზე, რომ გლუვ და ხორკლიან არხებში ტურბულენტური დინების კანონზომიერებების დადგენის საქმეში ი. ნიკურადის დიდი დამსახურების აღსანიშნავად, ზემოთ ხსენებულ უგანზომილებო კომპლექსს ეწოდოს ივანე ნიკურადის სახელი და აღინიშნოს შემდეგნაირად: $Ni = k_s u_* / \nu$.

$$\xi = f\left(\frac{k_s}{r_0}, Re\right)$$

3. ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი, რომლის დროსაც ხორკლიანობის ელემენტების წვეროები იმყოფებიან ნაკადის ტურბულენტური ბირთვის გარე საზღვარზე:

$$Ni > 70.$$

აღნიშნულ რეჟიმში ჰიდრავლიკური წინაღობა არ არის დამოკიდებული რეინოლდსის რიცხვზე (ე.წ. ავტომოდელური რეჟიმი) და დამოკიდებულია მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტების ფარდობით სიმაღლეზე.

ი. ნიკურადემ თავისი ექსპერიმენტული მონაცემები განაზოგადა ფორმულით, რომელსაც ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმისათვის აქვს ასეთი სახე:

$$\xi = [2\log(r_0/k_s) + 1.68]^{-2}. \quad (1.29)$$

ი. ნიკურადის ფორმულებიდან გამომდინარეობს, რომ რეინოლდსის რიცხვი, რომლის დროსაც იწყება ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი, შეიძლება ვიანგარიშოთ შემდეგი გამოსახულებით:

$$Re_* = 333Re(r_0/k_s)\ln(7.4 r_0/k_s). \quad (1.30)$$

ვინაიდან, ზოგჯერ უფრო მოსახერხებელია ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლის რეინოლდსის რიცხვის ანგარიში ჰიდრავლიკური წინაღობის მიხედვით, (1.29)-ის დახმარებით (1.30) ასე შეიძლება ჩაიწეროს:

$$Re_* = 45 \frac{1.15}{\sqrt{\xi}} e^{1.15/\xi}. \quad (1.31)$$

ფართო გავრცელება ჰპოვა კოლბრუკისა და უაიტის ფორმულამ, რომელიც სამართლიანია ხორკლიანობის გამოვლინების ზემოხსენებული ყველა რეჟიმისათვის ე.წ. ტექნიკური ხორკლიანობის შემთხვევაში [47]:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 1,74 - 2 \log \left(\frac{k_{s\beta}}{r_0} + \frac{18.7}{Re\sqrt{\xi}} \right). \quad (1.32)$$

საინტერესოა, რომ როცა $k_{s\beta} \rightarrow 0$, (1.32) ფორმულა იღებს შემდეგ სახეს:

$$\sqrt{1/\xi} = 2 \log(Re\sqrt{\xi}) - 0.8. \quad (1.33)$$

(1.33) ფორმულა წარმოადგენს პრანდტლის ცნობილ ფორმულას, რომელიც გლუვი მილებისათვისაა სამართლიანი. ხოლო როცა $Re \rightarrow \infty$, (1.32) ფორმულა იღებს ნიკურადის ფორმულის (1.29) სახეს, რომელიც სამართლიანია ხორკლიანობის რეჟიმის სრული გამოვლინების შემთხვევაში.

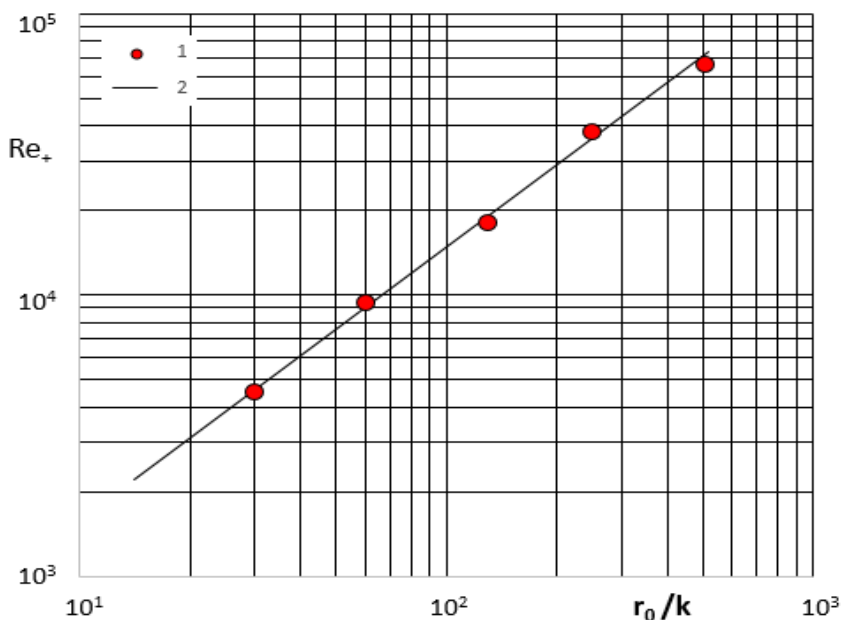
უნდა აღინიშნოს ის გარემოებაც, რომ (1.32) გამოსახულებაში, ისევე როგორც პრანდტლის ცნობილ (1.33) ფორმულაში, ξ არაცხადადაა განსაზღვრული, ამიტომ ამ ფორმულებით სარგებლობა გარკვეულ სიძნელებთანაა დაკავშირებული.

ამ თვალსაზრისით უფრო მოსახერხებელია ჰალანდის ფორმულა, რომელიც სამართლიანია ხორკლიანობის გამოვლინების ზემოხსენებული ყველა რეჟიმისათვის [47]:

$$\sqrt{\frac{1}{\xi}} = -1.8 \log \left[\frac{6.9}{Re} + \left(\frac{k_{s\beta}}{d} \right)^{1.11} \right]. \quad (1.34)$$

დასასრულ, აუცილებელია აღინიშნოს, რომ რეინოლდსის რიცხვის ძალზე დიდი მნიშვნელობების დროს ხორკლიანობის გამოვლინების რეჟიმი არ განისაზღვრება პირობით - $Ni > 5$.

შეინიშნება ტენდენცია იმისა, რომ რეინოლდსის რიცხვის დიდი მნიშვნელობების შემთხვევაში ხორკლიანობის ეფექტი გამოვლინდება იმ შემთხვევაშიც, როდესაც $Ni \leq 5$. ამის დასადასტურებლად 1.5 ნახაზზე კოორდინატებში (r_0/k , Re_+) წარმოდგენილია ხორკლიანობის გამოვლინების დასაწყისის შესაბამისი რეინოლდსის რიცხვის – Re_+ დამოკიდებულება ხორკლიანობის ელემენტების ფარდობით სიმაღლის შებრუნებულ სიდიდეზე – r_0/k . ეს მონაცემები ი. ნიკურამის ცნობილი გრაფიკიდანაა („ნიკურამის არფა“) განსაზღვრული.



ნახ.1.5. დამოკიდებულება $Re_+=f(r_0/k)$:

- 1 - ი. ნიკურამის ექსპერიმენტული მონაცემები;
- 2 - (1.35) ფორმულის მიხედვით.

1.5. ნახაზზე არ არის წარმოდგენილი მონაცემი იმ ხორკლიანობისათვის, რომლის პარამეტრი – $r_0/k=15$, ვინაიდან ასეთი ხორკლიანობის მქონე მილის შემთხვევაში ხორკლიანობის ეფექტის

გამოვლინება იწყება ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალ რეჟიმში, რომელიც, როგორც ცნობილია, დიდი არასტაბილურობით ხასიათდება. ამის გამო, გაძნელებულია ასეთი ხორკლიანობის მქონე მილისათვის Re_+ -ის ზუსტი განსაზღვრა.

1.5. ნახაზიდან ჩანს, რომ ექსპერიმენტული წერტილები კარგი სიზუსტით არიან განლაგებული წრფის გასწვრივ, რომელიც ასე ჩაიწერება:

$$Re_+ = 144 \frac{r_0}{k}. \quad (1.35)$$

როგორც ცნობილია, ხორკლიანობის ელემენტის უგანზომილებო სიმაღლე, ანუ ნიკურადის კრიტერიუმი:

$$Ni = k^+ = \frac{k}{r_0} \frac{Re}{4} \sqrt{\xi/2}. \quad (1.36)$$

(1.35) და (1.36) ფორმულის შედარების საფუძველზე მივიღებთ ხორკლიანობის გამოვლინების დასაწყისის შესაბამის α . ნიკურადის კრიტერიუმს:

$$Ni_* = 36 \sqrt{\xi/2}. \quad (1.37)$$

ამ ფორმულის მიხედვით თუ $Re = 5 \times 10^3$, ხორკლიანობის გამოვლინება დაიწყება, როცა $Ni = 4.99$, ხოლო თუ $Re = 35 \times 10^6$, ხორკლიანობის გამოვლინება დაიწყება, როცა $Ni = 2.05$.

ზემოთქმულიდან გამომდინარე, შეიძლება დავასკვნათ, რომ 1.3 ნახაზზე წარმოდგენილი მ. ზაგაროლას [60] და ი. ნიკურადის [51] ექსპერიმენტული მონაცემების გადახრა (1.23) ფორმულის შესაბამისი მრუდიდან როცა $Re > 10^6$ გამოწვეულია ხორკლიანობის ეფექტით.

1.3 ნახაზზე წარმოდგენილ ექსპერიმენტულ მონაცემებთან დაკავშირებით უნდა აღინიშნოს შემდეგი: α . ნიკურადე თავის

ცნობილ ექსპერიმენტებში იყენებდა სხვადასხვა დიამეტრის მილებს [51]. კერძოდ, ექსპერიმენტული მონაცემები იმ შემთხვევისათვის, როცა $Re > 10^6$ ჩატარდა მილისთვის, რომლის დიამეტრი იყო 100მმ. ი. ნიკურაძეს თავის ნაშრომში არ მოჰყავს რაიმე ცნობა იმის თაობაზე, რომ აღნიშნული ექსპერიმენტების ჩატარების დროს მიღებული იყო სპეციალური ზომები იმისათვის, რომ მილი ყოფილიყო განსაკუთრებულად გლუვი. შეგვიძლია ვივარაუდოთ, რომ აღნიშნულ ექსპერიმენტებში გამოყენებული იყო ტექნიკურად გლუვი მილი. მეორე მხრივ, ცნობილია, რომ ტექნიკურად გლუვი მილები ხასიათდებიან მიკროხორკლიანობით: $k_{s,გ} = 1 \div 1.5$ მკმ.

აქედან გამომდინარე, შეიძლება დავასკვნათ, რომ ი.ნიკურაძის, ისევე როგორც მ. ზაგაროლას ექსპერიმენტებში [60], თავს იჩენს ხორკლიანობის ეფექტი როდესაც $Re > 10^6$, რითაც აიხსნება ექსპერიმენტული წერტილების მეტობა (1.23) ფორმულის შესაბამის მრუდთან შედარებით.

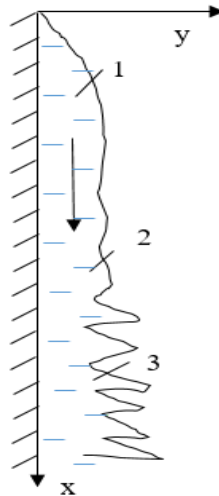
მ. ზაგაროლას ექსპერიმენტების შედეგებზე ხორკლიანობის გავლენის საკითხს პირველად მიაქცია ყურადღება გ. ბარენბლატმა. მან მ. ზაგაროლას შედეგებთან დაკავშირებით აღნიშნა, რომ დიდი რეინოლდსების დროს ექსპერიმენტული წერტილების მეტობა (5 %-ით) თეორიულ დამოკიდებულებთან შედარებით, უნდა აიხსნას ხორკლიანობის გამოვლინებით [61]. საპასუხო კომენტარებში ა. სმიტმა და მ. ზაგაროლამ [62] აღნიშნეს, რომ [60] გამოკვლევაში როდესაც $Re=35 \times 10^6$ $Ni=K_s^+=3.5 \pm 0,7$ და აქედან გამომდინარე, ჩათვალეს, რომ მილი იყო ჰიდრაულიკურად გლუვი. მეორე მხრივ, ზემოთ წარმოდგენილი ჩვენი ანალიზის საფუძველზე, როცა $Re = 35 \times 10^6$, ხორკლიანობის გამოვლინება იწყება თუ $Ni \geq 2.05$.

ამგვარად, დაბეჯითებით შეიძლება ითქვას, რომ [60]-ში მიღებული შედეგების მეტობა (1.23) ფორმულის შესაბამის მრუდთან შედარებით განპირობებულია ხორკლიანობის ეფექტით.

1.5. ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამოდინარე სითხის აფსკის ჰიდროდინამიკა

მყარ ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინება შეიძლება მიმდინარეობდეს სხვადასხვა რეჟიმში. გამოყოფენ სამ ძირითად რეჟიმს: ლამინარულს, გარდამავალს და ტურბულენტურს (ნახ.1.6). სტაბილიზებული ჩამოდინების დროს თერმოჰიდროდინამიკა აღიწერება ისეთივე განტოლებებით, როგორც მოძრაობა არხებში ან სასაზღვრო შრეში, იმ განსხვავებით, რომ ამ უკანასკნელ შემთხვევაში რეინოლდსის კრიტერიუმის მსაზღვრელ ზომად აიღება ეკვივალენტური დიამეტრი, რომელიც განისაზღვრება შემდეგნაირად:

$$d_{\text{გვ}} = \frac{4F}{\chi} = 4\delta_{\text{ავ}} \left(1 \pm \frac{\delta_{\text{ავ}}}{2r_0} \right). \quad (1.38)$$



ნახ.1.6. სითხის აფსკის ჩამოდინების რეჟიმები:

1 - ლამინარული, 2 - გარდამავალი, 3 - ტურბულენტური.

(1.38) ფორმულაში ნიშანი „+“ აიღება იმ შემთხვევაში, როცა ჩამოდინება მიმდინარეობს ვერტიკალური მილის გარე ზედაპირზე, ხოლო ნიშანი „-“ როცა სითხე ჩამოედინება მილის შიგა ზედაპირზე. როდესაც $r \gg \delta_{აფ}$,

$$d_{აფ} = 4\delta_{აფ}. \quad (1.39)$$

სითხის ჩამოდინების შემთხვევაში ჩამოდინების სიჩქარე:

$$u = \frac{V}{f} = \frac{V}{\pi d \delta_{აფ}} = \frac{G}{\delta_{აფ}} \quad (1.40)$$

(1.39) და (1.40)-ის გათვალისწინებით, რეინოლდსის კრიტერიუმი ასე გამოისახება:

$$Re = 4G/\nu. \quad (1.41)$$

ჩამოდინების რეჟიმი ლამინარულია, როდესაც $Re < 5$. როდესაც $5 < Re < 1600$, ადგილი აქვს ჩამოდინების ლამინარულ-ტალღურ რეჟიმს. როდესაც $Re > 1600$, იწყება ჩამოდინების ტურბულენტური რეჟიმი. ხოლო, როდესაც $Re > 10\,000$, ჩამოდინება ატარებს განვითარებულ ტურბულენტურ ხასიათს.

ზრტყელი აფსკის ლამინარული ჩამოდინების დროს მოძრაობის და უწყვეტობის განტოლებები და სასაზღვრო პირობები შეიძლება ასე ჩავწეროთ [77]:

$$\rho_1 \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = g(\rho_1 - \rho_2) + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}; \quad (1.42)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0; \quad (1.43)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0; \quad y = 0; \quad u = v = 0; \quad y = \delta_{აფ}; \quad \mu \frac{\partial u}{\partial y} = \tau_{\delta_{აფ}} \quad (1.44)$$

როდესაც ჩამოდინება სტაციონარულია $\partial u / \partial t = 0$. ამავე დროს, თუ ინერციულ წევრებს უგულებლვყოფთ და გავითვალისწინებთ, რომ $\rho = \rho_1 \gg \rho_2$, მივიღებთ ვერტიკალურ ზედაპირზე სითხის აფსკის ლამინარული ჩამოდინების უმარტივეს შემთხვევას და (1.42) განტოლება ასე ჩაიწერება:

$$g\rho + \mu \frac{d^2 u}{dy^2} = 0 \quad (1.45)$$

შემდეგი სასაზღვრო პირობებით:

$$\text{როცა } y = 0, \quad u = 0; \quad \text{როცა } y = \delta, \quad u = u_{\delta_{აფ}}, \quad \partial u / \partial y = 0, \quad v = 0. \quad (1.46)$$

აფსკის ტურბულენტური ჩამოდინების შემთხვევაში, ცხადია, (1.42) ფორმულაში გასათვალისწინებელი იქნება კულსაციებით გამოწვეული რეინოლდსის დამაბულობა.

აფსკის სტაბილიზებული ტურბულენტური ჩამოდინების დროს, ისევე, როგორც ლამინარული ჩამოდინების დროს, სამართლიანია დამოკიდებულება:

$$\frac{d\tau}{dy} = \rho g \quad (1.47)$$

(1.47)-ის ინტეგრებით მივიღებთ:

$$\tau_{\delta} = \rho g \delta_{აფ} \quad (1.48)$$

თუ გამოვიყენებთ სიჩქარეთა განაწილების 1/7 ხარისხის ფორმულას,

$$\frac{u}{u_\delta} = \left(\frac{y}{\delta_{\text{აფ}}} \right)^{1/7}, \quad (1.49)$$

აფსკის სიგანის ერთეულზე მოსული სითხის ხარჯი განისაზღვრება ასე:

$$G = (7/8)u_\delta \delta_{\text{აფ}}. \quad (1.50)$$

[77]-ის თანახმად აფსკის ჩამოდინების დროს ხახუნის იხეთივია, როგორც ბრტყელი ფირფიტის გარსდენის დროს, კერძოდ:

$$\tau_j = 0.0228 \rho u_\delta^2 \left(\frac{\nu}{u_\delta \delta} \right)^{1/4}. \quad (1.51)$$

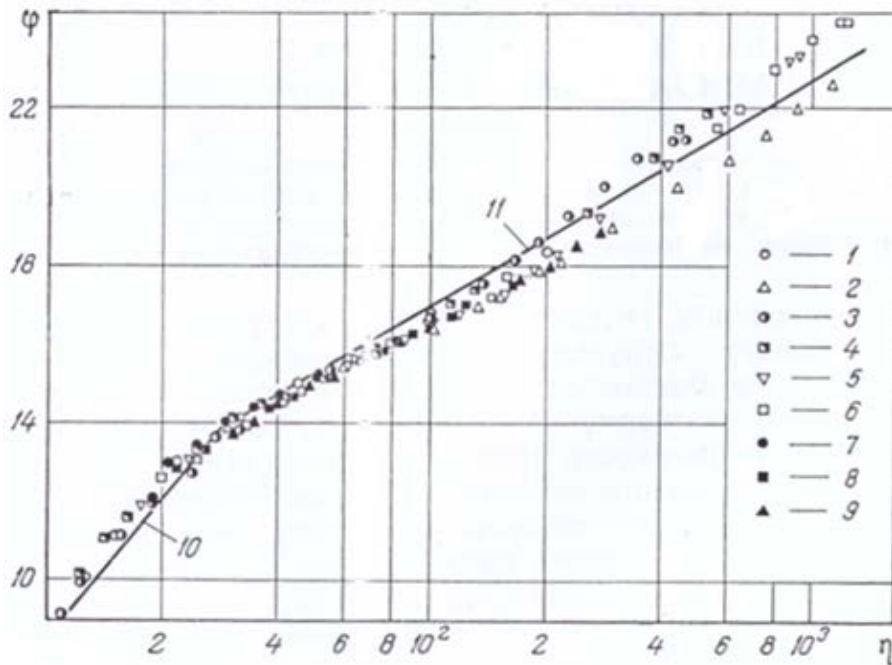
საბოლოოდ [77] გამოკვლევაში მიღებულია ჩამომდინარე აფსკის სისქის საანგარიშო ფორმულა:

$$\delta_{\text{აფ}} = 0.37 \frac{G^{7/12} \nu^{1/12}}{g^{1/3}}. \quad (1.52)$$

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, არხებში დინება და ზედაპირზე აფსკის სახით ჩამოდინება ერთი და იგივე კანონზომიერებებს ემორჩილება. ამის ნათელი დადასტურებაა 1.7 ნახაზზე წარმოდგენილი ექსპერიმენტული მონაცემები, რომლებიც აღებულია [63] გამოკვლევიდან.

როგორც 1.7 ნახაზიდან ჩანს, ექსპერიმენტული მონაცემები როგორც დაწნევით არხებში ტურბულენტური დინების, ისე

ზედაპირზე აფსკის ჩამოდინების პირობებში დამაკმაყოფილებელ თანხვედრაშია პრანდტლ-კარმან-ნიკურადის სამშრიან მოდელთან.



ნახ.1.7. სიჩქარის უნივერსალური პროფილი არხებსა და აფსკში:

1 - $Re=24\ 000$; 2 - $Re=43\ 400$; 3 - $Re=15\ 180$; 4 - $Re=20\ 530$; 5 - $Re=35\ 270$;
 6 - $Re=50\ 390$; 7 - $Re=13\ 710$; 8 - $Re=23\ 900$; 9 - $Re=40\ 900$; 10 - (1.17)
 ფორმულის მიხედვით; 11 - (1.12) ფორმულის მიხედვით.

თავი 2

გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემა

2.1. თბოგაცემა დაწნევიან არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს

სითხის ნაკადის თბოგაცემის პროცესი, როგორც ცნობილია, აღიწერება ფურიე-ოსტროგრადსკის დიფერენციალური განტოლებებით. მაგრამ, ისევე როგორც ნავიე-სტოქსის სითხის მოძრაობის დიფერენციალური განტოლებების შემთხვევაში, ფურიე-ოსტროგრადსკის განტოლებების ანალიზურად ამოხსნას, გარდა ზოგიერთი მარტივი შემთხვევისა, დაუძლეველი მათემატიკური სირთულეები ელოდება წინ.

ამის გამო, თბოგაცემის პროცესის ინტენსიურობის გაანგარიშებებისას ფართო გავრცელება ჰპოვა მსგავსების პრინციპებისა და განზომილებათა ანალიზის მეთოდის გამოყენებამ.

თბოგაცემის პროცესის ექსპერიმენტული მონაცემების გაზოგადების მიზნით განზომილებათა ანალიზის მეთოდი, როგორც ცნობილია, პირველად გამოყენებული იყო ვ. ნუსელტის მიერ.

ტურბულენტურ ნაკადში თბოგაცემის პროცესისათვის კრიტერიული განტოლების ზოგადი სახე ასეთია:

$$Nu = C Re^n Pr^m. \quad (2.1)$$

(2.1)-ში C -კოეფიციენტი, n და m ხარისხის მაჩვენებლები დგინდება ექსპერიმენტულად.

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავების საფუძველზე მ. მიხეევმა მიიღო კრიტერიული განტოლება თბოგაცემის პროცესისათვის დაწნევიან არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს [64]:

$$Nu = 0,021 Re^{0.8} Pr^{0.43} \left(\frac{Pr_s}{Pr_j} \right)^{0.25}, \quad (2.2)$$

სადაც, Pr_s/Pr_j ცნობილია მიხევეის სიმპლექსის სახელით და ითვალისწინებს თბოგაცემის პროცესში სითბოს ნაკადის მიმართულეობას (კედლიდან სითხისკენ ან პირუკუ).

განზომილებათა ანალიზის მეთოდის გამოყენებასთან ერთად თბოგაცემის პროცესის აღწერისათვის ფართო გავრცელება ჰპოვა თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის მეთოდის გამოყენებამ.

თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენებას თბოგაცემის პროცესის აღსაწერად სათავე დაუდო ო. რეინოლდსმა, რომელმაც პირველმა მიაჩინა იმის თაობაზე, რომ არსებობს ანალოგია იმპულსისა და სითბოს გადაცემის პროცესებს შორის. თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის საფუძველზე მიღებულ რეინოლდსის ფორმულას აქვს ასეთი სახე:

$$Nu = (\xi/8) Re Pr. \quad (2.3)$$

თუ (2.3)-ში ξ საანგარიშოდ გამოვიყენებთ (1.21) ფორმულას, მივიღებთ:

$$Nu = 0.022 Re^{0.8} Pr. \quad (2.4)$$

(2.2) და (2.4) ფორმულების შედარებით ჩანს, რომ ეს ორი გამოსახულება პრაქტიკულად იდენტურია იმ შემთხვევაში, როცა $Pr=1$. ეს ბუნებრივია, ვინაიდან ო. რეინოლდსის ანალოგიის თანახმად იმპულსისა და სითბოს გადაცემის პროცესებს შორის სრული ანალოგია არსებობს სწორედ ისეთი სითხეებისათვის, რომელთა $Pr=1$.

ლ. პრანდტლმა თავის გამოკვლევაში [45] რეინოლდსისაგან განსხვავებით, დაუშვა, რომ ბლანტი ქვეშრისა და ტურბულენტური

შრის საზღვარზე თბოგადამტანის სიჩქარე არ არის ნულის ტოლი. პრანდტლის თერმოჰიდროდინამიკურ განტოლებას ასეთი სახე აქვს:

$$Nu = \frac{\xi}{8} \frac{Re Pr}{1 - 2.5 \sqrt{\frac{\xi}{2}} (Pr - 1)}. \quad (2.5)$$

როგორც ეს თვალნათლივ ჩანს, (2.5) ფორმულა იმ შემთხვევაში, როცა $Pr=1$, ლებულობს (2.3) ფორმულის სახეს. (2.5) ფორმულა (2.3) ფორმულისაგან განსხვავებით სამართლიანია Pr -ის რიცხვის შედარებით უფრო ფართო დიაპაზონისათვის ($1 \leq Pr \leq 10$).

თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის შემდგომ განვითარებას წარმოადგენს კარმან-ბელტერ-მარტინელის ანალოგია, რომელშიც გამოყენებულია ტურბულენტური ნაკადის სამშრიანი მოდელი. კარმან-ბელტერ-მარტინელის თერმოჰიდროდინამიკური განტოლება ასე ჩაიწერება [46]:

$$Nu = \frac{Re Pr \sqrt{\xi/8}}{0,83 \left[5Pr + 5 \ln(Pr + 5) + 2,5 \ln \frac{120}{Re \sqrt{\xi/8}} \right]}. \quad (2.6)$$

(2.6) ფორმულა სამართლიანია დიაპაზონში: $1 \leq Pr \leq 30$. Pr -ის რიცხვის უფრო ფართო დიაპაზონისათვის $0.5 \leq Pr \leq 2000$ სამართლიანია ბ. პეტუხოვის ფორმულა [65]:

$$Nu = \frac{\xi}{8} \frac{Re Pr}{K + 12.7 \sqrt{\xi/8} (Pr^{2/3} - 1)}, \quad (2.7)$$

სადაც $K=1+900/Re$.

ს. ქუთათელაძემ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენებით სამშრიანი მოდელის საფუძველზე მიიღო თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც კარგად აზოგადებს

ექსპერიმენტულ მონაცემებს პრაქტიკულად ყველა სითხისათვის (თხევადი ლითონების გარდა) [50]:

$$Nu = \frac{0.14\sqrt{\xi} Pr Re}{2.4 Pr \varphi(Pr) + 2 \ln \frac{1+5 Pr}{1+0.2 Pr} + \ln \frac{Re \sqrt{\xi}}{760}}, \quad (2.8)$$

სადაც

$$\varphi(Pr) = \frac{4}{\eta_1^4 \sqrt[4]{1024 \beta_T Pr}} \left(\ln \frac{\eta_1^2 + a \eta_1 \sqrt{2+a^2}}{\eta_1^2 - a \eta_1 \sqrt{2+a^2}} + 2 \arctg \frac{a \eta_1 \sqrt{2}}{a^2 - \eta_1^2} \right),$$

$$\text{სადაც } a = \sqrt[4]{\eta_1^3 / Pr \beta} \quad , \quad \beta = 0.03 \quad \text{და} \quad \beta_T \approx 1.4 \times 10^{-4}$$

ს. ქუთათელაძის ფორმულას დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების შემთხვევაში აქვს მეტად მარტივი სახე [50]:

$$Nu = 0.035 Re Pr \sqrt{\xi} \quad . \quad (2.9)$$

დასასრულ, ვიდრე გადავიდოდეთ უშუალოდ ხორკლიანი ზედაპირების ჰიდროდინამიკისა და თბოგაცემის პროცესების განხილვაზე, უნდა აღინიშნოს, რომ როგორც თეორიული, ისე პრაქტიკული თვალსაზრისით უდიდესი მნიშვნელობა ენიჭება სითხის ნაკადით სხეულთა გარსდენის დროს (ფირფიტა, ცილინდრი, სფერო და სხვა) ჰიდროდინამიკური და თბოფიზიკური პროცესების შესწავლას. აღნიშნული საკითხები ფართოდაა გაშუქებული ჟუკაუსკასისა და მისი თანამშრომლების გამოკვლევებში [66].

2.2. ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე დაწნევთან არხებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე ვ. გომელაურის მიერ მიღებულ ხორკლიანი ზედაპირების

თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო კრიტერიულ განტოლებას, რომელიც მართებულია ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმისათვის და კარგად აზოგადებს როგორც თვით ვ. გომელაურის, ისე სხვა ავტორთა ექსპერიმენტულ მონაცემებს, აქვს ასეთი სახე [3]:

$$Nu = 0.021 Re^{0.8} Pr^{0.47} \left(\frac{Pr_b}{Pr_j} \right)^{0.25} f(s/h), \quad (2.10)$$

სადაც

$$f(s/h) = 0.85 \exp(13/(s/h)), \text{ როცა } s/h > 13$$

$$f(s/h) = 0.85 \exp((s/h)/13), \text{ როცა } s/h < 13$$

[3]-ის თანახმად ხორკლიანობის გეომეტრიული პარამეტრის ოპტიმალური მნიშვნელობის შემთხვევაში, როცა $s/h = 13$, (2.10) ასეთი სახე აქვს:

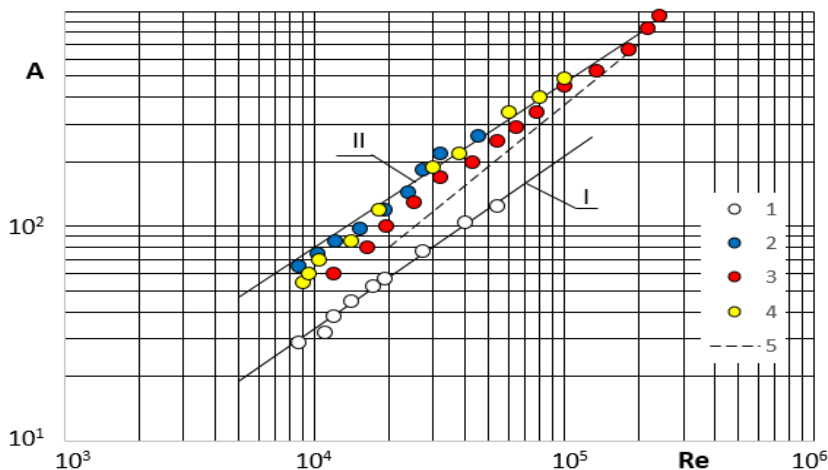
$$Nu = 0.051 Re^{0.8} Pr^{0.47} \left(\frac{Pr_b}{Pr_j} \right)^{0.25}. \quad (2.11)$$

ნახ.2.1-ზე ლოგარითმულ კოორდინატებში $A = f(Re)$ დამოკიდებულების სახით წარმოდგენილია ექსპერიმენტების შედეგები გლუვი და ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე თბოგამცემი ზედაპირებისათვის. წარმოდგენილ ნახაზზე:

$$A = \frac{Nu}{Pr^{0.43} \left(\frac{Pr_b}{Pr_j} \right)^{0.25}}.$$

როგორც 2.1. ნახაზზე წარმოდგენილი შედეგებიდან ჩანს, ექსპერიმენტული მონაცემები გლუვი მილისათვის კარგ თანხვედრაშია მ. მიხევეის კრიტერიულ განტოლებასთან (2.2) [64], ხოლო ექსპერიმენტული წერტილები ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის, ხორკლიანობის სრული გამოვლინების

რეჟიმში, კარგად ლაგდებათ ვ. გომელაურის კრიტერიული განტოლების (2.10) [3] შესაბამისი წრფის გასწვრივ.



ნახ.2.1. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე:

I - გლუვი მილი (წყალი) [11];

ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე მილები: 2 - $h = 0.1$ მმ, $s/h = 12.5$ (წყალი), [11]; 3 - $h = 0.08$ მმ, $s/h = 13.2$ (წყლის ორთქლი), [5];

4 - $h = 0.2$ მმ, $s/h = 13.2$ (ჰაერი), [6]; 5 - $h = 0.14$ მმ, $s/h = 14.3$ (ჰაერი), [13];

I - მ. მიხევეის კრიტერიული განტოლების მიხედვით [64];

II - ვ. გომელაურის კრიტერიული განტოლების მიხედვით [3].

ვიდრე შევუდგებოდეთ 2.1 ნახაზზე წარმოდგენილ სხვა ექსპერიმენტულ მონაცემების განხილვას, რომლებიც ასახავენ თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულებას რეინოლდსის რიცხვზე ხორკლიანობის ნაწილობრივ გამოვლინების რეჟიმში, საჭიროა აღვნიშნოთ შემდეგი:

[4] გამოკვლევაში სხვადასხვა ავტორთა ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე შემოთავაზებულია ხორკლიანობის ელემენტების ოპტიმალური სიმაღლის საანგარიშო ფორმულა:

$$h_{\text{ოპტ}} = \frac{100 d_{\text{პ}}}{Re \sqrt{\xi_0/2}}. \quad (2.12)$$

ინტერესს იმსახურებს ის გარემოება, რომ 2.1 ნახაზზე წარმოდგენილი შედეგების მიხედვით, შედარებით მაღალი ხორკლიანობის ელემენტების პირობებში წარმოდგენილი შედეგებიდან ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმში გადასვლა როგორც წყლის, ისე ჰაერის შემთხვევაში კარგ თანხვედრაშია (2.12) ფორმულით ნაანგარიშვე შედეგთან. მაგრამ, ამასთან ერთად, ხორკლიანობის ელემენტების მცირე სიმაღლის შემთხვევაში ხორკლიანობის ეფექტის სრული გამოვლინების რეჟიმში გადასვლა არ ეთანხმება (2.12) ფორმულას.

ასე მაგალითად, $h=0.08\text{მმ}$ სიმაღლის ხორკლიანობის ელემენტების შემთხვევაში ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი იწყება, როცა $Re = 300 \times 10^3$, მაშინ, როდესაც (2.12) ფორმულის მიხედვით აღნიშნული რეჟიმი უნდა დაწყებულიყო $Re = 80 \times 10^3$ -ის დროს.

ასეთი განსხვავება შემდეგი გარემოებით შეიძლება აიხსნას. (2.12) ფორმულით განსაზღვრული ხორკლიანობის ელემენტების ოპტიმალური სიმაღლე, როგორც ჩანს, უზრუნველყოფს ამ ელემენტების წვეროებიდან სტაციონარული გრიგალების მოწყვეტას და ზემოქმედებას როგორც ბლანტ შრეზე, ისე ბუფერულ შრეზე და ტურბულენტურ ბირთვზე. მაგრამ შედარებით დაბალი ელემენტების შემთხვევაში ელემენტების წვეროებიდან მოწყვეტილი გრიგალები ვერ გავრცელდებიან მთელ ტურბულენტურ ბირთვში და, შესაბამისად, ვერ გამოიწვევენ მის სრულ ტურბულიზაციას. ეს გარემოება, რა თქმა უნდა, პრაქტიკულად ვერ მოახდენს გავლენას თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხზე დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეებისათვის (წყლის შემთხვევაშიც კი), ვინაიდან, როგორც ცნობილია, ასეთი სითხეების ტურბულენტური ბირთვის თერმიული წინაღობა უმნიშვნელოა. მაგრამ, ამასთან

ერთად, მცირე პრანდტლის რიცხვის მქონე თბოგადამტანების შემთხვევაში ზემოთ აღნიშნულმა გარემოებამ შეიძლება გარკვეული გავლენა მოახდინოს თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხზე (შემცირების მიმართულებით), ვინაიდან მცირე პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეებისათვის (აირებისთვის) ტურბულენტური ბირთვის თერმიული წინააღმდეგობა საერთო თერმიული წინააღმდეგობის შესამჩნევ ნაწილს შეადგენს.

ყოველივე ზემოთქმულიდან გამომდინარე, ხორკლიანობის ელემენტების ოპტიმალური სიმაღლის განსაზღვრისათვის (2.12) აუცილებელ პირობასთან ერთად, ჩვენი აზრით, საჭიროა მეორე, ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმის საკმარისი პირობა. [12]-ში ასეთ პირობად მიჩნეული იყო $\overline{\Lambda}h/\lambda$ ფარდობა. ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმის საკმარის პირობად შეიძლება გამოყენებულ იქნეს შემდეგი უგანზომილებო კომპლექსი:

$$\frac{\overline{\Lambda}h}{\lambda} \frac{h}{d_{\text{პ}}} = C . \quad (2.13)$$

სადაც, C-ს მნიშვნელობა ახლოს უნდა იყოს ერთთან. (2.13) ფორმულაში h არის გლუვი მილის კედლიდან ის მანძილი, სადაც უნდა განთავსდეს ხორკლიანობის ელემენტების წვეროები, $\overline{\Lambda}$ კი ტურბულენტური თბოგამტარობის კოეფიციენტის მნიშვნელობა აღნიშნულ h მანძილზე. როგორც ცნობილია:

$$\frac{\overline{\Lambda}h}{\lambda} = 1 + \frac{a_{\text{ტ}h}}{v} Pr . \quad (2.14)$$

თუ ჩავთვლით, რომ $a_{\text{ტ}h} = v_{\text{ტ}h}$, (2.14) ასე ჩეიძლება ჩავწეროთ:

$$\frac{\overline{\Lambda}h}{\lambda} = 1 + \frac{v_{\text{ტ}h}}{v} Pr . \quad (2.15)$$

გარდა ამისა, (2.12) აუცილებელი პირობის თანახმად, ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმის მისაღწევად საჭიროა, რომ გვექონდეს ისეთი ხორკლიანობა, რომლის პირობებშიც $Ni > 30$. ასეთ შემთხვევაში, წვეთოვანი სითხეებისათვის $\frac{\nu_{\text{ცხ}}}{\nu} Pr \gg 1$, ამიტომ (2.15) ასე ჩაიწერება:

$$\overline{\Lambda_h} = \frac{\nu_{\text{ცხ}}}{\nu} Pr . \quad (2.16)$$

როგორც ცნობილია, კედლიდან h მანძილზე:

$$\frac{\nu_{\text{ცხ}}}{\nu} Pr = a\eta_h , \quad (2.17)$$

სადაც, a კარმანის მუდმივაა და მისი მნიშვნელობა სხვადასხვა ავტორის მიხედვით მერყეობს 0.36-დან 0.42-მდე. ი. ნიკურადის ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით $a = 0.4$, ხოლო ლიტერატურიდან ცნობილია, რომ

$$\eta_h = \frac{h}{d_{\text{გვ}}} \frac{Re}{2} \sqrt{\xi/2} , \quad (2.18)$$

ξ -ს საანგარიშოდ თუ გამოვიყენებთ მარტივ (1.21) ფორმულას, მივიღებთ:

$$\eta_h = 0.151 \frac{h}{d_{\text{გვ}}} Re^{0.9} . \quad (2.19)$$

(2.17) და (2.19)-ის გათვალისწინებით (2.16) ასე ჩაიწერება:

$$\overline{\Lambda_h} = 0.06 \frac{h}{d_{\text{გვ}}} Re^{0.9} Pr . \quad (2.20)$$

თუ (2.20) -ს ჩავსვამთ (2.13)-ში, მივიღებთ:

$$0.061 \left(\frac{h}{d_{\text{გვ}}} \right)^2 Re^{0.9} Pr = C. \quad (2.21)$$

თუ დავუშვებთ, რომ $C=1$ და (2.21)-ით განვსაზღვრავთ Re -ის რიცხვს, აღნიშნული Re -ის რიცხვი იქნება ე.წ. გადასვლის რეინოლდსი – Re_* , რომლის დროსაც h სიმაღლის ელემენტებიანი ხორკლიანობა სრულად გამოვლინდება. ამრიგად (2.21)-დან

$$Re_* = 22.5 \left(\frac{d_{\text{გვ}}}{h} \right)^{2.22} Pr^{-1.11}, \quad (2.22)$$

(2.12)-დან ანალოგიურად განსაზღვრული გადასვლის რეინოლდსი ასე ჩაიწერება:

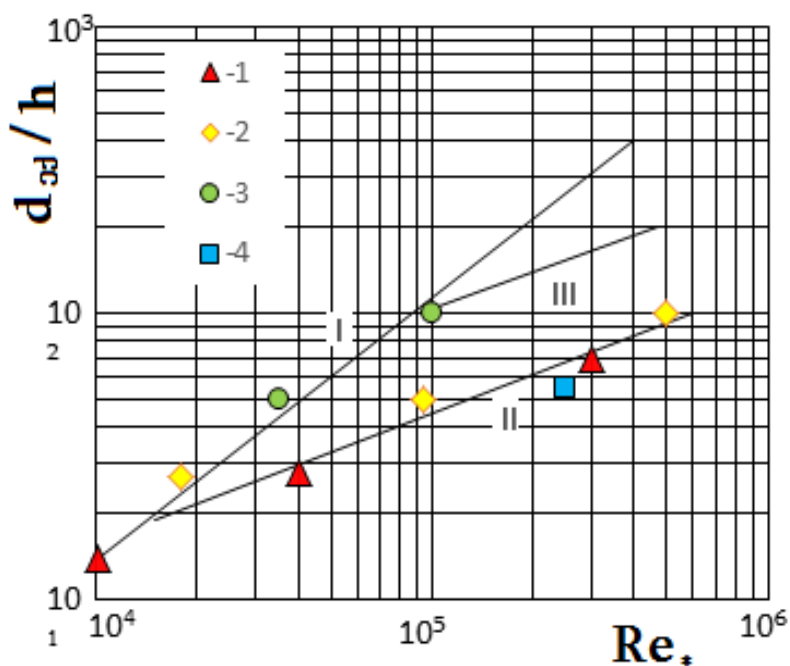
$$Re'_* = 600 \left(\frac{d_{\text{გვ}}}{h} \right)^{1.11}. \quad (2.23)$$

(2.23) და (2.22) წარმოადგენენ ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმის აუცილებელ და საკმარის პირობებს. ამ ფორმულებით სარგებლობისას, თუ $Re'_* < Re_*$ უნდა ვისარგებლოთ (2.22) ფორმულით, ხოლო წინააღმდეგ შემთხვევაში (2.23) ფორმულით.

2.2 ნახაზზე ლოგარითმულ კოორდინატებში $d_{\text{გვ}}/h = f(Re_*)$ წარმოდგენილია (2.22) და (2.23) ნახევრად ემპირიული ფორმულების შედარება როგორც ჩვენს, ისე სხვა ავტორთა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

2.3 ნახაზზე ლოგარითმულ კოორდინატებში $A = f(Re)$ წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემები ღრმულებიანი და პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის. როგორც ნახაზიდან ჩანს, ღრმულებიანი და პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირები თბოგაცემის ინტენსიურობის თვალსაზრისით ნაკლებ ეფექტური აღმოჩნდა, ვიდრე ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი.

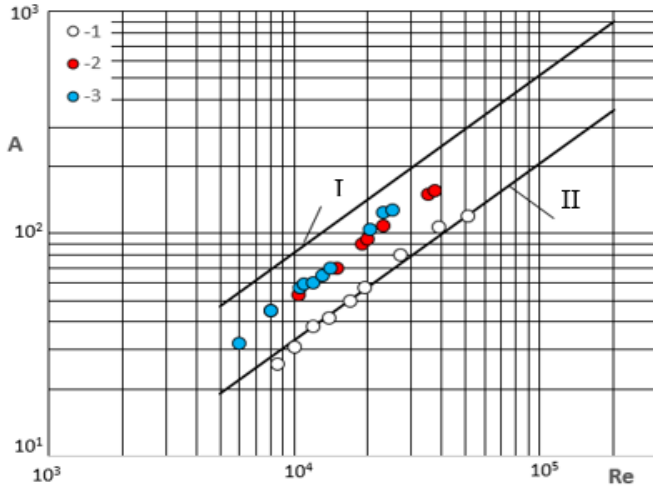
ასევე უნდა აღვნიშნოთ ისიც, რომ 2.3 ნახაზზე წარმოდგენილი ექსპერიმენტული შედეგები ღრმულებიანი თბოგამცემი ზედაპირებისათვის მნიშვნელოვნად განსხვავდება [14] გამოკვლევაში მიღებული შედეგებისაგან, რომელშიც დაფიქსირებული იყო თბოგამცემ ზედაპირზე ღრმულების შექმნით გამოწვეული თბოგაცემის ინტენსიურობის მეტისმეტად მნიშვნელოვანი გაზრდა. [14]-ში მიღებული შედეგების წინააღმდეგობები პირველ თავში იყო გაანალიზებული.



ნახ.2.2. გადასვლის რეინოლდსის დამოკიდებულება ხორკლიანობის ელემენტების ფარდობითი სიმაღლის შებრუნებულ სიდიდეზე:

ექსპერიმენტული მონაცემები: 1 - Pr=1, [5]; 2 - Pr=0.71, [10]; 3 - Pr=5.1, [10]; 4 - Pr=0.71, [12];

I - (2.23) ფორმულის მიხედვით; II - (2.22) ფორმულის მიხედვით, Pr=1; III - (2.22) ფორმულის მიხედვით, Pr=5.1.



ნახ.2.3. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე:

1 - გლუვი მილი;

ხორკლიანი მილები: 2 - ღრმულეზიანი ზედაპირი, $h=1\text{მმ}$; $s/h=2$;

3 - პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი, $k=0.25\text{მმ}$.

I - ვ. გომელაურის კრიტერიული განტოლების მიხედვით [3];

II - მ. მიხევეის კრიტერიული განტოლების მიხედვით [64].

2.3. თბოგაცემა ვერტიკალურ ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების დროს

ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების დროს თბოგაცემის ინტენსიურობას განსაზღვრავს ჩამომდინარე აფსკის სისქე და მასში მოძრაობის რეჟიმი. ამასთან არა აქვს მნიშვნელობა იმას პროცესი მიმდინარეობს ფაზური გარდაქმნებით თუ მათ გარეშე.

გლუვ ზედაპირზე ორთქლის კონდენსაციის დროს ჩამომდინარე ლამინარული აფსკის თბოგაცემის თეორიული გამოკვლევა, როგორც ცნობილია, ეკუთვნის ი. ნუსელტს [67]. ნუსელტის თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულას ლამინარული რეჟიმისათვის აქვს ასეთი სახე:

$$Nu = 1.47 Re^{-1/3} . \quad (2.24)$$

ავსკის ჩამოდინების მექანიზმის დადგენაში უდიდესი წვლილი მიუძღვის კ. კაპიცას [68]. მის გამოკვლევაში დადგენილი იყო, რომ ჩამოდინარე ავსკის ზედაპირზე ტალღების წარმოშობის შედეგად ავსკის ეფექტური სისქე მცირდება და შესაბამისად თბოგაცემის კოეფიციენტი 21%-ით მაღალია ნუსელტის ფორმულით ნაანგარიშვე შედეგთან შედარებით.

ლამინარულ-ტალღური რეჟიმისთვის ფართო გავრცელება ჰპოვა კ. ჩჟუნის და რ. სეზანის ფორმულამ [69]:

$$Nu = 2.03 Re^{1/3} . \quad (2.25)$$

სითხის ავსკის გლუვ ზედაპირზე ჩამოდინების ტურბულენტურ რეჟიმში თბოგაცემის ინტენსიურობის საკითხებისადმი მიძღვნილია არაერთი გამოკვლევა, რომლებშიც ექსპერიმენტების შედეგების საფუძველზე შემოთავაზებული იყო თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო კრიტერიული განტოლებები [70 – 74].

ერთ-ერთი პირველი გამოკვლევა, რომელიც მიეძღვნა თბოგაცემის საკითხებს ვერტიკალურ გლუვზედაპირიან მილზე წყლის ავსკის ჩამოდინების პირობებში, ჩატარებული იყო გასული საუკუნის 50-იან წლებში ჰ. ბრაუერის მიერ [70]. ეს ექსპერიმენტები ტარდებოდა რეინოლდსის რიცხვის დიაპაზონში 2500-39500. პრანდტლის რიცხვი იცვლებოდა 2.5-დან 6.87-მდე. ჩატარებული ცდების საფუძველზე ჰ. ბრაუერმა მიიღო კრიტერიული განტოლება:

$$Nu = 0.0871 Re^{0.4} Pr^{0.344} . \quad (2.26)$$

[71] გამოკვლევაში გ. გიმბუტისის მიერ ექსპერიმენტები ჩატარდა ვერტიკალურ მილზე სხვადასხვა სითხის ავსკის ჩამოდინების პირობებში. ამ ექსპერიმენტებში რეინოლდსის რიცხვი იცვლებოდა 1800-დან 70000-მდე, პრანდტლის რიცხვი კი - 4.3-დან 8.4-მდე.

[71] გამოკვლევის ექსპერიმენტული შედეგები განზოგადებულია კრიტერიული განტოლებით:

$$Nu = (0.165 Re^{0.16} - 0.4) Pr^{0.34}. \quad (2.27)$$

ვ. კარეიმ ექსპერიმენტული მონაცემები განზოგადა კრიტერიული განტოლებით [72]:

$$Nu = 0.056 Re^{0.2} Pr^{0.33}. \quad (2.28)$$

ვ. ბლიაკერის და თანაავტორთა მიერ შემოთავაზებულია შემდეგი კრიტერიული განტოლება [73]:

$$Nu = 0.0078 Re^{0.4} Pr^{0.44}. \quad (2.29)$$

ძალზე მნიშვნელოვანია დ. ლაბუნცოვის როლი გლუვ ზედაპირზე ჩამომდინარე აფსკის თბოგაცემის კანონზომიერებების დადგენაში [74]. დ. ლაბუნცოვის მიერ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის საფუძველზე მიღებული იყო თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა ლამინარულიდან ტურბულენტურ რეჟიმში გარდამავალი და განვითარებული ტურბულენტური რეჟიმებისათვის:

$$Nu = \frac{0.175 Pr^{0.5} (Re/Re_{კრ})}{Pr^{0.5} + 1.6 [(Re/Re_{კრ})^{3/4} - 1]}. \quad (2.30)$$

როდესაც $Re \gg Re_{კრ}$, მაშინ (2.30) ფორმულა ღებულობს სახეს:

$$Nu = 0.0173 Re^{0.25} Pr^{0.5}. \quad (2.31)$$

ზემოთ მოყვანილ ფორმულებში:

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad Re = \frac{4G}{\nu}.$$

როცა $Re \leq Re_{კრ} = 1600$, გვაქვს სითხის ჩამოდინების ლამინარული რეჟიმი. როცა $Re \geq Re_{კრ} = 1600$, გვაქვს გარდამავალი და ტურბულენტური რეჟიმები.

(2.26), (2.27), (2.28), (2.29) და (2.30) ფორმულების მიხედვით გაანგარიშებული შედეგები და, შესაბამისად, ექსპერიმენტული მონაცემები, რომელთა საფუძველზეც ეს ფორმულებია მიღებული, გვიჩვენებს მათ შორის ძალზე დიდ განსხვავებას ($\pm 50\%$ და მეტი). ეს განპირობებული უნდა იყოს იმით, რომ ზედაპირზე აფსკის ჩამოდინების მდგრადობაზე მოქმედებს მრავალი ფაქტორი. აღნიშნული ფაქტი მიუთითებს შემდგომი კვლევების ჩატარების აუცილებლობაზე. ამ ეტაპზე მიიჩნევა, რომ საუკეთესოა დ. ლაბუნცოვის ფორმულა (2.30).

[63] გამოკვლევაში ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე ნაჩვენები იყო დაწვევიან არხებში და ზედაპირზე ჩამოდინარე სითხის აფსკში სითბოს გადაცემის ანალოგია.

2.4 ნახაზზე კოორდინატებში (N , Re) წარმოდგენილია თბოგაცემის ინტენსიურობის ექსპერიმენტული მონაცემები, როგორც დაწვევიანი მილებისათვის, ისე ზედაპირზე ჩამოდინარე სითხის აფსკისათვის. აღნიშნულ ნახაზზე:

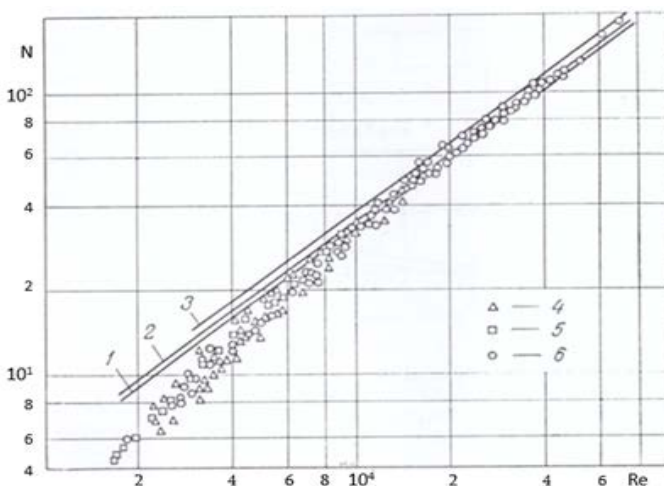
$$N = Nu Pr^{-0.43} (Pr_b/Pr_s)^{-0.25}, \quad (2.32)$$

(2.32)-ით ნუსელტის რიცხვის გაანგარიშების დროს მსაზღვრელ ზომად მიღებულია ეკვივალენტური დიამეტრი, რომელიც განსაზღვრულია ფორმულით:

$$d_{\text{ავ}} = 0.54 \left(\frac{v^2}{g}\right)^{1/3} Re^{7/12}. \quad (2.33)$$

1.7 და 2.4 ნახაზებზე წარმოდგენილი მონაცემების საფუძველზე შეიძლება დავასკვნათ, რომ არსებობს როგორც იმპულსის,

ისე სითბოს გადაცემის სრული ანალოგია სითხის დაწნევიან მილში ტურბულენტური დინებისა და ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკის შემთხვევებში.

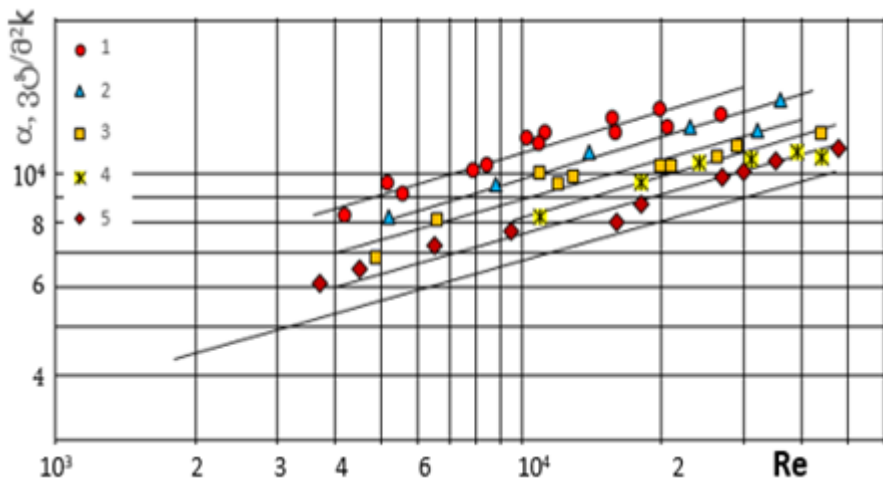


ნახ.2.4. თბოგაცემის ინტენსიურობა ტურბულენტურ ნაკადში მილში და ჩამომდინარე აფსკში:

1 - (2.2) ფორმულის მიხედვით; 2 - სუკომელის ფორმულის მიხედვით [75];
3 - (2.7) ფორმულის მიხედვით; 4 - თბოგაცემა მილში [64]; 5, 6 - თბოგაცემა ჩამომდინარე აფსკში [63].

ავტორთა მიერ ჩატარებულ გამოკვლევებამდე [26-35] ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა ვერტიკალურ ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემაზე შედარებით ნაკლებად იყო შესწავლილი. რამდენიმე გამოკვლევა, რომლებიც ამ საკითხისადმი მიძღვნილი, ცხადია, ვერ იძლეოდა პროცესის დამაკმაყოფილებლად აღწერის საშუალებას [24, 25]. თუმცა, უნდა ითქვას, რომ ამ გამოკვლევებში დადასტურებულია ხელოვნური ხორკლიანობის ეფექტურობა თბოგაცემაზე ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში.

2.5. ნახაზზე, რომელიც აღებულია სამუშაოდან [24], წარმოდგენილია ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემის კოეფიციენტზე.



ნახ.2.5. თბოგაცემის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე ვერტიკალურ მილზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში, $s/h=10$, $Pr=4.5 - 5$:

1 - $h=1.5$ მმ; 2 - $h=1$ მმ; 3 - $h=0.85$ მმ; 4 - $h=0.7$ მმ; 5 - $h=0.3$ მმ.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე საკმაოდ მნიშვნელოვანია. ამასთან, ეფექტი იზრდება ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ზრდით რეინოლდსის რიცხვის მთელ დიაპაზონში. ეს ექსპერიმენტული შედეგები გარკვეულ წინააღმდეგობაში მოდის მილში თბოგაცემის მონაცემებთან, რომლებშიც ნაჩვენებია, რომ რეინოლდსის რიცხვის შედარებით დაბალი მნიშვნელობების დროს ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე საკმაოდ დიდია, ხოლო Re -ს ზრდით ეს გავლენა მცირდება და და დიდი რეინოლდსების შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე უმნიშვნელოა [5, 6].

თავი 3

ვერტიკალურ ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტული გამოკვლევა

3.1. ვერტიკალურ ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის საკვლევი დანადგარი

მიუხედავად მეორე თავში წარმოდგენილი გარკვეული მიღწევებისა, როგორც იყო აღნიშნული, ჯერ კიდევ შეუსწავლელი რჩება მრავალი პრობლემა ხორკლიან ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკის თბოგაცემის ინტენსიურობის კანონზომიერებების დადგენის საქმეში. აუცილებელია შემდგომი კვლევების ჩატარება როგორც ხორკლიანი ზედაპირების გეომეტრიის, ისე რეინოლდსისა და პრანდტლის რიცხვის ფართო დიაპაზონში.

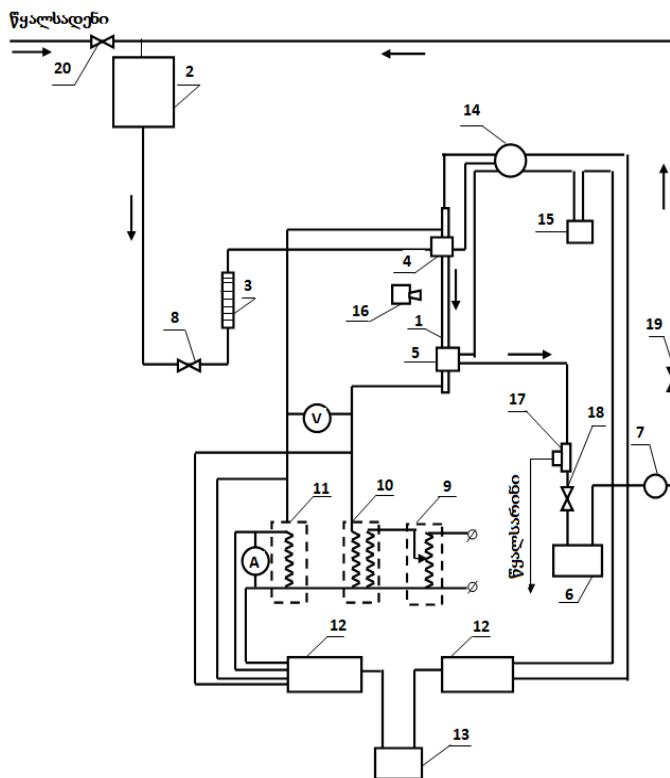
ყოველივე ზემოთქმულისა და ტექნიკაში აფსკური გაცივების ფართოდ გამოყენების გათვალისწინებით, ავტორთა მიერ ჩამოყალიბდა ძირითადი მიზანი: შესწავლილ იქნეს ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემაზე, რეინოლდსისა და პრანდტლის რიცხვების ფართო დიაპაზონში. კერძოდ, გამოკვლევულ იქნეს თბოგაცემაზე:

- ხორკლიანობის ტიპის გავლენა;
- ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა;
- ელემენტებს შორის ბიჯისა და სიმაღლის ფარდობის გავლენა;
- კომბინირებული ხორკლიანობის გავლენა;
- თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის გავლენა.
- მოხდეს მიღებული შედეგების ანალიზი და გაზოგადება.

ამ პრობლემების გადასაჭრელად ავტორთა მიერ შეიქმნა ექსპერიმენტული დანადგარი და ჩატარდა ფართო მასშტაბის

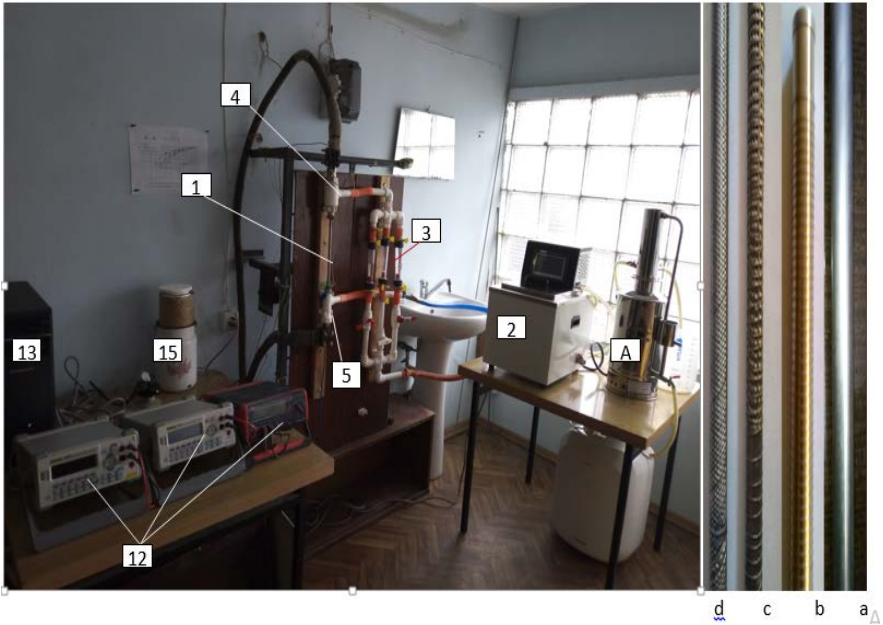
ექსპერიმენტული და თეორიული გამოკვლევები. ამ გამოკვლევების შედეგები წარმოდგენილია შემდგომ თავებში.

ექსპერიმენტული დანადგარის პრინციპული სქემა წარმოდგენილია 3.1 ნახაზზე, ხოლო დანადგარის სურათი – 3.1 ფოტოზე.



ნახ.3.1. აფსკში თბოგაცემის საცდელი დანადგარის პრინციპული სქემა:

- 1 - საცდელი მილი; 2 - დონის შემანარჩუნებელი ავზი; 3 - ხარჯმზომი;
- 4 - ზედა კამერა; 5 - ქვედა კამერა; 6 - თერმოსტატი; 7 - ტუმბო; 8 - ხარჯის მარეგულირებელი ვენტილი;
- 9 - ძაბვის მარეგულირებელი ტრანსფორმატორი; 10 - ძაბვის დამაბლებელი ტრანსფორმატორი; 11 - დენის ტრანსფორმატორი; 12 - ციფრული მულტიმეტრები; 13 - კომპიუტერი;
- 14 - გადამრთველი; 15 - „0“ ხელსაწყო; 16 - თერმოგრაფიული კამერა; 17 - გადამრთველი ონკანი; 18, 19, 20 - ვენტილები.



ფოტო 3.1. ექსპერიმენტული დანადგარისა და საცდელი მილების ფოტოები:

ძირითადი კვანძები, მოწყობილობები და ხელსაწყოები: 1 - საცდელი მილი; 2 - თერმოსტატი თბოგადამცემით და ტუმბოთი; 3 - ხარჯმზომი; 4, 5 - ზედა და ქვედა კამერები; 12 - ციფრული მულტიმეტრები; 13 - კომპიუტერი; 15 - „0“ ხელსაწყო; (ფოტოზე არ ჩანს ტრანსფორმატორები);

საცდელი მილები: a - გლუვი ზედაპირით; b - ორგანზომილებიანი ხორკლიანობით; c - ღრმულებიანი ხორკლიანობით; d - პირამიდული ხორკლიანობით.

დანადგარის ექსპერიმენტული უბანი (1) წარმოადგენდა უჟანგავი ფოლადისაგან დამზადებულ საცდელ მილს (ნახ.3.2ა). მუშა სითხე დონის შემანარჩუნებელი ავზის (2), ვენტილის (8) და ხარჯმზომის (3) გავლით მიეწოდებოდა ზედა კამერას (4), საიდანაც ის აფსკის სახით ჩამოედინებოდა საცდელი მილის გარე ზედაპირზე. ჩამოდინებული სითხე ქვედა კამერის გავლით (5) მიემართებოდა

თერმოსტატში (6). სითხე კონტურში ცირკულირებდა ტუმბოს (7) საშუალებით.

უნდა აღინიშნოს, რომ ექსპერიმენტული დანადგარის აღწერილი ჩაკეტილი კონტური (18), (19) ვენტილების გადაკეტვით, (20) ვენტილის გაღებით და (17) გადამრთველი ონკანის საშუალებით მარტივად გარდაიქმნებოდა ღია კონტურად.

ექსპერიმენტები, რომლებშიც თბოგადამტანად გამოყენებული იყო წყალი, ჩატარდა ღია კონტურის, ხოლო ეთილის სპირტის შემთხვევაში, ჩაკეტილი კონტურის პირობებში.

საცდელი უბანი ხურდებოდა მასში დაბალი ძაბვის ელექტროდენის უშუალო გატარებით. ამისათვის გამოყენებული იყო OCY-20 ტიპის ძაბვის დამადაბლებელი ტრანსფორმატორი (10). ექსპერიმენტულ მილზე მიწოდებული სიმძლავრის რეგულირება წარმოებდა PHO-250 ტიპის მარეგულირებელი ტრანსფორმატორით (9). საცდელ უბანში გამავალი დენის ძალის გასაზომად გამოიყენებოდა დენის ტრანსფორმატორი (11).

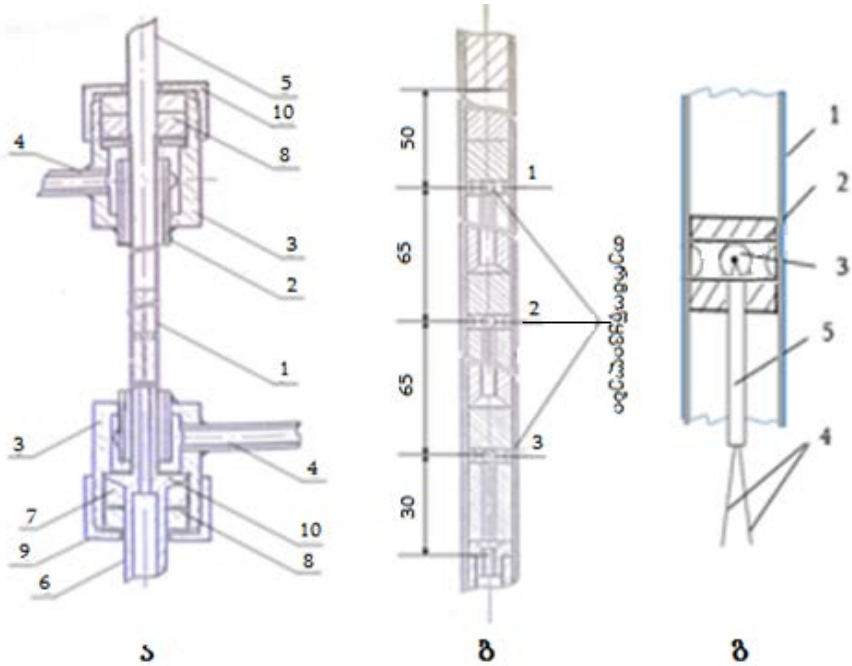
სითხის ტემპერატურები ექსპერიმენტულ უბანში შესვლაზე $t_{\text{ს.შ}}$ და გამოსვლაზე $t_{\text{ს.გ}}$ იზომებოდა ქრომელ-ალუმელის თერმოწყვილებით, რომლებიც განთავსებული იყო კამერებში (4, 5). ექსპერიმენტული მილის კედლის შიდა ზედაპირის ტემპერატურა (t'_j) ჰიდრაგლიკური სტაბილიზაციის უბანზე იზომებოდა ასევე ქრომელ-ალუმელის თერმოწყვილით, რომელიც ჩამონტაჟებული იყო ტეფლონის კამერაში და მჭიდროდ იყო განთავსებული საცდელ მილში (ნახ.3.2. გ).

ექსპერიმენტული მილის გარე ზედაპირის ტემპერატურები t_{j1} , t_{j2} , t_{j3} იანგარიშებოდა ცნობილი ფორმულით [64]:

$$t_j = t'_j - \frac{q \delta}{\lambda}. \quad (3.1)$$

აქ, δ ექსპერიმენტული მილის კედლის სისქეა, მ.

აქვე შევნიშნავთ, რომ ღრმულებიანი საცდელი მილის შემთხვევაში კედლის შიდა ზედაპირის ტემპერატურა იზომებოდა ასევე ქრომელ-ალუმელის თერმოწყვილებით, 3.2.ბ ნახაზზე წარმოდგენილი სქემის მიხედვით.



ნახ.3.2. ექსპერიმენტული უბანი; კედლის ტემპერატურების გაზომვების სქემა:

- ა) 1 - თბოგამცემი მილი; 2, 4 - შტუცერები; 3 - წყლის შესასვლელი და გამოსასვლელი კამერები; 5, 6 - დენმიმცვანები; 7 - საფენი; 8 - პლუნჯერები; 9 - ქანჩები; 10 - ცენტრირების რგოლი;
- ბ) 1, 2, 3 - თერმოწყვილების განლაგების კვეთები;
- გ) 1 - საცდელი უბანი; 2 - ტეფლონის კამერა; 3 - ფანჯრები; 4 - თერმოწყვილის ელექტროდები; 5 - ფაიფურის ღერო.

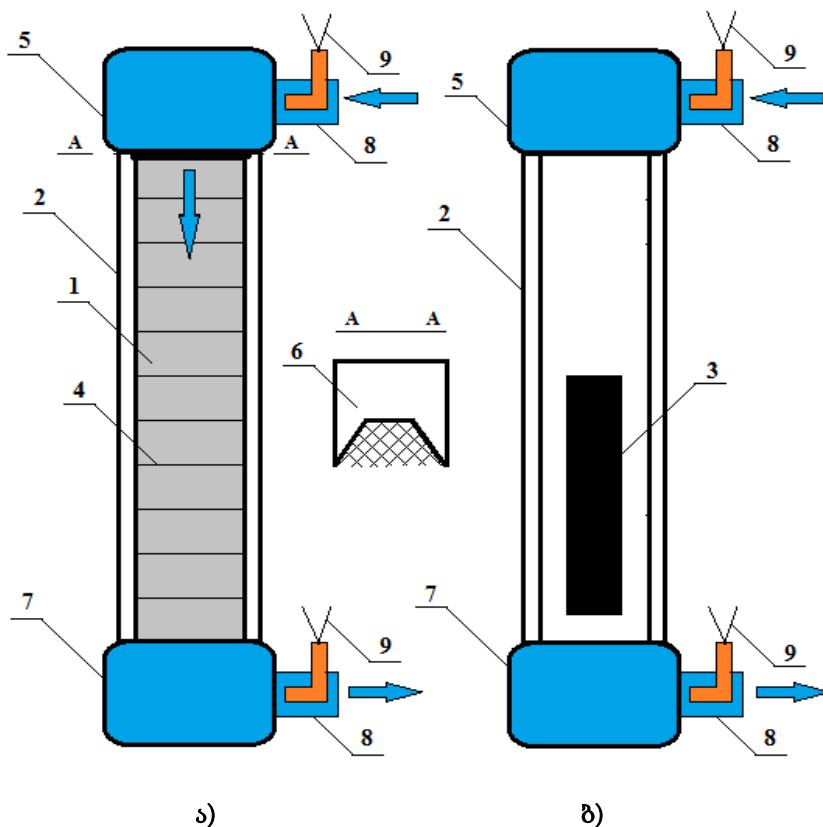
მაზვის ვარდნის, დენის ძალის და თერმოწყვილებში აღძრული ემპ-ების სიდიდეების გასაზომად შესაბამისად გამოიყენებოდა UT804, DM3058 და DM3068 ტიპის მაღალი სიზუსტის ციფრული მულტიმეტრები (12). გაზომილი სიდიდეები გადაეცემოდა კომპიუტერს (13), რომლის საშუალებითაც მუშავდებოდა ექსპერიმენტული მონაცემები ჩვენ მიერ შედგენილი პროგრამით.

აქვე შევნიშნავთ, რომ ექსპერიმენტების ჩატარებისა და შედეგების დამუშავების პროცესში გამოიკვეთა თბოგამცემი ზედაპირის ტემპერატურის მრავალ წერტილში გაზომვის (ტემპერატურული ველის დადგენის) საკითხი თბოგაცემის ინტენსიურობის დასადგენად როგორც უშუალოდ ხორკლიანობის ელემენტების თავზე, ასევე ხორკლიანობის ელემენტებს შორის. აღნიშნული მიზნით არსებული ექსპერიმენტული უზნის და შერჩეული მეთოდიკის გამოყენება ტექნიკურად შეუძლებელი იყო. მიზნის მისაღწევად საჭირო გახდა ექსპერიმენტული უზნის ცვლილება. ამიტომ, რამდენიმე სერია ჩატარდა ბრტყელ უჟანგავი ფოლადის ფირფიტაზე წყლის აფსკის ჩამოდინების პირობებში. ამ ექსპერიმენტებში გამოყენებული იყო იგივე საცდელი დანადგარი (ნახ.3.1). ამასთან, არსებული ექსპერიმენტული უზანი შეიცვალა 3.3 ნახაზზე წარმოდგენილი ექსპერიმენტული უზნით.

ამ ექსპერიმენტებში წყალი კამერის (8) გავლით ზედა კოლექტორისა (5) და სითხის გამანაწილებლის (6) საშუალებით ჩამოედინებოდა ექსპერიმენტულ ფირფიტაზე (1) და ჩაედინებოდა სითხის ქვედა კოლექტორში (7). ზედა და ქვედა კამერებში (8) განთავსებული იყო მასრები თერმოწყვილებისათვის (9), რომელთა საშუალებითაც იზომებოდა სითხის ტემპერატურა ექსპერიმენტული უზანის შესვლასა და გამოსვლაზე.

აღნიშნულ სტენდზე ექსპერიმენტები ჩატარდა რეინოლდსის რიცხვის (Re) 1000-დან 15 000-მდე დიაპაზონში, ხოლო პრანდტლის რიცხვი (Pr) იცვლებოდა 8÷10-ის ფარგლებში.

ამ ექსპერიმენტებში რადიკალურად განსხვავებული იყო თბოგამცემი ზედაპირის (კედლის) ტემპერატურის გაზომვის მეთოდიკა. იგი იზომებოდა ლოკალურ წერტილებში, დისტანციურად (არაკონტაქტურად) FLUKE-ს ფირმის Ti60+ მარკის ინფრაწითელი კამერის გამოყენებით.



ნახ. 3.3. ექსპერიმენტული უბანი ბრტყელი უჟანგავი ფოლადის ფირფიტით:

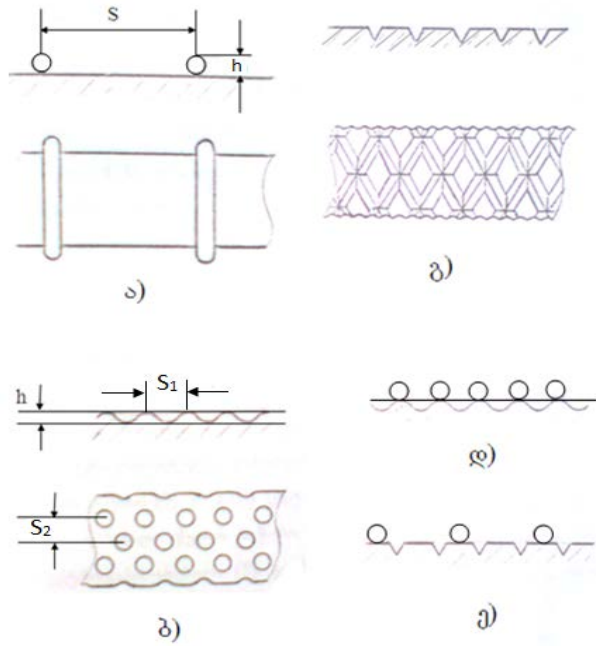
ა) ფირფიტის წინა მხარე; ბ) ფირფიტის უკანა მხარე;

- 1 - უჟანგავი ფოლადის ბრტყელი ფირფიტა; 2 - არხი; 3 - ჭრილი;
- 4 - ხორკლიანობის ელემენტი; 5 - სითხის ზედა კოლექტორი; 6 - სითხის გამანაწილებელი;
- 7 - სითხის ქვედა კოლექტორი; 8 - სითხის კამერა;
- 9 - თერმოწყვილები.

ამ მიზნით, ტეფლონისაგან დამზადებული არხის (2), რომელშიც ჩასმული იყო ფირფიტა (1), უკანა კედელზე ჰიდრავლიკური სტაბილიზაციის უბანზე გაკეთდა 50მმ სიგრძის და 10მმ სიგანის სპეციალური ჭრილი (3), რომლიდანაც მოჩანდა ფირფიტის კედლის უკანა, მშრალი მხარე. ეს უკანასკნელი დაფარული იყო შავი საღებავის მიკროფენით, ინფრაწითელი კამერით ტემპერატურების დისტანციური გაზომვის სიზუსტის გარანტირებისათვის. კედლის წინა, თბოგამცემი მხარის ტემპერატურის გადაანგარიშება ხდებოდა (3.1) ფორმულით.

ვერტიკალური მილის გარე ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკისათვის ექსპერიმენტები ჩატარდა როგორც გლუვი, ისე სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის. კერძოდ, გამოკვლეულ იქნა თბოგამცემის პროცესი ორგანზომილებიანი, პირამიდული, ღრმულეზიანი, კომბინირებული (პირამიდული+ორგანზომილებიანი, ღრმულეზიანი+ორგანზომილებიანი) ხორკლიანობის მქონე თბოგამცემი ზედაპირებისათვის (ნახ.3.4). ფირფიტაზე ჩამომდინარე სითხის აფსკისათვის ექსპერიმენტები ტარდებოდა გლუვი და ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის.

ფირფიტის (1) წინა, თბოგამცემ ზედაპირზე (ნახ.3.3) ხელოვნური ხორკლიანობის ელემენტების (4) დატანა ხორციელდებოდა არხის (2) ურთიერთსაპირისპიროდ განლაგებულ გვერდით წახნაგებზე სპეციალურად გაკეთებულ ნახვრეტებში სპილენძის მავთულის გაყრით. ხელოვნური ხორკლიანობის გეომეტრიული პარამეტრების – ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის (h) და მათ შორის ფარდობითი ბიჯის (s/h) ცვლილება მიიღწეოდა სპილენძის მავთულების დიამეტრისა და ნახვრეტებს შორის მანძილის ცვლილებით. ექსპერიმენტებში $h=0.55$ მმ და 1 მმ, ხოლო s/h იყო: 5; 10; 20; 36 და 40-ის ტოლი.



ნახ.3.4. ხორკლიანი ზედაპირები:

ა) ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი; ბ) ღრმულეზიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი; გ) ქლიბისეზური (პირამიდული) ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი; დ), ე) კომბინირებული (ორგანოზომილებიანი+პირამიდული; ორგანოზომილებიანი+ღრმულეზიანი) ხორკლიანობის მქონე ზედაპირი.

3.2. თბოგამცემ ზედაპირებზე ხორკლიანობის შექმნის მეთოდიკა

ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობა შეიქმნა გლუვ თბოგამცემ მიღზე სპილენძის მავთულის სპირალურად დახვევით. დახვევა წარმოებდა სახარატო ჩარხზე მავთულის მცირეოდენი დაჭიმვის პირობებში. მავთულის დასახვევად ექსპერიმენტული მილი თავისი

დენმიმყვანებით მაგრდებოდა ჩარხში და მოწმდებოდა მისი ცენტრირება. ამის შემდეგ ხდებოდა ჩარხის გადაყვანა ხრახნულ რეჟიმში და მილზე მავთულის დახვევა ჩვენთვის საჭირო ბიჯით.

ცხადია, ყურადღებას იმსახურებს აღნიშნული მეთოდიკით ორგანზომილებიანი ხელოვნური ხორკლიანობის შექმნის შედეგად თბოგამცემ მილში ჯოულის სითბოს გამოყოფისა და მილის თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ცვლილების საკითხები.

ჩვენ მიერ არჩეული მეთოდიკით, ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის შექმნის შემთხვევაში, მავთული თბოგამცემ მილს ეხებოდა თავისი მსახველის გასწვრივ. ამასთან, თუ გავითვალისწინებთ, რომ სპილენძის მავთული მთელ სიგრძეზე დაფარული იყო სპეციალური საიზოლაციო ლაქით, მავთულთან შეხების ადგილებში დიდი კონტაქტური წინაღობის გამო, ექსპერიმენტული მილის ელექტრული წინაღობა და, შესაბამისად, გამოყოფილი ჯოულის სითბო უცვლელი უნდა დარჩეს. ასე რომ, ხორკლიანობის შექმნის შედეგად ექსპერიმენტულ მილში ელექტროდენის გატარებისას, ის პრაქტიკულად მთლიანად გაივლის საცდელი მილის კედელში, ხოლო მასზე დახვეულ მავთულში კი გაივლის დენის მხოლოდ უმნიშვნელო ნაწილი. როგორც სათანადო გაზომვებმა გვიჩვენეს, სპილენძის მავთულის დახვევის შედეგად ექსპერიმენტული მილის ელექტრული წინაღობა უმნიშვნელოდ მცირდებოდა. მეორე მხრივ, რადგან, როგორც აღნიშნული იყო, სპილენძის მავთული საცდელ მილს ეხებოდა მხოლოდ მსახველით, მავთულის დახვევის შედეგად საცდელი მილის არც გაწიბოვნებას და არც მილის ზედაპირის ნაწილის ხორკლიანობის ელემენტებით დაფარვას (დაჩრდილვას) ადგილი არ უნდა ჰქონდეს.

ამრიგად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ ზემოთ აღწერილი მეთოდით შექმნილი ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე მილის თბოგამცემი ზედაპირის ფართი პრაქტიკულად ისეთივეა, როგორც გლუვი მილისა (დაწვრილებით იხილეთ 3.3 პარაგრაფში).

ღრმულებიანი ზედაპირის შესაქმნელად გამოყენებული იყო მოწყობილობა, რომელიც ექსპერიმენტული გლუვი მილის როგორც ღერძის გასწვრივ, ისე ღერძის გარშემო ზუსტი გადაადგილების საშუალებას იძლეოდა. აღნიშნული მოწყობილობა ექსპერიმენტულ გლუვ მილთან ერთად მაგრდებოდა საბურღი ჩარხის დგარზე და სპეციალური ნემსის საშუალებით საჭირო ბიჯით ხდებოდა საჭირო სიღრმის კრატერის ფორმის ღრმულების გაკეთება. ღრმულების გაკეთების წინ, ექსპერიმენტული მილის შიგნით, მთელ სიგრძეზე მოთავსებული იყო ტეფლონის ღეროები და კამერები, რომლებშიც ჩამონტაჟებული იყო ექსპერიმენტული მილის კედლის შიგა ზედაპირის ტემპერატურის საზომი სამი თერმოწყვილი. თერმოწყვილის განლაგების კვთები ისეთივეა, როგორც ეს ნაჩვენებია 3.2 ნახაზზე.

ღრმულებიანი ზედაპირის შესაქმნელად გამოყენებული იყო უჟანგავი ფოლადის თხელკედლა მილი დიამეტრით 10 მმ. კედლის სისქით 0.1 მმ. მილის ზედაპირზე ღრმულების განლაგების გრძივი და განივი ბიჯები ერთმანეთის ტოლი იყო და უდრიდა 2მმ. ღრმულების სიღრმე შეადგენდა 1მმ.

პირამიდული ხორკლიანობის მქონე მილის შესაქმნელად გამოვიყენეთ შედარებით სქელკედლა უჟანგავი ფოლადის მილი ($d=10 \times 1\text{მმ}$), რომლის დამუშავება წარმოებდა სახარატო ჩარხზე. კერძოდ, სამკუთხედის ფორმის მქონე საჭრისით ხდებოდა მილის გარე ზედაპირზე ხრახნული ღარის ამოღება. ხრახნის ბიჯი შეადგენდა 14მმ, ხოლო ღარის სიღრმე – 0.25მმ. მილის მთელ სიგრძეზე ერთი ღარის ამოღების შემდეგ საჭრისი ბრუნდებოდა საწყის მდგომარეობაში, ხოლო მილი შემობრუნდებოდა ღერძის მიმართ გარკვეული კუთხით და იჭრებოდა შემდეგი ღარი. შემობრუნების კუთხე ისე იყო შერჩეული, რომ მილის მთელ პერიმეტრზე მოჭრილიყო ერთმანეთისაგან თანაბრად დაშორებული 14 ხრახნული ღარი. ამის შემდეგ, მილის საპირისპირო მიმართულებით დატრიალებით ხდებოდა იგივე პარამეტრების

მქონე უკუხრახნების მოჭრა. მილის ასეთი სახით დამუშავების შემდეგ მის ზედაპირზე მიიღებოდა რომბის ფუძის მქონე წაკვეთილი პირამიდის ფორმის, ერთმანეთთან მჭიდროდ განლაგებული (საჭრისის წვერის სიგანის გათვალისწინებით) ხორკლიანობის ელემენტები (ნახ.3.2). ასეთივე მეთოდით იქნა დამზადებული სტაბილიზაციის უბნის მილი.

უნდა აღინიშნოს, რომ ასეთი ტიპის ხორკლიანობა თავისი ფორმით ძალზე ახლოსაა ქვიშისებური, ე.წ. „ნიკურადის ხორკლიანობასთან“ და, ამის გამო, მის მახასიათებლად შეიძლება საკმარისი იყოს ერთადერთი გეომეტრიული პარამეტრი - ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე – k_s .

კომბინირებული ხორკლიანობა იქმნებოდა ღრმულებიან მილზე სპილენძის მავთულის სპირალურად დახვევით. დახვევა წარმოებდა ზემოთ აღწერილი მეთოდიკით. მავთულის დიამეტრი ტოლი იყო 0.1მმ, ხოლო გეომეტრიული პარამეტრი – $s/h=12.5$. ანალოგიური მეთოდით დამზადდა კომბინირებული ხორკლიანობა პირამიდული ხორკლიანობის მქონე მილის ზედაპირზე.

დასასრულ შევნიშნავთ, რომ ყოველ ექსპერიმენტში ჰიდროდინამიკურ სტაბილიზაციის უბანზე მილის გარე ზედაპირი ისეთივე იყო, როგორც ექსპერიმენტული თბოგამცემი მილისა.

3.3. ხორკლიანობის შექმნით გამოწვეული ზედაპირის ფართის ცვლილება

ცხადია, ინტერესს იმსახურებს საკითხი იმის შესახებ, თუ რამდენად იზრდება თბოგამცემი ზედაპირის ფართი ამ ზედაპირზე ხორკლიანობის შექმნის შედეგად. ზოგადად ამ საკითხის გადაჭრა გარკვეულ სიმწელებთან შეიძლება იყოს დაკავშირებული. თუმცა, ზოგ შემთხვევაში საკითხი შეიძლება სრულიად მარტივად იქნეს გადაჭრილი.

განვიხილოთ თბოგამცემი მილის ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელზეც დატანილია ერთი ხორკლიანობის ელემენტი. განსახილველი ფირფიტის ზედაპირის ფართი იყოს – f_1 ;

ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ელემენტის ფუძით იყოს – f_2 ,

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნება ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ ზედაპირზე დატანით – f_3 .

ცხადია, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3,$$

ხოლო ხორკლიანობის ელემენტის დატანით გამოწვეული თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = f / f_1$$

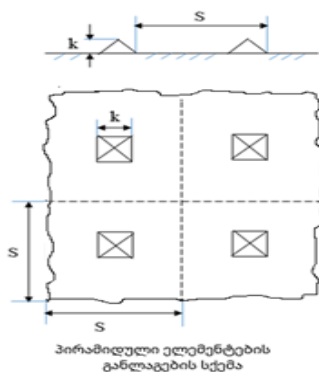
ახლა განვიხილოთ სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის ელემენტების შემთხვევაში როგორი იქნება ფართის ფარდობითი ნაზრდი – Δf .

ყველა ტიპის ხორკლიანობის შემთხვევაში ვიხილავთ თბოგამცემი ზედაპირის ნაწილს, რომლის სიგრძე და სიგანე ერთმანეთის ტოლია და არის – S . ამ შემთხვევაში თბოგამცემი ზედაპირის განსახილველი ნაწილის ფართი იქნება:

$$f_1 = S^2$$

ამ ძირითადი მონაცემების ჩამოყალიბების შემდეგ განვიხილოთ სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის შექმნის შედეგად გამოწვეული თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ცვლილების საკითხები.

1. პირამიდული ხორკლიანობა. ვთქვათ, თბოგამცემი ზედაპირის ნაკვეთზე შექმნილი ხორკლიანობის ელემენტის, პირამიდის ფუძე წარმოადგენს კვადრატს, რომლის გვერდის სიგრძე, ასევე პირამიდული ელემენტის სიმაღლე არის – k .



ამ შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ერთი ელემენტით, იქნება:

$$f_2 = k^2,$$

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნა ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ ზედაპირზე დატანით (პირამიდის გარე ზედაპირის ფართი):

$$f_3 = 4 * \frac{1}{2} k l = 2 k l,$$

აქ l არის პირამიდის აპოთემა, ჩვენს შემთხვევაში იქნება:

$$l = \sqrt{k^2 + \left(\frac{k}{2}\right)^2} = k \sqrt{1.25} \approx 1.12 k,$$

ამის გათვალისწინებით გვექნება:

$$f_3 = 2 k l = 2 k \times 1.12 k = 2.24 k^2.$$

ამგვარად, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - k^2 + 2.24 k^2 = S^2 \left(1 + 1.24 \left(\frac{k}{S}\right)^2\right),$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 1.24 \left(\frac{k}{S}\right)^2.$$

იმ შემთხვევაში, როცა $S = k$ (ხორკლიანობის ელემენტების მჭიდროდ განლაგების დროს), თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = 1 + 1.24 \left(\frac{k}{S}\right)^2 = 1 + 1.24 = 2.24$$

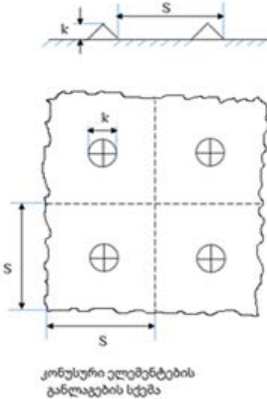
როცა $S = 2k$,

$$\Delta f = 1 + 1.24 * 0.5^2 \approx 1.31$$

ხოლო, როცა $S = 4k$,

$$\Delta f = 1 + 1.24 * 0.25^2 \approx 1.078$$

2. კონუსური ხორკლიანობა. ვთქვათ, თბოგამცემი ზედაპირის მონაკვეთზე შექმნილი ხორკლიანობის ელემენტის, კონუსის ფუძის (წრის) დიამეტრი და ასევე კონუსის ელემენტის სიმაღლე არის – k .



ამ შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ერთი ელემენტით, იქნება:

$$f_2 = \pi \left(\frac{k}{2}\right)^2 = 0.25\pi k^2,$$

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნა ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ ზედაპირზე დატანით:

$$f_3 = \pi \frac{k}{2} l = 0.5\pi k l,$$

სადაც l არის კონუსის მსახველი და იანგარიშება ასე:

$$l = \sqrt{k^2 + (k/2)^2} = k \sqrt{1.25} \approx 1.12 k$$

ამის გათვალისწინებით გვექნება:

$$f_3 = 0.5\pi k l = 0.5 \times 3.14k * 1.12 k \approx 1.758 k^2$$

ამგვარად, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - 0.25 * 3,14 k^2 + 1.758 k^2 = S^2 \left(1 + 0.97 \left(\frac{k}{S} \right)^2 \right),$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 0.97 \left(\frac{k}{S} \right)^2$$

იმ შემთხვევაში, როცა $S = k$ (ხორკლიანობის ელემენტების მჭიდროდ განლაგების დროს), თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = 1 + 0.97 \left(\frac{k}{S} \right)^2 = 1 + 0.97 = 1.97$$

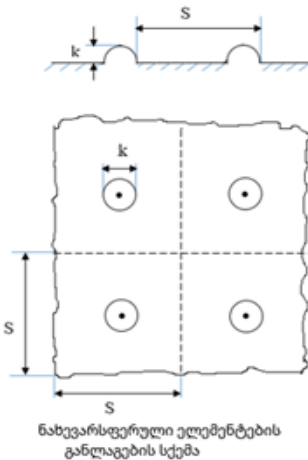
როცა $S = 2k$,

$$\Delta f = 1 + 0.97 * (0.5)^2 \approx 1.243$$

ხოლო, როცა $S = 4k$,

$$\Delta f = 1 + 0.97 * (0.25)^2 \approx 1.061$$

3. ნახევარსფერული ხორკლიანობა. ვთქვათ, თბოგამცემი ზედაპირის ნაწილზე შექმნილი ხორკლიანობის ელემენტის, ნახევარსფეროს ფუძის (წრის) დიამეტრი არის $- k$.



ამ შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ერთი ელემენტით, იქნება:

$$f_2 = \pi \left(\frac{k}{2} \right)^2 = 0.25\pi k^2$$

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნა ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ ზედაპირზე დატანით:

$$f_3 = \left(\frac{1}{2}\right) 4 \pi \left(\frac{k}{2}\right)^2 = 0.5 \pi k^2$$

ამგვარად, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$\begin{aligned} f &= f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - 0.25\pi k^2 + 0.5 \pi k^2 = \\ &= S^2 \left(1 + 0.25\pi \left(\frac{k}{S}\right)^2\right) = S^2 \left(1 + 0.785 \left(\frac{k}{S}\right)^2\right), \end{aligned}$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 0.785 \left(\frac{k}{S}\right)^2$$

იმ შემთხვევაში, როცა $S = k$ (ხორკლიანობის ელემენტების მჭიდროდ განლაგების დროს), თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = 1 + 0.785 = 1,785$$

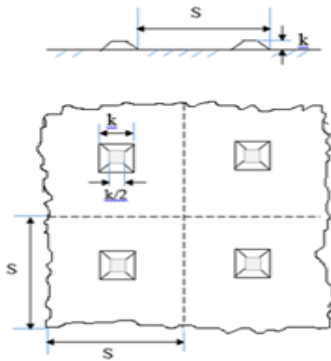
როცა $S=2k$,

$$\Delta f = 1 + 0.785 * (0,5)^2 \approx 1.196$$

ხოლო, როცა $S=4k$,

$$\Delta f = 1 + 0,785 * (0.25)^2 \approx 1.05$$

4. წაკვეთილი პირამიდული ხორკლიანობა. ვთქვათ, წაკვეთილი პირამიდის ქვედა ფუძე არის კვადრატი, რომლის გვერდის სიგრძე არის – k , ხოლო ზედა ფუძის გვერდის სიგრძე არის – $k/2$ და პირამიდული ელემენტის სიმაღლე არის – k .



წაკვეთილი პირამიდის ფორმის მქონე ელემენტების განლაგების სქემა

ამ შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ერთი ელემენტით, იქნება:

$$f_2 = k^2,$$

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნა ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ

ზედაპირზე დატანით:

$$\begin{aligned} f_3 &= 4 \times \frac{1}{2} k l - 4 \times \frac{1}{2} \frac{k}{2} \frac{l}{2} + \left(\frac{k}{2}\right)^2 = 2 k l - 0.5 k l + 0.25 k^2 \\ &= 1.5 k l + 0.25 k^2 \end{aligned}$$

სადაც l არის პირამიდის აპოთემა, ჩვენს შემთხვევაში:

$$l = \sqrt{(2k)^2 + (k/2)^2} = k \sqrt{4.25} = 2.06 k,$$

ამის გათვალისწინებით გვექნება:

$$f_3 = 1.5 k l + 0.25 k^2 = 1.5 k \times 2.06 k + 0.25 k^2 = 3.34 k^2$$

ამგვარად, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - k^2 + 3.34 k^2 = S^2 \left(1 + 2.34 \left(\frac{k}{S}\right)^2\right),$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 2.34 \left(\frac{k}{S}\right)^2$$

იმ შემთხვევაში, როცა $S = k$ (ხორკლიანობის ელემენტების მჭიდროდ განლაგების დროს), თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = 1 + 2.34 \left(\frac{k}{S}\right)^2 = 3.34$$

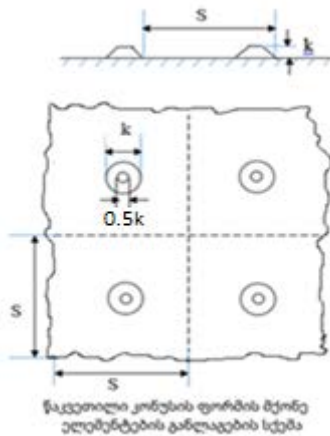
როცა $S = 2k$,

$$\Delta f = 1 + 2.34 \times 0,5^2 = 1.585$$

ხოლო, როცა $S = 4k$,

$$\Delta f = 1 + 2.34 \times 0,25^2 = 1.146$$

5. წაკვეთილი კონუსური ხორკლიანობა. ვთქვათ, წაკვეთილი კონუსის ქვედა ფუძის დიამეტრი არის – k , ზედა ფუძის დიამეტრი – $0,5 k$, კონუსის ელემენტის სიმაღლე კი – k .



ამ შემთხვევაში ხორკლიანობის ელემენტის ფუძის ფართი, ანუ თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ნაწილი, რომელიც დაიფარა ხორკლიანობის ერთი ელემენტით, იქნება:

$$f_2 = \pi \left(\frac{k}{2}\right)^2 = 0.25\pi k^2$$

ხოლო ფართი, რომელიც წარმოიქმნა ხორკლიანობის ელემენტის თბოგამცემ ზედაპირზე დატანით:

$$f_3 = 0.5\pi k l - 0.25 \times 0.5\pi k l + \pi(0.25k)^2 = (0.5 \pi k l - 0.125 \pi k l) + 0.0625\pi k^2 = 0.375\pi k l + 0.0625\pi k^2,$$

სადაც l არის კონუსის მსახველი და იანგარიშება ასე:

$$l = \sqrt{(2k)^2 + (0.5k)^2} = k \sqrt{4.25} = 2.06 k$$

ამის გათვალისწინებით გვქვინება:

$$f_3 = 0.375\pi k l + 0.0625\pi k^2 = 0.375 \times 3.14 \times 2.06k^2 + 0.0625 \times 3.14k^2 = 2.62k^2$$

ამრიგად, თბოგამცემი ზედაპირის ეფექტური ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - k^2 + 2.62 k^2 = S^2 \left(1 + 1.62 \left(\frac{k}{S}\right)^2\right),$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 1.62 \left(\frac{k}{S}\right)^2$$

როცა $S=k$ (ხორკლიანობის ელემენტების მჭიდროდ განლაგების შემთხვევაში), თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = 1 + 1.62 \left(\frac{k}{S}\right)^2 = 2.62$$

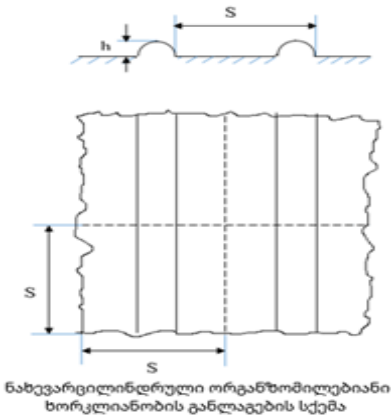
როცა $S = 2k$,

$$\Delta f = 1 + 1.62 \times 0,5^2 \approx 1,41$$

ხოლო, როცა $S = 4k$,

$$\Delta f = 1 + 1.62 \times 0.25^2 \approx 1.101$$

6. ორგანზომილებიანი ხორკლიანობა. ვთქვათ, თბოგამცემ ზედაპირზე განთავსებულია ნახევარცილინდრული ხორკლიანობის ელემენტები, სიმაღლით (რადიუსით) – h და ბიჯით – S .



ნახევარცილინდრული ხორკლიანობის ელემენტის განთავსების შედეგად ამ ელემენტით დაიფარება ფართი:

$$f_2 = 2hS,$$

სამაგიეროდ გაჩნდება დამატებითი ფართი:

$$f_3 = \pi hS$$

ამგვარად, ფირფიტის განსახილველი ნაწილის საბოლოო ფართი იქნება:

$$f = f_1 - f_2 + f_3 = S^2 - 2hS + 3.14hS = S^2 \left(1 + 1.14 \frac{h}{S}\right)$$

ხოლო, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = \frac{f}{f_1} = 1 + 1.14 \frac{h}{S}$$

ამ ფორმულის თანახმად, იმ შემთხვევაში, როცა $S = 2h$, ანუ ხორკლიანობის ელემენტები მჭიდროდაა ერთმანეთთან განლაგებული, ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = (1 + 0.57) = 1.57$$

ხოლო, როცა $S=10h$ (თბოგამცემის ინტენსიფიკაციის თვალსაზრისით ოპტიმალურ მნიშვნელობას), ზედაპირის ფართის ფარდობითი ნაზრდი იქნება:

$$\Delta f = (1 + 0.114) = 1.114$$

ამრიგად, შეიძლება დავასკვნათ, რომ თბოგამცემ ზედაპირზე ნახევარცილინდრული ელემენტებით ხორკლიანობის შექმნა იწვევს ზედაპირის ფართის უმნიშვნელოდ ზრდას.

როგორც ჩატარებული გაანგარიშებებიდან ჩანს, ჩვენ მიერ განხილული სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის ელემენტების თბოგამცემ ზედაპირზე მჭიდროდ განლაგების (იდეალურ) შემთხვევაში ზედაპირის ფართი დაახლოებით 3-ჯერ იზრდება. მაგრამ, ამასთან, უნდა აღინიშნოს, რომ ელემენტების მჭიდროდ (მიჯრით) განლაგება ზედაპირზე პრაქტიკულად შეუძლებელია. სახარატო ჩარხზე თბოგამცემი მილის დამუშავებაში ეს შეუძლებელი იქნება იმის გამო, რომ სახარატო საჭრისს გააჩნია გარკვეული ზომები, რაც შეუძლებელს გახდის იმას, რომ ხორკლიანობის მომიჯნავე ელემენტების ფუძეები მჭიდროდ ეხებოდნენ ერთმანეთს. იგივე სურათი გვექნება თბოგამცემ ფირფიტაზე ხორკლიანი ზედაპირების შესაქმნელად მატრიცისა და პუანსონის გამოყენების შემთხვევაში.

ზემოთქმულიდან გამომდინარე, უნდა ვივარაუდოთ, რომ ჩვენ მიერ განხილული სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის ელემენტების განთავსება თბოგამცემ ზედაპირზე, სიმჭიდროვით $S=k$, ტექნიკურად გართულებული იქნება. მეორე მხრივ, ზედაპირის გარსმდენი ნაკადის ჰიდროდინამიკისა და თბოგაცემის თვალსაზრისითაც $S=k$ სიმჭიდროვით ელემენტების განთავსება არ არის გამართლებული, ვინაიდან ამ შემთხვევაში ადგილი ექნება ხორკლიანობის ელემენტებს შორის ე.წ. „მკვდარი“ ზონების წარმოქმნას, რაც თბოგაცემის გაუმჯობესების ნაცვლად მის გაუარესებას გამოიწვევს.

ხორკლიან ზედაპირებზე თბოგაცემის საკითხებისადმი მიძღვნილი გამოკვლევების შედეგების გათვალისწინებით არსებობს საფუძველი ვივარაუდოთ, რომ ხორკლიანობის ელემენტების ზედაპირზე თანაბრად განლაგების შემთხვევაში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციისათვის გამართლებული იქნება ბიჯი – $S \geq 4k$. ხორკლიანობის ელემენტების ასეთი ბიჯის შემთხვევაში, როგორც ზემოთ მოყვა-

ნილი გაანგარიშებებიდან ჩანს, თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ზრდა არ აღემატება 10-15%-ს. დაახლოებით ასეთივეა ფართის ზრდა ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის შემთხვევაშიც.

ყოველივე ზემოთქმულიდან გამომდინარე, შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ხორკლიანობის მეთოდით თბოგამცემის ინტენსი-ფიკაცია უდიდესწილად განპირობებულია თბოგამცემი ზედაპირის გარსმდენი ნაკადის ტურბულიზაციით როგორც ბირთვში, ისე, უმეტესად, სასაზღვრო შრეში და უმნიშვნელოდ არის გამოწვეული თბოგამცემი ზედაპირის ფართის გაზრდით.

ყოველივე ამას უაღრესად დიდი მნიშვნელობა აქვს ხორკლიანი ზედაპირების თბოგამცემის მექანიზმის დადგენის დროს.

3.4. ცდების ჩატარების თანმიმდევრობა, გაზომვებისა და მონაცემების დამუშავების მეთოდიკა

თბოგადამტანის ტემპერატურა ექსპერიმენტული უზნის შესასვლელზე და გამოსასვლელზე იზომებოდა ქრომელ-ალუმელის თერმოწყვილებით, რომლებიც მოთავსებული იყო სპილენძისაგან დამზადებულ თხელკედლა მასრებში. მასრებში ჩასხმული იყო ტრანსფორმატორის ზეთი. ასევე ქრომელ-ალუმელის თერმოწყვილებით იზომებოდა ექსპერიმენტული მილის კედლის შიგა ზედაპირის ტემპერატურა.

ღრმულებიანი ზედაპირის შემთხვევაში, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, თბოგამცემი კედლის შიდა ზედაპირის ტემპერატურა იზომებოდა მილის ფიქსირებულ კვეთებში სამ ადგილას ისე, როგორც ეს მითითებულია 3.2.ბ ნახაზზე. სხვა თბოგამცემი მილების კედლის შიდა ზედაპირის ტემპერატურა იზომებოდა ტეფლონის კამერაში მოთავსებული თერმოწყვილით, რომელიც გადაადგილდებოდა მილის შიდა ზედაპირის გასწვრივ (ნახაზი 3.2.გ). ასეთ

შემთხვევაში შესაძლებელი იყო მილის კედლის შიგა ზედაპირის ტემპერატურის გაზომვა ნებისმიერ კვეთში.

ფირფიტის გარსდენის შემთხვევაში კედლის ტემპერატურა იზომებოდა დისტანციურად, FLUKE-ს ფირმის Ti60+ მარკის ინფრაწითელი თერმოკამერის საშუალებით.

საზომი ხელსაწყოების ჩვენებების მიხედვით განისაზღვრებოდა შემდეგი სიდიდეები:

1. თბური ნაკადი (ექსპერიმენტულ უბანზე ძაბვის ვარდნის (ΔU) და მასში გამავალი დენის ძალის (I) მიხედვით):

$$Q = I * \Delta U, \text{ ვტ}$$

2. ხვედრითი თბური ნაკადი:

$$q = \frac{Q}{F}, \text{ ვტ/მ}^2$$

3. თბოგამცემი მილის კედლის შიდა ზედაპირის საშუალო ტემპერატურა:

$$t_{\text{ჯ}} = \frac{t_{\text{ჯ1}} + t_{\text{ჯ2}} + t_{\text{ჯ3}}}{3}, \text{ }^{\circ}\text{C}$$

4. ბრტყელ ფირფიტაზე ჩამოდინების შემთხვევაში კედლის გასწვრივ ლოკალური თბოგამცემის ზუსტად განსაზღვრის მიზნით ტემპერატურის გაზომვა წარმოებდა რამდენიმე ათეულ წერტილში. ამ შემთხვევაში კედლის საშუალო ტემპერატურა იანგარიშებოდა შემდეგნაირად:

$$t_{\text{ჯ}} = \frac{t_{\text{ჯ1}} + t_{\text{ჯ2}} + \dots + t_{\text{ჯn}}}{n}, \text{ }^{\circ}\text{C}$$

5. სითხის საშუალო ტემპერატურა:

$$t_b = \frac{t_{b,d} + t_{b,g}}{2}, \text{ } ^\circ\text{C}$$

6. საშუალო ტემპერატურული დაწნევა:

$$\Delta t = t_g - t_b, \text{ } ^\circ\text{C}$$

7. თბოგაცემის საშუალო კოეფიციენტი:

$$\alpha = \frac{q}{\Delta t}, \text{ } \text{ვტ}/(\text{მ}^2 \text{ } ^\circ\text{C})$$

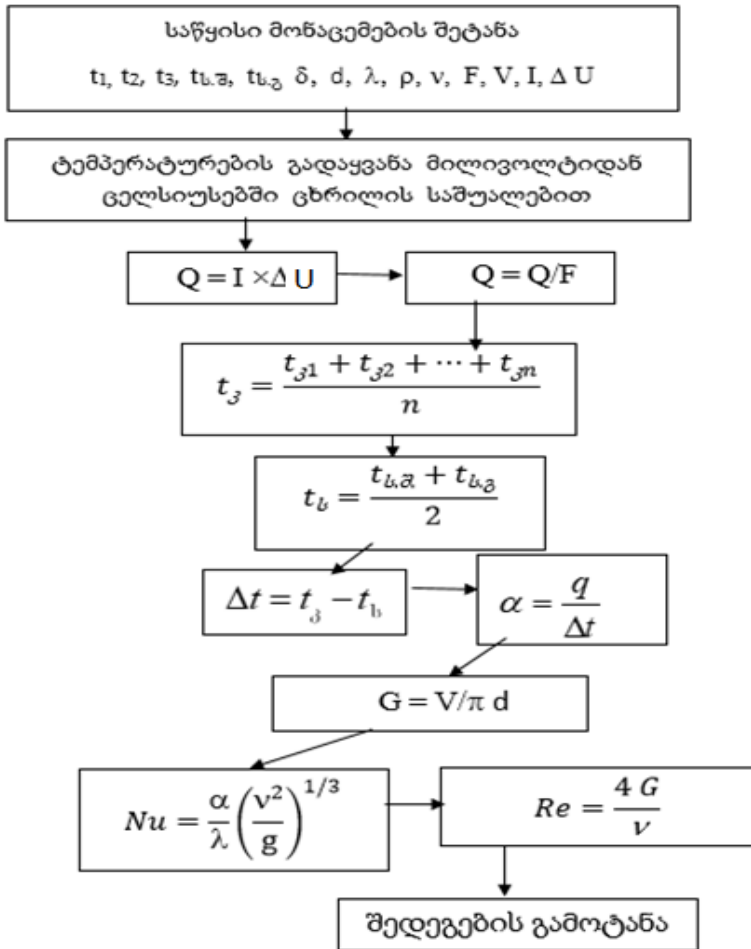
8. ექსპერიმენტული მონაცემები მუშავდებოდა შემდეგი უგანზომილო სიდიდეების გამოყენებით:

$$Nu = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}, \quad Pr = \frac{\nu}{a}, \quad Re = \frac{4G}{\nu}$$

სითხის თბოფიზიკური პარამეტრები λ , ρ , ν , a , Pr აიღებოდა ცხრილებიდან სითხის საშუალო ტემპერატურის მიხედვით, ხოლო Pr_3 - კედლის საშუალო ტემპერატურის მიხედვით [76].

ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავება წარმოებდა კომპიუტერის საშუალებით TyrboPascal ენაზე შედგენილი პროგრამით. ქვემოთ წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავების ალგორითმის ბლოკსქემა.

ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავების ბლოკსქემა



თავი 4

კვლევის შედეგები და მათი ანალიზი

4.1. ხორკლიანობის ტიპის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე

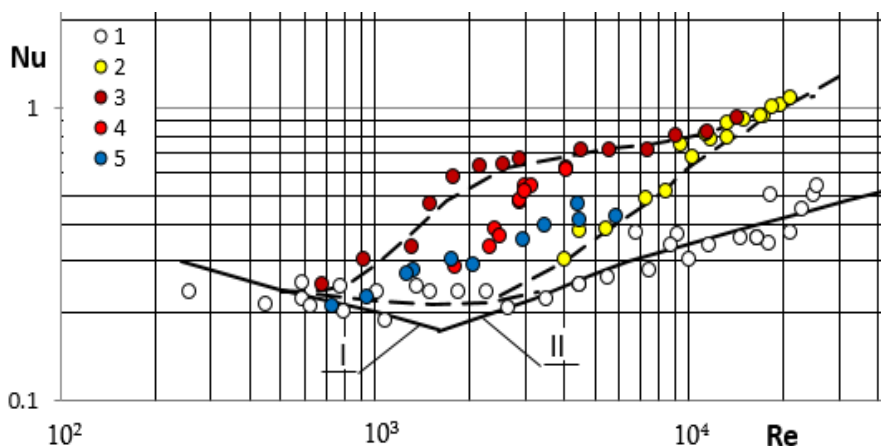
როგორც შესავალ ნაწილში იყო აღნიშნული, თბოგამცემ ზედაპირზე ხორკლიანობის შექმნა წარმოადგენს თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ერთ-ერთ ყველაზე ეფექტურ მეთოდს. თბოგამცემ ზედაპირზე შესაძლებელია შეიქმნას სხვადასხვა ფორმისა და გეომეტრიული პარამეტრების მქონე ხელოვნური ხორკლიანობის ელემენტები. ამიტომ, ცხადია, ინტერესს იმსახურებს თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე სხვადასხვა ტიპის ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენის შესწავლა ვერტიკალური მილის გარე ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების შემთხვევაში.

4.1 ნახაზზე წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემები გლუვი და სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის. ამ გრაფიკზე, ისევე, როგორც ყველა მომდევნო გრაფიკზე, ექსპერიმენტული მონაცემები გასაშუალებულია წყვეტილი ხაზებით. მთლიანი ხაზი I შეესაბამება კ. ჩჟუნის და რ. სებანის (2.25) ფორმულას აფსკის დინების ლამინარულ-ტალღური რეჟიმისათვის [69], ხოლო, ხაზი II შეესაბამება დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულას აფსკის დინების ლამინარულ-ტალღურიდან ტურბულენტურ რეჟიმში გარდამავალი ზონისათვის [74].

როგორც გრაფიკიდან ჩანს, ექსპერიმენტული მონაცემები გლუვი ზედაპირებისათვის კარგ თანხვედრაშია (2.25) და (2.30) ფორმულებთან, რაც ექსპერიმენტების ჩატარების ჩვენ მიერ შერჩეული მეთოდის კორექტულობაზე მიუთითებს.

აღნიშნული გრაფიკიდან აგრეთვე ჩანს, რომ პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირის შემთხვევაში რეინოლდსის

რიცხვის შედარებით მცირე მნიშვნელობების დროს ($Re < 5 \times 10^3$) თბოგაცემის ინტენსიურობა პრაქტიკულად ისეთივეა, როგორც გლუვ ზედაპირზე ჩამოდინების პირობებში. ამასთან, რეინოლდსის უფრო მაღალი მნიშვნელობების შემთხვევაში თავს იჩენს ხორკლიანობის ეფექტი და როდესაც $Re = (15 \div 20) \times 10^3$, თბოგაცემის ინტენსიურობა დაახლოებით 2,5-ჯერ აღემატება გლუვი ზედაპირის თბოგაცემის ინტენსიურობას. ხარისხობრივად ანალოგიური სურათი გვაქვს ღრმულებიანი ზედაპირისა და გრძივი შვერილების მქონე ზედაპირების შემთხვევებში.



ნახ.4.1. ხორკლიანობის ტიპის გავლენა თბოგაცემაზე, $Pr=10$ [30, 31, 33]:

- 1 - გლუვი ზედაპირი; 2 - პირამიდული ხორკლიანობა, $k=0.25\text{მმ}$;
- 3 - ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობა, $h=0.5\text{მმ}$, $s/h=10$; 4 - ღრმულებიანი ხორკლიანობა, $h=1\text{მმ}$, $s_1/h_1=s_2/h_2=2$; 5 - გრძივ შვერილებიანი ხორკლიანობა (4 გრძივი შვერილი $h=0.5\text{მმ}$);
- I - კ. ჩჟუნის და რ. სებანის (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.

გრაფიკზე წარმოდგენილი შედეგების მიხედვით ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის ეფექტი თბოგაცემის ინტენსიურობაზე

ვლინდება რეინოლდსის რიცხვის გაცილებით უფრო მცირე მნიშვნელობების დროს ($Re > 10^3$), ვიდრე ამას ადგილი აქვს ჩვენ მიერ გამოკვლეული ღრმულებიანი და გრძივი შვერილების მქონე ზედაპირების შემთხვევებში.

უნდა აღინიშნოს, რომ ღრმულებიანი და პირამიდული ხორკლიანობის მქონე მილებისათვის თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია გარკვეულწილად მიიღწევა თბოგამცემი ზედაპირის ფართობის ზრდის შედეგად. ამის გათვალისწინებით ის, რომ რეინოლდსის რიცხვის შედარებით მცირე მნიშვნელობების პირობებში გლუვი და პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების თბოგაცემის ინტენსიურობა პრაქტიკულად ერთნაირია, შეიძლება აიხსნას შემდეგნაირად: რეინოლდსის რიცხვის მცირე მნიშვნელობების დროს პირამიდებს შორის ჩაღრმავებებში (ისევე როგორც ღრმულებში) წარმოიქმნება სითხის ე.წ. „მკვდარი ზონები“, რაც, ცხადია, აუარესებს თბოგაცემის ინტენსიურობას. მაგრამ, მეორე მხრივ, პირამიდები და ღრმულები, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, იწვევენ ზედაპირის ფართის შესამჩნევ ზრდას, რაც, თავის მხრივ, ზრდის მილის ზედაპირიდან სითბოს ართმევას. უნდა ვივარაუდოთ, რომ ეს ორი ურთიერთსაწინააღმდეგო ფაქტორი აწონასწორებს ერთმანეთს და საერთო ჯამში თბოგაცემის კოეფიციენტი გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ერთნაირია (თბოგაცემის კოეფიციენტი იანგარიშება თბური ნაკადის ფარდობით გლუვი ზედაპირის ფართთან). რეინოლდსის რიცხვის ზრდა იწვევს როგორც „მკვდარ ზონებში“, ისე მთელ სასაზღვრო შრეში სითხის ტურბულიზაციას და, ამის შედეგად, იზრდება თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი.

ზოგადად, უნდა აღინიშნოს, რომ თბოგამცემ ზედაპირზე ხელოვნური ხორკლიანობის შექმნის შედეგად თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ზრდის ზუსტი შეფასება მეტისმეტად რთულ პრობლემას წარმოადგენს. ამ საკითხის უკეთესად შესწავლისათვის საჭირო იქნება სპეციალური ექსპერიმენტების ჩატარება, რომელთა

საშუალებითაც შემოწმდება 3.3 პარაგრაფში წარმოდგენილი გაანგარიშებების მართებულობა.

მიღებული შედეგები ცხადყოფენ, რომ როგორც თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის, ისე დამზადების ტექნოლოგიის თვალსაზრისით უპირატესობა უნდა მიენიჭოს ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე თბოგამცემი ზედაპირების გამოყენებას. თუმცა, არ არის გამორიცხული, რომ ღრმულებიანი და პირამიდული ტიპის ხორკლიანობის ეფექტურობა უფრო მაღალი იყოს სხვა გეომეტრიული პარამეტრების შემთხვევაში, რაც შემდგომი კვლევების საგანს წარმოადგენს.

4.2. ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის გეომეტრიული პარამეტრების გავლენა თბოგაცემაზე

როგორც წინა პარაგრაფში იყო აღნიშნული, პრაქტიკული თვალსაზრისით უპირატესობა უნდა მიენიჭოს ისეთი თბოგადამცემი აპარატების შექმნას, რომლებიც აღჭურვილი იქნებიან ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე თბოგამცემი ზედაპირებით.

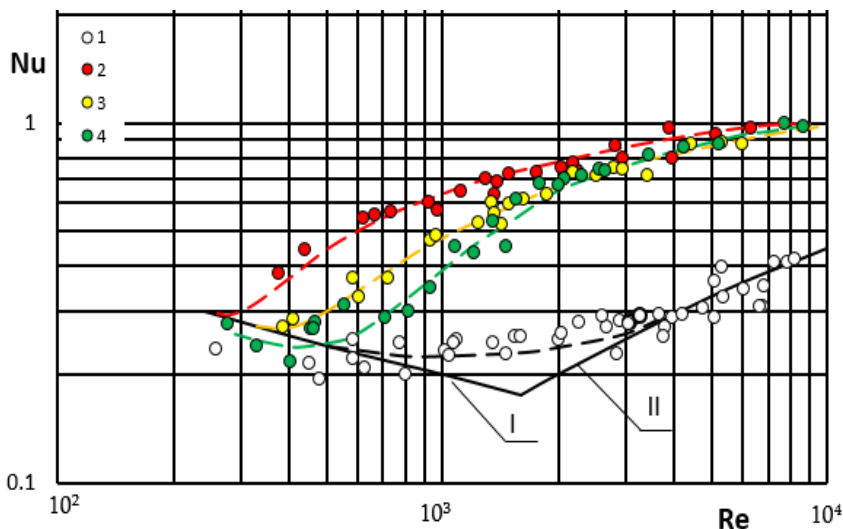
აქედან გამომდინარე, ჩვენ მიერ საფუძვლიანად იქნა გამოკვლეული სხვადასხვა გეომეტრიული პარამეტრების მქონე ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე.

4.2.1. ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემაზე

4.2 ნახაზზე წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემები ლოგარითმულ კოორდინატებში (Nu, Re).

როგორც 4.2 ნახაზიდან ჩანს, სითხის ჩამოდინების ლამინარულ რეჟიმში თბოგამცემი ზედაპირის ხორკლიანობა არავითარ გავლენას არ ახდენს თბოგაცემის ინტენსიურობაზე, მაგრამ აშკარად შეინიშნება ლამინარული აფსკის ტურბულიზაცია

რეინოლდსის გაცილებით უფრო ნაკლები მნიშვნელობის დროს, ვიდრე ამას ადგილი აქვს გლუვი ზედაპირების შემთხვევაში.



ნახ.4.2. ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემაზე, $Pr=9-10$ [29, 32]:

I - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები $s/h=10$: 2 - $h=1\text{მმ}$, 3 - $h=0.5\text{მმ}$, 4 - $h=0.3\text{მმ}$;

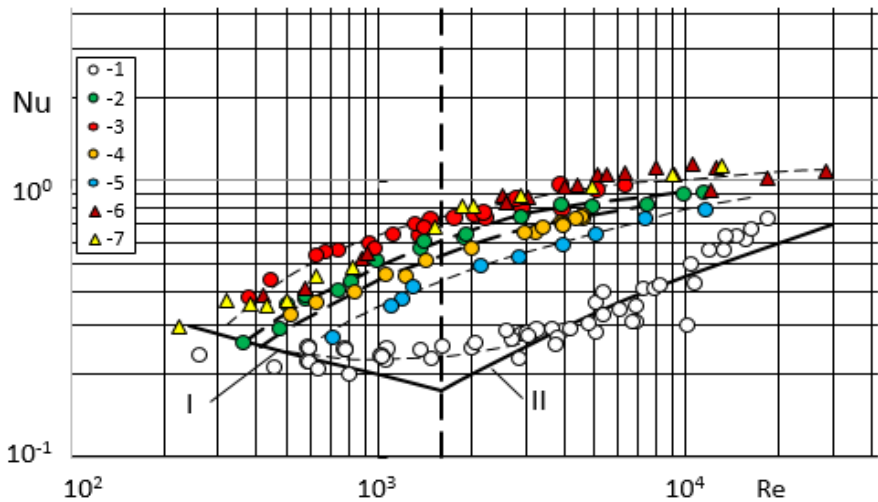
I - კ. ჩჟუნის და რ. სებანის (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.

ხსენებული ტურბულიზაცია ხორკლიანობის შვერილების დიდი სიმაღლის შემთხვევაში ხდება უფრო დაბალი რეინოლდსების დროს, ვიდრე შვერილების მცირე სიმაღლის შემთხვევაში. აღსანიშნავია, რომ ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალი რეჟიმის დროს ხელოვნური ხორკლიანობა განაპირობებს თბოგაცემის ინტენსიურობის მნიშვნელოვან ზრდას. ამასთან, ინტენსიფიკაციის ხარისხი იზრდება შვერილების სიმაღლის ზრდით.

ასევე მნიშვნელოვანია ხორკლიანობის ეფექტი თბოგაცემაზე ტურბულენტურ რეჟიმში. ამ შემთხვევაში აღნიშნული ეფექტი პრაქტიკულად არ არის დამოკიდებული შვერილების სიმაღლეზე.

4.2.2. ხორკლიანობის ელემენტებს შორის ფარდობითი ბიჯის გავლენა თბოგაცემაზე

4.3 ნახაზზე წარმოდგენილია ექსპერიმენტული მონაცემები ლოგარითმულ კოორდინატებში (Nu , Re).



ნახ.4.3. ხორკლიანობის ფარდობითი ბიჯის გავლენა თბოგაცემაზე, $Pr=9-10$ [32]:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები, $h=1\text{მმ}$: 2 - $s/h=5$; 3 - $s/h=10$; 4 - $s/h=20$; 5 - $s/h=40$;

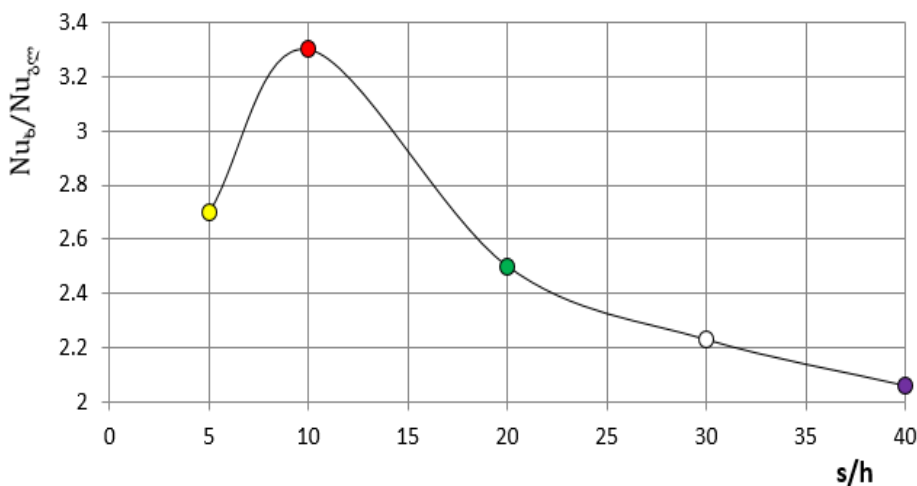
6 - წყლის დისტილატი, $h=0,5$; $s/h=10$; 7 - ქსელის წყალი, $h=0,5$; $s/h=10$;

I - კ. ჩჟუნის და რ. სეზანის (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაზუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.

4.3 ნახაზზე წარმოდგენილი მონაცემების საფუძველზე შეიძლება დავასკვნათ, რომ ისევე, როგორც 4.2 ნახაზზე წარმოდგენილი შედეგების შემთხვევაში, სითხის ავსკის ჩამოდინების

ლამინარულ რეჟიმში ზედაპირის ხორკლიანობა პრაქტიკულად არ ახდენს გავლენას თბოგაცემის ინტენსიურობაზე, ხოლო ჩამოდინების გარდამავალ რეჟიმში ეს გავლენა ძალზე მნიშვნელოვანია.

ასე მაგალითად, როცა $Re=2000$, ხორკლიანი ზედაპირის ($h=1\text{მმ}$, $s/h=10$) თბოგაცემა 3-ჯერ და მეტად აღემატება გლუვი ზედაპირის თბოგაცემის ინტენსიურობას. რეინოლდსის რიცხვის ზრდით აღნიშნული ფარდობა მცირდება, მაგრამ ეფექტი მაინც მნიშვნელოვანია. მიღებული მონაცემები აგრეთვე ცხადყოფენ, რომ თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის თვალსაზრისით მაქსიმალური ეფექტი მიიღწევა, როდესაც $s/h=10$ (ნახ.4.4).



ნახ.4.4. ხორკლიანი და გლუვი ზედაპირების თბოგაცემის ინტენსიურობის ფარდობის დამოკიდებულება გეომეტრიულ პარამეტრზე - s/h ; $Re=2000$ [32].

ჩვენ მიერ მიღებული შედეგების თანახმად, შეიძლება ვივარაუდოთ, რომ ორგანზომილებიანი ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ლამინარულიდან ტურბულენტურ რეჟიმში გადასვლა იწყება რეინოლდსის რიცხვის უფრო ნაკლები მნიშვნელობებისას (ეს დამო-

კიდებულია s/h -ზე), ვიდრე გლუვი ზედაპირის შემთხვევაში. აგრეთვე მნიშვნელოვანია ისიც, რომ როგორც ვიზუალურმა დაკვირვებებმა გვიჩვენეს, ზედაპირის ხორკლიანობა ხელს უწყობს ზედაპირზე ჩამომდინარე სითხის აფსკის მდგრადობას. ამას, ცხადია, უაღრესად დიდი მნიშვნელობა აქვს პრაქტიკაში თბოგაცემის საიტენსიფიკაციოდ ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენების თვალსაზრისით.

4.3. რეინოლდსისა და პრანდტლის რიცხვების გავლენა თბოგაცემაზე

პრანდტლისა და რეინოლდსის რიცხვების დიაპაზონების გაზრდის მიზნით ექსპერიმენტები ჩატარდა წყლის დისტილატსა და ეთილის სპირტზე. ამ ექსპერიმენტების ჩატარებისას 3.1 ნახაზზე წარმოდგენილი საცდელი დანადგარი მუშაობდა 3.1 პარაგრაფში აღწერილი ჩაკეტილი კონტურის რეჟიმში. ამან საშუალება მოგვცა ერთი მხრივ გაგვეზარდა წყლის დისტილატის ტემპერატურა, ანუ შეგვემცირებინა Pr -ის რიცხვი და გაგვეზარდა Re რიცხვი. ხოლო, მეორე მხრივ, ექსპერიმენტების ეთილის სპირტზე ჩატარებით მიღწეული ყოფილიყო პრანდტლის რიცხვის გაზრდა 20-მდე.

მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები, როგორც გლუვი, ისე ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის წარმოდგენილია 4.5 ნახაზზე (Nu , Re) კოორდინატებში პრანდტლის რიცხვის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის.

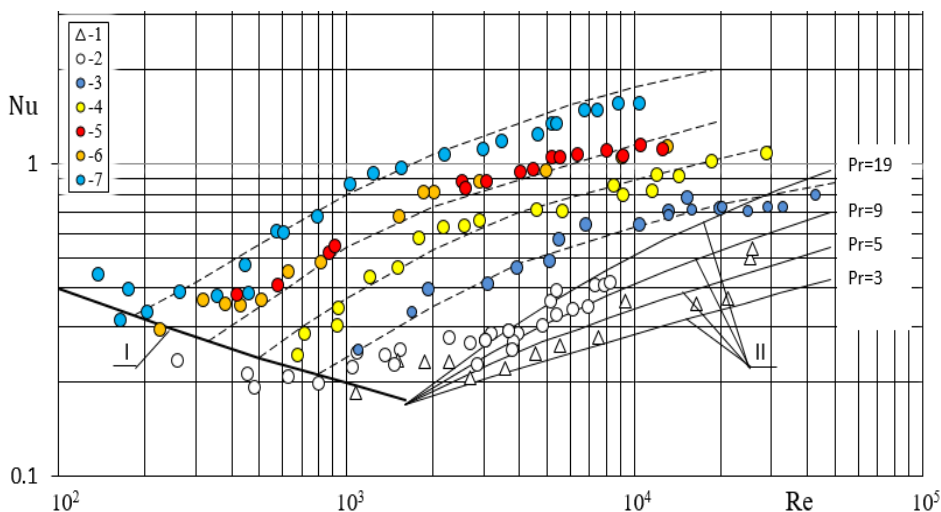
4.5 გრაფიკზე წარმოდგენილი შედეგებიდან ჩანს, რომ ისევე როგორც ზემოთ მოყვანილ შემთხვევებში, ორგანზომილებიანი ხორკლიანობა იწვევს თბოგაცემის პროცესის მნიშვნელოვან ინტენსიფიკაციას, განსაკუთრებით სითხის აფსკის ჩამოდინების გარდამავალ რეჟიმში. აღნიშნულ გრაფიკზე წარმოდგენილი მონაცემები მიუთითებენ იმაზე, რომ ხორკლიანი

ზედაპირებისათვის, თბოგაცემის ინტენსიურობის რეინოლდსის რიცხვზე დამოკიდებულების ხარისხი სითხის აფსკის ჩამოდინების სხვადასხვა რეჟიმისათვის განსხვავებულია. ასე, მაგალითად, 4.5 გრაფიკზე წარმოდგენილი მონაცემების თანახმად, როდესაც $Re < 1\ 600$, მაშინ:

$$Nu = C_1 Re^{0.55}, \quad (4.1)$$

ხოლო, როცა $Re > 1\ 600$, მაშინ:

$$Nu = C_2 Re^{0.3}, \quad (4.2)$$

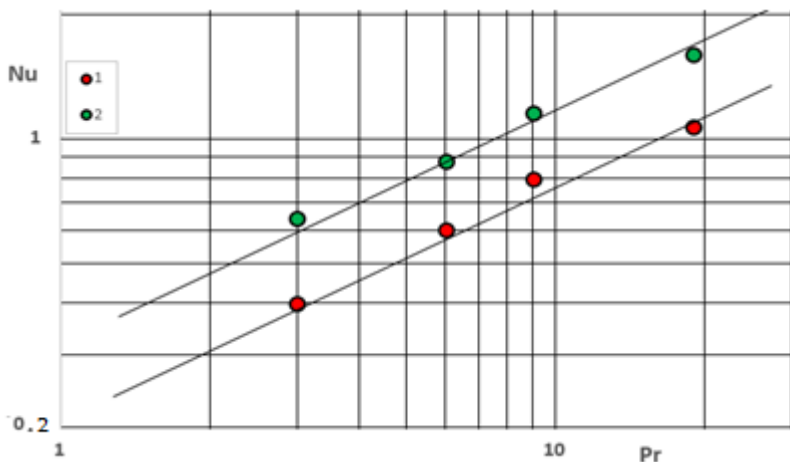


ნახ.4.5. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე [35, 34]:

გლუვი ზედაპირები: 1 - გლუვი, $Pr=5$; 2 - გლუვი, $Pr=9$;
 ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირები, $h=0.5\text{მმ}$; $s/h=10$:
 3 - $Pr=3$; 4 - $Pr=6$; 5 - $Pr=9$ (ქსელის წყალი); 6 - $Pr=9$ (წყლის დისტილატი);
 7- $Pr=19$ (სპირტი);
 I - კ. ჩჟუნის და რ. სებანის (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.

გრაფიკიდან ასევე ჩანს, რომ თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე მნიშვნელოვანი გავლენა აქვს პრანდტლის რიცხვს. ამ უკანასკნელის ზრდით, იზრდება თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი.

4.6 ნახაზზე წარმოდგენილია დამოკიდებულება $Nu = f(Pr)$ იმ შემთხვევებისათვის, როდესაც $Re=2000$ და $Re=10000$. ექსპერიმენტული წერტილები აღებულია 4.5 გრაფიკიდან.



ნახ.4.6. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება პრანდტლის რიცხვზე, $h=1\text{მმ}$, $s/h=10$: 1 - $Re=2\ 000$; 2 - $Re=10\ 000$.

4.6 ნახაზზე წარმოდგენილი ექსპერიმენტული მონაცემების თანახმად:

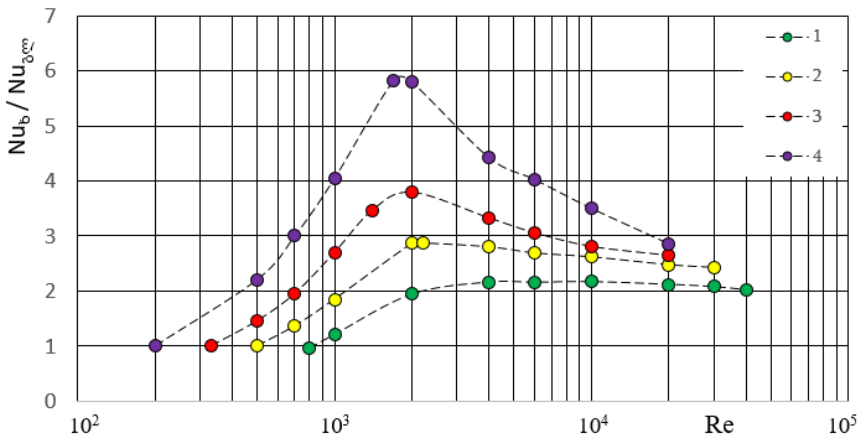
$$Nu = C Pr^{0.5}, \quad (4.3)$$

C კოეფიციენტის მნიშვნელობა მოცემულ შემთხვევაში დამოკიდებულია რეინოლდსის რიცხვზე.

ჩვენ მიერ ჩატარებული ექსპერიმენტები ნათელყოფენ, რომ ორგანზომილებიანი ხორკლიანობა, ისევე როგორც პრანდტლის რიცხვის ზრდა, იწვევს რეინოლდსის რიცხვის კრიტიკული

მნიშვნელობის შემცირებას (ამის შესახებ დაწვრილებით იხილეთ 4.4. პარაგრაფში).

4.7 ნახაზზე წარმოდგენილია ორგანზომილებიანი ხორკლიანობით გამოწვეული თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხის ($Nu_b/Nu_{b,gl}$) დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე პრანდტლის რიცხვის სხვადასხვა მნიშვნელობისათვის. აქ ნუსელტის რიცხვის მნიშვნელობა ხორკლიანი ზედაპირისათვის (Nu_b) აღებულია 4.5 ნახაზზე წარმოდგენილი გრაფიკიდან, ექსპერიმენტული მონაცემების გამასაშუალებელი შესაბამისი წყვეტილხაზიანი მრუდებიდან. ხოლო ნუსელტის რიცხვი გლუვი ზედაპირისათვის - კ. ჩჟუნის, რ. სებანის და დ. ლაბუნცოვის ფორმულებიდან.



ნახ.4.7. თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე [35]:

ორგანზომილებიანი ხორკლიანობა, $h=0.5\text{მმ}$, $s/h=10$: 1 - $Pr=3$; 2 - $Pr=5$; 3 - $Pr=9$; 4 - $Pr=19$.

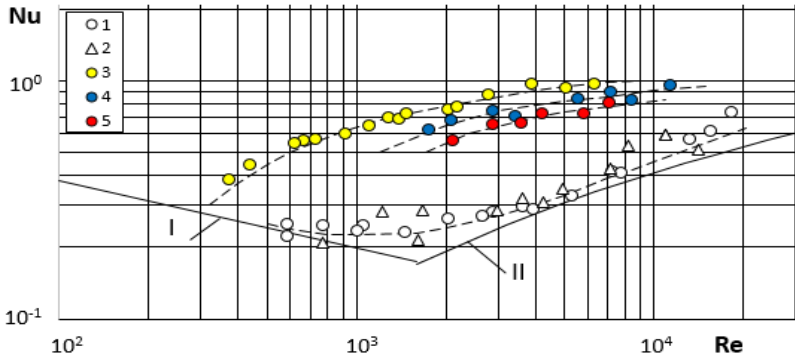
როგორც 4.7 ნახაზიდან ჩანს, სითხის აფსკის ლამინარული ჩამოდინებისას, როცა $Re=Re_{cr}$ (ხორკლიანი ზედაპირისათვის), თბოგაცემის ინტენსიურობა გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევებში პრაქტიკულად ერთნაირია. მაგრამ, რეინოლდსის

რიცხვის ზრდასთან ერთად თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი მკვეთრად იზრდება და აღწევს მაქსიმალურ მნიშვნელობას $Re \approx 1600 \div 3000$ ზონაში. ამ ზონაში $Nu_b/Nu_{გლ}$ -ის სიდიდე ასევე მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული პრანდტლის რიცხვზე. მაგ., როცა $Pr=3$, $(Nu_b/Nu_{გლ})_{max}$ 2-ზე მეტია, ხოლო როცა $Pr=19$, $(Nu_b/Nu_{გლ})_{max}$ თითქმის 6-ის ტოლია. რეინოლდსის რიცხვის შემდგომი გაზრდით, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი შესამჩნევად მცირდება და ის პრანდტლის რიცხვზეც ნაკლებადაა დამოკიდებული.

4.4. თბოგაცემა ბრტყელ ფირფიტაზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში

როგორც პირველ თავში აღვნიშნეთ, ექსპერიმენტების ჩატარებისა და შედეგების დამუშავების პროცესში გამოიკვეთა თბოგაცემის ზედაპირის ტემპერატურის მრავალ წერტილში გაზომვის (ტემპერატურული ველის დადგენის) საკითხი, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის სიდიდის დასადგენად როგორც უშუალოდ ხორკლიანობის ელემენტების თავზე, ასევე ხორკლიანობის ელემენტებს შორის. ყოველივე ამას გააჩნია დიდი თეორიული და პრაქტიკული მნიშვნელობა ვერტიკალურ ხორკლიან ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების შემთხვევაში თბოგაცემისა და ჰიდროდინამიკური პროცესების სრული სურათის ჩამოყალიბების საქმეში.

4.8 და 4.9 ნახაზებზე (Re , Nu) კოორდინატებში წარმოდგენილია ჩვენ მიერ ჩატარებული ექსპერიმენტების შედეგები, რომლებიც მიღებულია გლუვ და ორგანზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ბრტყელ ვერტიკალურ ფირფიტაზე წყლის აფსკის ჩამოდინების პირობებში (აღნიშნული მონაცემები ორ ნახაზზე წარმოდგენილია ექსპერიმენტული წერტილების კარგად გარჩევის უზრუნველსაყოფად).



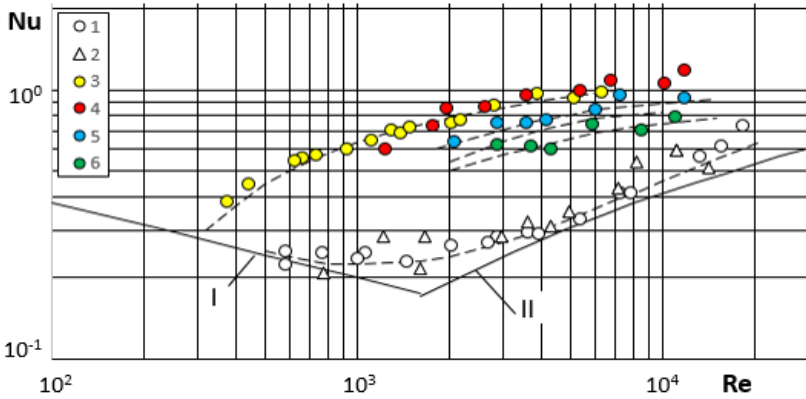
ნახ.4.8. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირებისათვის [26, 28]:

გლუვი ზედაპირები: 1- $Pr=10$; 2 - $Pr=9$;

ხორკლიანი ზედაპირები: 3 - მილი; $Pr=10$, $h=1\text{მმ}$, $s/h=10$; 4 - ფირფიტა; $Pr=8$, $h=1\text{მმ}$, $s/h=5$; 5 - ფირფიტა; $Pr=8$, $h=0.55\text{მმ}$ $s/h=36,4$;

I - კ. ჩჟუნის და რ. სეზანის (2.25) ფორმულის მიხედვით;

II - დ. ლაზუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.



ნახ.4.9. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე გლუვი და ხორკლიანი ზედაპირებისათვის [26, 28]:

გლუვი ზედაპირები: 1- $Pr=10$; 2 - $Pr=9$;

ხორკლიანი ზედაპირები, $h=1\text{მმ}$: 3 - მილი; $Pr=10$, $s/h=10$; 4 - ფირფიტა; $Pr=8.5$, $s/h=10$; 5 - ფირფიტა; $Pr=9$, $s/h=20$; 6 - ფირფიტა; $Pr=9$, $s/h=40$;

I - კ. ჩჟუნის და რ. სეზანის (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაზუნცოვის (2.30) ფორმულის მიხედვით.

ამავე ნახაზებზე, შედარებისთვის, დატანილია, აგრეთვე, ჩვენ მიერ მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები ვერტიკალური მილის გლუვ და ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე გარე ზედაპირზე წყლის აფსკის ჩამოდინების პირობებში. გრაფიკებზე წყვეტილი ხაზებით გასაშუალებულია ექსპერიმენტული მონაცემები.

გრაფიკებზე, ისევე როგორც წინა პარაგრაფებში, შედარებისათვის დატანილია კ. ჩჟუნისა და რ. სებანის და დ. ლაბუნცოვის ფორმულების შესაბამისი მრუდები.

აღნიშნული გრაფიკებიდან ჩანს, რომ ჩვენ მიერ მიღებული შედეგები გლუვ ვერტიკალურ ბრტყელ ფირფიტაზე ჩამოდინებისა და თბოგაცემის შემთხვევაშიც კარგ თანხვედრაშია (2.25) და (2.30) ფორმულებთან, რაც ექსპერიმენტების ჩატარების გამოყენებული მეთოდის მართებულობას ადასტურებს. ეს განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია იმის გამო, რომ ბრტყელი ფირფიტის ექსპერიმენტების შემთხვევაში გამოყენებული იყო კედლის ტემპერატურების გაზომვის სრულიად განსხვავებული უკონტაქტო მეთოდი.

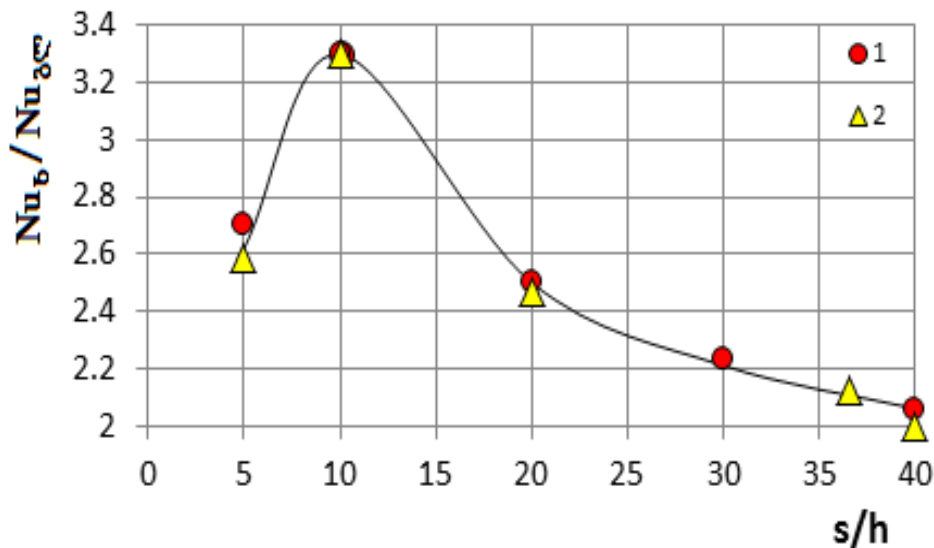
რაც შეეხება ექსპერიმენტების შედეგებს ორგანოზომილებიანი ხორკლიანი ბრტყელი ფირფიტისათვის, აქაც, როგორც ეს ვერტიკალური მილის შემთხვევაში გვექონდა, ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე აშკარაა და მისი მნიშვნელობა მაქსიმალურია ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალ რეჟიმში. ამ ზონაში ხორკლიანობის გავლენით თბოგაცემის ინტენსიურობა იზრდება 3-ჯერ და მეტად. რეინოლდსის რიცხვის შემდგომი ზრდით და სითხის ჩამოდინების განვითარებულ ტურბულენტურ რეჟიმში გადასვლით, ხორკლიანობით გამოწვეული ინტენსიფიკაციის ხარისხი რამდენადმე მცირდება.

სამწუხაროდ, ზემოაღნიშნულ სტენდზე ვერ მოხერხდა ექსპერიმენტების ჩატარება რეინოლდსის რიცხვის უფრო დაბალი მნიშვნელობებისათვის. თუმცა, გრაფიკებიდან ჩანს, რომ ექსპერი-

მენტული მონაცემები ვერტიკალური მილისა და ბრტყელი ფირფიტისათვის, ერთნაირი პირობების შემთხვევაში, პრაქტიკულად იდენტურია.

ეს უკანასკნელი საფუძველს გვამღვეს გამოვთქვით მოსაზრება იმის თაობაზე, რომ ბრტყელი ფირფიტის შემთხვევაშიც ხელოვნურ ხორკლიანობას ისეთივე გავლენა ექნება რეინოლდსის რიცხვის კრიტიკულ მნიშვნელობაზე, როგორც ვერტიკალური მილის შემთხვევაში გვქონდა. იგივე შეიძლება ითქვას პრანდტლის რიცხვის გავლენის თაობაზე. აქვე უნდა აღინიშნოს, რომ ამ უკანასკნელი მოსაზრებების დასადასტურებლად, ცხადია, საჭიროა შემდგომი ექსპერიმენტული კვლევების ჩატარება.

4.8 და 4.9 ნახაზებზე წარმოდგენილი გრაფიკებიდან ასევე ჩანს ორგანზომილებიანი ხელოვნური ხორკლიანობის ფარდობითი ბიჯის – s/h -ის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე.



ნახ.4.10. ორგანზომილებიანი ხელოვნური ხორკლიანობის ფარდობითი ბიჯის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე, $Re=2000$ [26, 28]:

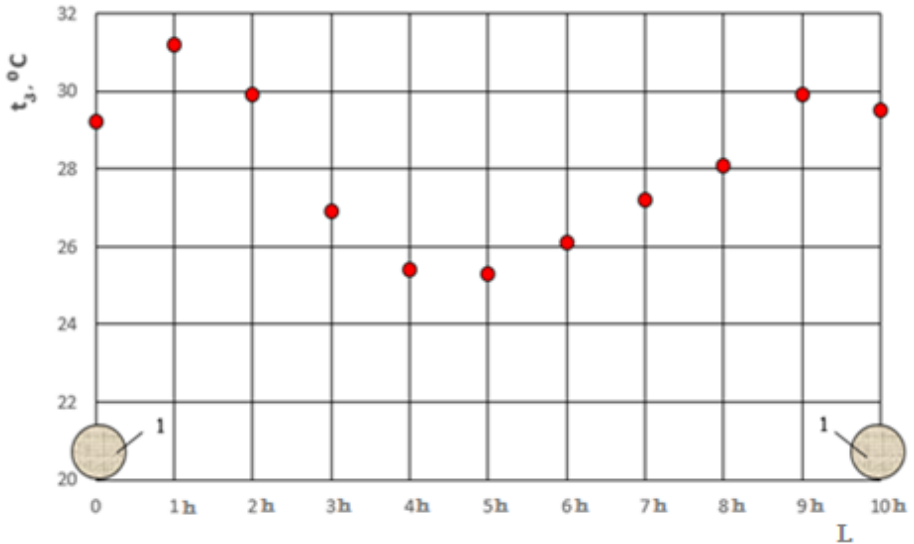
1 - ვერტიკალური მილი; 2 - ვერტიკალური ფირფიტა.

4.10 ნახაზზე კოორდინატებში (s/h , $Nu_b/Nu_{b,gl}$) წარმოდგენილია თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხის დამოკიდებულება ორგანო-ზომილებიანი ხელოვნური ხორკლიანობის ფარდობით ბიჯზე, როგორც მილისათვის, ისე ბრტყელი ფირფიტისათვის. აქ Nu_b და $Nu_{b,gl}$ -ის მნიშვნელობები აღებულია 4.8 და 4.9 ნახაზებზე ნაჩვენები ექსპერიმენტების შედეგების გამასაშუალებელი მრუდებიდან იმ შემთხვევისათვის, როცა $Re=2\ 000$.

როგორც 4.10 ნახაზიდან ჩანს, თბოგაცემის ინტენსიურობაზე s/h -ის გავლენის ხასიათი ვერტიკალური მილისა და ვერტიკალური ბრტყელი ფირფიტის შემთხვევებისთვის იდენტურია და მაქსიმუმს აღწევს, როცა $s/h=10$. s/h -ის უფრო მაღალი ან დაბალი მნიშვნელობებისათვის თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი შესამჩნევად მცირდება.

ცხადია, ინტერესს იმსახურებს ხორკლიანი ფირფიტის თბოგამცემი ზედაპირის ტემპერატურული ველისა და თბოგაცემის ინტენსიურობის განაწილება ხორკლიანობის ელემენტებს შორის. ამ თვალსაზრისით მიღებულია უაღრესად საინტერესო შედეგები, რომლებიც წარმოდგენილია 4.11 და 4.12 ნახაზებზე.

4.11 ნახაზზე წარმოდგენილია ჩვენ მიერ მიღებული ტემპერატურული ველის განაწილების გრაფიკი იმ შემთხვევისათვის, როდესაც – $h=1$ მმ, $s/h=10$, $Pr=8$, $Re=1\ 972$. ამ ექსპერიმენტული შედეგების მიღება შესაძლებელი გახდა ფირფიტის არათბოგამცემი ზედაპირის მრავალ წერტილში ტემპერატურის მნიშვნელობების დისტანციური გაზომვით, ზემოხსენებული ინფრაწითელი კამერის გამოყენებით. ამასთან, შესაძლებელი იყო ვიზუალურად დადგენა იმისა, თუ სად მდებარეობდა გაზომვის წერტილები (უშუალოდ ხორკლიანობის ელემენტების განთავსების არეში თუ მათ შორის). როგორც მესამე პარაგრაფში იყო აღნიშნული კედლის თბოგამცემი ზედაპირის ტემპერატურა იანგარიშებოდა (3.1) ფორმულის გამოყენებით.



ნახ.4.11. ხორკლიანი ფირფიტის თბოგამცემი ზედაპირის ტემპერატურული ველი ხორკლიანობის ელემენტებს შორის, $Re=1\ 972$ [26, 28]:

1 - ხორკლიანობის ელემენტი, $h=1\text{მმ}$.

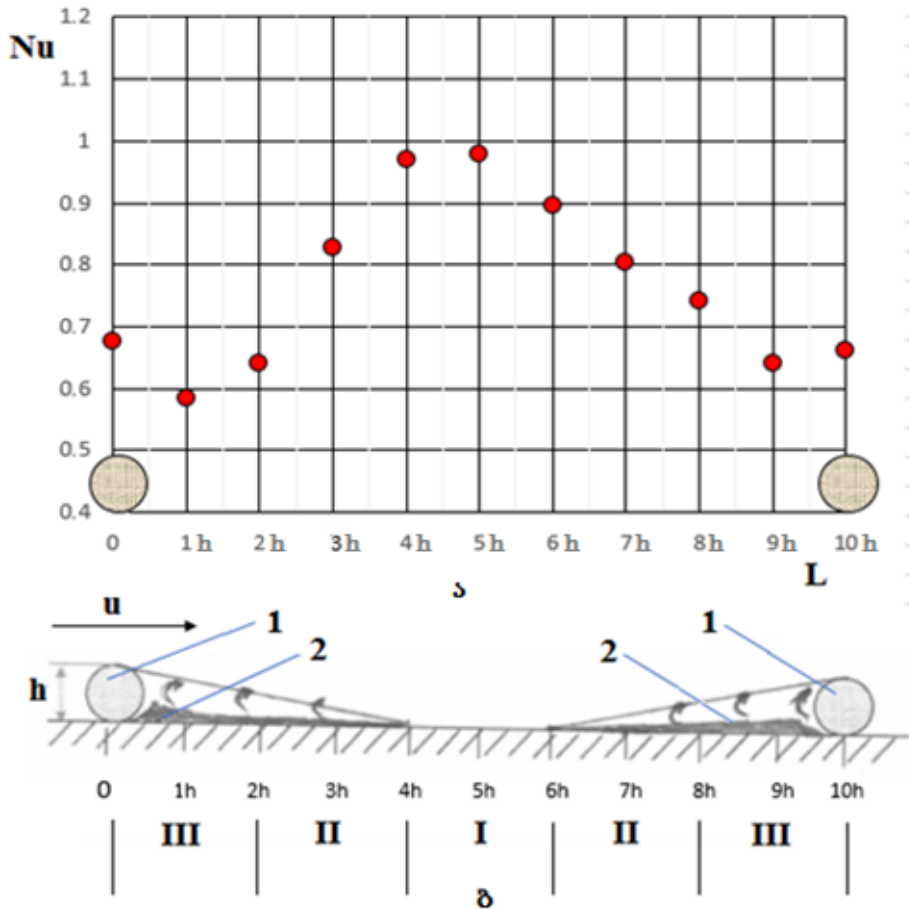
როგორც აღნიშნული გრაფიკიდან ჩანს, კედლის ტემპერატურა მაქსიმუმს აღწევს უშუალოდ ხორკლიანობის ელემენტების უკან და წინ, სადაც ე.წ. „მკვდარი“ ზონებია, ხოლო კედლის ტემპერატურა მინიმალურია $L=(4-5)h$ ფარგლებში, სადაც, სავარაუდოდ, სასაზღვრო შრე ელემენტის წვეროდან მოწყვეტილი გრიგალების მიერ მაქსიმალურადაა შემფოთებული.

ყოველივე ეს თვალნათლივ ჩანს 4.12 ნახაზიდან, რომელზეც 4.11 ნახაზზე ნაჩვენებია შედეგების მიხედვით, ნაანგარიშევი Nu -ის ლოკალური მნიშვნელობები მოცემულია კოორდინატებში (Nu, L).

4.12.ა ნახაზზე წარმოდგენილია თბოგაცემის ლოკალური კოეფიციენტების დამოკიდებულება ხორკლიანობის ელემენტებს შორის მანძილზე.

როგორც 4.12ა გრაფიკიდან ჩანს, თბოგაცემის კოეფიციენტების ლოკალური მნიშვნელობები შედარებით დაბალია უშუალოდ

ხორკლიანობის ელემენტებზე და მათ მიმდებარე ზონაში. L -ის ზრდასთან ერთად, თბოგაცემის კოეფიციენტის მნიშვნელობა ჯერ იზრდება, დაახლოებით $(4-5)h$ -ზე აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ კვლავ მცირდება. ეს თანხვედრაშია [4] გამოკვლევაში გამოთქმულ მოსაზრებებთან.



ნახ.4.12. თბოგაცემის ლოკალური კოეფიციენტების მნიშვნელობები ხორკლიანობის ელემენტების თავზე და მათ შორის, $Re=1\ 972$ [26, 28]:

1 - ხორკლიანობის ელემენტი; 2 - ბლანტი ქვეშრე.

მიღებული შედეგები საფუძველს გვადლევს, ჩავთვალოთ, რომ ხორკლიანობის ელემენტიდან (4-6)h ზონაში ელემენტების წვეროებიდან მოწყვეტილი გრიგალების ზემოქმედების შედეგად ბლანტი სასაზღვრო შრის ტურბულიზაციის გამო ზონაში – I თბოგაცემის ინტენსიურობა მაქსიმალურია. ამ ზონის მარცხნივ და მარჯვნივ (ზონები II) იწყება ბლანტი სასაზღვრო შრის განახლება და, შესაბამისად, თბოგაცემის ინტენსიურობის კლება. ზონებში – III (ხორკლიანობის ელემენტების წინ და უკან) გვაქვს ე.წ. “მკვდარი ზონა”, რომლებშიც თბოგაცემის ინტენსიურობა თავის მინიმუმზე დადის, თუმცა მათში მოძრაობის გრიგალური ხასიათის გამო თბოგაცემის ინტენსიურობა მაინც მაღალია (ნახ.4.12.ბ).

ნახაზებზე 4.11 და 4.12 წარმოდგენილ შედეგებს უაღრესად დიდი მნიშვნელობა აქვს ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის მექანიზმის დადგენის საქმეში.

რამდენადაც ჩვენთვის ცნობილია, პირველი ექსპერიმენტები ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესში ხორკლიანობის ელემენტებს შორის ლოკალური მნიშვნელობების დასადგენად ჩატარებული იყო ვ. გომელაურის, რ. კანდელაკისა და მ. ყიფშიძის მიერ [4] გამოკვლევაში, ჰორიზონტალურად გათავსებული ოთხკუთხა არხში სითხის ტურბულენტური დინებისა და თბოგაცემის პირობებში. აღნიშნულ ექსპერიმენტებში თბოგამცემ ელემენტს წარმოადგენდა არხის ქვედა წახნაგზე დაწებებული უჟანგავი ფოლადის თხელი ფირფიტა, რომელიც ხურდებოდა მასში დაბალი ძაბვის ელექტროდენის უშუალო გატარებით. ამ ექსპერიმენტებში ხორკლიანობის ელემენტებს შორის კედლის ტემპერატურისა და, შესაბამისად, თბოგაცემის ინტენსიურობის ლოკალური მნიშვნელობების დასადგენად გამოყენებული იყო კედლის ტემპერატურის თერმოწყვილებით გაზომვის მეთოდი.

აღნიშნული ექსპერიმენტები ჩატარდა აკად. ვ. გომელაურის მიერ შემოთავაზებული ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის მექანიზმის შესამოწმებლად [3]. ეს მექანიზმი [2] გამოკვლევაში

ვ. ნუნერის მიერ შემოთავაზებული მექანიზმისგან განსხვავებით გულისხმობს იმას, რომ ხორკლიანობის ელემენტების წვეროებიდან მოწყვეტილი გრიგალები ვრცელდებიან რა თბოგამცემი კედლის მიმართულებით, იწვევენ ამ კედელზე ბლანტი შრის შემფოთებას, რაც განაპირობებს წვეთოვანი სითხეების ($Pr > 1$) ტურბულენტურ ნაკადში თბოგაცემის მნიშვნელოვან ინტენსიფიკაციას. [4] გამოკვლევაში მიღებულმა შედეგებმა სრულად დაადასტურეს [3]-ში შემოთავაზებული მექანიზმის სამართლიანობა.

მაგრამ, ამასთან ერთად, უნდა აღინიშნოს, რომ თბოგამცემი კედლის ზედაპირზე მრავალი თერმოწყვილის განთავსება უთუოდ გამოიწვევს თბოგამცემ კედელში ტემპერატურული ველის გარკვეულ ცვლილებას, მით უმეტეს იმ შემთხვევაში, როდესაც თბოგამცემი ელემენტი ხურდება ელექტროდენის უშუალო გატარებით. თუმცა, უნდა ითქვას, რომ იმ პერიოდში პრაქტიკულად არ არსებობდა თბოგამცემი კედლის ტემპერატურების გაზომვის სხვა, უფრო სრულყოფილი საშუალება.

მიუხედავად ყოველივე ამისა, [4]-ში მიღებული შედეგები ძალზე მნიშვნელოვანი იყო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის მექანიზმის შესწავლის საქმეში.

ჩვენ მიერ შემოთავაზებული უკონტაქტო გაზომვის მეთოდი, რომელიც ითვალისწინებს თბოგამცემი კედლის ტემპერატურის ლოკალური მნიშვნელობების გაზომვას ნებისმიერ წერტილში, ცხადია, თავიდან გვაცილებს ცდომილებას, რომელიც შეიძლება გამოწვეული იყოს გაზომვების დროს გარე შემფოთებებით.

ზემოთქმულიდან გამომდინარე, უაღრესად მნიშვნელოვანია ფართომასშტაბიანი ექსპერიმენტების ჩატარება და ჩვენ მიერ დამუშავებული მეთოდით თბოგამცემი კედლის ლოკალური ტემპერატურების გაზომვა სხვადასხვა ტიპისა და გეომეტრიული პარამეტრების მქონე ხორკლიანი ზედაპირების სითხის ნაკადით გარსდენისა და თბოგაცემის შემთხვევაში.

ასეთი ექსპერიმენტების ჩატარება ხელს შეუწყობს ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის მექანიზმის დადგენას. ავტორებს გამიზნული აქვთ ხსენებული ექსპერიმენტების ჩატარება უახლოეს მომავალში.

4.5. ხორკლიან ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტული მონაცემების გაზოგადების საკითხისათვის

ხორკლიან ზედაპირებზე ჩამომდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტებმა საფუძვლიანად დაგვიდასტურეს ხორკლიანობის მეთოდის ეფექტურობა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის მისაღწევად. კერძოდ, ამ გამოკვლევების შედეგად დადგენილ იყო, რომ აღნიშნული მეთოდის გამოყენებით შესაძლებელია თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია 3-ჯერ და მეტად, რაც ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენების დიდ პრაქტიკულ მნიშვნელობაზე მიუთითებს.

ამასთან ერთად, ექსპერიმენტების დროს გამოვლინდა წყება თავისებურებებისა, რომლებიც უაღრესად დიდ თეორიულ ინტერესს იმსახურებენ. ასე მაგალითად, ხელოვნური ხორკლიანობის მქონე ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების დროს რეინოლდსის რიცხვის კრიტიკული მნიშვნელობა - Re_{cr} , როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, უფრო ნაკლებია, ვიდრე გლუვ ზედაპირზე ჩამოდინების პირობებში. ამ შემთხვევაში Re_{cr} -ის მნიშვნელობა დამოკიდებულია როგორც ხორკლიანობის გეომეტრიულ პარამეტრებზე (ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლეზე - h და ხორკლიანობის ბიჯის სიმაღლესთან ფარდობაზე - s/h), ისე თბომატარებლის პრანდტლის რიცხვზე (Pr). ყოველივე ზემოთქმული, ცხადია, თეორიული განსჯის საფუძველს იძლევა.

სითხის აფსკის ჩამოდინება კედელზე შეიძლება მიმდინარეობდეს ფაზური გარდაქმნების (აორთქლება, კონდენსაცია) თანხლებით ან ფაზური გარდაქმნების გარეშე.

ორივე შემთხვევაში თბური ნაკადი, რომელიც გადაეცემა სითხიდან კედელს (ან პირიქით) განისაზღვრება ფორმულით:

$$q = (\lambda/\delta_{აფ}) |t_b - t_p|. \quad (4.4)$$

მეორე მხრივ, გადაცემული ხვედრითი სითხოს ნაკადი შეიძლება განისაზღვროს ნიუტონის ფორმულით:

$$q = \alpha |t_b - t_p|. \quad (4.5)$$

(4.4) და (4.5) ფორმულების შედარებით მივიღებთ, რომ

$$\alpha = \lambda/\delta_{აფ}. \quad (4.6)$$

როგორც (4.6) ფორმულიდან ჩანს, თბოგაცემის კოეფიციენტი α დამოკიდებულია მხოლოდ სითხის თბოგამტარობის კოეფიციენტზე⁷ და სითხის აფსკის სისქეზე და არ არის დამოკიდებული სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებზე, ანუ იმაზე, ფაზური გარდაქმნებით მიმდინარეობს აფსკის ჩამოდინება თუ მის გარეშე. ამასთან, ცხადია, რომ ფაზური გარდაქმნების შემთხვევაში აფსკის სისქე (δ) განისაზღვრება ფაზური გარდაქმნის ინტენსიურობით, ხოლო იმ შემთხვევაში, როდესაც ფაზურ გარდაქმნას არა აქვს ადგილი, აფსკის სისქე დამოკიდებულია ჩამომდინარე სითხის ხარჯზე. ასე, რომ $\delta_{აფ}$ -ს მოცემული სიდიდისათვის თბოგაცემის

⁷ ცხადია, აფსკის ლამინარული ჩამოდინების პირობებში λ არის სითხის მოლეკულური თბოგამტარობის კოეფიციენტი. აფსკის ტურბულენტურ რეჟიმში ჩამოდინების პირობებში კი λ უნდა განვიხილოთ როგორც სითხის ე.წ. ტურბულენტური თბოგამტარობის კოეფიციენტი.

კოეფიციენტი ერთნაირად განისაზღვრება ფაზური გარდაქმნების არსებობისა და არარსებობის პირობებში.

პირველი თეორიული გამოკვლევა კონდენსაციის დროს სითხის აფსკის ლამინარული ჩამოდინების პირობებში თბოგაცემის შესასწავლად, როგორც 3.2-ში იყო აღნიშნული, ჩაატარა ვ.ნუსელტმა. ვ. ნუსელტის თეორიის შემდგომი განვითარება მოცემულია პ.კაპიცას, კ. ჩჟუნისა და რ. სებანის, დ. ლაბუნცოვისა და სხვათა შრომებში [68, 69, 74].

როგორც 2.2 პარაგრაფში იყო აღნიშნული, იმ შემთხვევაში, როდესაც $Re > Re_{კრ} = 1600$ გლუვი ზედაპირებისათვის სამართლიანია დ. ლაბუნცოვის ფორმულა [74]:

$$Nu = \frac{0.175 Pr^{0.5} (Re/Re_{კრ})}{Pr^{0.5} + 1.6 [(Re/Re_{კრ})^{3/4} - 1]} . \quad (2.30)$$

აღსანიშნავია, რომ (2.30) ფორმულის თანახმად, როდესაც $Re = Re_{კრ} = 1600$, მაშინ:

$$Nu = Nu_{კრ} = C_1. \quad (4.7)$$

ვინაიდან, (2.30) ფორმულის თანახმად, როდესაც $Re = 1600$, $Nu = 0,175$. ცხადია $C_1 = 0,175$. გლუვი ზედაპირისათვის ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით ლაბუნცოვის ფორმულაში $C_2 = 1,6$.

(2.30) ფორმულიდან ჩანს, რომ $Re_{კრ}$ -ის მნიშვნელობას გადამწყვეტი როლი ენიჭება თბოგაცემის რეჟიმისა და, შესაბამისად, ინტენსიურობის განსაზღვრის დროს.

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, სწორედ $Re_{კრ}$ -ის მნიშვნელობა ხორკლიან ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების დროს, დიდადაა დამოკიდებული როგორც ხორკლიანობის გეომეტრიულ პარამეტრებზე, ისე თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვზე. ზოგადად,

$$Re_{კრ} = f(h, s/h, Pr), \quad (4.8)$$

ასევე რთული იქნება დამოკიდებულება C_1 -სა ხორკლიანობის გეომეტრიულ პარამეტრებსა და პრანდტლის რიცხვზე:

$$Nu_{კრ} = C_1 = f(h, s/h, Pr), \quad (4.9)$$

აქედან გამომდინარე, ფორმულა (2.30) სამართლიანი გახდება ხორკლიანი ზედაპირებისათვის თუ მასში შევიტანთ $Re_{კრ}$ -ისა და $Nu_{კრ}$ -ის შესაბამის მნიშვნელობებს და შევარჩევთ C_2 კოეფიციენტს. აშკარაა, რომ ყოველივე ეს დიდ სირთულეს წარმოადგენს და მოითხოვს დიდი მოცულობის ექსპერიმენტების ჩატარებას.

ამჯერად ვიხილავთ შედეგებს, რომლებიც მიღებულია ხორკლიანი ზედაპირისათვის, როდესაც $h=0.5$ მმ; $s/h=10$. ამ ექსპერიმენტების შედეგები აპროქსიმირებულია გამოსახულებებით:

$$Re_{კრ} = 1600/Pr^{0.75}, \quad (4.10)$$

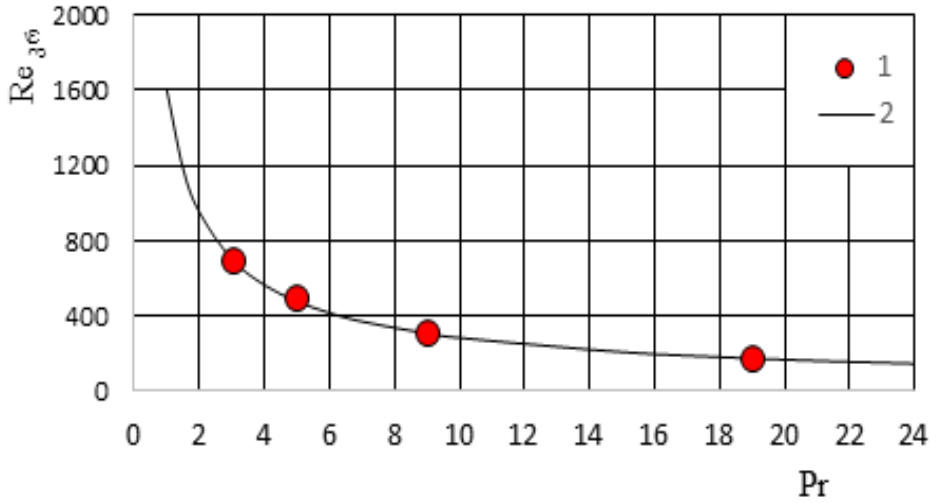
$$Nu_{კრ} = 0,175 Pr^{0.2}. \quad (4.11)$$

ეს მონაცემები მიღებულია 4.5 ნახაზზე წარმოდგენილი შედეგების მიხედვით.

4.14 და 4.15 ნახაზებზე ექსპერიმენტული წერტილები შეესაბამება 4.5 ნახაზზე წარმოდგენილი ექსპერიმენტული მონაცემების გამასაშუალებელი მრუდებისა და (2.25) ფორმულის შესაბამისი მრუდის გადაკვეთის წერტილებს.

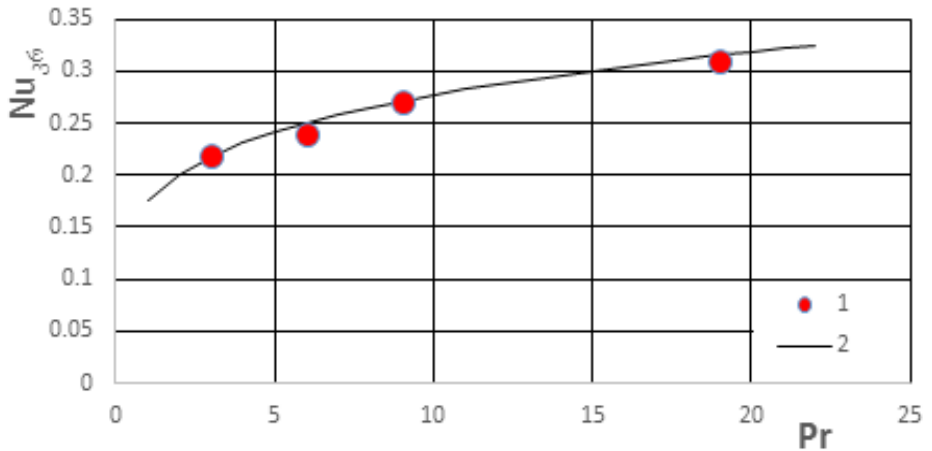
$Re_{კრ}$ -ის და $Nu_{კრ}$ -ის მნიშვნელობების შეტანით დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულაში და C_2 კოეფიციენტის შერჩევით მივიღებთ ხორკლიანი ზედაპირისათვის ($h=0.5$ მმ; $s/h=10$) თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულას:

$$Nu = \frac{0.175 Pr^{1.2}(Re/1600)}{Pr^{0.35} + 0.9 [(Re/1600)^{0.8} Pr^{0.5} - 1]} \quad (4.12)$$



ნახ.4.14. $Re_{გ}$ -ის დამოკიდებულება თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვზე [34]:

1 - ექსპერიმენტული მონაცემები; 2 - (4.10) ფორმულის მიხედვით.

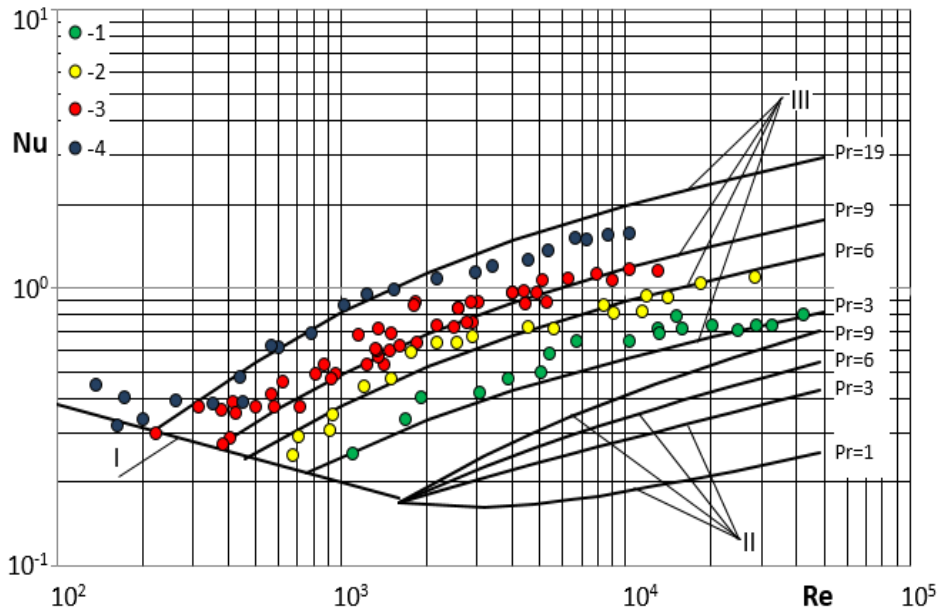


ნახ.2.15. $Nu_{გ}$ -ის დამოკიდებულება თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვზე [34]:

1 - ექსპერიმენტული მონაცემები; 2 - (4.11) ფორმულის მიხედვით.

(4.12) ფორმულის შედარება ჩვენ მიერ მიღებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებთან წარმოდგენილია 4.16 ნახაზზე.

როგორც 4.16 ნახაზიდან ჩანს, ჩვენ მიერ მიღებული ფორმულა (4.12) კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, რაც იმაზე მიუთითებს, რომ დ. ლაბუნცოვის (2.30) ფორმულა, სათანადო შესწორებებით, წარმატებით შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაშიც. ვიმედოვნებთ, რომ შემდგომი ექსპერიმენტები საშუალებას მოგვცემს მნიშვნელოვნად გავაფართოვოთ (4.12) ფორმულის გამოყენების დიაპაზონი.



ნახ.4.16. თბოგადაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე [34]:

ხორკლიანი ზედაპირები, $h=0.5$, $s/h=10$: 1 - Pr=3; 2 - Pr=6; 3 - Pr=9; 4 - Pr=19;

I - (2.25) ფორმულის მიხედვით; II - (2.30) ფორმულის მიხედვით; III - (4.12) ფორმულის მიხედვით.

დასასრულ, უნდა აღვნიშნოთ შემდეგი: ერთ-ერთ ურთულეს პრობლემას ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის ინტენსიურობისადმი მიძღვნილი თეორიული გამოკვლევების დამუშავებისას წარმოადგენს თბოგამცემი ზედაპირის ფართის ზრდის საკითხი, რომელზეც ზემოთ იყო საუბარი. ვფიქრობთ, ეს პრობლემა ნაწილობრივ შეიძლება გადაიჭრას ფირფიტაზე ჩამომდინარე აფსკის თბოგაცემის ექსპერიმენტების საშუალებით, თუ თბოგამცემ ელემენტად გამოყენებული იქნება უჟანგავი ფოლადის თხელი ფირფიტა, რომლის ზედაპირზეც სხვადასხვა ტიპისა და გეომეტრიული პარამეტრების მქონე ხორკლიანობა შექმნილი იქნება საცდელი ფირფიტის დაპრესვის გზით სათანადო მატრიცებისა და პუასონების გამოყენებით. ცხადია, რომ ასეთი მეთოდით დამზადებული ხორკლიანი თბოგამცემი ფირფიტის ზედაპირის ფართის დადგენა არავითარ სირთულესთან არ იქნება დაკავშირებული. ასეთი ექსპერიმენტების ჩატარებას დიდად შეუწყობს ხელს კედლის ტემპერატურის გაზომვის ჩვენ მიერ დამუშავებული მეთოდი, რომელიც იძლევა ზედაპირის ნებისმიერ წერტილში ტემპერატურის დისტანციურად (უკონტაქტოდ) გაზომვის საშუალებას.

ავტორთა მიერ ასეთი ექსპერიმენტების განხორციელები-სათვის ჩატარებულია გარკვეული მოსამზადებელი სამუშაოები.

თავი 5

თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესისათვის

5.1. ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელი და თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა

როგორც ცნობილია, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენებამ თბოგაცემის პროცესის თეორიული ანალიზისათვის საკმაოდ კარგი შედეგი გამოიღო გლუვი ზედაპირების შემთხვევაში [50]. ამასთან ერთად, ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევისათვის ხსენებული ანალოგიის გავრცობა მეტისმეტად რთულ პრობლემებთანაა დაკავშირებული. უფრო მეტიც, ზოგი ავტორის აზრით, იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილი აქვს ზედაპირიდან სასაზღვრო შრის მოწყვეტას და შემდგომ მიერთებას, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენება არ არის გამართლებული. მაგრამ, ამავე დროს, [7] გამოკვლევის ავტორთა აზრით თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება შესაძლოა გამართლებული იყოს მჭიდროდ განლაგებული ხორკლიანობის ელემენტების მქონე ზედაპირების შემთხვევაში.

უნდა აღინიშნოს, რომ გლუვი ზედაპირებისათვისაც კი თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია მკაცრად სამართლიანია მხოლოდ იმ შემთხვევაში, როდესაც თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვი ერთის ტოლია, ვინაიდან მხოლოდ ასეთ პირობებში აქვს ადგილი ტურბულენტური ნაკადის განივკვეთში სიჩქარისა და ტემპერატურის პროფილების მსგავსებას. ყველა სხვა შემთხვევაში კი

აღნიშნული ანალოგიის გამოყენება მხოლოდ გარკვეული კორექტივებითაა გამართლებული.

თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენებამ, ავტორთა აზრით, ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაშიც კარგი შედეგი შეიძლება მოგვცეს, თუ ამ დროს გათვალისწინებული იქნება ხორკლიანი ზედაპირების ტურბულენტური ნაკადით გარსდენისას წარმოქმნილი თავისებურებები. მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული და თეორიული გამოკვლევების ანალიზმა უჩვენა, რომ ხორკლიანი ზედაპირების გარსდენის დროს, ამ ზედაპირის გასწვრივ ყალიბდება სასაზღვრო შრე, რომლის სტრუქტურა, ზოგადად, შეიძლება განისაზღვროს იმავე პარამეტრებით, რითაც განისაზღვრება გლუვი ზედაპირის გარსდენისას. მაგრამ, ამასთან, მხედველობაში უნდა იქნეს მიღებული ის გარემოება, რომ ზედაპირზე ხორკლიანობის ელემენტების არსებობა განაპირობებს გრიგალების წარმოქმნას, რომლებიც წყდებიან რა ხორკლიანობის ელემენტების წვეროებიდან, [3]-ის თანახმად, იწვევენ სასაზღვრო შრის შეშფოთებას და, შესაბამისად, მისი სისქის შემცირებას.

თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენებას ხორკლიანი ზედაპირებისათვის მიემდვნა არაერთი გამოკვლევა, რომლებშიც მეტნაკლებად იყო გათვალისწინებული ზემოთ აღნიშნული თავისებურებები [2, 8, 9, 10, 15].

ვ. ნუნერის სამუშაოს გამოქვეყნებიდან რამდენიმე წლის შემდეგ გამოქვეყნდა დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის [9] გამოკვლევა, რომელშიც შემოთავაზებული იყო ქვიშისებრი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირის თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა:

$$Nu = \frac{\xi}{8} \frac{Re Pr}{(j - 8.48)\sqrt{\xi/8 + 1}}, \quad (5.1)$$

სადაც, ქვიშისებური, ანუ ი. ნიკურადის ხორკლიანობის შემთხვევაში:

$$j = 5.19 Ni^{0.24} Pr^{0.44}. \quad (5.2)$$

რ. ვებმა და მისმა თანამშრომლებმა ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის მიიღეს, რომ:

$$j = 4.5Ni^{0.28}Pr^{0.45}(s/h)^{-0.53} . \quad (5.3)$$

(5.3) ფორმულა სამართლიანია ხორკლიანობის პარამეტრებისათვის: $25 < Ni < 30$ და $s/h > 10$ [10].

ნ. გალინმა გამოიყენა სამშრიანი მოდელი ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემისათვის, მჭიდროდ განლაგებული ხორკლიანობის ელემენტების შემთხვევაში [15]:

1. ბლანტი შრე;
 2. ელემენტებს შორის გრიგალური ზონა;
 3. ტურბულენტური ბირთვი.
- ვ. მიგაის მიერ შემოთავაზებული იყო ოთხშრიანი მოდელი [8]:
1. ბლანტი შრე;
 2. ბუფერული შრე;
 3. გრიგალური ბირთვი ხორკლიანობის ელემენტებს შორის;
 4. ტურბულენტური ბირთვი.

ვ. მიგაის მოდელის მიხედვით, ისევე, როგორც გლუვი ზედაპირის გარსდენისას, ხორკლიანი ზედაპირის გასწვრივ ყალიბდება ბლანტი და ბუფერული შრეები, რომელთა უგანზომილებო სისქე ისეთივეა, როგორც გლუვი ზედაპირის შემთხვევაში. აღნიშნული მოდელის საფუძველზე ვ. მიგაიმ მიიღო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის საანგარიშო ფორმულა, რომელსაც ასეთი სახე აქვს:

$$Nu = \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Re Pr \sqrt{\xi/8} \left\{ \sqrt{\frac{F}{F_{\beta l}}} 5Pr \left[\frac{1.285}{Pr^{0.21}} - \frac{0.265}{Pr^{1.2}} \right] + \sqrt{\frac{F}{F_{\beta l}}} 5 \ln(1 + 5Pr) + D_1 + D_2 \right\}^{-1} , \quad (5.4)$$

სადაც,

$$D_1 = \sqrt{\frac{F}{F_{\beta\text{ლ}}}} \frac{(k/r_0)Re\sqrt{\xi/32}-30\sqrt{F/F_{\beta\text{ლ}}}}{\frac{1}{Pr}+0.4Re\sqrt{\xi/32}\left(1-\frac{k}{r_0}\right)\frac{k}{r_0}}$$

$$D_2 = \sqrt{\frac{8}{\xi}} (1.325\sqrt{\xi} + 1) \left[1 - (k/r_0)\sqrt{\xi}\right].$$

ვ. მიგაიმ აღნიშნულ გამოკვლევებში [8] სამართლიანად ჩათვალა, რომ ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაში თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია მართებულია არა სრული ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტისათვის, არამედ მხოლოდ მისი ნაწილისათვის, რომელიც ხახუნით არის გამოწვეული. [8]-ში შემოთავაზებული იყო ξ_b -ის საანგარიშო ფორმულა:

$$\xi_b = \frac{\xi_{Re=5000}}{(Re/5000)^{0.25}}. \quad (5.5)$$

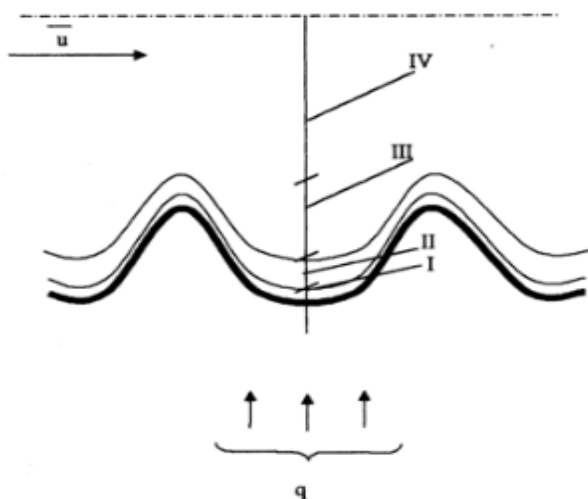
უნდა აღინიშნოს, რომ (5.5)-ის მიხედვით ე.წ. ფორმის წინაღობა მიუხედავად ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლისა, თავს იჩენს როგა $Re=5000$, რაც ექსპერიმენტებით არ დასტურდება. გარდა ამისა, (5.4) ფორმულას გააჩნია კიდევ ერთი შეუსაბამობა, კერძოდ ის, რომ, როდესაც ხორკლიანობის ელემენტების უგანზომილებო სიმაღლე ნაკლებია 30-ზე D_1 წვერი დებულობს უარყოფით მნიშვნელობას, რაც ფიზიკურად აბსურდია.

[8] გამოკვლევების ავტორმა შემდგომ გარკვეულწილად დააზუსტა შემოთავაზებული მოდელი, თუმცა, აღნიშნული უზუსტობები მაინც ვერ იქნა თავიდან აცილებული.

მიუხედავად ზემოთ აღნიშნული უზუსტობისა, ვ. მიგაის მიერ შემოთავაზებული მოდელი და თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა ისეთი ურთულესი პროცესისათვის, როგორცაა ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემა ტურბულენტურ ნაკადში, ამ

პროცესის შესწავლის საქმეში წინგადადგმული მნიშვნელოვანი ნაბიჯია.

ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესისათვის თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენების საინტერესო მოდელი იყო შემოთავაზებული [16] გამოკვლევაში, რომელშიც ხორკლიანი ზედაპირი განხილულია როგორც ბორცვებისა და ჩაღრმავებების ერთობლიობა (ნახ.5.1).



ნახ.5.1. ხორკლიანი ზედაპირის თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელის სქემა:

I - ბლანტი შრე; II - ბუფერული (გარდამავალი) შრე; III - გრიგალური ბირთვი ხორკლიანობის ელემენტებს შორის; IV - ნაკადის ტურბულენტური ბირთვი.

[16]-ის თანახმად, ასეთი ზედაპირის ტურბულენტური ნაკადით გარსდენისას, ისევე, როგორც გლუვი ზედაპირის გარსდენის შემთხვევაში, კედლის უშუალო მახლობლობაში ყალიბდება ბლანტი (კვაზილამინარული) და ბუფერული (გარდამავალი) შრეები. აღნიშნული შრეები ყალიბდება არა მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტებს შორის არსებულ ჩაღრმავებებში, არამედ თვით ელემენტების

თავებზეც. ცხადია, რომ ზოგადად, აღნიშნული შრეების სისქეები არათანაბარი იქნება ზედაპირის გასწვრივ. კერძოდ, როგორც ბლანტი, ისე ბუფერული შრეების სისქე უფრო მცირე იქნება ელემენტების წვერობთან, ვიდრე ელემენტებს შორის ჩაღრმავებებში. მიუხედავად ამისა, ხორკლიანობის ელემენტების შედარებით მცირე სიმაღლის შემთხვევაში, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მთელი ზედაპირის გასწვრივ ყალიბდება ე. წ. “ეფექტური სისქის“ მქონე ბლანტი და ბუფერული შრეები. მოდელის თანახმად, ელემენტებს შორის წარმოიქმნება, აგრეთვე, გრიგალური ბირთვი, რომლითაც დაფარულია არა მთელი თბოგადამცემი ზედაპირი, არამედ ამ ზედაპირის მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტებს შორისი ნაწილი. აღნიშნულ მოდელში, რა თქმა უნდა, გათვალისწინებულია, აგრეთვე, ნაკადის ტურბულენტური ბირთვის არსებობაც (ნახ.5.1).

მოდელის მიხედვით ხორკლიანი ზედაპირის მქონე ცილინდრულ მილში ტურბულენტური დინების დროს სითბო გადაეცემა მილის კედლიდან სითხის ნაკადს. ხორკლიანობის შექმნით გამოწვეული ზედაპირის ფართის გაზრდის გამო:

$$\frac{F_{გლ}}{F_b} = n; \quad q_b = q_{გლ} n; \quad \tau_b = \tau_{გლ} n, \quad (n < 1). \quad (5.6)$$

[16] გამოკვლევაში შემოღებულია შემდეგი დაშვებები:

1. ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე გაცილებით ნაკლებია მილის რადიუსზე, $k \ll r_0$;
2. ხორკლიანობის ელემენტების მცირე სიმაღლის გამო, $0 < y \leq k$ შრეში მხები ძაბვა მუდმივია და ტოლია კედელთან მისი მნიშვნელობისა, $\tau = \tau_3 = \text{const}$;
3. თბური ნაკადი და მხები ძაბვა მილის რადიუსის გასწვრივ ერთნაირად იცვლება $q/q_3 = \tau/\tau_3$;
4. პრანდტლის ტურბულენტური რიცხვი ერთის ტოლია – $Pr_{\sigma} = \nu_{\sigma}/a_{\sigma} = 1$;

5. ტემპერატურული ფაქტორი დაახლოებით ერთის ტოლია - $\psi = t_j/t_b \approx 1$.

(5.6)-ის გათვალისწინებით მხევი ძაბვის ცნობილი განტოლება, რომელიც ფაქტობრივად მოძრაობის განტოლების გამარტივებულ სახეს წარმოადგენს, ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ასე ჩაიწერება:

$$\tau_j n (1 - y/r_0) = \rho (v + v_{\text{ტ}}) \frac{du}{dy} , \quad (5.7)$$

ხოლო, თბური ნაკადის ასევე ცნობილ განტოლებას, რომელიც ენერჯის განტოლებიდან მიიღება, ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ასეთი სახე ექნება:

$$q_j n (1 - y/r_0) = -\rho C_p (v/Pr + v_{\text{ტ}}/Pr_{\text{ტ}}) \frac{dt}{dy} . \quad (5.8)$$

ტემპერატურული პროფილის უწყვეტობის გამო, (5.8) განტოლების სასაზღვრო პირობა შემდეგია:

$$\text{როცა } y = 0,$$

$$t = t_j . \quad (5.9)$$

იმის გათვალისწინებით, რომ $Pr_{\text{ტ}} = v_{\text{ტ}}/a_{\text{ტ}} = 1$, (5.9) სასაზღვრო პირობით (5.8) ინტეგრების შედეგად მივიღებთ:

$$t_j - t = \frac{q_j n}{\rho C_p} Pr \int_0^y \frac{(1-y/r_0)}{v(1+(v_{\text{ტ}}/v)Pr)} dy . \quad (5.10)$$

$v_{\text{ტ}}/v$ განისაზღვრება (5.7)-ის გამოსახულებიდან:

$$\frac{v_{\text{ტ}}}{v} = \frac{\tau_j n(1-y/r_0)}{\rho v(du/dy)} - 1 . \quad (5.11)$$

შემდეგი აღნიშვნების გათვალისწინებით:

$$u_* = \sqrt{\tau_j n / \rho} ; \quad \varphi = \frac{u}{u_*} \quad \text{და} \quad \eta = \frac{y u_*}{\nu}, \quad (5.12)$$

(5.10) და (5.11) შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$t_j - t = \frac{q_j \sqrt{n}}{\rho u_* c_p} Pr \int_0^\eta \frac{(1-y/r_0)}{\left(1 + \left(\frac{\nu_\phi}{\nu}\right) Pr\right)} d\eta. \quad (5.13)$$

$$\frac{\nu_\phi}{\nu} = \frac{1-y/r_0}{d\varphi/d\eta} - 1. \quad (5.14)$$

(5.13) და (5.14) გამოსახულებების საშუალებით შეიძლება განისაზღვროს ტემპერატურული დაწნევა მოდელით აღწერილ თითოეულ შრეში.

1. ბლანტი შრე – $0 < \eta < \eta_1$.

ვინაიდან ბლანტი შრის სისქე გაცილებით ნაკლებია მილის რადიუსზე, შეიძლება მივიღოთ, რომ ამ შრეში $1 - y/r_0 \approx 1$.

შედარებით მცირე პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეებით გლუვი ზედაპირების გარსდენისას უშვებენ, რომ ბლანტი შრეში მოძრაობა კვაზილამინარულია და $\nu_\phi/\nu \approx 0$. მაგრამ, დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების შემთხვევაში ზემოხსენებული დაშვების შედეგად, თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულით გამოთვლილი შედეგები, ექსპერიმენტულ მონაცემებთან შედარებით შემცირებულ მნიშვნელობებს იძლევა. ამის გამო, დიდი სიბლანტის მქონე სითხეებისათვის ($Pr \gg 1$) მხედველობაში უნდა იქნეს მიღებული ის გარემოება, რომ ბლანტი შრეში მოძრაობა არ არის მკაცრად ლამინარული და ადგილი აქვს ამ შრეში ნაკადის ბირთვიდან ტურბულენტური პულსაციების შეღწევას. ამის გამო, ცხადია, რომ ბლანტი შრეში ტურბულენტური

სიბლანტის კოეფიციენტი არ არის ნულის ტოლი. როგორც ცნობილია, გლუვი ზედაპირებისათვის ყველაზე გამართლებულად ითვლება ს. ქუთათელაძის მოდელი, რომლის მიხედვით ტურბულენტური სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი კედლიდან მანძილის მეოთხე ხარისხის პროპორციულია [50]:

$$\frac{v_{\text{ტ}}}{v} = \left(\frac{\beta}{\eta_1^3}\right) \eta^4. \quad (5.15)$$

(5.15) დამოკიდებულება შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაშიც. (5.15)-ის გათვალისწინებით ბლანტი შრისთვის (5.13) ასე ჩაიწერება:

$$\begin{aligned} t_j - t_{\eta_1} = & \\ \frac{q_j \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} Pr \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{1 + (\beta/\eta_1^3) Pr \eta^4} = & \\ \frac{q_j \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} Pr a^4 \int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{a^4 + \eta^4} = \frac{q_j \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} Pr \frac{\alpha}{4\sqrt{2}} \left(\ln \frac{\eta_1^2 + a\sqrt{2}\eta_1 + a^2}{\eta_1^2 - a\sqrt{2}\eta_1 + a^2} + \right. & \\ \left. 2 \arctg \frac{\sqrt{2}\eta_1 + a}{a} + 2 \arctg \frac{\sqrt{2}\eta_1 - a}{a} \right) = & \\ \frac{q_j \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} f(Pr, \eta_1), & \end{aligned} \quad (5.16)$$

$$\text{სადაც, } a = \sqrt[4]{\eta_1^3 / Pr \beta}$$

ს. ქუთათელაძემ მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული მონაცემების საფუძველზე მიიღო, რომ გლუვი ზედაპირების შემთხვევაში $\beta=0.03$. ვინაიდან, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ხორკლიანი ზედაპირების თბოგადამტანით გარსდენის შემთხვევაში ბლანტი შრის სტრუქტურა ისეთივეა, როგორც გლუვი ზედაპირების გარსდენისას. შეიძლება მივიღოთ, რომ ხორკლიანი ზედაპირებისთვისაც $\beta=0.03$.

2. ზუფერული შრე - $\eta_1 < \eta < \eta_2$.

ისევე როგორც ბლანტი შრის შემთხვევაში, ბუფერული შრისთვისაც შეიძლება დაიწეროს, რომ $1 - y/r_0 = 1$.

ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტი აღნიშნულ შრეში გამოითვლება ფორმულით:

$$v_{\tau}/v = \eta/\eta_1 - 1, \quad (5.17)$$

რომელიც გამომდინარეობს ბუფერულ შრეში სიჩქარის განაწილების აღმწერი კარმანის ცნობილი ემპირიული ფორმულიდან და სამართლიანია გლუვ მილებში სითხის ტურბულენტური დინების შემთხვევაში. ისევე, როგორც [8]-ში, [16]-შიც (5.17) სამართლიანადაა ჩათვლილი ხორკლიანი მილებისათვისაც. ამასთან, [8]-გან განსხვავებით, [16]-ში ხორკლიანი მილებისათვის $\eta_1 \neq 5$.

(5.17)-ის გათვალისწინებით ბუფერული შრისთვის (5.13)-დან მიიღება:

$$t_{\eta_1} - t_{\eta_2} = \frac{q_{\tau}\sqrt{n}}{\rho c_p u_*} Pr \int_{\eta_1}^{\eta_2} \frac{d\eta}{1 + \frac{\eta - Pr}{\eta_1} Pr} = \frac{q_{\tau}\sqrt{n}}{\rho c_p u_*} \eta_1 \ln \left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1} Pr \right). \quad (5.18)$$

3. ელემენტებს შორის გრიგალური ბირთვი - $\eta_2 < \eta < (\eta_2 + Ni)$.

ამ შრისთვისაც, ისევე როგორც ბლანტი და გარდამავალი შრეებისათვის, ხორკლიანობის ელემენტების მცირე სიმაღლის შემთხვევაში შეიძლება ჩათვალოს, რომ $1 - y/r_0 \approx 1$.

ელემენტებს შორის გრიგალურ ბირთვში მოძრაობა განხილულ იყო როგორც ჭავლური დინება. ერთადერთი მსაზღვრელი ზომა, რომელიც ადგენს გრიგალების სიდიდეს აღნიშნულ შრეში არის ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლე. [74] გამოკვლევაში ხორკლიანობის ელემენტებს შორის გრიგალურ ბირთვში ტურბულენტური

სიბლანტის კოეფიციენტის საანგარიშოდ შემოთავაზებული იყო შემდეგი გამოსახულება:

$$v_{\text{ტ}}/v = 0.165 Ni . \quad (5.19)$$

გასათვალისწინებელია ის გარემოება, რომ გრიგალური ბირთვით დაფარულია არა მთელი ზედაპირი, არამედ მხოლოდ მისი ელემენტებსშორისი ნაწილი. (5.19)-ის გამოყენებით ტემპერატურული დაწნევა გრვლიგალურ ზონაში (5.13)-დან გამოითვლება შემდეგნაირად:

$$t_{\eta_2} - t_{(\eta_2+Ni)} = \frac{K q_{\text{კ}} \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} \text{Pr} \int_{\eta_2}^{(\eta_2+Ni)} \frac{d\eta}{1+0.165 Ni \text{Pr}} = \frac{q_{\text{კ}} \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} \frac{K Ni \text{Pr}}{1+0.165 Ni \text{Pr}} . \quad (5.20)$$

სადაც, K არის კოეფიციენტი, რომელიც ითვალისწინებს გრიგალებით დაკავებული ზედაპირის ფართის ნაწილს. „ნიკურამის ხორკლიანობის“ შემთხვევაში შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $K=0.5$.

4. ნაკადის ტურბულენტური ბირთვი – $(\eta_2 + Ni) < \eta < \eta_0$.

ცხადია, რომ, ნაკადის ტურბულენტურ ბირთვში $1 - y/r_0 \neq 1$. ამ შრეში ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტი ისევე, როგორც გლუვი ზედაპირებისათვის, ხორკლიანი ზედაპირებისთვისაც შეიძლება განისაზღვროს ფორმულით:

$$v_{\text{ტ}}/v = 0.4\eta(1 - y/r_0) . \quad (5.21)$$

(5.21)-ის გათვალისწინებით (5.13)-დან მივიღებთ:

$$t_{(\eta_2+Ni)} - t_0 = \frac{q_3}{\rho c_p u_*} 2.5 \int_{(\eta_2+Ni)}^{\eta_0} \frac{d\eta}{\eta} = -\frac{q_3}{\rho c_p u_*} 2.5 \ln \left(\frac{Ni}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{\eta_0} \right). \quad (5.22)$$

(5.16), (5.18), (5.20) და (5.22) გამოსახულებების შეკრებით გვექნება:

$$t_3 - t_0 = \frac{q_3 \sqrt{n}}{\rho c_p u_*} \left[f(\text{Pr}, \eta_1) + \eta_1 \ln \left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1} \text{Pr} \right) + 2.5 K \ln \left(1 + \frac{Ni}{\eta_2} \right) - 2.5 \sqrt{n^{-1}} \ln \left(\frac{Ni}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{\eta_0} \right) \right]. \quad (5.23)$$

[8]-ში დადგენილია, რომ როგორც გლუვი, ისე ხორკლიანი ზედაპირის შემთხვევაში:

$$t_3 - t_0 = \left(1 + \frac{1.75}{\text{Pr}+8} \right) (t_3 - \bar{t}). \quad (5.24)$$

თუ (5.24)-ს ჩავსვამთ (5.23)-ში და გავითვალისწინებთ, რომ

$$\text{St} = \frac{\alpha}{\rho c_p \bar{u}} = \frac{Nu}{\text{Re Pr}} \quad \text{და} \quad u_* / \bar{u} = \sqrt{\xi/8},$$

მარტივი მათემატიკური გარდაქმნების შედეგად მივიღებთ:

$$\text{Nu} = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{\text{Pr}+8} \right) \text{Pr Re} \sqrt{\xi/2}}{f(\text{Pr}, \eta_1) + \eta_1 \ln \left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1} \text{Pr} \right) + A_1 - 2.5 B_1}. \quad (5.25)$$

სადაც,

$$A_1 = \frac{K Ni Pr}{1 + 0.165 Ni Pr}, \quad B_1 = \sqrt{n^{-1}} \ln \left(\frac{Ni}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{\eta_0} \right).$$

ხორკლიანი ზედაპირებისათვის η_1 და η_2 სიდიდეების დასადგენად პირდაპირი ექსპერიმენტული, და მით უმეტეს, თეორიული მონაცემები არ არსებობს.

[79] გამოკვლევის თანახმად გლუვი ზედაპირის გარსდენის დროს, გარკვეულ მომენტებში ბლანტი შრის უგანზომილებო სისქე $-\eta_1$ შეადგენს მხოლოდ 2-3, რაც 2-ჯერ და მეტად ნაკლებია მის საშუალო სტატისტიკურ მნიშვნელობაზე. [79] გამოკვლევის შედეგების საფუძველზე [80]-ში გამოთქმულია მოსაზრება იმის თაობაზე, რომ ზედაპირის ხორკლიანობამ უნდა გამოიწვიოს $-\eta_1$ -ის შემცირება. ს. ქუთათელაძის აზრით ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაში, ზოგადად, ბლანტი შრის უგანზომილებო სისქე $-\eta_1$ უნდა იყოს ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ფუნქცია [50]. ვინაიდან, ხორკლიან არხებში ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტი ასევე წარმოადგენს ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ფუნქციას, შეიძლება დავუშვათ, რომ η_1 და η_2 ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაში წარმოადგენენ ξ_0/ξ -ის ფუნქციას:

$$\eta_1 = f_1(\xi_0/\xi); \quad \eta_2 = f_2(\xi_0/\xi).$$

[16]-ში მიღებულია, რომ

$$\eta_1 = 6 (\xi_0/\xi)^{2/3}; \quad \eta_2 = 30(\xi_0/\xi)^{2/3}, \quad (5.26)$$

სადაც ξ_0 და ξ , შესაბამისად, არის გლუვი და ხორკლიანი შიგა ზედაპირების მქონე მილების ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტი.

(5.26)-ის გათვალისწინებით, თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ:

$$Ni = \frac{k}{r_0} \frac{Re}{4} \sqrt{\xi/2} \quad \text{და} \quad \eta_0 = \frac{Re}{4} \sqrt{\xi/2},$$

(5.25) მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Pr Re \sqrt{\xi/2}}{f(Pr, \eta_1) + 6 (\xi_0/\xi)^{2/3} \ln(1+4Pr) + A_2 - 2.5B_2}, \quad (5.27)$$

სადაც,

$$A_2 = \frac{K Ni Pr}{1+0.16 Ni Pr}; \quad B_2 = \sqrt{n^{-1}} \ln \left(\frac{k}{r_0} + \frac{120(\xi_0/\xi)^{2/3}}{Re \sqrt{\xi/2}} \right).$$

(5.27)-ში ξ_0 განისაზღვრება ფორმულით:

$$\xi_0 = (\log Re)^{-2.49}. \quad (1.23)$$

როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, ხორკლიანი ზედაპირების ჰიდრავლიკური წინაღობა წარმოადგენს ხახუნისა და ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინააღობათა ჯამს. ამასთან ერთად, დადასტურებულია, რომ თბოგადაცემის პროცესის ინტენსიურობას განსაზღვრავს ხახუნის წინააღობა, ხოლო ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინააღობა რაიმე პირდაპირ გავლენას თბოგადაცემის პროცესზე არ ახდენს. ამის გამო, (5.27) ფორმულით სარგებლობისას საჭიროა სრული ჰიდრავლიკური წინააღობის კოეფიციენტიდან გამოიყოს ხახუნის წინააღობის კოეფიციენტი, რაც ძალზე რთულ პრობლემას წარმოადგენს.

თუ გავითვალისწინებთ, ერთი მხრივ, ს. ქუთათელაძის მოსაზრებას იმის თაობაზე, რომ ელემენტების გარსდენისას ავტომოდელური რეჟიმის დასაწყისი არის ფორმის წინააღობის გამოვლინების დასაწყისი [50], ხოლო, მეორე მხრივ, იმ ექსპერიმენტულ მონაცემებს, რომელთა თანახმად ხორკლიანი ზედაპირების თბოგადაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმში ისეთივეა,

როგორც გლუვი მილების დროს, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპებიდან გამომდინარე შეიძლება დავასკვნათ, რომ ამ შემთხვევაში გლუვი და ხორკლიანი ზედაპრების ხახუნის კოეფიციენტის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე ერთნაირია. ზემოთქმულის თანახმად, შეიძლება მივიღოთ, რომ ხახუნის კოეფიციენტი – ξ ხორკლიანობის ნაწილობრივი გამოვლინების რეჟიმში ტოლია სრული ჰიდრაულიკური წინააღობისა – $\xi_{სრ}$. ანუ, როცა $Re < Re_*$,

$$\xi = \xi_{სრ}. \quad (5.28)$$

ხოლო ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმში, როდესაც $Re \geq Re_*$,

$$\xi = \xi_{სრ} \left(\frac{\log Re_*}{\log Re} \right)^{2.49}. \quad (5.29)$$

აქვე შევნიშნავთ, რომ (5.29) აკმაყოფილებს პირობას: როდესაც $Re = Re_*$,

$$\xi = \xi_{სრ}. \quad (5.30)$$

“ნიკურამის ხორკლიანობის” შემთხვევაში ავტომოდელური რეჟიმისათვის (ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი), $\xi_{სრ}$ განისაზღვრება ფორმულით:

$$\xi_{სრ} = \left[\frac{1.15}{\ln(7.4 r_0/k)} \right]^2. \quad (5.31)$$

[81] გამოკვლევების ავტორის თანახმად, ქვიშისებური ხორკლიანობის სრული ჰიდროდინამიკური გამოვლინების, ანუ ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლის შესაბამისი რეინოლდსის რიცხვი

შეიძლება განისაზღვროს ემპირიული ფორმულით, რომელიც გამომდინარეობს ი. ნიკურაძის ცნობილი ფორმულიდან:

$$Re_* = 333 \frac{r_0}{k} \ln \left(7.4 \frac{r_0}{k} \right). \quad (1.36)$$

უნდა აღინიშნოს, რომ იმ შემთხვევაში, როდესაც $k = 0, \xi = \xi_0$ და (5.27) ფორმულა ღებულობს შემდეგ სახეს:

$$Nu = \frac{0.5 \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8} \right) Pr Re \sqrt{\xi_0/2}}{f(Pr, \eta_1) + 6 \ln(1+4Pr) + 2.5 \ln(Re \sqrt{\xi_0/2}/120)}. \quad (5.32)$$

ფორმულა (5.32) შეიძლება გამოყენებულ იქნეს თბოგადაცემის კოეფიციენტის საანგარიშოდ გლუვ მილებში სითხის ტურბულენტური დინების დროს.

თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში, როგორც ზემოთ იყო აღნიშნული, შეიძლება მივიღოთ, რომ ბლანტ შრეში ტურბულენტური სიბლანტის კოეფიციენტი ნულის ტოლია. ასეთ შემთხვევაში მნიშვნელოვნად მარტივდება (5.25) და, შესაბამისად, (5.27) ფორმულები. აღნიშნული გამარტივებების შედეგად (5.25) მიიღებს სახეს:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8} \right) Pr Re \sqrt{\xi/2}}{\eta_1 Pr + \eta_1 \ln \left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1} Pr \right) + A_1 - 2.5 B_1}. \quad (5.33)$$

პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში, თერმოჰიდროდინამიკურ ანალოგიაზე დაყრდნობით გლუვი ზედაპირების თბოგადაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულის მიღებისას, როგორც ცნობილია, იღებენ, რომ $\eta_1 = 5$ და $\eta_2 = 30$. ხორკლიანი ზედაპირებისათვის, ზემოთ გამოთქმული მოსაზრებებიდან გამომდინარე, შეიძლება მივიღოთ, რომ

$$\eta_1 = 5(\xi_0/\xi)^{2/3} \text{ და } \eta_2 = 30(\xi_0/\xi)^{2/3}. \quad (5.26a)$$

(5.26a)-ის გათვალისწინებით (5.27) გამარტივებული სახით ასე ჩაიწერება:

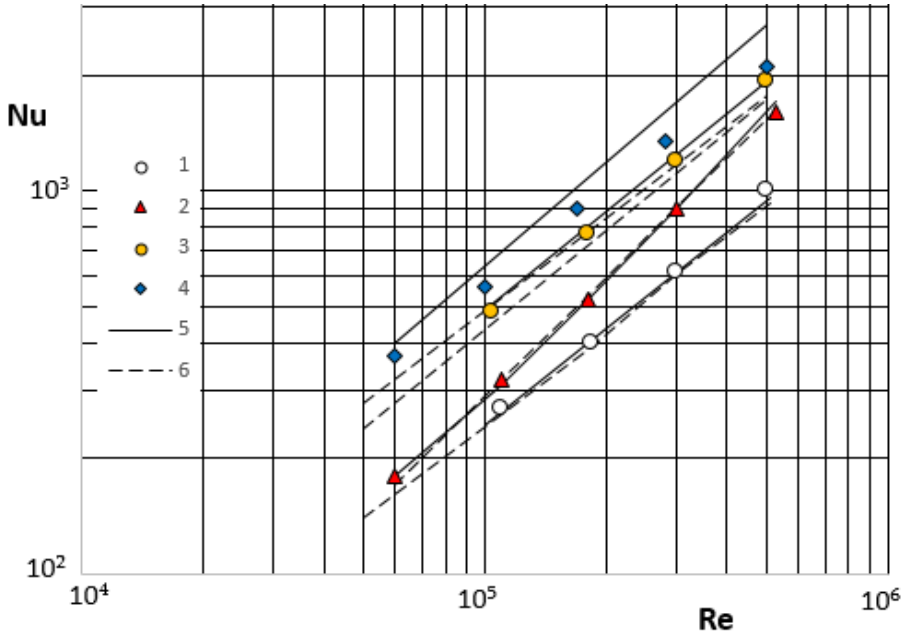
$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Pr Re \sqrt{\xi/2}}{5(\xi_0/\xi)^{2/3} Pr + 5(\xi_0/\xi)^{2/3} \ln(1+5Pr) + A_1 - 2.5B_1}. \quad (5.34)$$

იმ შემთხვევაში, როდესაც $k=0$, $\xi=\xi_0$ და (5.34) ფორმულა მნიშვნელოვნად მარტივდება. ამასთან, თუ მხედველობაში მივიღებთ იმას, რომ, როცა $Pr=1$, მაშინ $1 + \frac{1.75}{Pr+8} \approx 1.2$ და (5.34) ფორმულა ღებულობს კარმან-ბელტერ-მარტინელის ცნობილი (2.6) ფორმულის სახეს, რომელიც სამართლიანია გლუვი ზედაპიბისათვის თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში:

$$Nu = \frac{0.6 Pr Re \sqrt{\xi_0/2}}{5 Pr + 5 \ln(1+5Pr) + 2.5 \ln \left[\frac{\sqrt{\xi_0/2}}{120} \right]}. \quad (5.35)$$

5.2, 5.3, 5.4 და 5.5 ნახაზებზე ლოგარითმულ კოორდინატებში $Nu = f(Re)$ დამოკიდებულების სახით წარმოდგენილია (5.34) და (5.35) ფორმულების შედარება დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის [9] ექსპერიმენტულ მონაცემებთან გლუვი და ხორკლიანი მილებისათვის.

როგორც აღნიშნული ნახაზებიდან ჩანს, ჩვენ მიერ მიღებული თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა (5.34) პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში დამაკმაყოფილებლად ეთანხმება დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემებს [9].



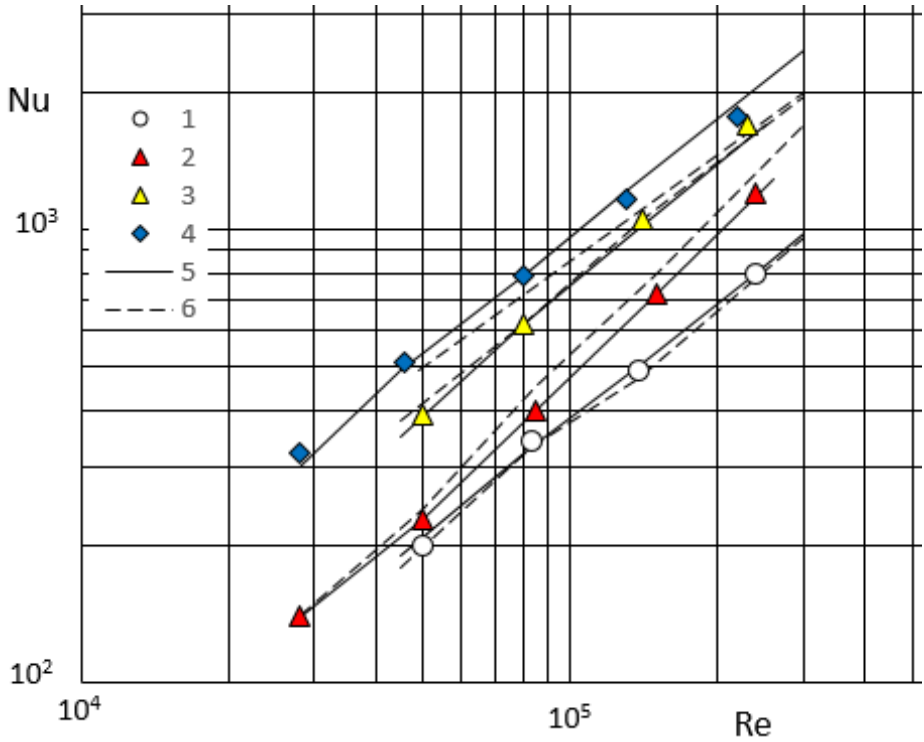
ნახ.5.2. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე, $Pr=1.2$:

დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები: 2 - $k/r_0 = 0.0048$; 3 - $k/r_0 = 0.0276$; 4 - $k/r_0 = 0.0976$; 5 - (5.34) და (5.35) ფორმულების მიხედვით; 6 - [82] გამოკვლევის ავტორთა მიხედვით.

[9]-ში არ არის მონაცემები ხორკლიანობის შექმნის შედეგად გამოწვეული ზედაპირის ფართის გაზრდის შესახებ. (5.34) ფორმულით გაანგარიშებების ჩატარების დროს ითვლებოდა, რომ $F = F_0$. მაგრამ, 3.3 პარაგრაფში ჩატარებული ანალიზის მიხედვით, გამოწვეული ცდომილება დიდი არ უნდა იყოს.

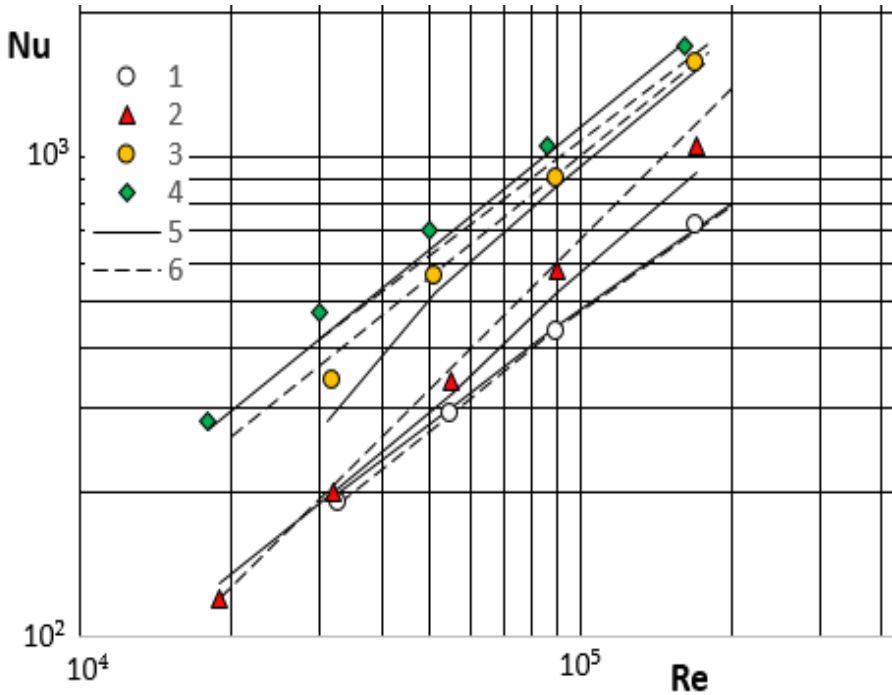


ნახ.5.3. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე, $Pr=2.79$:

დ. დიპრისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები: 2 - $k/r_0 = 0.0048$; 3 - $k/r_0 = 0.0276$; 4 - $k/r_0 = 0.0976$; 5 - (5.34) და (5.35) ფორმულების მიხედვით; 6 - [82] გამოკვლევის ავტორთა მიხედვით.

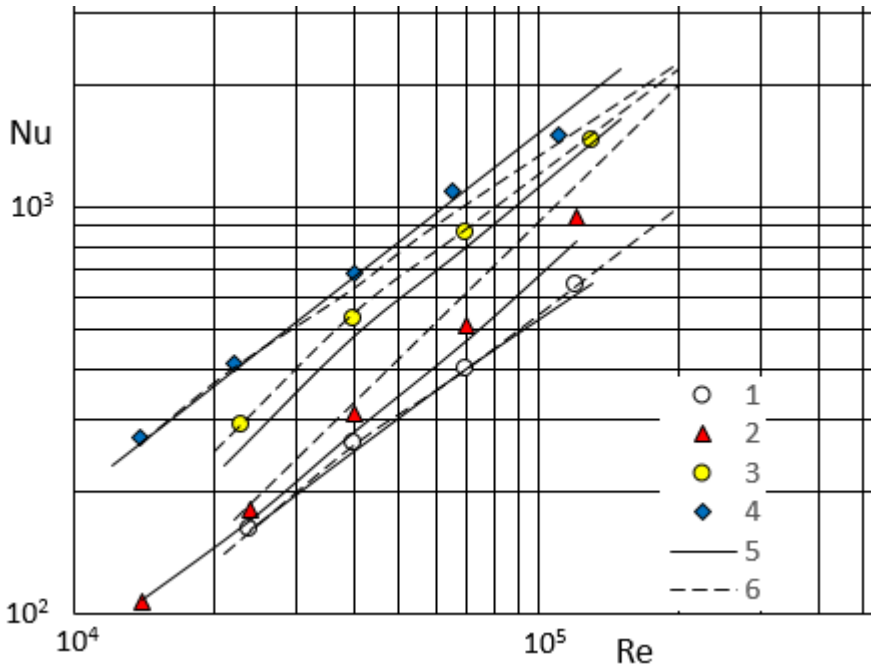


ნახ.5.4. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე, $Pr=4.38$:

დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები: 2 - $k/r_0 = 0.0048$; 3 - $k/r_0 = 0.0276$; 4 - $k/r_0 = 0.0976$; 5 - (5.34) და (5.35) ფორმულების მიხედვით; 6 - [82] გამოკვლევის ავტორთა მიხედვით.



ნახ.5.5. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე, $Pr=5.94$:

დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები: 2 - $k/r_0 = 0.0048$; 3 - $k/r_0 = 0.0276$; 4 - $k/r_0 = 0.0976$; 5 - (5.34) და (5.35) ფორმულების მიხედვით; 6 - [82] გამოკვლევის ავტორთა მიხედვით.

აღნიშნულ ნახაზებზე წყვეტილი ხაზებით წარმოდგენილია ნ. ვულჩანოვის და დ. ზიმპაროვის თეორიული გაანგარიშებების შედეგები [82]. ამ გამოკვლევაში შემოთავაზებული იყო ი. ნიკურადის ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის მოდელი, რომელშიც გამოყენებული იყო ი. როტას მიერ შემოთავაზებული ჰიპოტეზა ხორკლიანი ზედაპირების გარსდენის დროს სიჩქარის პროფილის y -ს გასწვრივ (უარყოფითი მიმართულებით) გადანაცვლების შესახებ [52]. აღნიშნული მოდელის გათვალისწი-

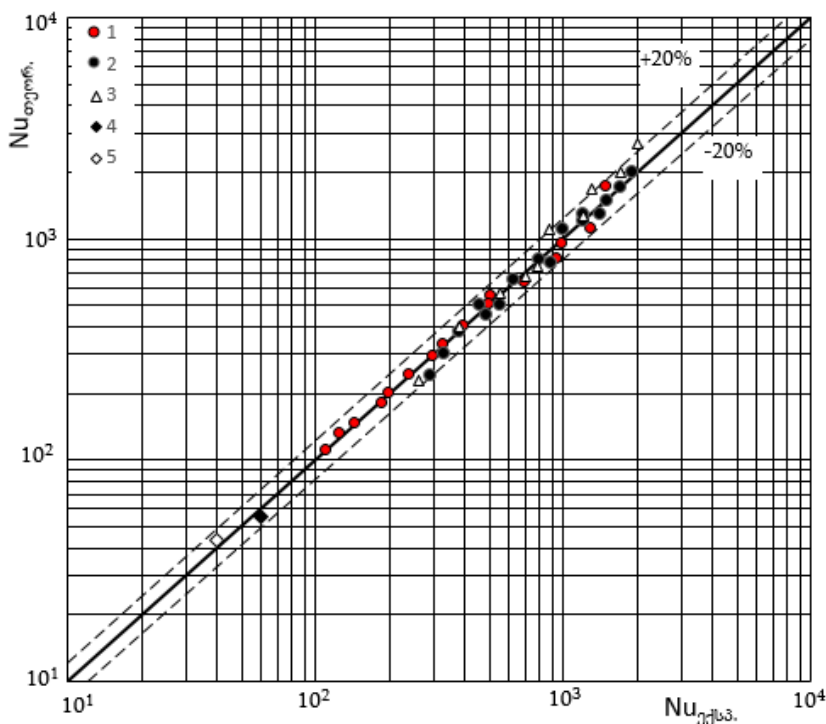
ნებით [82]-ში რიცხვითი მეთოდით ამოხსნილი იყო მოძრაობისა და ენერჯის განტოლებები და მიღებული იყო ჰიდრავლიკური წინააღმდეგობის კოეფიციენტისა და თბოგაცემის კოეფიციენტის რიცხვითი მნიშვნელობები ი. ნიკურადის ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის. [82]-ში მოყვანილია ამ გამოკვლევის ავტორთა მიერ მიღებული თეორიული შედეგების შედარება დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან. [82]-ის ავტორთა მტკიცებით მათ მიერ მიღებული შედეგების თანხვედრა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან უკეთესია, ვიდრე მანამდე არსებული სხვა თეორიული გამოკვლევების შედეგებისა.

როგორც 5.2, 5.3, 5.4 და 5.5 ნახაზებზე წარმოდგენილი მონაცემებიდან ჩანს, (5.35) ფორმულის თანხვედრა დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან გაცილებით უკეთესია, ვიდრე [82]-ში მიღებული შედეგებისა. თუმცა, უნდა აღინიშნოს, რომ ისევე, როგორც ჩვენ მიერ მიღებული ფორმულა (5.34), ნ. ვულჩანოვისა და დ. ზიმპაროვის მიერ მიღებული შედეგები სამართლიანია ხორკლიანობის როგორც გარდამავალი, ისე სრული გამოვლინების რეჟიმებისათვის. შევნიშნავთ, რომ ლიტერატურაში არსებული თეორიული დამოკიდებულებების დიდი უმეტესობა სამართლიანია მხოლოდ ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმის დროს.

ცხადია, პრაქტიკული თვალსაზრისით ინტერესს იმსახურებს (5.27) და (5.34) ფორმულების გამოყენების შესაძლებლობები სხვა ტიპის ხორკლიანობის მქონე (ორგანზომილებიანი, ღრმულებიანი, ქლიბისებური და სხვა) თბოგაცემის კოეფიციენტის გაანგარიშებისათვის. უნდა ითქვას, რომ ხსენებული საკითხი საკმაოდ რთულ პრობლემას წარმოადგენს. შედარებით ადვილად შეიძლება გადაწყდეს ეს საკითხი იმ შემთხვევაში, როდესაც არის შესაძლებლობა ამა თუ იმ ტიპის ხორკლიანობა დახასიათებულ იქნეს ეკვივალენტური ქვიშისებური ხორკლიანობით, რომელიც გულისხმობს ქვიშის მარცვლების იმ ზომებს, რომლის დროსაც მიიღება ისეთივე ჰიდრავ-

ლიკური წინაღობის კოეფიციენტი, როგორც ფაქტიური ხორკლიანობის შემთხვევაში.

ნახ.5.6.-ზე $Nu_{თეორ.} = f(Nu_{ექს.})$ დამოკიდებულების სახით წარმოდგენილია (5.35) ფორმულის შედარება როგორც [9]-ის მონაცემებთან, ისე ავტორთა მიერ მიღებულ ექსპერიმენტულ შედეგებთან ღრმულებიანი და პირამიდული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის [12].



ნახ.5.6. (5.34) ფორმულის შედარება ექსპერიმენტულ მონაცემებთან:
 დ. დიპრისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები [9]:
 1 - $k/r_0 = 0.0048$; 2 - $k/r_0 = 0.0276$; 3 - $k/r_0 = 0.0976$;
 ექსპერიმენტულ მონაცემები [12]: 4 - პირამიდული ხორკლიანობის მქონე
 ზედაპირი, $k/r_0 = 0.0125$; 5 - ღრმულებიანი ზედაპირი, $k/r_0 = 0.0125$.

როგორც 5.6. ნახაზიდან ჩანს, (5.35) ფორმულის თანხვედრა ექსპერიმენტულ მონაცემებთან დამაკმაყოფილებელია.

ინტერესს იმსახურებს თბოგაცემის საანგარიშო ფორმულის სახე დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე თბოგადამტანის ტურბულენტური ნაკადების შემთხვევაში. აღნიშნული საკითხის თეორიული ანალიზისათვის გამოსახულება (5.13) ზემოთ შემოდებული აღნიშვნებისა და (5.24)-ის გათვალისწინებით ასე შეიძლება წარმოვადგინოთ:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Re \sqrt{\xi/2}}{\int_0^{\eta_0} \frac{1-y/r_0}{1+(v_{\phi}/v)Pr} d\eta}. \quad (5.36)$$

დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების ტურბულენტური ნაკადის თბოგაცემის პროცესში, როგორც ცნობილია, თერმული წინააღმდეგობის ძირითადი ნაწილი თავმოყრილია ბლანტ შრეში და, ამის გამო, ბუფერული შრის გრიგალური ბირთვის და ტურბულენტური ბირთვის თერმიული წინაღობები შეიძლება უგულებელვყოთ.

გარდა ამისა, პრანდტლის რიცხვის დიდი მნიშვნელობებისას $1 + \frac{1.75}{Pr+8} \approx 1$.

ყოველივე ზემოთქმულის გათვალისწინებით (5.36) ფორმულა მიიღებს სახეს:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} Re \sqrt{\xi/2}}{\int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{1+(v_{\phi}/v)Pr}}. \quad (5.37)$$

თუ (5.37)-ში ჩავსვამთ v_{ϕ}/v -ს მნიშვნელობას (5.15)-ის მიხედვით, მივიღებთ:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} Re \sqrt{\xi/2}}{\int_0^{\eta_1} \frac{d\eta}{1 + \frac{\beta Pr}{\eta_1^3} \eta^4}} \approx \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} Re \sqrt{\xi/2}}{\frac{1}{a} \int_0^\infty \frac{d(a\eta)}{1 + (a\eta)^4}}, \quad (5.38)$$

$$\text{სადაც, } a = \sqrt[4]{\frac{\beta Pr}{\eta_1^3}}.$$

(5.38) გამოსახულების მნიშვნელში წარმოდგენილი განსაზღვრული ინტეგრალი ტოლია $\pi/(2\sqrt{2})$. თუ გავითვალისწინებთ, რომ $\eta_1 = 6(\xi_0/\xi)^{2/3}$, მარტივი მათემატიკური გარდაქმნების შედეგად მივიღებთ:

$$Nu = 0.035 \sqrt{n^{-1}} Pr^{1/4} Re \sqrt{\xi_0} \xi/\xi_0. \quad (5.39)$$

ფორმულა (5.39), რომელიც მნიშვნელოვნად გამარტივდა (5.27) ფორმულასთან შედარებით, სამართლიანია დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების ტურბულენტურ ნაკადში თბოგადაცემის შემთხვევისათვის.

გლუვ მილებში დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების ტურბულენტური ნაკადის თბოგადაცემის კოეფიციენტის საანგარიშოდ გამოიყენება ს. ქუთათელაძის ცნობილი ფორმულა:

$$Nu_0 = 0.035 Pr^{1/4} Re \sqrt{\xi_0}. \quad (2.9)$$

(5.39)-ის გაყოფით (2.9)-ზე, მივიღებთ:

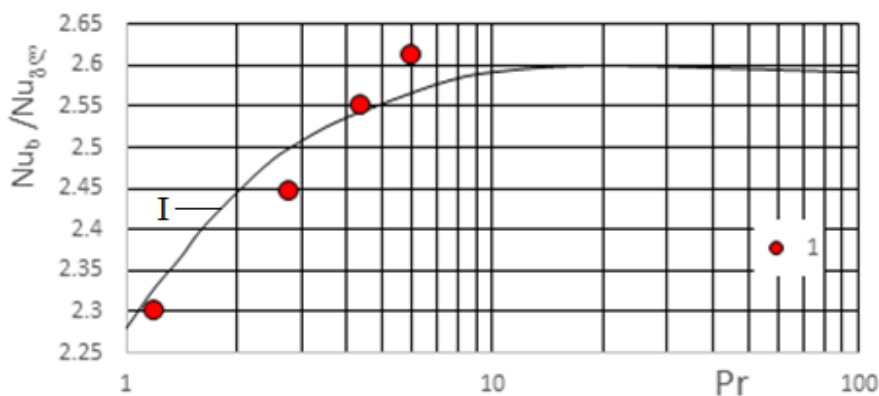
$$Nu/Nu_0 = \sqrt{n^{-1}} \xi/\xi_0. \quad (5.40)$$

(5.39) და (5.40) გამოსახულებები მიუთითებენ იმაზე, რომ დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების შემთხვევაში გლუვი

და ხორკლიანი მილების თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვზე ერთნაირია. ამასთან ერთად, (5.27) ფორმულის თანახმად თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის შედარებით მცირე მნიშვნელობების დროს ზედაპირის ხორკლიანობით გამოწვეული თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი იზრდება პრანდტლის რიცხვის ზრდით.

ზემოთქმულს ადასტურებს (5.27) ფორმულის მიხედვით ჩატარებული გაანგარიშებები, რომლებიც წარმოდგენილია ნახ.5.7-ზე $Nu_b/Nu_{გლ} = f(Pr)$ დამოკიდებულების სახით. როგორც ნახაზიდან ჩანს, პრანდტლის რიცხვის შედარებით მცირე მნიშვნელობების დროს ($Pr < 20$), პრანდტლის რიცხვის ზრდით $Nu_b/Nu_{გლ}$ იზრდება, ხოლო იმ შემთხვევაში, როდესაც $Pr > 20$, $Nu_b/Nu_{გლ}$ მნიშვნელობა პრაქტიკულად არ არის დამოკიდებული პრანდტლის რიცხვზე.

5.7. ნახაზზე შედარებისათვის წარმოდგენილია დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტული მონაცემები $h/r_0 = 0.0976$.



ნახ. 5.7. თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის დამოკიდებულება პრანდტლის რიცხვზე. $Re = 50 * 10^3, \frac{h}{r_0} = 0.0976$:

1 - დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტული მონაცემები [9];
I - (5.27) ფორმულის მიხედვით.

წარმოდგენილი შედეგების მიხედვით შეიძლება დავასკვნათ, რომ (5.27) ფორმულისა და ექსპერიმენტული მონაცემების თანხვედრა დამაკმაყოფილებელია. ამასთან ერთად, უნდა აღინიშნოს, რომ დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით, თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის ზრდით თბოგადაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი ოდნავ უფრო მეტად იზრდება, ვიდრე ამას (5.27) ფორმულით ჩატარებული გაანგარიშებები იძლევა. თუმცა, უნდა შევნიშნოთ, რომ სხვა ავტორთა ექსპერიმენტული მონაცემები, რომლებიც მიღებულია ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირებისათვის, მიუთითებენ იმაზე, რომ პრანდტლის რიცხვის ზრდით თბოგადაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი უფრო ნაკლებად იზრდება, ვიდრე ეს დაფიქსირებულია [3, 4, 7] გამოკვლევებში.

5.2. თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება მაღალი ხორკლიანობის ელემენტებიან მილებში თბოგადაცემის პროცესის მოდელირებისათვის

როგორც მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტებით დადასტურდა, ჰიდრაულიკურად გლუვ რეჟიმში თბოგადაცემის ინტენსიურობა ხორკლიანი ზედაპირის შემთხვევაში ისეთივეა, როგორც გლუვი ზედაპირის შემთხვევაში. გარდამავალ რეჟიმში ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ზრდით მკვეთრად იზრდება თბოგადაცემის ინტენსიურობა. ხორკლიანობის ეფექტის სრული გამოვლინების რეჟიმში არსებობს ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ისეთი მნიშვნელობა, რომლის დროსაც მიიღწევა თბოგადაცემის პრაქტიკულად მაქსიმალური ინტენსიფიკაცია. ოპტიმალურ სიმაღლეზე მაღალი ელემენტების შემთხვევაში, ჰიდრაულიკური წინააღობის მკვეთრი ზრდის პირობებში თბოგადაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხი იზრდება უმნიშვნელოდ (ისეთი სითხეებისა და აირებისათვის,

რომელთა პრანდტლის რიცხვი $Pr=1$), რჩება მუდმივი (ზომიერი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეებისათვის) ან კლებულობს (დიდი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების შემთხვევაში). ეს უკანასკნელი შემთხვევა, ანუ თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ხარისხის კლება ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის ზრდით დღეისათვის, რამდენადაც ჩვენთვის ცნობილია, ვერ აისახა ვერც ერთ ფიზიკურ მოდელში, რომლებიც სხვადასხვა ავტორის მიერ იყო შემოთავაზებული. ამის უმთავრესი მიზეზი არის ის, რომ პრაქტიკულად ყველა მოდელი, პროცესის დიდი სირთულის გამო, ითვალისწინებს გარკვეულ შეზღუდვებს. მაგალითად, ისეთს, როგორცაა - $k \ll r_0$. აღნიშნული შეზღუდვის შედეგად, შესაძლებელია იმის დაშვება, რომ მხები ძაბვის მნიშვნელობა კედელზე - τ_j ისეთივეა, როგორც ხორკლიანობის ელემენტების წვეროებზე, რაც შედარებით მაღალი ხორკლიანობის ელემენტების შემთხვევაში არ შეესაბამება სინამდვილეს. მხები ძაბვის მნიშვნელობა, ცხადია, მაქსიმალურია ელემენტების წვეროებთან და იგი კლებულობს როგორც მილის ცენტრის, ისე კედლის მიმართულებით. იმის დადგენა, თუ კონკრეტულად როგორ კანონზომიერებას ემორჩილება მხები ძაბვის განაწილება ხორკლიანი მილის რადიუსის გასწვრივ, კედლის უშუალო მახლობლობაში, ძალზე რთულ პრობლემას წარმოადგენს. ამასთან ერთად, იმ შემთხვევაში, როდესაც $k \leq y \leq r_0$ ძალთა ბალანსიდან მარტივად მიიღება, რომ

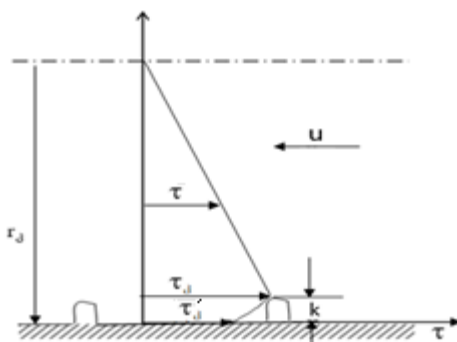
$$\tau = \tau_j \frac{1-y/r_j}{1-k/r_j}. \quad (5.41)$$

დავუშვათ, რომ კედლის უშუალო მახლობლობაში, $0 \leq y \leq k$, ხორკლიან მილში მხები ძაბვის განაწილება არის შემდეგი:

$$\tau = \tau_j \frac{1-k/r_j}{1-y/r_j}. \quad (5.42)$$

ხორკლიანი მილის რადიუსის გასწვრივ მხები ძაბვების ცვლილების სქემა ნაჩვენებია 5.8 ნახაზზე.

აღსანიშნავია, რომ ხორკლიან მილში მხები ძაბვების განაწილების მსგავსი მოდელი შემოთავაზებული იყო ვ. ნუნერის მიერ [2]. მაგრამ არსებითი განსხვავება ვ. ნუნერის მოდელსა და წარმოდგენილ მოდელს შორის არის ის, რომ [2]-ის თანახმად მხები ძაბვის მნიშვნელობა კედელზე ხორკლიანი მილისათვის ისეთივეა, როგორც გლუვი მილის შემთხვევაში. ამ გარემოებამ, როგორც ცნობილია, განაპირობა ვ. ნუნერის თეორიის მცდარობა, რაც თვალნათლივ იქნა ნაჩვენები ვ. გომელაურის მიერ [3].



ნახ.5.8. მხები ძაბვების განაწილების სქემა ხორკლიანი ზედაპირის მქონე მილში სითხის დინების დროს.

ვიდრე შევეუდგებოდეთ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის ამოცანის ჩამოყალიბებას, თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულის მისაღებად, შევნიშნავთ, რომ (5.43)-ის თანახმად:

$$\text{როცა } y = 0, \quad \tau = \tau'_j = \tau_j(1 - k/r_j)$$

$$\text{როცა } k = 0, \quad y = 0, \quad \tau = \tau_j,$$

$$\text{როცა } y = k, \quad \tau = \tau_j.$$

თბური ნაკადისა და მხები ძაბვის განტოლებების გამოყენებით და (5.41) და (5.42)-ის გათვალისწინებით, იმავე მეთოდით,

რომელიც წინა პარაგრაფში იყო გამოყენებული, მიიღება მაღალი ხორკლიანობის ელემენტებიანი ზედაპირების თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა, რომელსაც ზომიერი პრანდტლის რიცხვის მქონე სითხეების შემთხვევაში აქვს ასეთი სახე⁸:

$$Nu = \frac{0.1 \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Pr Re \sqrt{\frac{\xi}{2}}}{\eta_1 Pr + \eta_1 \ln(1+5Pr) + \frac{0.5 Ni Pr}{1+0.165 Ni Pr} - 2.5 \ln\left(\frac{k}{r_j} + \frac{\eta_2}{\eta_0}\right)}. \quad (5.43)$$

ამ შემთხვევაში 5.8 ნახაზზე წარმოდგენილი სქემის გათვალისწინებით, ბლანტი და ბუფერული შრეების გარე საზღვრებამდე უგანზომილებო მანძილების საანგარიშოდ გამოიყენება შემდეგი გამოსახულებები:

$$\eta_1 = 5 \left[\frac{\xi_0/\xi}{1-k/r_j} \right]^{0.75}; \quad \eta_2 = 30 \left[\frac{\xi_0/\xi}{1-k/r_j} \right]^{0.75}. \quad (5.44)$$

(5.43) ფორმულაში ξ_0 შეიძლება ვიანგარიშოთ (1.23) ფორმულით.

წინა პარაგრაფის ანალოგიურად, როცა $Re < Re^*$, $\xi = \xi_{სრ}$, ხოლო როცა $Re > Re^*$, მაშინ ξ იანგარიშება (5.30) ფორმულით.

5.3. ხორკლიანი ზედაპირის მქონე ბრტყელი ფირფიტის თბოგაცემა

5.1 და 5.2 პარაგრაფებში აღწერილი მეთოდით მიიღება თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა ხორკლიანი

⁸ 5.2 და 5.3 პარაგრაფებში გამარტივების მიზნით მიღებულია, რომ $n=1$.

ბრტყელი ფირფიტის ზედაპირის გასწვრივ თბოგადამტანის დინების შემთხვევაში:

$$St = \frac{\sqrt{C_f/2}}{\eta_1 Pr + \eta_1 \ln(1+5Pr) + \frac{0.5 Ni Pr}{1+0.165 Ni Pr} + \frac{1}{\sqrt{C_f/2}} - 2.5 \ln\left(1 + \frac{\eta_2}{Ni}\right) - 8.5}. \quad (5.45)$$

ფორმულაში C_f არის ხახუნის კოეფიციენტი ხორკლიანი ფირფიტის გარსდენის დროს და განისაზღვრება ფორმულით:

$$C_f = C_{f_{სრ}} \left[\frac{\log(5.38 Re_{\delta+}^*)}{\log(5.38 Re_{\delta+})} \right]^2, \quad (5.46)$$

სადაც, $C_{f_{სრ}} = \left[\frac{0.25}{\log(10 Re_{\delta+}/k^+)} \right]^2$, ხოლო $Re_{\delta+}^*$ ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლის რეინოლდსის რიცხვია.

ჩვენ მიერ შემოთავაზებულ მოდელში:

$$\eta_1 = 5 \left[\frac{C_{f0}}{C_f} \right]^{2/3}; \quad \eta_2 = 30 \left[\frac{C_{f0}}{C_f} \right]^2. \quad (5.47)$$

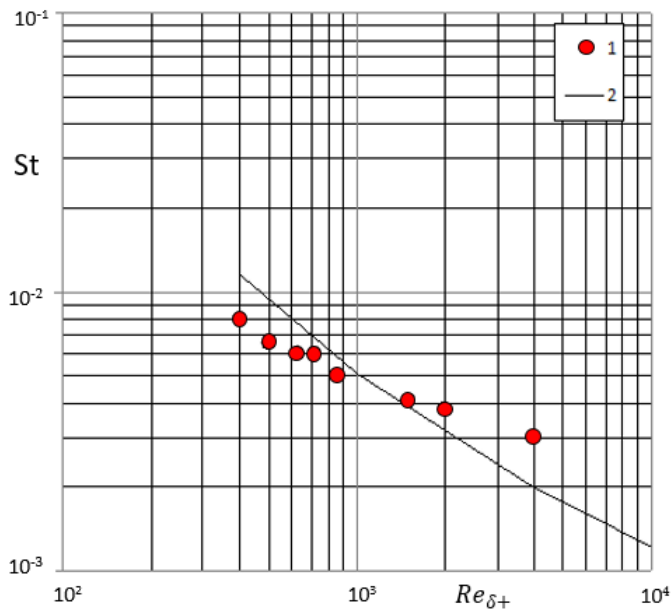
მაღალი ხორკლიანობის ელემენტების შემთხვევაში:

$$\eta_1 = 5 \left[\frac{C_{f0}/C_f}{1-k/r_3} \right]^{0.75}; \quad \eta_2 = 30 \left[\frac{C_{f0}/C_f}{1-k/r_3} \right]^{0.75}, \quad (5.48)$$

სადაც, C_{f0} არის გლუვი ფირფიტის ხახუნის კოეფიციენტი, როგორც ცნობილია [47]:

$$C_{f0} = \left[\frac{0.25}{\log(5.38 Re_{\delta+})} \right]^2. \quad (5.49)$$

(5.46), (5.47), (5.48) და (5.49) ფორმულების გამოყენებით ჩატარდა გაანგარიშებები (5.45) ფორმულის მიხედვით იმ პირობებისათვის, როცა $Pr = 0.71$; $Re_{\delta+}^* = 200$; $Ni = 100$. გაანგარიშების შედეგები წარმოდგენილია ნახ.5.9-ზე. ამავე ნახაზზე წარმოდგენილია ა. ჟუკაუსკასისა და მისი კოლეგების ექსპერიმენტული მონაცემები.



ნახ.5.9. ხორკლიანი ფირფიტის თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე:

1 - ექსპერიმენტული მონაცემები [74]; 2 - (5.45) ფორმულის მიხედვით.

როგორც გრაფიკიდან ჩანს, რეინოლდსის რიცხვის მცირე მნიშვნელობების დროს ექსპერიმენტული წერტილები განლაგებული არიან თეორიულ მრუდზე დაბლა. ხოლო რეინოლდსის რიცხვის შედარებით დიდი მნიშვნელობების დროს – პირუკუ. მიუხედავად ამისა, ისეთი რთული პროცესისათვის, როგორცაა

ხორკლიანი ფირფიტის თბოგაცემა ტურბულენტური ნაკადით მისი გასწვრივი გარსდენის დროს, ექსპერიმენტის თეორიასთან დამთხვევა დამაკმაყოფილებლად შეიძლება ჩაითვალოს.

როგორც არაერთხელ აღვნიშნავს, ტურბულენტური დინებისა და თბოგაცემის მექანიზმები ერთი და იგივე კანონზომიერებებს ემორჩილება, განურჩევლად იმისა, თუ რა პირობებში მიმდინარეობს პროცესები (არხებში დინება, ფირფიტის გარსდენა, ზედაპირზე აფსკის სახით ჩამოდინება). ამიტომ მეხუთე თავში მიღებული ფორმულები სამართლიანი უნდა იყოს ყველა ზემოთ ჩამოთვლილი შემთხვევებისათვის.

ყოველივე ზემოთქმული იმაზე მიუთითებს, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია წარმატებით შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ხორკლიანი ზედაპირების გარსდენისა და თბოგაცემის ფუნდამენტური საკითხების დამუშავებაში.

ჩვენ მიერ მიღებული შედეგების საფუძველზე, შესაძლებელია გავაკეთოთ დასკვნა იმის შესახებ, რომ ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება ტექნიკის სხვადასხვა დანიშნულების თბოგადამცემ დანადგარებში მნიშვნელოვნად გაზრდის ამ დანადგარების ეფექტიანობას და ამასთან ერთად, მათი კომპაქტურობიდან გამომდინარე, ხელს შეუწყობს ძვირადღირებული ლითონმასალების დაზოგვას.

რეზიუმე

ვუძღვნიტ

*ჩვენი კოლეგებისა და მეგობრების
ვაჟა ჯამარჯაშვილის, არჩილ გომელაურისა
და ჯონდო რუსიშვილის ხსოვნას*

მონოგრაფია მიძღვნილია ისეთი აქტუალური საკითხისადმი, როგორცაა ენერგეტიკულ დანადგარებში თბოგადაცემის პროცესის ინტენსიფიკაცია.

თანამედროვე დანადგარებში, როგორებიცაა, მაგალითად, თბოელექტროსადგურების ორთქლგენერატორები, კონდენსატორებისა და ელექტროგენერატორების გაცივების სისტემები, მეტალურგიული, საავიაციო, სარაკეტო, კოსმოსური ტექნიკა, გათბობის სისტემები და ა.შ., უაღრესად დიდი როლი ენიჭება თბოგადაცემის ინტენსიურობის ამაღლებას, რადგან ეს უკანასკნელი განაპირობებს დანადგარების ეფექტურ მუშაობას და, რაც ძალზე მნიშვნელოვანია, მათ კომპაქტურობას.

ვინაიდან თბოგაცემა მყარი ზედაპირიდან სითხეში (აირში) ან პირუკუ წარმოადგენს თბოგადაცემის პროცესის ერთ-ერთ ძირითად შემადგენელ საფეხურს, ცხადია, რომ მისი ინტენსიურობა დიდწილად განაპირობებს თბოგადაცემის პროცესის ინტენსიურობას. აქედან გამომდინარე, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის მეთოდების შესწავლას და დამუშავებას უდიდესი პრაქტიკული მნიშვნელობა ენიჭება. ამასთან ერთად, ვინაიდან თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია განუხრელადაა დაკავშირებული სითხის ნაკადის სასაზღვრო შრეზე ზემოქმედებასთან და ამით გამოწვეულ ნაკადის სტრუქტურის შეცვლასთან, აღნიშნული პრობლემის გამოკვლევას უდიდესი თეორიული მნიშვნელობა აქვს.

მონოგრაფიაში აღნიშნულია, რომ ნებისმიერი მეთოდის გამოყენება სითხის ნაკადში თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის მიზნით

აუცილებლად იწვევს ამ სითხის მოძრაობაზე დახარჯული ენერჯის გაზრდას. ამის გამო, მნიშვნელოვან პრობლემას წარმოადგენს ინტენსიფიკაციის ისეთი მეთოდის გამონახვა, რომელიც უზრუნველყოფს თბოგაცემის მაქსიმალურ ინტენსიფიკაციას ჰიდრავლიკური წინაღობის მინიმალურად გაზრდის პირობებში. ამის გათვალისწინებით, თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის ერთ-ერთ, ყველაზე ეფექტურ საშუალებად შეიძლება მივიჩნიოთ ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება.

მონოგრაფიის შესავალ ნაწილში გაანალიზებულია სითხის ტურბულენტური ნაკადების ჰიდროდინამიკისა და თბოგაცემის საკითხები. გამოკვეთილია იმ მეცნიერთა ღვაწლი, რომლებმაც უდიდესი წვლილი შეიტანეს აღნიშნული საკითხების შესწავლაში.

ხორკლიან მილებში სითხის ნაკადის ჰიდროდინამიკის შესწავლას საფუძველი დაუდეს ჰ.დარსის, ჰ.ბაზინის, რ.მისის, ლ.შილერის და სხვათა გამოკვლევებმა, რომლებიც ჩატარდა მე-19 საუკუნის მეორე ნახევარში და მე-20 საუკუნის დასაწყისში.

განსაკუთრებით აღსანიშნავია ი.ნიკურადის უდიდესი წვლილი ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების სითხის ნაკადით გარსდენის ჰიდროდინამიკური კანონზომიერებების შესწავლაში. გამოკვლევებში, რომლებიც ჩატარდა გასული საუკუნის 30-იან წლებში გიოტინგენის კაიზერ ვილჰელმის (ამჟამად მაქს პლანკის) ინსტიტუტში, ი.ნიკურადემ სხვა მნიშვნელოვან საკითხებთან ერთად, ექსპერიმენტულად დაადგინა ხორკლიანობის გამოვლინების სამი რეჟიმი, რომლებსაც განსაზღვრავს უგანზომილებო კომპლექსის – $k_s u_* / \nu$ -ის მნიშვნელობა⁹.

⁹ 2008 წელს მინსკის სითბოსა და მასის გადაცემის მე-6 საერთაშორისო ფორუმზე წიგნის ერთ-ერთი ავტორი, თ. მაგრაქველიძე ფორუმის მონაწილეთა წინაშე გამოვიდა წინადადებით იმის თაობაზე, რომ გლუვ და ხორკლიან არხებში ტურბულენტური დინების კანონზომიერებების დადგენის საქმეში ი. ნიკურადის დიდი დამსახურების აღსანიშნავად ზემოთ ხსენებულ უგანზომილებო კომპლექსს ეწოდოს ივანე ნიკურადის სახელი და აღინიშნოს შემდეგნაირად: $Ni = k_s u_* / \nu$.

ხსენებული რეჟიმებია:

1. რეჟიმი, რომელშიც საერთოდ არ გამოვლინდება ხორკლიანობა. ამ რეჟიმის დროს ხორკლიანობის ელემენტები მთლიანად არიან ჩაძირული ბლანტ ქვეშრეში:

$$0 \leq Ni \leq 5.$$

ამ რეჟიმში ჰიდრაულიკური წინაღობა დამოკიდებულია რეინოლდსის რიცხვზე $\xi = f(Re)$ და მისი აბსოლიტური მნიშვნელობა ისეთივეა, როგორც გლუვი არხების შემთხვევაში.

2. გარდამავალი, ანუ ხორკლიანობის ნაწილობრივი გამოვლინების რეჟიმი, რომლის დროსაც ხორკლიანობის ელემენტების წვეროები იმყოფებიან ბუფერულ შრეში:

$$5 \leq Ni \leq 70.$$

გარდამავალ რეჟიმში ჰიდრაულიკური წინაღობის კოეფიციენტი წარმოადგენს როგორც ხორკლიანობის ელემენტის ფარდობითი სიმაღლის, ისე რეინოლდსის რიცხვის ფუნქციას:

$$\xi = f\left(\frac{k_s}{r_0}, Re\right).$$

3. ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმი, რომლის დროსაც ხორკლიანობის ელემენტების წვეროები იმყოფებიან ნაკადის ტურბულენტური ბირთვის გარე საზღვარზე:

$$Ni > 70$$

ამ რეჟიმში ჰიდრაულიკური წინაღობის კოეფიციენტი დამოკიდებულია მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტის სიმაღლეზე - k_s (ავტომოდელური რეჟიმი).

პირველი სისტემატური გამოკვლევა, რომელშიც შესწავლილი იყო ხორკლიან მილებში ერთფაზა თბოგადამტანის ნაკადში თბოგაცემის საკითხები ჩატარდა ვ. ნუნერის მიერ მე-20 საუკუნის 50-იან წლებში იმავე გიოტინგენის ინსტიტუტში. ამ გამოკვლევაში, მრავალრიცხოვან ექსპერიმენტულ შედეგებთან ერთად, მის მიერ შემოთავაზებული იყო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელი და მის საფუძველზე მიღებული თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა.

ვ. ნუნერის ფიზიკური მოდელის მიხედვით თბოგამცემი ზედაპირის ხორკლიანობა იწვევს თბოგადამტანის ნაკადის ბირთვში დამატებით ტურბულიზაციას, და შესაბამისად, ნაკადის ბირთვის თერმული წინაღობის შემცირებას. აქედან გამომდინარე, ვ. ნუნერის მოდელის თანახმად, ხელოვნური ხორკლიანობის ეფექტი თბოგაცემაზე მნიშვნელოვანი უნდა იყოს ისეთი სითხეების შემთხვევაში, რომელთა $Pr < 1$ (თხიერი ლითონები), რაც შემდგომ ექსპერიმენტებში არ დადასტურდა.

ვ. ნუნერის ფიზიკური მოდელის უზუსტობა მკაფიოდ იქნა დასაბუთებული აკად. ვ. გომელაურის გამოკვლევაში, რომლის თანახმად, ნუნერისაგან განსხვავებით, ხორკლიანობის ელემენტებიდან მოწყვეტილი გრიგალები ნაკადის ბირთვის ტურბულიზაციასთან ერთად, იწვევენ სასაზღვრო შრის მნიშვნელოვან შემფოთებას (შეიძლება ითქვას გათხელება^{საც კი}), რაც განაპირობებს თბოგაცემის ინტენსიფიკაციას. აქედან გამომდინარე, ვ. გომელაურის მოდელის თანახმად, ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე მნიშვნელოვანი უნდა იყოს ისეთი სითხეებისათვის, რომელთა $Pr > 1$. ვ. გომელაურის მიერ მიღებული იყო ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო კრიტერიული განტოლება, რომელიც კარგად აზოგადებს მრავალრიცხოვან ექსპერიმენტულ მონაცემებს. ვ. გომელაურის მიერ გამოთქმული მოსაზრებები შემდგომში სრულად დადასტურდა როგორც ვ. გომელაურისა და მისი მოწაფეების, ისე სხვა ავტორთა გამოკვლევებში.

ხელოვნური ხორკლიანობის მქონე ზედაპირების ჰიდროდინამიკისა და თბოგაცემის საკითხების თეორიული ანალიზი, რომელიც ძირითადად დამყარებულია თერმოჰიდროდინამიკურ ანალოგიაზე, მოცემულია სხვადასხვა ავტორთა შრომებში. მათ შორის შეიძლება გამოიყოს დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის გამოკვლევა, რომელშიც თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის საფუძველზე მიღებული იყო ქვიშისებური ხორკლიანობის (ნიკურადის ხორკლიანობა) მქონე ზედაპირების თბოგაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც კარგად აზოგადებს მათსავე ექსპერიმენტულ მონაცემებს.

უნდა აღინიშნოს, რომ დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის მოდელში იგულისხმება, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია ხორკლიან მილებში მართებულია სრული ჰიდრაულიკური წინაღობისათვის. ამასთან, ცნობილია, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია მართებულია მხოლოდ ხახუნის წინაღობისათვის, ანუ სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინაღობა პირდაპირ გავლენას არ ახდენს თბოგაცემის პროცესზე. ამდენად, ზემოხსენებული ექსპერიმენტული მონაცემების თანხვედრა თეორიასთან გარკვეულწილად შემთხვევითობად უნდა ჩაითვალოს.

აღნიშნული შეუსაბამობა გაითვალისწინა ვ. მიგაიმ, თუმცა, უნდა ითქვას, რომ მის მიერ შემოთავაზებული სრული წინაღობიდან ხახუნის წინაღობის გამოყოფის მეთოდი ვერ ჩაითვლება სრულყოფილად. კერძოდ, ვ. მიგაის მოდელის თანახმად, ხორკლიან მილებში ფორმის წინაღობა თავს იჩენს როდესაც $Re=5000$ და არ არის დამოკიდებული ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლეზე, რაც ექსპერიმენტულად არ დასტურდება.

სრული ჰიდრაულიკური წინაღობიდან ხახუნის წინაღობის გამოყოფის საინტერესო მეთოდი იყო შემოთავაზებული მონოგრაფიის ერთ-ერთი ავტორის (თ. მაგრაქველიძის) მიერ შესრულებულ გამოკვლევაში. ამ სამუშაოში ს. ქუთათელაძის მოსაზრებებზე დაყრდნობით მიღებული იყო, რომ ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლამდე ხახუნის წინაღობა ტოლია სრული

ჰიდრავლიკური წინაღობისა, ხოლო ავტომოდელურ რეჟიმში გადასვლისთანავე თავს იჩენს ხორკლიანობის ელემენტების ფორმის წინაღობა. შემოთავაზებული იყო ავტომოდელურ რეჟიმში ხახუნის წინაღობის საანგარიშო ფორმულა.

თანამედროვე დანადგარებში თბოგაცემის პროცესი შეიძლება მიმდინარეობდეს თბოგამცემ ზედაპირზე აფსკის ჩამოდინების პირობებში. ასეთ პროცესებს ადგილი აქვს თბოელექტროსადგურების კონდენსატორებში, ატომურ ელექტროსადგურებში, ქიმიურ და ტექნოლოგიურ დანადგარებში და სხვა. ამის გამო, თბოგაცემის ინტენსიფიკაცია ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში უაღრესად დიდ პრაქტიკულ ინტერესს იმსახურებს.

საკითხის აქტუალობიდან გამომდინარე, და პრობლემის არასაკმარისად შესწავლის გათვალისწინებით, მონოგრაფიის ავტორთა მიერ გადაწყდა ფართომასშტაბური ცდების ჩატარება, რისთვისაც შეიქმნა სათანადო ექსპერიმენტული დანადგარი.

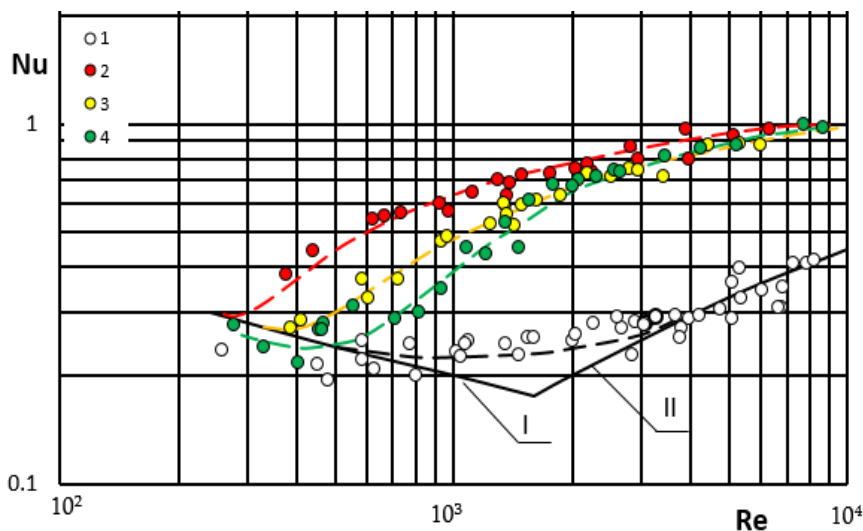
მონოგრაფიის ექსპერიმენტული ნაწილი მიძღვნილია ზედაპირებზე ჩამოდინარე სითხის აფსკის თბოგაცემის საკვლევი ექსპერიმენტული დანადგარის აღწერის, ექსპერიმენტების ჩატარებისა და მიღებული შედეგების ანალიზისადმი.

ექსპერიმენტები ჩატარდა დანადგარზე, რომელიც მუშაობდა როგორც ღია, ისე ჩაკეტილი კონტურის რეჟიმებში. ღია კონტურის პირობებში ექსპერიმენტები ჩატარდა წყალზე, ხოლო ჩაკეტილი კონტურის პირობებში – სპირტსა და წყლის დისტილატზე. ექსპერიმენტებში საცდელ უბნად გამოყენებული იყო ვერტიკალურად განთავსებული უჟანგავი ფოლადის მილი. ასევე ჩატარდა ექსპერიმენტები ვერტიკალურად განთავსებულ ფირფიტაზე. ორივე შემთხვევაში ექსპერიმენტული უბანი ხურდებოდა მასში დაბალი ძაბვის ელექტროდენის უშუალო გატარებით.

სითხის ხარჯი კონტურში, საცდელ უბანზე მიწოდებული სიმძლავრე, სითხისა და საცდელი უბნების ტემპერატურები იზო-

მებოდა თანამედროვე, მაღალი კლასის საზომი ხელსაწყოებით. ამასთან, საცდელი მილის კედლის ტემპერატურის გასაზომად გამოყენებული იყო კარგად აპრობირებული თერმოწყვილებით გაზომვის მეთოდი, ხოლო ბრტყელი ფირფიტის კედლის ლოკალური ტემპერატურების გასაზომად კი – უკონტაქტო მეთოდი, რისთვისაც გამოყენებული იყო FLUKE-ს ფირმის Ti60+ მარკის ინფრაწითელი კამერა.

აღნიშნული ექსპერიმენტების შედეგად დადგენილია ხელოვნური ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენებით თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის არაერთი საინტერესო საკითხი. ექსპერიმენტული მონაცემების ნაწილი ლოგარითმულ კოორდინატებში (Nu , Re) წარმოდგენილია 1-ლ ნახაზზე.



ნახ.1. ხორკლიანობის ელემენტების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემაზე, $Pr=9-10$:

1 - გლუვი ზედაპირი;

ხორკლიანი ზედაპირები - $s/h=10$: 2 - $h=1\text{მმ}$; 3 - $h=0.5\text{მმ}$; 4 - $h=0.3\text{მმ}$;

I - კ. ჩჟუნის და რ. სებანის ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაბუნცოვის ფორმულის მიხედვით.

ამ გრაფიკზე ექსპერიმენტული მონაცემები გასაშუალებულია წყვეტილი ხაზებით. მთლიანი ხაზი I შეესაბამება კ. ჩჟუნის და რ. სებანის ფორმულას აფსკის დინების ლამინარულ-ტალღური რეჟიმისათვის, ხოლო, ხაზი II – დ. ლაბუნცოვის ფორმულას აფსკის დინების ლამინარულ-ტალღურიდან ტურბულენტურ რეჟიმში გარდამავალი ზონისათვის.

გრაფიკიდან ჩანს, რომ ექსპერიმენტული მონაცემები გლუვი ზედაპირებისათვის კარგ თანხვედრაშია კ. ჩჟუნის და რ. სებანის და დ. ლაბუნცოვის ფორმულებთან.

წარმოდგენილი მონაცემების თანახმად, ჩამოდინების ლამინარულ რეჟიმში თბოგაცემი ზედაპირის ხორკლიანობა პრაქტიკულად არ ახდენს გავლენას თბოგაცემის ინტენსიურობაზე. მაგრამ, აშკარად შეინიშნება ლამინარული აფსკის ტურბულიზაცია რეინოლდსის გაცილებით უფრო ნაკლები მნიშვნელობის დროს, ვიდრე ამას ადგილი აქვს გლუვი ზედაპირების შემთხვევაში.

ხსენებული ტურბულიზაცია ხორკლიანობის შვერილების დიდი სიმაღლის შემთხვევაში ხდება უფრო დაბალი რეინოლდსების დროს, ვიდრე შვერილების მცირე სიმაღლის შემთხვევაში. აღსანიშნავია, რომ ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალი რეჟიმის დროს ხელოვნური ხორკლიანობა განაპირობებს თბოგაცემის ინტენსიურობის მნიშვნელოვან ზრდას. ამასთან, ინტენსიფიკაციის ხარისხი იზრდება შვერილების სიმაღლის ზრდით.

ასევე მნიშვნელოვანია ხორკლიანობის ეფექტი თბოგაცემაზე ტურბულენტურ რეჟიმში. ამ შემთხვევაში აღნიშნული ეფექტი პრაქტიკულად არ არის დამოკიდებული შვერილების სიმაღლეზე.

აღნიშნულ დანადგარზე შესწავლილია სხვადასხვა ტიპის ხორკლიანობის (პირამიდული, ორგანოზომილებიანი, ღრმულებიანი, კომბინირებული) გავლენა თბოგაცემის ინტენსიურობაზე ვერტიკალურ ზედაპირზე სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში. უნდა აღინიშნოს, რომ თბოგაცემის ინტენსიფიკაციის თვალსაზ-

რისით გამოკვლეულ ზედაპირებს შორის ყველაზე ეფექტური აღმოჩნდა ორგანოზომილებიანი და კომბინირებული ხორკლიანობის მქონე ზედაპირები.

განსაკუთრებულ ყურადღებას იმსახურებს შედეგები, რომელთა თანახმად, ხელოვნური ხორკლიანობის გამოყენება სითხის აფსკის ჩამოდინების პირობებში ლამინარულიდან ტურბულენტურში გარდამავალ რეჟიმში განაპირობებს თბოგაცემის ინტენსიურობის ზრდას 3-ჯერ და მეტად.

მონოგრაფიაში წარმოდგენილი ორგანოზომილებიანი ხორკლიანობის მქონე ვერტიკალური მილის ზედაპირის თბოგაცემის ექსპერიმენტული მონაცემების გაზოგადებისათვის ავტორთა მიერ მიღებულია თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა, რომელიც დ. ლაზუნცოვის (გლუვი ზედაპირებისათვის) ცნობილი ფორმულის მოდიფიკაციას წარმოადგენს:

$$Nu = \frac{0.175 Pr^{1.2}(Re/1600)}{Pr^{0.35} + 0.9 [(Re/1600)^{0.8} Pr^{0.5} - 1]} \cdot \quad (1)$$

(1) ფორმულის შედარება ჩვენ მიერ მიღებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებთან წარმოდგენილია მე-2 ნახაზზე.

როგორც ნახაზიდან ჩანს, ფორმულა (1) კარგ თანხვედრაშია ექსპერიმენტულ მონაცემებთან, რაც იმაზე მიუთითებს, რომ დ. ლაზუნცოვის ფორმულა, სათანადო შესწორებებით, წარმატებით შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევაშიც.

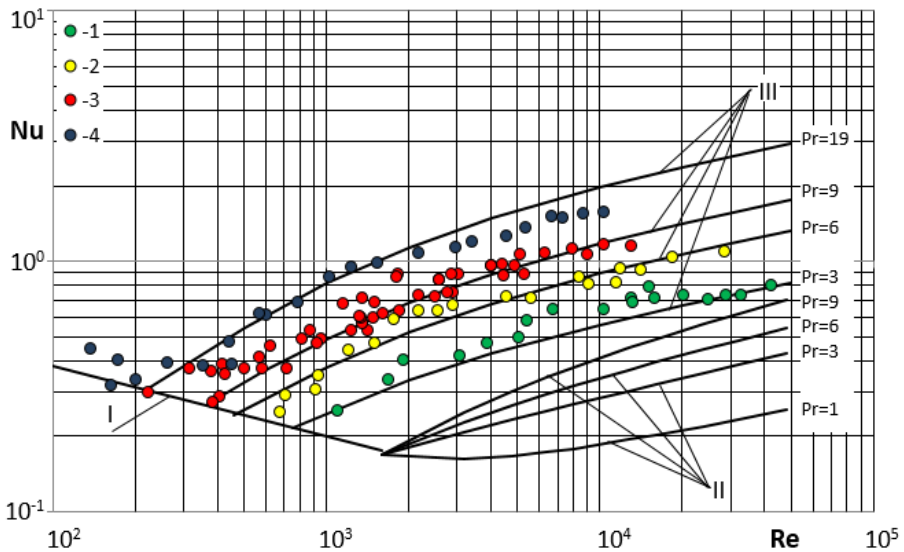
ძალზე საინტერესო შედეგები იქნა მიღებული ვერტიკალური ფირფიტის ზედაპირზე ჩამოდინარე წყლის აფსკში თბოგაცემაზე ხელოვნური ხორკლიანობის გავლენის გამოსაკვლევად. კერძოდ, უდიდეს ინტერესს იმსახურებს ხორკლიანობის ელემენტებს შორის თბოგაცემის ინტენსიურობის ლოკალური მნიშვნელობების დადგენა, რაც შესაძლებელი გახდა თბოგამცემი კედლის ხორკლიანობის

ელემენტებს შორის მრავალ წერტილში ტემპერატურების უკონტაქტო მეთოდით გაზომვით.

მე-3 ნახაზზე წარმოდგენილია თბოგაცემის ლოკალური კოეფიციენტების დამოკიდებულება ხორკლიანობის ელემენტებს შორის მანძილზე.

როგორც გრაფიკიდან ჩანს, თბოგაცემის კოეფიციენტების ლოკალური მნიშვნელობები შედარებით დაბალია უშუალოდ ხორკლიანობის ელემენტებზე და მათ მიმდებარე ზონაში (ნახ.3ა).

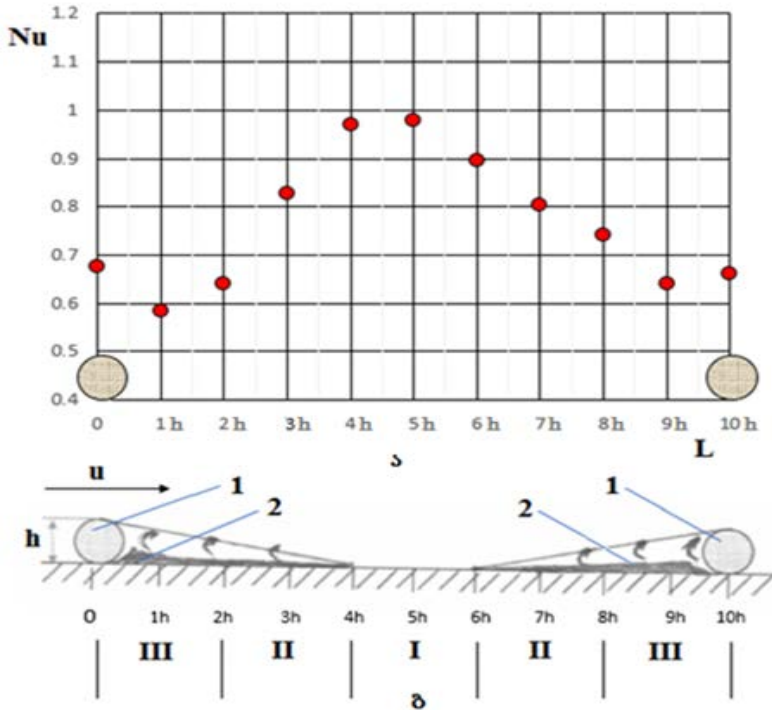
ელემენტიდან L მანძილის ზრდასთან ერთად, თბოგაცემის კოეფიციენტის მნიშვნელობა ჯერ იზრდება, დაახლოებით (4 - 5)h-ზე აღწევს მაქსიმუმს და შემდეგ კვლავ მცირდება.



ნახ.2. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე:

ხორკლიანი ზედაპირები, $h=0.5$, $s/h=10$: 1 - Pr = 3; 2 - Pr = 6; 3 - Pr = 9; 4 - Pr = 19;

I - კ. ჩჟუნის და რ. სებანის ფორმულის მიხედვით; II - დ. ლაბუნცოვის ფორმულის მიხედვით; III - ფორმულა (1)-ის მიხედვით.



ნახ.3. თბოგაცემის ლოკალური კოეფიციენტების მნიშვნელობები

ხორკლიანობის ელემენტების თავზე და მათ შორის, $Re=1972$:

1 - ხორკლიანობის ელემენტი; 2 - ბლანტი ქვეშრე.

მიღებული შედეგები საფუძველს გვაძლევს, ჩავთვალოთ, რომ ხორკლიანობის ელემენტიდან $(4-6)h$ ზონაში ელემენტების წვეროებიდან მოწყვეტილი გრიგალების ზემოქმედების შედეგად ბლანტი სასაზღვრო შრის ტურბულიზაციის გამო I ზონაში – თბოგაცემის ინტენსიურობა მაქსიმალურია. ამ ზონის მარცხნივ და მარჯვნივ (ზონები II) იწყება ბლანტი სასაზღვრო შრის განახლება და, შესაბამისად, თბოგაცემის ინტენსიურობის კლება. ზონებში – III (ხორკლიანობის ელემენტების წინ და უკან) გვაქვს ე.წ. “მკვდარი ზონები”, რომლებშიც თბოგაცემის ინტენსიურობა თავის მინიმუმზე დადის, თუმცა მათში მოძრაობის გრიგალური ხასიათის გამო

თბოგაცემის ინტენსიურობა მაინც მაღალი რჩება გლუვ ზედაპირთან შედარებით (ნახ. 3.ბ).

მე-3 ნახაზზე წარმოდგენილ შედეგებს უაღრესად დიდი მნიშვნელობა აქვს ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის მექანიზმის დადგენის საქმეში.

რამდენადაც ჩვენთვის ცნობილია, პირველი ექსპერიმენტები ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის პროცესში ხორკლიანობის ელემენტებს შორის თბოგაცემის ინტენსიურობის ლოკალური მნიშვნელობების დასადგენად ჩატარებული იყო ვ. გომელაურის, რ. კანდელაკისა და მ. ყიფშიძის მიერ ჰორიზონტალურად განთავსებულ ოთხკუთხა არხში სითხის ტურბულენტური დინებისა და თბოგაცემის პირობებში. აღნიშნულ ექსპერიმენტებში თბოგამცემ ელემენტს წარმოადგენდა არხის ქვედა წახნაგზე დაწებებული უჟანგავი ფოლადის თხელი ფირფიტა, რომელიც ხურდებოდა მასში დაბალი ძაბვის ელექტროდენის უშუალო გატარებით. ამ ექსპერიმენტებში ხორკლიანობის ელემენტებს შორის კედლის ტემპერატურისა და, შესაბამისად, თბოგაცემის ინტენსიურობის ლოკალური მნიშვნელობების დასადგენად გამოყენებული იყო კედლის ტემპერატურის თერმოწყვილებით გაზომვის მეთოდი.

ამ გამოკვლევაში მიღებულმა შედეგებმა სრულად დაადასტურეს ვ. გომელაურის მიერ შემოთავაზებული მექანიზმის სამართლიანობა. მაგრამ, ამასთან ერთად, უნდა აღინიშნოს, რომ თბოგამცემი კედლის ზედაპირზე მრავალი თერმოწყვილის განთავსება უთუოდ გამოიწვევდა თბოგამცემ კედელში ტემპერატურული ველის გარკვეულ ცვლილებას, მით უმეტეს იმ შემთხვევაში, როდესაც თბოგამცემი ელემენტი ხურდება ელექტროდენის უშუალო გატარებით. თუმცა, ისიც გასათვალისწინებელია, რომ იმ პერიოდში პრაქტიკულად არ არსებობდა თბოგამცემი კედლის ტემპერატურების გაზომვის სხვა, უფრო სრულყოფილი საშუალება.

მონოგრაფიის ავტორთა მიერ შემოთავაზებული უკონტაქტო გაზომვის მეთოდი, რომელიც ითვალისწინებს თბოგამცემი კედლის

ტემპერატურის ლოკალური მნიშვნელობების გაზომვას ნებისმიერ წერტილში, ცხადია, გამორიცხავს ცდომილებას, რომელიც შეიძლება გამოწვეული იყოს გაზომვების დროს გარე შემფოთებებით.

მონოგრაფიის თეორიული ნაწილი ეძღვნება თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენებას ხორკლიანი ზედაპირების ტურბულენტური ნაკადით გარსდენისა და თბოგაცემის საკითხებს.

ხორკლიანი ზედაპირების თბოგაცემის საკითხებს არაერთი თეორიული გამოკვლევა მიემდვნა. ეს თეორიული გამოკვლევები ამა თუ იმ ფორმით ეყრდნობა თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპებს.

როგორც ცნობილია, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენებამ თბოგადაცემის პროცესის თეორიული ანალიზისათვის საკმაოდ კარგი შედეგი გამოიღო გლუვი ზედაპირების შემთხვევაში. ამასთან ერთად, ხორკლიანი ზედაპირების შემთხვევისათვის ხსენებული ანალოგიის გავრცობა მეტისმეტად რთულ პრობლემებთანაა დაკავშირებული. უფრო მეტიც, ზოგი ავტორის აზრით, იმ შემთხვევაში, როდესაც ადგილი აქვს ზედაპირიდან სასაზღვრო შრის მოწყვეტას და შემდგომ მიერთებას, თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის პრინციპების გამოყენება არ არის გამართლებული. ამასთან, ზოგი გამოკვლევის ავტორთა აზრით თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგიის გამოყენება შესაძლოა გამართლებული იყოს მჭიდროდ განლაგებული ხორკლიანობის ელემენტების მქონე ზედაპირების შემთხვევაში.

მრავალრიცხოვანი ექსპერიმენტული და თეორიული გამოკვლევების ანალიზი უჩვენა, რომ ხორკლიანი ზედაპირების გარსდენის დროს, ამ ზედაპირის გასწვრივ ყალიბდება სასაზღვრო შრე, რომლის სტრუქტურა, ზოგადად, შეიძლება განისაზღვროს იმავე პარამეტრებით, რითაც განისაზღვრება იგი გლუვი ზედაპირის გარსდენის შემთხვევაში. მაგრამ, ამასთან, მხედველობაში უნდა იქნეს მიღებული ის გარემოება, რომ ზედაპირზე ხორკლიანობის

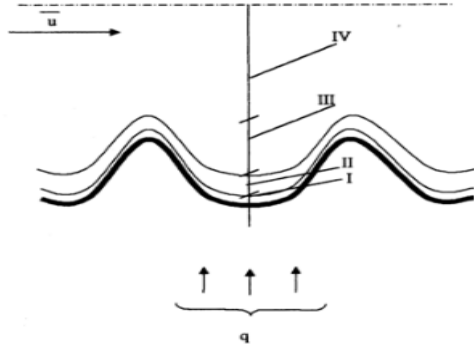
ელემენტების არსებობა განაპირობებს გრიგალების წარმოქმნას, რომლებიც წყდებიან რა ხორკლიანობის ელემენტების წვეროებიდან იწვევენ სასაზღვრო შრის შემფოთებას და, შესაბამისად, მისი სისქის შემცირებას.

ზოგადად, ხორკლიანი ზედაპირი შეიძლება განხილულ იქნეს, როგორც ბორცვებისა და ჩაღრმავებების ერთობლიობა (ნახ.3). შეიძლება დავუშვათ, რომ ასეთი ზედაპირის ტურბულენტური ნაკადით გარსდენისას, ისევე, როგორც გლუვი ზედაპირის გარსდენის შემთხვევაში, კედლის უშუალო მახლობლობაში ყალიბდება ბლანტი (კვაზილამინარული) და ბუფერული (გარდამავალი) შრეები. აღნიშნული შრეები ყალიბდება არა მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტებს შორის არსებულ ჩაღრმავებებში, არამედ თვით ელემენტების თავებზეც. ცხადია, რომ, აღნიშნული შრეების სისქეები არათანაბარი იქნება ზედაპირის გასწვრივ. კერძოდ, როგორც ბლანტი, ისე ბუფერული შრეების სისქე უფრო მცირე იქნება ელემენტების წვეროებთან, ვიდრე ელემენტებს შორის ჩაღრმავებებში. მიუხედავად ამისა, ხორკლიანობის ელემენტების შედარებით მცირე სიმაღლის შემთხვევაში, შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ მთელი ზედაპირის გასწვრივ ყალიბდება ე.წ. “ეფექტური სისქის“ მქონე ბლანტი და ბუფერული შრეები¹⁰.

შეიძლება დავუშვათ, რომ ელემენტებს შორის წარმოიქმნება, აგრეთვე, გრიგალური ბირთვი, რომლითაც დაფარულია არა მთელი თბოგადამცემი მილი, არამედ ამ ზედაპირის მხოლოდ ხორკლიანობის ელემენტებს შორისი ნაწილი. აღნიშნულ მოდელში, რა თქმა უნდა, გათვალისწინებულია, აგრეთვე, ნაკადის ტურბულენტური ბირთვის არსებობაც (ნახ.4).

ვიხილავთ ტურბულენტურ დინებას ცილინდრულ მილში. სითბო გადაეცემა მილის კედლიდან სითხის ნაკადს.

¹⁰ უნდა შევნიშნოთ, რომ ბლანტი და ბუფერული შრეების არსებობა ერთგვარად პირობითია და შემოღებულია ტურბულენტური დინების მექანიზმის გამარტივების მიზნით.



ნახ.4. ხორკლიანი ზედაპირის თბოგადაცემის პროცესის ფიზიკური მოდელის სქემა:

I - ბლანტი შრე; II - ბუფერული (გარდამავალი) შრე; III - გრიგალური ბირთვი ხორკლიანობის ელემენტებს შორის; IV - ნაკადის ტურბულენტური ბირთვი.

ხორკლიანობის შექმნით გამოწვეული ზედაპირის ფართის გაზრდის გამო:

$$\frac{F_{\beta\text{ლ}}}{F_b} = n; \quad q_b = q_{\beta\text{ლ}} n; \quad \tau_b = \tau_{\beta\text{ლ}} n, \quad (n < 1). \quad (2)$$

(2)-ის გათვალისწინებით მხეზი ძაბვის განტოლება, რომელიც ფაქტობრივად მოძრაობის განტოლების გამარტივებულ სახეს წარმოადგენს, ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ასე ჩაიწერება:

$$\tau_j n (1 - y/r_0) = \rho (\nu + \nu_{\beta}) \frac{du}{dy}. \quad (3)$$

ხოლო, თბური ნაკადის განტოლებას, რომელიც ენერგიის განტოლებიდან მიიღება, ხორკლიანი ზედაპირებისათვის ასე ჩაიწერება:

$$q_j n (1 - y/r_0) = -\rho C_p (\nu/Pr + \nu_{\beta}/Pr_{\beta}) \frac{dt}{dy}. \quad (4)$$

თუ შემოვიღებთ აღნიშვნებს:

$$u_* = \sqrt{\tau_j n / \rho}, \quad \varphi = \frac{u}{u_*} \quad \text{და} \quad \eta = \frac{\gamma u_*}{\nu}, \quad (5)$$

(2) და (3) განტოლებების საფუძველზე მიიღება თბოგაცემის ინტენსიურობის საანგარიშო ფორმულა, რომელსაც პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობებისთვის ასეთი სახე აქვს:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Pr Re \sqrt{\xi/2}}{f(\eta_1, Pr) + \eta_1 \ln \left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1 Pr}{\eta_1}\right) + A_1 - 2.5 B_1}. \quad (6)$$

სადაც,

$$A_1 = \frac{K Ni Pr}{1 + 0.165 Ni Pr}; \quad B_1 = \sqrt{n^{-1}} \ln \left(\frac{Ni}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{\eta_0} \right).$$

წარმოდგენილი მოდელის თანახმად:

$$\eta_1 = 5 \left(\xi_0 / \xi \right)^{2/3}; \quad \eta_2 = 30 \left(\xi_0 / \xi \right)^{2/3}$$

ξ_0 არის ჰიდრავლიკური წინაღობის კოეფიციენტი გლუვი ზედაპირის შემთხვევაში და იანგარიშება ფორმულით:

$$\xi_0 = (\log Re)^{-2.49} \quad (7)$$

ξ არის ხახუნის წინაღობის კოეფიციენტი ხორკლიანი მილისათვის.

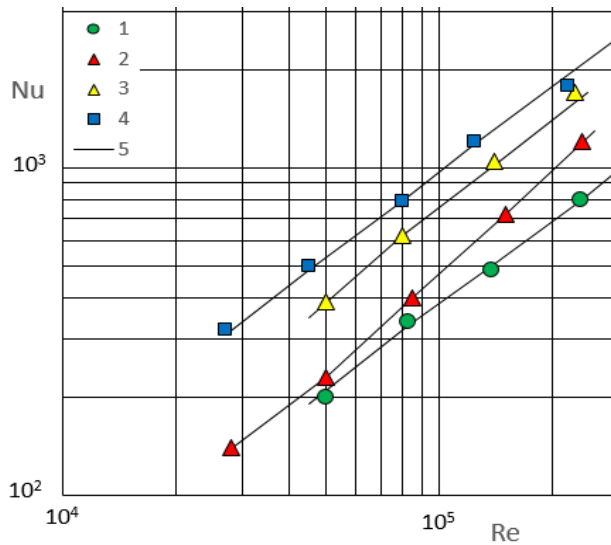
მოდელის თანახმად, როცა $Re < Re_*$, $\xi = \xi_{სრ}$, ხოლო ხორკლიანობის სრული გამოვლინების რეჟიმში, როცა $Re \geq Re_*$:

$$\xi = \xi_{სრ} \left(\frac{\log Re_*}{\log Re} \right)^{2.49}.$$

$\xi_{\text{სრ}}$ და Re_* განისაზღვრება ი. ნიკურადის ექსპერიმენტების მიხედვით.

როდესაც $Ni = 0$, $\xi = \xi_0$ (6) ფორმულა ლებულოზს ბეტჩელორ-მარტინელ-კარმანის ცნობილი ფორმულის სახეს, რომელიც სამართლიანია გლუვი ზედაპირებისათვის თბოგადამტანის პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში.

მე-5 ნახაზზე ლოგარითმულ კოორდინატებში $Nu = f(Re)$ დამოკიდებულების სახით წარმოდგენილია (6) ფორმულის შედარება დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან გლუვი და ხორკლიანი მილებისათვის.



ნახ.5. თბოგაცემის ინტენსიურობის დამოკიდებულება რეინოლდსის რიცხვზე, $Pr=2.79$:

დ. დიპრეისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემები: 1 - გლუვი ზედაპირი; ხორკლიანი ზედაპირები: 2 - $h/r_0 = 0.0048$; 3 - $h/r_0 = 0.0276$; 4 - $h/r_0 = 0.0976$; 5 - (6) ფორმულის მიხედვით.

როგორც მე-5 ნახაზიდან ჩანს, ჩვენ მიერ მიღებული თბოგადაცემის კოეფიციენტის საანგარიშო ფორმულა (6)

პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების შემთხვევაში კარგ თანხვედრაშია დ. დიპრისა და რ. საბერსკის ექსპერიმენტულ მონაცემებთან.

ზემოთქმული იმაზე მიუთითებს, რომ თერმოჰიდროდინამიკური ანალოგია წარმატებით შეიძლება გამოყენებულ იქნეს ხორკლიანი ზედაპირების გარსდენისა და თბოგაცემის ფუნდამენტური საკითხების დამუშავებაში.

ავტორთა მიერ მიღებული შედეგების საფუძველზე, მონოგრაფიაში გაკეთებულია დასკვნა იმის შესახებ, რომ ხორკლიანობის მეთოდის გამოყენება ტექნიკის სხვადასხვა დანიშნულების თბოგადამცემ დანადგარებში მნიშვნელოვნად გაზრდის ამ დანადგარების ეფექტიანობას და ამასთან ერთად, მათი კომპაქტურობიდან გამომდინარე, ხელს შეუწყობს ძვირადღირებული ლითონმასალების დაზოგვას.

**პროექტი განხორციელდა შოთა
რუსთაველის საქართველოს ეროვნული
სამეცნიერო ფონდის ფინანსური
ხელშეწყობით (გრანტი FR-19-3034).**

**Magrakvelidze T., Gigineishvili G., Lomidze Kh.,
Mikashavidze A., Koberidze T.**

**Intensification of Heat Transfer by the Method of Artificial
Roughness at a Liquid Film Flowing Down a Vertical Surface**

Georgian Technical University
77, M. Kostava Street, 0160, Tbilisi, Georgia

Summary

**Dedicated
to the memory of our colleagues and friends
Vazha Jamardzhashvili, Archil Gomelauri
and Jondo Rusishvili**

Used designations:

- α – Heat transfer coefficient, $W/(m^2 K)$;
- a – Liquid thermal diffusivity coefficient, m^2/c ;
- c_p – Specific heat capacity of liquid, $kJ/(kg K)$;
- η – Dimensionless distance from the wall;
- η_1 – Dimensionless distance to the outer boundary of the viscous sublayer;
- η_2 – Dimensionless distance to the outer boundary of the buffer zone;
- F – Heat transfer surface area, m^2 ;
- G – Intensity of irrigation of the heat transfer surface, m^2/c ;
- h – Height of two-dimensional roughness elements, mm ;
- k_s – Height of J. Nikuradze roughness (“sandy”) elements, mm ;
- L – Defining geometric dimension, m ;
- λ – Liquid thermal conductivity coefficient, $W/(m K)$;
- ν – Kinematic coefficient of liquid viscosity, m^2/c ;
- ξ – Hydraulic resistance coefficient;
- q – Specific heat flux, W/m^2 ;
- r_0 – Radius of pipe, m ;
- ρ – Liquid density, kg/m^3 ;

s – Step between roughness elements, mm;
 s/h – Relative Step between roughness elements;
 τ – Shear stress, N/m²;
 u – Velocity of liquid flow, m/c;
 u_* – Dynamic velocity, m/c;
 $\varphi = \frac{u}{u_*}$ – Dimensionless velocity, m/c;
 y – Distance from heating surface, m.

Criteria:

$Ni = k_s u_* / \nu$ – Nikuradze number;

$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda}$ – Nusselt number;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ – Prandtl number;

$Re = \frac{u L}{\nu}$ – Reynolds number

Re_* – The Reynolds number at which the full manifestation of roughness begins.

Indexes: w – viscous; sm – smooth; r – rough; t – turbulent.

The monograph is dedicated to such a relevant problem as the intensification of the heat transfer process in power devices.

In modern installations, such as, for example, steam generators of thermal power plants, cooling systems of condensers and electric generators, metallurgical, aviation, rocket, space equipment, heating systems, etc., an extremely large role is assigned to increasing the intensity of heat transfer, because the efficient operation of the equipment and, most importantly, its compactness, depend on the latter.

The intensity of heat transfer from a solid surface to a liquid (gas) or steam, and vice versa, largely determines the intensity of the heat transfer process between two heat carriers through the solid heating surface mentioned above. Therefore, the study and development of heat transfer intensification methods are of great practical importance. Along with this, since the intensification of heat transfer is inextricably linked to the

impact of the fluid flow on the boundary layer and the change in the structure of the flow caused by this, the investigation of the mentioned problem is of great theoretical importance.

The paper notes that the use of any method of intensifying heat transfer in a fluid flow necessarily leads to an increase in the energy spent on the movement of this fluid, so it is important to find a method that provides maximum heat transfer intensification with a minimum increase in hydraulic resistance. Taking this into account, one of the most effective methods for intensifying heat transfer can be considered the use of artificial roughness.

In the introductory part of the monograph, the issues of hydrodynamics and heat transfer of turbulent fluid flows are analyzed. The merits of those scientists who made the greatest contribution to the study of the regularities of hydrodynamics and heat transfer with liquid flow around on rough surfaces are highlighted.

The study of hydrodynamics of fluid flow in pipes with rough surfaces was founded by reserches of H. Darcy, H. Bazin, R. Miss, L. Schiller and other scientists in the second half of the 19th century and the beginning of the 20th century.

Of particular note is the great contribution of I. Nikuradze to the study of the hydrodynamic regularities of fluid flow on rough surfaces. In the research conducted in the 30s of the last century at the Kaiser Wilhelm (now Max Planck) Institute in Göttingen, I. Nikuradze, among other important issues, experimentally identified three modes of roughness manifestation, which are determined by the value of the dimensionless complex¹¹ – $k_s u_* / \nu$.

The mentioned modes are:

¹¹ In 2008, at the VI International Forum on Heat and Mass Transfer in Minsk, one of the authors of the book, T. Magrakvelidze, presented to the forum participants a proposal to name the mentioned dimensionless complex after I. Nikuradze for his great merits in determining the regularities of turbulent flow in smooth and rough channels and write this dimensionless complex as follows way: $Ni = k_s u_* / \nu$.

1. Mode in which roughness is not manifested at all. During this mode, the roughness elements are completely immersed in the viscous sublayer:

$$0 \leq Ni \leq 5.$$

In this regime, the hydraulic resistance depends on the Reynolds number $\xi=f(Re)$ and its absolute value is the same as in the case of smooth channels.

2. Transitional, i.e. mode of partial manifestation of roughness, during which the tips of the roughness elements are in the buffer layer:

$$5 \leq Ni \leq 70.$$

The coefficient of hydraulic resistance in the transient regime is a function of both the relative height of the roughness element and the Reynolds number:

$$\xi = f\left(\frac{k_s}{r_0}, Re\right).$$

3. Mode of full manifestation of roughness, during which the tips of roughness elements are on the outer boundary of the turbulent core of the liquid flow:

$$Ni > 70$$

In this mode, the coefficient of hydraulic resistance depends only on the height of the roughness elements k (automodel mode).

The first systematic investigation, which studied the issues of heat transfer in a single-phase coolant flow in rough pipes, was carried out by W. Nanner in the 50s of the 20th century at the same Göttingen Institute. In this study, along with numerous experimental results, he proposed a physical model of the heat transfer process of rough surfaces and a calculation formula for the heat transfer intensity based on it.

According to the physical model of V. Nunner, the roughness of the heat transfer surface causes additional turbulence in the core of the coolant

flow, and therefore, the reduction of the thermal resistance of the flow core. Therefore, according to V. Nunner's model, the effect of artificial roughness on heat transfer should be significant in the case of liquids with $Pr < 1$ (liquid metals), which was not confirmed in subsequent experiments.

The inaccuracy of the physical model of V. Nunner was convincingly substantiated in the study of Academician V. Gomelaury, according to which, unlike Nunner, the vortices detached from the roughness elements, together with the turbulization of the flow core, cause a significant perturbation of the boundary layer (one might even say thinning), which leads to the intensification of heat transfer. Therefore, according to the model of V. Gomelaury, the effect of artificial roughness on the intensity of heat transfer should be significant for liquids with $Pr > 1$. V. Gomelaury obtained a criterion equation for calculating the heat transfer coefficient of rough surfaces, which generalizes well the numerous experimental data. The opinions expressed by V. Gomelaury were later fully confirmed in the researches of both V. Gomelaury and his disciples, as well as other authors.

The theoretical analysis of hydrodynamics and heat transfer issues of surfaces with artificial roughness, which is mainly based on thermohydrodynamic analogy, is given in the works of various authors. Among them, the research of D. Dipprey and R. Sabersky can be distinguished, in which, on the basis of thermohydrodynamic analogy, the calculation formula for the heat transfer coefficient of surfaces with sandy roughness (Nikuradze roughness) was obtained, which well generalizes their own experimental data.

It should be noted that in the model of D. Dipprey and R. Sabersky, it is implied that the thermohydrodynamic analogy in rough pipes is valid for full hydraulic resistance. In addition, it is known that the thermohydrodynamic analogy is valid only for the frictional resistance, that is, in other words, the resistance of the shape of the roughness elements does not directly affect the heat transfer process. Thus, the

agreement of the above-mentioned experimental data with the theory should be considered to be somewhat coincidental.

This contradiction was taken into account by V. Migai, but it must be said that the method proposed by him for separating the friction resistance from the total resistance cannot be considered perfect. In particular, according to the model of V. Migai, the shape resistance in pipes with rough surface appears at $Re = 5000$ and does not depend on the height of the roughness elements, which is not confirmed experimentally.

An interesting method of separating the friction resistance from the full hydraulic resistance was proposed in the research of one of the authors of the monograph (T. Magrakvelidze). In this work, based on the opinions of S. Kutateladze, it is assumed that before the transition to the auto-model mode, the friction resistance is equal to the total hydraulic resistance, and after the transition to the auto-model mode, the resistance of the form of roughness elements appears. A calculation formula for frictional resistance in the automodel mode was proposed.

In modern devices, the heat transfer process can be carried out under the conditions of a liquid film flowing down on the heating surface. Such processes occur in condensers of thermal power plants, in nuclear power plants, in chemical-technological installations, etc. Because of this, the intensification of the heat transfer under the conditions of a liquid film flowing down on the heating surface is of great practical interest.

Based on the relevance of the issue, and taking into account the insufficient study of the problem, the authors of the monograph decided to conduct large-scale experiments, for which an appropriate experimental setup was created.

The experimental part of the monograph is dedicated to the description of an experimental setup for studying heat transfer when a liquid film flows down surfaces, conducting experiments, and analyzing the obtained results.

Experiments were performed on a device operating in both open and closed circuits. The experiments were carried out on water in an open circuit and on alcohol and water distillate in a closed circuit. A vertically placed stainless steel pipe was used as a test area in the experiments. Experiments were also carried out on a vertically placed stainless steel flat plate. In both cases, the test area was heated by directly passing a low-voltage alternating current through it.

The flow rate of the liquid in the circuit, the power supplied to the test zone, the temperature of the liquid and the test area were measured with modern high-class measuring instruments. In addition, the well-established thermocouple measurement method was used to measure the tube wall temperature, and a non-contact method was used to measure local temperatures of the flat plate wall using a FLUKE Ti60+ infrared camera.

As a result of these experiments, a number of interesting issues of heat transfer intensification by the method of artificial roughness have been established. Part of the experimental data in logarithmic coordinates (Nu , Re) is shown in Fig. 1.

The experimental data on the graph are averaged with dashed lines. The entire line I corresponds to the formula of K. Chun and R. Seban for the laminar-wave regime of the liquid film flow and line II correspond to D. Labuntsov's formula for the transition zone from wave to turbulent regime of the liquid film flow.

It can be seen from the graph that the experimental data for smooth surfaces are in good agreement with the formulas of K. Chun, R. Seban and D. Labuntsov.

The graph also shows that in the laminar flow regime, the roughness of the heating surface practically does not affect on the intensity of heat transfer. But, laminar film turbulence is clearly observed at much lower Reynolds values than for smooth surfaces.

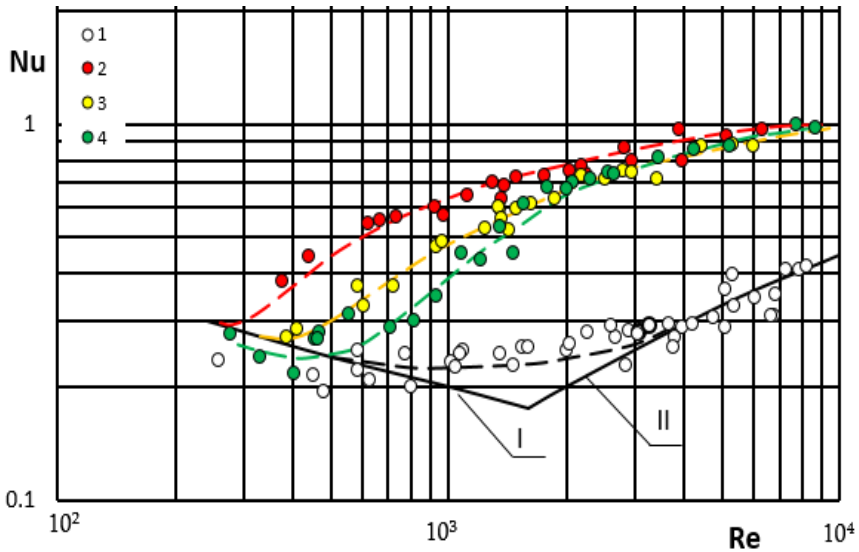


Fig. 1. The influence of the height of roughness elements on heat transfer, $Pr=9-10$:

1 - smooth surface;

Rough surfaces, $s/h=10$: 2 - $h=1\text{mm}$; 3 - $h=0.5\text{mm}$; 4 - $h=0.3\text{mm}$;

I - according to the formula of K. Chun and R. Seban; II - according to the formula of D. Labuntsov.

The mentioned turbulence in the case of a large height of the roughness elements occurs at lower Reynolds numbers than in the case of a low height of the roughness elements.

It should be noted that during the transition from laminar to turbulent regime, artificial roughness leads to a significant increase in the intensity of heat transfer. At the same time, the degree of intensification increases with an increase in the height of the roughness elements.

The effect of roughness on heat transfer in the turbulent regime is also important. In this case, the mentioned effect practically does not depend on the height of the roughness elements.

The influence of different types of roughness (pyramidal, two-dimensional, recesses, combined) on the intensity of heat transfer under

the conditions of liquid film flow down on a vertical surface has been studied on this device. It should be noted that among the studied surfaces, the most effective in terms of heat transfer intensification turned out to be surfaces with two-dimensional and combined roughness.

Particular attention is paid to the results, according to which the use of artificial roughness leads to an increase in the intensity of heat transfer by a factor of 3 or more under conditions of a transitional regime of liquid film flow from laminar to turbulent.

The monograph presents the calculation formula for the intensity of heat transfer, adopted by the authors to generalize the experimental data obtained for a vertical pipe with the two-dimensional roughness surface and which is a modification of the well-known formula by D. Labuntsov (for smooth surfaces):

$$Nu = \frac{0.175 Pr^{1.2}(Re/1600)}{Pr^{0.35} + 0.9 [(Re/1600)^{0.8} Pr^{0.5} - 1]} \cdot \quad (1)$$

The comparison of the formula (1) with the experimental data obtained by us is presented in Figure 2. As can be seen from the graph, formula (1) is in good agreement with the experimental data, which indicates that D. Labuntsov's formula, with appropriate corrections, can be successfully used even for rough surfaces.

Very interesting results were obtained when investigating the effect of artificial roughness on heat transfer in condition of a water film flows down the surface of a vertical flat plate. In particular, it is of great interest to determine the local values of the intensity of heat transfer between the roughness elements, which became possible due to non-contact temperature measurement at many points between the roughness elements of the heating surface.

In Figure 3 is shown the dependence of the local heat transfer coefficients on the distance between the roughness elements.

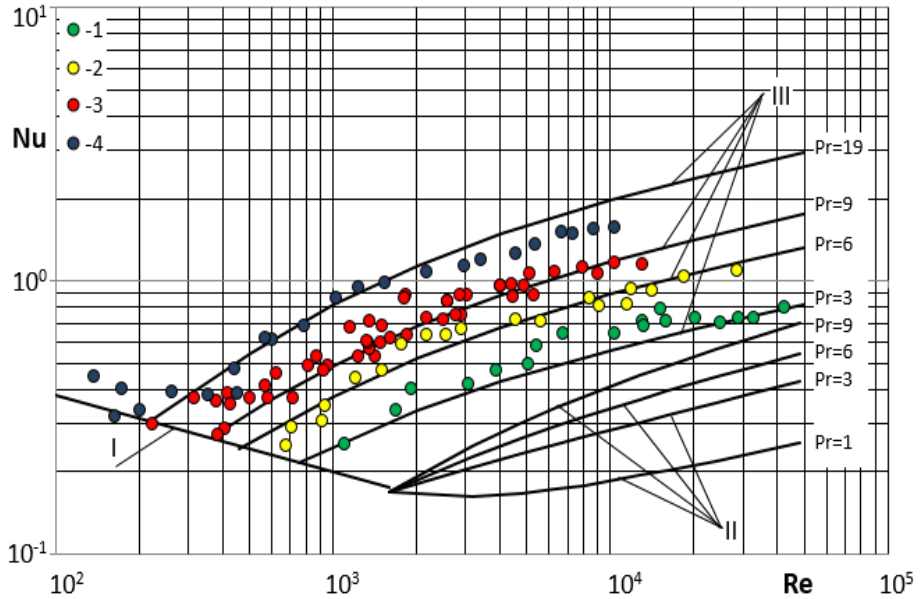


Fig. 2. Dependence of the intensity heat transfer on the Reynolds number:

Rough surfaces, $h=0.5$, $s/h=10$: 1 – Pr = 3; 2 – Pr = 6; 3 – Pr = 9; 4 – Pr = 19;

I - according to the formula of K. Chun and R. Seban; II - according to the formula of D. Labuntsov.

As can be seen from the Fig.3, the local values of the heat transfer coefficients are relatively low directly on the roughness elements and in their surrounding area.

As the distance L from the roughness element increases, the value of the heat transfer coefficient first increases, reaches a maximum at approximately $L=(4-5)h$, and then decreases again.

The obtained results give us a reason to assume that the intensity of heat transfer is maximum in zone I due to turbulence of the viscous boundary sublayer in zone $(4-6)h$ as a result of the impact of vortices detached from the top of roughness elements. To the left and right of this zone (zones II) the renewal of the viscous boundary sublayer begins and,

accordingly, the intensity of heat transfer decreases. In zones III (before and after the roughness elements), we have the so-called “dead zones”, in which the heat transfer intensity is minimal, although the heat transfer intensity in them is still high relative to a smooth surface due to the vortex nature of the fluid movement.

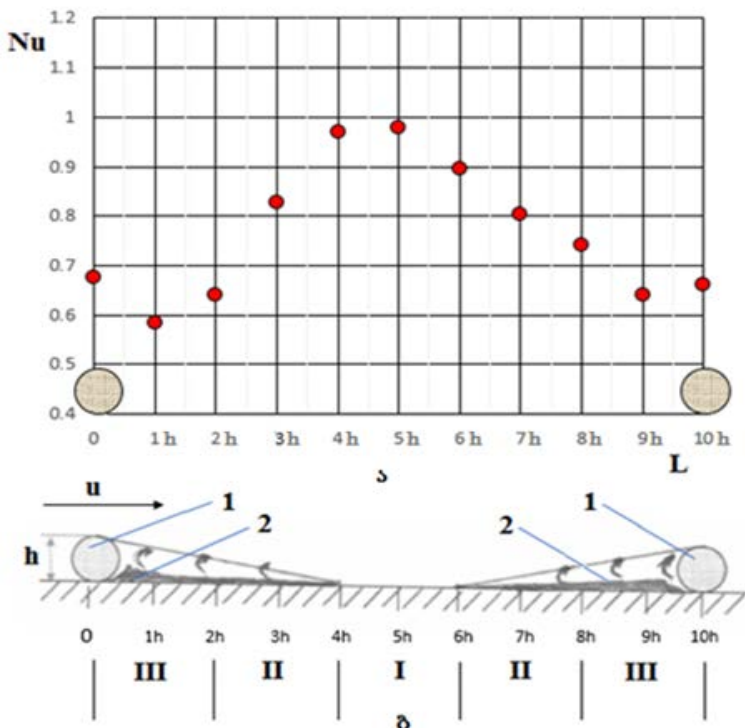


Fig. 3. Values of local heat transfer coefficients on tops of the roughness elements and between them, $Re=1972$:

1 - roughness element; 2 - viscous sublayer.

The results presented in Fig.3 are of great importance for determining the heat transfer mechanism of rough surfaces.

As far as we know, the first experiments to determine the local values of the intensity of heat transfer between roughness elements in the process of heat transfer of rough surfaces were carried out by V. Gome-lauri, R. Kandelaki and M. Kipshidze in the conditions of turbulent fluid flow and heat transfer in a horizontally located channel with a rectangular cross section. In the mentioned experiments, the heating surface was a thin stainless steel flat plate glued to the bottom face of the channel and which was heated by passing a low-voltage alternating current through it. In these experiments, to determine the local values of the wall temperature and, consequently, the intensity of heat transfer between the roughness elements, the method of measuring the wall temperature using thermocouples was used.

The results obtained in this study fully proved the validity of the mechanism proposed by V. Gomelauri. But, at the same time, it should be noted that the placement of many thermocouples on the surface of the heating wall would undoubtedly cause a certain change in the temperature field in the heating wall especially when the wall is heated by passing low voltage alternating current directly through it. However, it should also be taken into account that at that time there were practically no other, more advanced means of measuring the temperatures of the heating surface.

The non-contact measurement method proposed by the authors of the monograph, which provides for the measurement of local values of the temperature at any point of the heating surface, obviously excludes the error that may be caused by external disturbances during the measurements.

The theoretical part of the monograph is devoted to the application of the principles of thermohydrodynamic analogy to the issues of heat transfer and turbulent flow around rough surfaces. A number of theoretical studies have been devoted to the heat transfer issues of rough surfaces. These theoretical investigations in one form or another are based on the principles of thermohydrodynamic analogy.

As is known, the use of the thermohydrodynamic analogy for the theoretical analysis of the heat transfer process gave quite good results in the case of smooth surfaces. At the same time, the extension of this analogy to the case of surfaces with roughness elements is associated with extremely difficult problems. Moreover, according to some authors, in the case when there is separation of the boundary layer from the surface and its subsequent connection, the application of the principles of thermohydrodynamic analogy is not justified. However, according to the authors of some studies, the use of thermohydrodynamic analogy may be justified in the case of surfaces with closely spaced roughness elements.

An analysis of numerous experimental and theoretical studies has shown that when flowing around surfaces with roughness elements, a boundary layer is formed along this surface, the structure of which, in the general case, can be determined by the same parameters as in the case of flowing around a smooth surface. However, it should be taken into account that the presence of roughness elements on the surface leads to the formation of vortices that break off from the edges of the roughness elements and cause a disturbance of the boundary layer and, consequently, a decrease in its thickness.

In general, a rough surface can be considered as a combination of hills and depressions (Fig. 3). It can be assumed that when a turbulent flow flows around such a surface, as in the case of a smooth surface, viscous (quasi-laminar) and buffer (transitional) layers are formed in the immediate closeness of the wall. These layers are formed not only in the recesses between the roughness elements, but also on the tops of the elements themselves. It is clear that the thicknesses of these layers will be uneven along the surface. In particular, the thickness of both viscous and buffer layers will be smaller near the tops of the elements than in the recesses between the elements. Nevertheless, in the case of a relatively small height of roughness elements, it can be assumed that viscous and

buffer layers with the so-called "effective thickness"¹² are formed along the entire surface.

It can be assumed that a vortex core is also formed between the roughness elements, which does not cover the entire heat transfer surface, but only a part of this surface between the roughness elements. In the mentioned model, of course, the presence of a turbulent flow core is also taken into account. (Fig. 4).

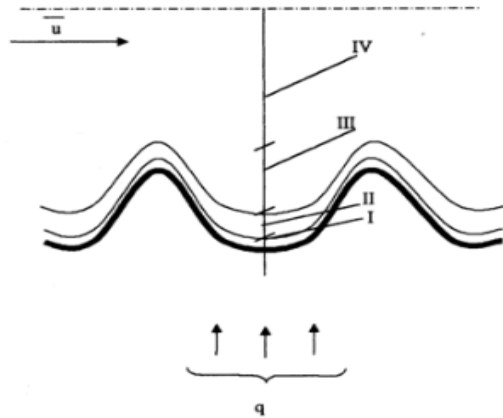


Fig. 4. Scheme of the physical model of the process of heat transfer of a rough surface:

I - viscous layer; II - buffer (transition) layer; III - vortex core between roughness elements; IV - turbulent core of the flow.

We are considering a turbulent flow in a cylindrical pipe. Heat is transferred from the pipe wall to the fluid flow.

Due to the increase in surface area caused by the creation of roughness:

$$\frac{F_{sm}}{F_r} = n; \quad q_r = q_{sm} n; \quad \tau_r = \tau_{sm} n, \quad (n < 1). \quad (2)$$

¹² It should be noted that the presence of viscous and buffer layers is somewhat conditional and introduced to simplify the mechanism of turbulent flow.

Taking into account (2), the shear stress equation, which is actually a simplified form of the equation of motion, for rough surfaces can be written as follows:

$$\tau_w n (1 - y/r_0) = \rho (v + v_t) \frac{du}{dy} \quad (3)$$

And the heat flow equation, which is obtained from the energy equation, for rough surfaces is written as follows:

$$q_w n (1 - y/r_0) = -\rho C_\rho (v/Pr + v_t/Pr_t) \frac{dt}{dy}. \quad (4)$$

If we introduce notations:

$$u_* = \sqrt{\tau_w n / \rho}, \quad \varphi = \frac{u}{u_*} \quad \text{and} \quad \eta = \frac{yu_*}{v}, \quad (5)$$

Based on equations (2) and (3), we obtain a formula for calculating the intensity of heat transfer, which for moderate values of the Prandtl number has the following form:

$$Nu = \frac{0.5 \sqrt{n^{-1}} \left(1 + \frac{1.75}{Pr+8}\right) Pr Re \sqrt{\xi/2}}{\eta_1 Pr + \eta_1 \ln\left(1 + \frac{\eta_2 - \eta_1}{\eta_1} Pr\right) + A_1 - 2.5 B_1} \quad (6)$$

$$\text{where, } A_1 = \frac{K Ni Pr}{1 + 0.165 Ni Pr}; \quad B_1 = \sqrt{n^{-1}} \ln\left(\frac{Ni}{\eta_0} + \frac{\eta_2}{\eta_0}\right).$$

according to the presented model:

$$\eta_1 = 5 (\xi_0/\xi)^{2/3}; \quad \eta_2 = 30 (\xi_0/\xi)^{2/3}$$

ξ_0 is the coefficient of hydraulic resistance in the case of a smooth surface and is calculated by the formula:

$$\xi_0 = (\log Re)^{-2.49} \quad (7)$$

ξ is the coefficient of frictional resistance for the pipe with rough surface.

According to the model, when $Re < Re_*$, $\xi = \xi_f$, and in the mode of full manifestation of roughness, when $Re \geq Re_*$,

$$\xi = \xi_f \left(\frac{\log Re_*}{\log Re} \right)^{2.49}.$$

ξ_f and Re_* are determined according to Nikuradze's experiments.

When $Ni=0$, $\xi = \xi_0$ the formula (6) takes the form of the well-known Batchelor-Martinel-Carman formula, which is valid for smooth surfaces in the case of moderate values of the Prandtl number of the coolant.

Figure 5 shows the comparison of formula (6) with the experimental data of D. Dipprey and R. Sabersky for smooth and rough pipes in the logarithmic coordinates of $Nu=f(Re)$.

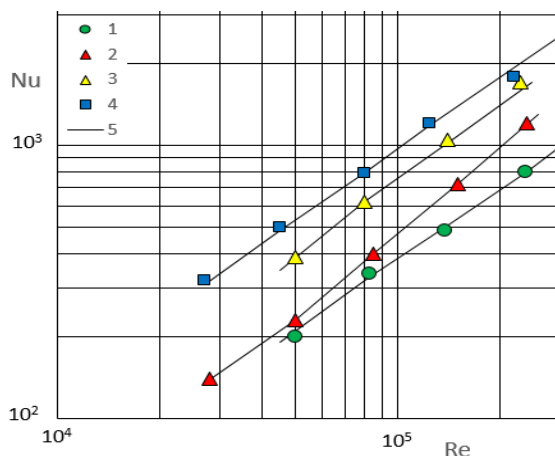


Fig. 5. Dependence of the intensity of heat transfer on the Reynolds number, $Pr=2.79$:

Experimental data of D. Dipprey and R. Sabersky: 1 - smooth surface;
 Rough surfaces: 2 - $h/r_0 = 0.0048$; 3 - $h/r_0 = 0.0276$; 4 - $h/r_0 = 0.0976$;
 5 - according to the formula (6).

The foregoing indicates that the thermohydrodynamic analogy can be successfully used in processing the fundamental issues of flow and heat transfer around rough surfaces.

Based on the results obtained by the authors, in the monograph is made conclusion that the use of the artificial roughness method in heat exchange devices for various technical purposes will significantly increase the efficiency of these devices, and at the same time, due to their compactness, this will help save expensive metal materials.

**Work is funded by the grant of Shota
Rustaveli National Science Foundation of Georgia
(Grant Project FR-19-3034).**

ლიტერატურა

1. Nikuradze J. Stromungsgesetze in rouhen Rohren. VDI-Forschungsheft: 361, 1933.
2. Nunner W. Wärmeübergang und druckabfall in rouhen rohren. VDI Verlag, 1956, 39 p.
3. Gomelauri V. Influence of two – dimensional artificial roughness on convective heat transfer. Int. J. of Heat and Mass Transfer, 1964, v.7, №6, pp. 653-663.
4. Гомелаури В. И., Канделаки Р. Д., Кипшидзе М. Е. Интенсификация конвективного теплообмена под воздействием искусственной шероховатости. Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси: Изд-во АН ГССР, 1970, с. 98-131.
5. Гомелаури В. И., Маграквелидзе Т. Ш., Микашавидзе А. Н., Хоштарია А. Г., Чучулашвили Т. А. Экспериментальное исследование интенсификации теплоотдачи перегретого пара методом двухразмерной шероховатости. Тбилиси: Сообщения АН ГССР, 1974, т.75, №2, с. 409-412.
6. Гомелаури В. И., Маграквелидзе Т. Ш., Микашавидзе А. Н., Джамарджашвили В. А., Чучулашвили Т. А. Экспериментальное исследование интенсификации теплоотдачи гелия методом двухразмерной шероховатости. Тбилиси: Сообщения АН ГССР, 1974, т.79, №1, с. 137-140.
7. Калинин Е. К., Дрейцер Г. А., Ярхо С. А. Интенсификация теплообмена в каналах. М.: Машиностроение, 1972, 219 с.
8. Мигай В. Повышение эффективности современных теплообменников. Л: Энергия, 1980, 144 с.
9. Dipprey D. F. and Sabersky R. H. Heat and momentum Transfer in Smooth and Rough Tubes at Various Pr Numbers. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1963, v.6, №5, pp. 329-353.
10. Webb R. L., Eckert E. R., Goldstein R. J. Heat Transfer and friction in tubes with repeated-rib roughness. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1971, v.14, pp. 601-617.
11. მაგრაქველიძე თ. შ., ლეკვეიშვილი ნ. ნ., ბანცაძე ნ. ო. თბოგაცემისა და დანეღეკების წარმოქმნის პროცესები სხვადასხვა ფორმის ხაოიანობის

- მქონე ზედაპირებზე. სტუ-ის ა. ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 1997, გვ. 100-103.
12. მაგრაქველიძე თ. შ. ხელოვნური ხაოიანობის გავლენა კონვექციური თბოგაცემის, ბუშტოვანი დუღილისა და დანალექების წარმოქმნის პროცესებზე. დისერტაცია ტექნიკურ მეცნიერებათა დოქტორის ხარისხის მოსაპოვებლად, 1999, 220 გვ.
 13. Bolla G., De Giorgio, Pedrocchi E. *Energia Nucleare*. 1973, 20: □1, pp. 604-613.
 14. Кикнадзе Г. И., Олейников В. Г. Самоорганизация смерчеобразных вихревых структур в потоках газов и жидкости и интенсификация тепло- и массообмена. Препринт 227-90, Новосибирск: Институт Теплофизики СО АН СССР, 1990, 45с.
 15. Галин Н. М. Теплообмен при турбулентном течении газов у шероховатых стенок. *Теплоэнергетика*, 1967, т.5, с. 66-72.
 16. მაგრაქველიძე თ. ხაოიანი ზედაპირების თბოგაცემა პრანდტლის რიცხვის ზომიერი მნიშვნელობების დროს. *ენერგია*, 1998, №2, გვ. 83-88.
 17. Маграквелидзе Т. О механизме теплоотдачи шероховатых поверхностей. Материалы международной научной конференции - “Проблемы управления и Энергетики - РСРЕ-2004“, 2004, PE22(613-617).
 18. Гомелаури В. И., Маграквелидзе Т. Ш., Леквейшвили Н. Н. Воздействие двухразмерной искусственной шероховатости на процесс образования отложений на теплоотдающих поверхностях. *Теплоэнергетика*, 1992, №8, с. 39-42.
 19. Маграквелидзе Т. Ш., Леквейшвили Н. Н., Банцадзе Н. О, Микашавидзе А. Н, Ломидзе Х. Н. Влияние шероховатости на интенсивность образования отложений. Международная конференция - “Актуальные вопросы теплофизики и физической гидродинамики”, Современная наука, Сб. научных статей, 2010, Алушта. №2(4), ст. 180-183.
 20. Маграквелидзе Т. Ш., Леквейшвили Н. Н., Банцадзе Н. О., Микашавидзе А. Н., Ломидзе Х. Н. Некоторые особенности образования отложений на шероховатых поверхностях. Труды 6-го Минского международного форума по тепло- и массообмену, 2008, Тезисы, Т2, с. 272-274.
 21. Gomelaуri V. I., Magrakvelodze T. Sh. Experimental Investigation of Influence of two-Dimensional Roughness on critical Heat Fluxes and Heat Transfer in Subcooled water Flow. *Thermal Engineering*, 1976, №6, pp. 4-8.

22. Gomelaury V. I., Magrakvelidze T. Sh. Mechanism of Influence of Two-Dimensional Artificial Roughness on Critical Heat Flux in Subcooled Water Flows. Thermal Engineering, (New York), 1978, №2, pp. 5-7.
23. Нигматулин Б. И., Горюнова М. З., Васильев Ю. В. К обобщению опытных данных по теплоотдаче при течении жидких пленок вдоль твердых поверхностей. ТВТ, 1981, т. 19, выпуск 5, с. 991-1001.
24. Николаев А. Н. Гидродинамика и теплоассоциация в пленочных реакторах микробиологического Синтеза. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук, 2007. с. 11-16.
25. ANDERS ÅKESJÖ Thesis for the degree of doctor of philosophy. Hydrodynamics and Heat Transfer in Vertical Falling Films with Smooth and Modified Heat-Transfer Surfaces – An Experimental and Numerical Investigation. Thesis for the degree of doctor of philosophy, Gothenburg, Sweden, 2018, 101p.
26. საგრანტო პროექტი FR-19-3034. ვერტიკალური მილის გარე ზედაპირზე ჩამომდინარე წყლის აფსკში თბოგაცემაზე ხელოვნური ხაოიანობის გავლენის ექსპერიმენტული გამოკვლევა. მე-3 პერიოდის ანგარიში, დანართი 3 (ხელმძღვანელი: თ. მაგრაქველიძე), 2023 წ.
27. მაგრაქველიძე თ., გიგინეიშვილი გ., მიქაშავიძე ა., კობერიძე ტ., ლომიძე ხ. თბოგაცემა გლუვ და ხორკლიან ზედაპირებზე წყლის აფსკის ჩამოდინების დროს. „ენერჯია“, 2019, №2(90), გვ. 35-40.
28. საგრანტო პროექტი FR-19-3034. ვერტიკალური მილის გარე ზედაპირზე ჩამომდინარე წყლის აფსკში თბოგაცემაზე ხელოვნური ხაოიანობის გავლენის ექსპერიმენტული გამოკვლევა. დასკვნითი სამეცნიერო ანგარიში (ხელმძღვანელი: თ. მაგრაქველიძე), 2020-2023 წწ.
29. მაგრაქველიძე თ., გიგინეიშვილი გ., მიქაშავიძე ა., კობერიძე ტ., ლომიძე ხ. თბოგაცემის ზედაპირის ხორკლიანობის შვერილების სიმაღლის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე ვერტიკალურ მილზე წყლის აფსკის ჩამოდინების დროს. სტუ-ის ა. ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 2019, №23, გვ. 60-64.
30. მაგრაქველიძე თ., გიგინეიშვილი გ., მიქაშავიძე ა., კობერიძე ტ., ლომიძე ხ. ვერტიკალური ზედაპირის ხორკლიანობის გავლენა თბოგაცემაზე წყლის აფსკის ჩამოდინების პირობებში. სტუ-ის არჩილ

- ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 2020, №24, გვ. 51-55.
31. მაგრაქველიძე თ., გიგინეიშვილი გ., მიქაშავიძე ა., კობერიძე ტ., ლომიძე ხ. ზედაპირის ხორკლიანობის ტიპის გავლენა თბოგაცემის ინტენსიფიკაციაზე წყლის აფსკის ჩამოდინების დროს. სტუ-ის ა. ელიაშვილის სახელობის მართვის სისტემების ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 2021. №25, გვ.67-73.
 32. Маграквелидзе Т. Ш., Гигинеишвили Г. Ю., Микашавидзе А. Н., Коберидзе Т. А., Ломидзе Х. Н. Интенсификация теплоотдачи при стекании водяной пленки по вертикальной трубе. Труды XVI Минского международного форума по тепломассообмену, Минск, 2022, с. 169-171.
 33. Magrakvelidze T., Gigineishvili G., Mikashavidze A., Koberidze T., Lomidze Kh. Intensification of Heat Transfer by the Method of Artificial Roughness at a Water Film Flows down on Vertical Pipe. Proceedings of the 9th International Conference on Fluid Flow, Heat and Mass Transfer (FFHMT'22), Niagara Falls, 2022, paper №160, pp. 160-1 – 160-8.
 34. მაგრაქველიძე თ., გიგინეიშვილი გ., მიქაშავიძე ა., კობერიძე ტ., ლომიძე ხ. ხორკლიან ზედაპირზე ჩამოდინარე სითხის აფსკში თბოგაცემის ექსპერიმენტული მონაცემების განზოგადების საკითხისათვის. სტუ-ის ა. ელიაშვილის მართვის სისტემების ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 2022, №26, გვ. 62-66.
 35. Magrakvelidze T., Gigineishvili G., Mikashavidze A., Koberidze T., Lomidze Kh. Influence of the Prandtl number on heat transfer at liquid film flows down smooth and rough surfaces. Proceedings of the 8th Thermal and Fluids Engineering Conference (TFEC), 2023, College Park, MD, USA. paper №TFEC-2023-45749, pp. 657-663.
 36. Штербачек З., Тауск П. Перемешивание в химической промышленности. Л.: Госхимиздат, 1963, 410 с.
 37. Magrakvelidze T. Sh., Bantsadze N. O., Lekveishvili N. N. Influence of Artificial Roughness on Heat Transfer to Turbulent Mixed Liquid in a Pool. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences, 1996, N3, pp. 397-400.
 38. Magrakvelidze T., Bantsadze N., Lekveishvili N., Lomidze Kh. Heat transfer intensification in stirred tanks using artificial roughness method. Proceedings

- of the 7-th International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics. Antalya, Turkey, 2010, pp. 895-899.
39. Magrakvelidze T., Bantsadze N., Lekveishvili N., Lomidze Kh. Influence of Artificial Roughness on Heat Transfer in the Rotating Flow. World Academy of Science, Engineering and Technology. Proceedings of the "International Conference on Fluid Mechanics, Heat Transfer and Thermodynamics". Dubai, United Arab Emirates, 2011, pp. 162-165.
 40. შეყრილაძე ი., რუსიშვილი ჯ., მაგრაქველიძე თ. თბოგადაცემის ინტენსიფიკაცია. მეთოდები და მოწყობილობები. თბილისი: „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2011, 132 გვ.
 41. Magrakvelidze T., Bantsadze N., Lekveishvili N., Mikashavidze A., Rusishvili J., Lomidze Kh. Influence of Artificial Roughness on Convective and Boiling Heat Transfer in the Rotating Flow. Proceedings of the 9th WSEAS International Conference on Heat and Mass Transfer (HMT'12), Harvard, USA, 2012, pp. 53-58.
 42. Абрамидзе Ш., Гомелаури В., Канделаки Р., Кикнадзе Г. Исследование теплообмена в активной зоне ядерного реактора типа ИРТ с искусственной шероховатостью на оболочках тепловыделяющих элементов. Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси: Изд. АН ГССР, 1970, с. 132-149.
 43. Маграквелидзе Т. Ш. Исследование воздействия двухразмерной шероховатости на кипение и кризис кипения в потоке недогретой воды. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук, Москва, 1980, 163 с.
 44. Reynolds O. On the Experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water resistance in parallel channels philosophical transactions of the Royal Satiety, 1883, v.174, pp. 935-982.
 45. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М.: Изд. ИЛ, 1949, 520 с.
 46. Карман Т. Механическое подобие и турбулентность. М-Л.: Гостехиздат, 1936, с. 271-286.
 47. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969, 742 с.
 48. Хинце И. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963, 680 с.
 49. Лойцианский Л. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973, 847 с.
 50. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. М: Атомиздат, 1979, 415с.

51. Nikuradze J. Gesetzmässigkeitender der Turbulent Stromung in Glatten Rohren. VDI-Forschungshaft, 1932, №356, pp. 1-36.
52. Ротта И. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1967, 232 с.
53. Миллионщиков М. Д. Турбулентные течения в пограничном слое и в трубах. М.: Наука, 1969, 52 с.
54. Маграквелидзе Т. Ш. О распределении скоростей в ядре турбулентного потока в круглой трубе. Сборник трудов института систем управления им. А. И. Елиашвили, 2000, с. 73-78
55. Reichardt H. Vollständige Darstellung der turbulent Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen. ZAMM, 1951, v.31, issue 7, pp. 208-219.
56. Филоненко Г. К. Гидравлическое сопротивление трубопроводов. Теплоэнергетика, 1954, №4, с. 40-44.
57. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления. М.: Недра, 1982, 223 с.
58. Маграквелидзе Т. О некоторых вопросах турбулентного движения в гладкой трубе. Сборник трудов института систем управления им. А. И. Елиашвили, 2007, №11, с. 119-121.
59. Маграквелидзе Т., Ломидзе Х. К вопросу гидравлического сопротивления трубы при очень больших числах Рейнольдса. Сборник трудов института систем управления им. А. И. Елиашвили, 2009, №13, с. 110-113.
60. Zagarola M. V. and Smits A. J. Scaling of the mean velocity profile for turbulent pipe flow. Physical Review, 1997, v.78, issue 2, 239 p.
61. Barenblatt G. I. and Chazin A. I. Scaling of the intermediate region in wall-bounded turbulence: The power law. Phisic of Fluids, April 1998, 6 p.
62. Smits A. J. and Zagarola M. V. Response to Scaling of the intermediate region in wall-bounded turbulence: The Power Low. Physics of Fluids, 1998, v.10, □4, pp.1045-1046.
63. Гимбутис Г. И. Аналогия процессов переноса импульса и тепла при турбулентном течении жидкости в трубе и в гравитационной пленке. Инженерно-физический журнал, 1978, т.34, №6, с. 965-973.
64. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973, 319 с.
65. Петухов Б. С., Генин Л. Г., Ковалев С. А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. М.: Атомиздат, 1974, 408 с.

66. Жукаускас А. А. Конвективный перенос в теплообменниках. М.: Наука, 1982, 472 с.
67. Nusselt W. Die oberflächenkondensation des wasserdampfes. Zeitschrift VDI, 1916, BdGo, ss. 541-546.
68. Капица П. Волновое течение тонких слоев вязкой жидкости. ЖЭТФ, 1948, т.18, вип.1, сс. 1-28.
69. Chun K., Seban R.. Heat transfer to evaporating liquid films. Heat Transfer Ser. S., 1971, v.93, №4. pp. 71-77.
70. Гимбутис Г. Теплообмен при гравитационном течении пленки жидкости. Вильнюс: Мокслас, 1988, 232 с.;
71. Brauer H. Stromung und warmeubergang bei Rieselfilmen. VDI – Forschungsheft, 1956, Bd. 22, №457, 40 s.;
72. Carey V. P. A note on heat transfer to turbulent liquid falling films at high Prandtl number. AIChE Journal, 1985, v.31, №3, pp. 1575-1577;
73. Блякер И. Г., Живайкин Л. Я., Шехтман А. А. и др. Эффективность работы теплообменников пленочного типа в прозводстве серной кислоты. Химическая промышленность, 1978, №2, сс. 46-47.
74. Лабунцов Д. А. Теплоотдача при пленочной конденсации чистых паров по вертикальных поверхностях и горизонтальных трубах. Теплоэнергетика, 1957, №2, сс. 49-51.
75. Исаченко В. П. Теплообмен при конденсации. М.: Энергия, 1977, 239 с.
76. Чиркин В. Теплофизические свойства материалов ядерной техники. М.: Атомиздат, 1968, 483 с.
77. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984, 301 с.
78. Дрижиус М. Р., Барткус С. И., Шланчаускас А. А. Сопротивление и теплоотдача шероховатой пластины при различных Pr. Труды АН Литовский СССР, Серия Б, 1975, т.5(90).
79. Хабашпаева Е. М. Некоторые данные о структуре течения в вязком подслое. Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. Новосибирск: Изд. СО АН СССР, 1974, сс. 223-235.
80. Ибрагимов М. Х., Субботин В. И., Бобков В. П. Структура турбулентного потока и механизма теплообмена в каналах. М.: Атомиздат, 1978, 296 с.

81. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М.: Машиностроение, 1975, 560 с.
82. Vulchanov N., Zimparov D. Stabilized turbulent fluid friction and heat transfer in circular tubes with internal sand type roughness at moderate Prandtl numbers. Int.J. Heat and mass transfer, 1989, v.32, №1, pp.29-34.
83. ლომიძე ი., ხელიძე გ., შატაკიშვილი ლ., კიზირია თ. გამოყენებითი ჰიდროაერომექანიკის საფუძვლები. თბილისი: „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, 2018, 284 გვ.
84. გომელაური ვ. სითბოსა და მასის გადაცემის თეორიის საფუძვლები. თბილისი: „განათლება“, 1974, 400 გვ.

იბეჭდება ავტორთა მიერ წარმოდგენილი სახით

გადაეცა წარმოებას 23.10.2023. ხელმოწერილია დასაბეჭდად 24.10.2023.
ქალაქის ზომა 60X84 1/8. პირობითი ნაბეჭდი ქალაქი 12. №3591.

საგამომცემლო სახლი „ტექნიკური უნივერსიტეტი“, თბილისი, კოსტავას 77



Verba volant,
scripta manent