

**შემფოთებული ატმოსფეროს ზოგიერთი აერო-დინამიკური თავისებურებების შესწავლა
 ოროგრაფიის გათვალისწინებით**

სამხარაძე ი.*, ხვედელიძე ზ.*, დავითაშვილი თ.**

*საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტი, თბილისი, საქართველო..

**ივ.ჯავახიშვილის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ი.ვეკუას გამოყენებითი მათემატიკის ინსტიტუტი, თბილისი, საქართველო..

დუკანასკნელ ათწლეულებში განსაკუთრებით გაიზარდა ინტერესი, ატმოსფეროში ლოკალური მძლავრი შემფოთებების გავრცელებისა და მათზე შესაძლო ზემოქმედების შესახებ, რაც დაკავშირებულია მომრავლებულ ტერორისტულ აქტებთან, რეგიონალურ საომარ მოქმედებებთან ან ბუნებრივი თუ ხელოვნური ტიპის აფეთქებების შემთხვევებთან. ბუნებრივია, ასეთი ტიპის „შემფოთებების“ გავრცელება განსაკუთრებით შესასწავლია მთა-გორიან ტერიტორიებზე, ისეთი როგორც საქართველოა. წარმოდგენილი შრომის მიზანია შესწავლილ იქნას დიდი სიმძლავრის აფეთქებების შედეგად ატმოსფეროში წარმოქმნილი „შემფოთებებული“ ნაკადის წნევის ცვლილება მცირე Δt დროში როგორც რელიეფის გათვალისწინებით ასევე რელიეფის გათვალისწინების გარეშე. წარმოდგენილი ამოცანა ანალოგიურია გაზური დიფუზიის არასტაციონალური პროცესისა, ამიტომ თუ მივიღებთ, რომ $t = 0$ მომენტში კოორდინატთა სათავეში გვაქვს ატმოსფერული ნაკადის შემამფოთებელი Q სიმძლავრის წყარო და სიჩქარის ველი არის სოლენოიდური (გრიგალური ბუნების) მაშინ სიჩქარის მდგენელები განისაზღვრებიან ჰელმჰოლცის შემდეგი დამოკიდებულებით [1,2]:

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y} + \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad (1)$$

სადაც Ψ არის დენის ფუნქცია, φ -პოტენციალი. (1) ფორმულების გამოყენებით ქარის ბრუნვის სიჩქარისა და დივერგენციისათვის მიიღება შემდეგი დამოკიდებულება[1]:

$$\Omega = \Delta \Psi, \quad D = \Delta \varphi \quad (2)$$

სადაც Ω არის ბრუნვის სიჩქარე, ხოლო D სიჩქარის ბრტყელი დივერგენცია.

ვინაიდან ბრტყელი დივერგენცია D ერთი რიგით მაინც ნაკლებია ვიდრე ქარის ბრუნვის სიჩქარე Ω , ამიტომ მიახლოებით ვწერთ, რომ

$$u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \Psi}{\partial x}, \quad (3)$$

$$\vec{v} = \text{grad} \Psi, \quad (4)$$

დდა აფეთქებიდან r მანძილზე „შემფოთებით“ გამოწვეული ჰაერის ნაკადის სიჩქარე განისაზღვრება შემდეგი ფორმულით [1-3]:

$$v = \frac{Q}{4\pi r^2}, \quad (5)$$

ანალოგიურად [3]-ში მოყვანილი მსჯელობისა წნევის ცვლილებისათვის გვაქვს:

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial \Psi}{\partial t}, \quad (6)$$

ამრიგად წნევის ცვლილების განსაზღვრისათვის საჭიროა სიჩქარის პოტენციალის ტენდენციის განსაზღვრა. დავუშვათ, რომ შემფოთებული ნაკადი (ტალღა) ვრცელდება ბაროტროპულ გარემოში, სადაც სიჩქარის ბრტყელი დივერგენცია ნულია $D = 0$. ასეთი მიდგომა ჩვენი ამოცანისთვის ფიზიკურად გამართლებულია იმის გამო, რომ პროცესი მიმდინარეობს რა მცირე (წამები, წუთები) დროში წნევა რჩება სიმკვრივეზე დამოკიდებული.

სადაც $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ სიდიდის განსაზღვრისთვის შეიძლება გამოვიყენოთ სიჩქარის როტორის

z მდგენელისთვის დაწერილი პროგნოზული განტოლება [2,3,4,6]:

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} + u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} = D = 0, \quad (7)$$

სადაც $\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$ სიჩქარის როტორის z მდგენელია; u და v სიჩქარის მდგენელები ox

და oy ღერძების გასწვრივ;

შესაბამისი გარდაქმნების შემდეგ მივიღებთ შემდეგ განტოლებას:

$$\Delta \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (\Delta \Psi, \Psi), \quad (8)$$

სადაც $(\Delta \Psi, \Psi)$ არის იაკობიანი.

ცხადია, რომ მე-(8) განტოლების საშუალებით $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ -ს მიმართ მიღებულია პუასონის განტოლება, ამიტომ მისი ამოხსნა (r, α) პოლარულ კოორდინატთა სისტემაში მოიცემა შემდეგი სახით [2]:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^R \ln \frac{R}{r} A_\Omega r dr d\alpha + \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{\partial \Psi}{\partial t} ds, \quad (9)$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \overline{A_\Omega} \int_0^R \ln \frac{R}{r} r dr = \frac{R^2}{4} \overline{A_\Omega}, \quad (10)$$

სადაც $\overline{A_\Omega}$ არის ჰორიზონტალური ადვექცია;

იმ შემთხვევაში, როცა ხდება ოროგრაფიის გავლენის გათვალისწინება, დედამიწის პარალელსა და მერიდიანის მიმართულებით, სპეციალური მახასიათებელი პარამეტრების შემოტანით [2], მაშინ გვაქვს:

$$\Omega'_z = \frac{1}{\eta} (\Delta \Psi + a \frac{\partial \Psi}{\partial x} + b \frac{\partial \Psi}{\partial y}) \quad (11)$$

სადაც $\eta = \frac{P_z}{P_o}$, P_z - ატმოსფერული წნევის მნიშვნელობაა დედამიწის ზედაპირიდან Z

სიმაღლეზე; P_o - წნევის სტანდარტული მნიშვნელობა; $a = -\frac{\partial \ln \eta}{\partial x}$, $b = -\frac{\partial \ln \eta}{\partial y}$ რელიეფის

გავლენის მახასიათებელი სიდიდეები, შესაბამისად პარალელსა და მერიდიანს გასწვრივ. A ამგვარად რელიეფის გათვალისწინებით (8) განტოლების მაგივრად გვექნება შემდეგი განტოლება [2,5]:

$$\Delta \frac{\partial \Psi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} (a \frac{\partial \Psi}{\partial x} + b \frac{\partial \Psi}{\partial y}) = \frac{1}{\eta} (\Delta \Psi, \Psi) - (\ln \eta, \Psi) = A'_\Omega \quad (12)$$

განტოლება (12) არის ჰემგოლცის ტიპის განტოლება და მისი ამოხსნა მოიცემა შემდეგი სახით [2]:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^R A'_\Omega K_0(\xi) r dr + \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{\partial \Psi}{\partial t} ds \quad (13)$$

სადაც $K_0(\xi)$ არის ბესელის ფუნქცია წარმოსახვითი არგუმენტისათვის (ე.წ. მაკდონალდის ფუნქცია), რომელსაც აქვს ლოგარითმული განსაკუთრებულება $\xi \rightarrow 0$ წერტილში და

ექსპოტენციალურად კლებულობს როცა $\xi \rightarrow \infty$. ჩვენთვის მისაღებ მიახლოებებში შეიძლება დავწეროთ:

$$K_o(\xi) = -\ln \xi = \ln \frac{1}{\xi} \quad (14)$$

სადაც ჩვენს შემთხვევაში $\xi = \frac{r}{2} \sqrt{a^2 + b^2}$ და ყოველივეს გათვალისწინებით (10)-ის მაგივრად გვექნება:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \overline{A}'_{\Omega} \int_0^R \ln \frac{2}{r \sqrt{a^2 + b^2}} r dr \quad (15)$$

(15) განტოლების მარჯვენა მხარეში მდგომი ინტეგრალის გამოთვლის შემდეგ $\frac{\partial \Psi}{\partial t}$ -სთვის ვღებულობთ:

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = (C - \ln \sqrt{R}) \overline{A}'_{\Omega} R^2 \quad (16)$$

სადაც $C = \frac{1}{2} \ln \frac{2}{\sqrt{a^2 + b^2}} - 0,25$ და მისი მნიშვნელობა ცალკეული რეგიონებისათვის

შესაბამისად გამოითვლება. ვისარგებლოთ მიღებული (6), (10), (16) ფორმულებით და გამოვთვალოთ წნევის ცვლილება როგორც რელიეფის გათვალისწინებით ასევე რელიეფის გათვალისწინების გარეშე. ამისათვის წარმოვადგინოთ ჰორიზონტალური ადვექციები \overline{A}_{Ω} და \overline{A}'_{Ω} სხვადასხვა მიახლოებებში და განვიხილოთ შემდეგი ორი შემთხვევა:

1. შემფოთებული ჰაერის ნაკადის გავრცელების სხვადასხვა შემთხვევა ჩვენ შევისწავლეთ შრომაში [3] აქ კი წნევის ცვლილებისათვის მივიღებთ შემდეგ დამოკიდებულებას:

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \rho \frac{3 \cdot R^2 \cdot Q^2}{128 \cdot \pi^2} \cdot \frac{\sin 2\alpha}{r^6} \quad (17)$$

როგორც (17) ფორმულიდან ჩანს იმ შემთხვევაში, როდესაც რელიეფს არ ვითვალისწინებთ წნევის ცვლილება მანძილის მიხედვით მე-6 ხარისხის უკუპროპორციულია. ჩვენ გამოვთვალოთ წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან $r=5, 10, 20 \dots 100$ მ მანძილისათვის, როცა $R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $Q=5000$ მ³/წმ, შემფოთებული ჰაერის ნაკადის გავრცელების კუთხის

სამი მნიშვნელობისათვის $(\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3})$, (იხილეთ ცხრ.1). როგორც ცხრ.1-დან ჩანს

„შემფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევა მანძილის ზრდასთან ერთად მნიშვნელოვნად ეცემა და $r=100$ მ-სთვის „შემფოთებული“ ჰაერის ნაკადი აღარ გვაქვს, ვინაიდან 100 მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p = 0,02$ პა (იხ. ცხრ.1). აგრეთვე აღმოჩნდა, რომ მანძილის ნებისმიერი

მნიშვნელობისათვის წნევის ცვლილება შედარებით მეტია როცა $\alpha = \frac{\pi}{4}$. მაშასადამე, როდესაც

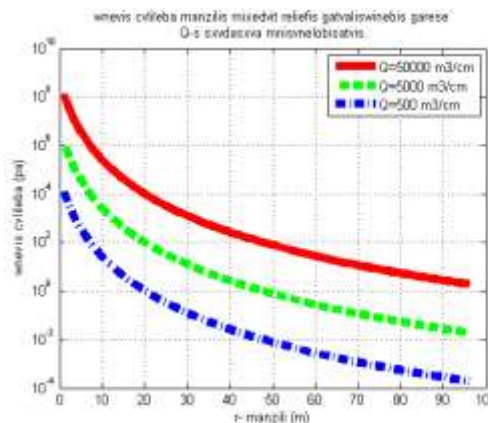
არ ვითვალისწინებთ რელიეფს, „შემფოთებული“ ჰაერის ნაკადის ძირითადი მასა ვრცელდება ჰორიზონტისადმი 45° -იანი კუთხით. მგამოთვლებმა აჩვენა, რომ მიუხედავად იმისა რომ წნევა აფეთქების ცენტრის სიახლოვეს დიდია ($r=10$ მ-ზე წნევის ცვლილება არის $\Delta p = 1,9 \cdot 10^4$ პა.) მანძილის ზრდასთან ერთად იგი სწრაფად ეცემა ($r=50$ მ-ზე $\Delta p = 1,2$ პა), ეს ბუნებრივია, რადგან როდესაც რელიეფს არ ვითვალისწინებთ წარმოშობილი „შემფოთებული“ ნაკადის წნევა უფრო სწრაფად ეცემა ატმოსფეროს ღია სივრცეში.

საილუსტრაციოდ ნახ.1-ზე ავაგეთ წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე ($R=500$ მ, $\rho=1,3$ კგ/მ³, $\alpha = \frac{\pi}{4}$.) წყაროს ინტენსივობის სამი მნიშვნელობისათვის

($Q = 500, 5000, 50000 \text{ მ}^3/\text{წმ}$), როგორც ნახ.1-დან ჩანს როცა $Q = 50000 \text{ მ}^3/\text{წმ}$, ჰაერის ნაკადის წნევის ყველაზე დიდი მნიშვნელობისათვის შემფოთებული ნაკადი ვრცელდება შედარებით დიდ მანძილზე (დაახლოებით $r=150 \text{ მ}$ -მდე).

ცხრილი 1. ჰაერის შემფოთებული ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილისა და ჰორიზონტისადმი დახრის კუთხის მიხედვით რელიეფის გათვალისწინების გარეშე.

r (მ)	Δp (პა)		
	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$
5	$1 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^6$	$1 \cdot 10^6$
10	$1,6 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,6 \cdot 10^4$
20	257	297	257
30	22,6	26	22,6
40	4	4,6	4
50	1,05	1,2	1,05
60	0,4	0,5	0,4
70	0,1	0,2	0,1
100	0,02	0,03	0,02



ნახაზი 1. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე რელიეფის გათვალისწინების გარეშე აფეთქების ინტენსივობის სამი მნიშვნელობისათვის.

2. ნაკადის გავრცელება ხდება მთა-გორიან ტერიტორიაზე და ადვექციის გავრცელება პარალელისა და მერიდიანის მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი. ამ შემთხვევაში სათანადო გარდაქმნების შემდეგ წნევის ცვლილებისათვის მივიღებთ:

$$\Delta p = -\rho \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2}{\sqrt{a^2 + b^2}} \right) - 0,25 - \ln \sqrt{R} \right) \overline{A}'_R R^2. \quad (18)$$

$$\overline{A}'_R = -\frac{1}{\eta^2} \frac{18 \cdot Q^2 \sin 2\alpha}{512 \cdot \pi^2 r^6} - \frac{Q}{4\pi r^2} \left(\frac{a \cdot \sin(\alpha)}{4} - b \cdot \cos(\alpha) \right)$$

როგორც (18) ფორმულიდან ჩანს როდესაც რელიეფს ვითვალისწინებთ და ვუშვებთ, რომ წყაროდან „შემფოთებული“ ნაკადის გავრცელება არათანაბარია პარალელისა და მერიდიანის

მიმართულებით (ანუ $r = \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4}}$), მაშინ წნევის ცვლილება უკუპროპორციულია მანძილის კვადრატისა. პარამეტრების შემდეგი მნიშვნელობებისათვის $R = 500 \text{ მ}$, $\rho = 1,3 \text{ კგ/მ}^3$, $Q = 5000$

მ³/წმ, ჩვენ გამოვთვალეთ წნევის ცვლილების მნიშვნელობები წყაროდან r=10, 20 ... 300 მ მანძილებისთვის კუთხის შემდეგი სამი მნიშვნელობისათვის ($\frac{\pi}{6}, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{3}$) და რელიეფის კონფიგურაციის შემდეგი სამი პირობის გათვალისწინებით ($a>b; a<b; a=b$), რიცხვითი გათვლების შესაბამისი შედეგები მოცემულია ცხრ.2-ში. როგორც ცხრ.2-დან ჩანს, იმ შემთხვევაში, როცა $a > b$ (მთა-გორიანობა პარალელის გასწვრივ უფრო მეტია ვიდრე მერიდიანის გასწვრივ), წნევის ცვლილების მნიშვნელობები ძალიან სწრაფად ეცემა აფეთქებიდან 30 მ მანძილამდე, ხოლო შემდეგ ხდება ნაკადის შემობრუნება უკან, რაც ბუნებრივია რადგან, როცა $a > b$ დაბრკოლება x ღერძის მიმართულებით იმდენად დიდია რომ ნაკადი ვერ ახერხებს გავრცელებას და გარკვეული მანძილის შემდეგ უკან ბრუნდება კუთხის ნებისმიერი მნიშვნელობისათვის (იხ. ცხრ.2).

როცა $a < b$, (მთა-გორიანობა პარალელის გასწვრივ უფრო ნაკლებია ვიდრე მერიდიანის გასწვრივ), „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილის ზრდასთან ერთად მკვეთრად ეცემა 30 მ-მდე, ხოლო 50 მ-ის შემდეგ ხდება წნევის ცვლილების ნელი ტემპით დაცემა. ამ შემთხვევაში „შეშფოთებული“ ნაკადის გავრცელების მაქსიმალური მანძილი არის დაახლოებით 200 მ-მდე (r=200 მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p = 1,2$ პა (იხ. ცხრ.2). აგრეთვე

აღმოჩნდა, რომ წნევის ცვლილება 20 მ-მდე უმნიშვნელოდ მეტია როცა $\alpha = \frac{\pi}{4}$, ე.ი 20 მ-მდე

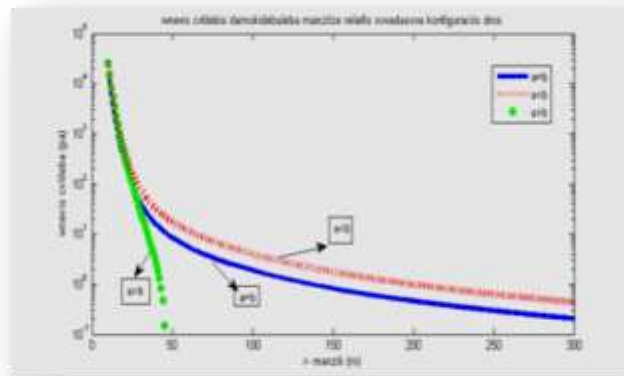
ნაკადი ძირითადად ვრცელდება 45° -იანი კუთხით, ხოლო შემდეგ მისი გავრცელება ხდება 30° -იანი კუთხით (თუმცა ეს განსხვავება უმნიშვნელოა). მაშასადამე, როდესაც ვითვალისწინებთ რელიეფს, „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის ძირითადი მასა ვრცელდება ჰორიზონტისადმი თავდაპირველად 45° გრადუსიანი კუთხით, წნევაც ყველაზე დიდია ამ დროს, გარკვეული მანძილის შემდეგ წნევა იზრდება კუთხის შემცირებით, რაც ბუნებრივია, რადგან დაბრკოლების შეხვედრის შემდეგ წნევის დაცემა შედარებით ნელა მიმდინარეობს, რადგან რელიეფი „გზას უღობავს“ ნაკადს ვიდრე 60° ან 45° კუთხით გავრცელების შემთხვევებში.

ცხრილი 2. ჰაერის შეშფოთებული ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილისა და ჰორიზონტისადმი დახრის კუთხის მიხედვით რელიეფის კონფიგურაციის სამი პირობის გათვალისწინებით.

r (m)	Δp (pa)								
	a>b (a=10 ⁻³ , b=10 ⁻⁴) K			a<b (a=10 ⁻⁴ , b=10 ⁻³)			a=b (a=10 ⁻³ , b=10 ⁻³)		
	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$	$\frac{\pi}{6}$	$\frac{\pi}{4}$	$\frac{\pi}{3}$
10	2·10 ⁴	3·10 ⁴	2·10 ⁴	2·10 ⁴	3·10 ⁴	2·10 ⁴	1·10 ⁴	2·10 ⁴	1·10 ⁴
20	346	391	328	473	504	420	279	295	240
30	28	28	20	85	79	61	48	42	30
50	-0,6	-0,7	-2,3	21	17,3	12	11	8,4	5
100	-0,2	-0,6	-0,9	4,9	3,9	2,7	2,6	1,9	1
150	-0,09	-0,3	-0,4	2,1	1,7	1,2	1,1	0,8	0,4
200	-0,05	-0,2	-0,2	1,2	0,9	0,7	0,6	0,5	0,2
300	-0,02	-0,07	-0,1	0,5	0,4	0,3	0,3	0,2	0,1

როცა $a = b$, (მთა-გორიანობა პარალელის გასწვრივ და მერიდიანის გასწვრივ ერთნაირია), „შეშფოთებული“ ჰაერის ნაკადის წნევის ცვლილება მანძილის ზრდასთან ერთად მკვეთრად ეცემა 20 მ-მდე და წნევის ცვლილება უმნიშვნელოდ მეტია 45° -ზე, ხოლო 30 მ-ის შემდეგ ხდება წნევის ცვლილების დაცემა ნელი ტემპით და ნაკადის გავრცელება ძირითადად ხდება 30° -იანი

კუთხით. ამ შემთხვევაში „შემფოთებული“ ნაკადის გავრცელების მაქსიმალური მანძილი არის დაახლოებით 150 მ-მდე ($r=150$ მ-სთვის წნევის ცვლილება $\Delta p = 1,1$ პა (იხ. ცხრ.2). შედარებისათვის აგებულია წნევის ცვლილების მრუდები რელიეფის კონფიგურაციის სამი პირობისათვის ($a>b$; $a<b$; $a=b$), ($R = 500$ მ, $\rho = 1,3$ კგ/მ³, $\alpha = \frac{\pi}{4}$) (ნახ.2), როგორც ნახ.2-დან ჩანს წნევის დაცემა ძალიან სწრაფად ხდება, როცა $a>b$, ვიდრე სხვა შემთხვევაში. ხოლო როცა $a \leq b$ წნევა მკვეთრად ეცემა 30 მ-მდე, ხოლო შემდეგ მისი ცვლილება ნელა მიმდინარეობს. ანალოგიური გამოთვლები არა დენის ფუნქციის, არამედ სიჩქარის პოტენციალის მიმართ შემოწმებულ იქნა რეალურ მასალაზე გორში და ცხინვალში 2008 წლის საომარი მოქმედების შემდეგ და გამოქვეყნებულია შრომაში [3].



სურ. 2. წნევის ცვლილების დამოკიდებულება მანძილზე რელიეფის სხვადასხვა კონფიგურაციის დროს როცა, ადვექციის გავრცელება სხვადასხვა მიმართულებით არის არაერთგვაროვანი.

ლიტერატურა - REFERENCES – ЛИТЕРАТУРА

1. Demetri P Lalas; Corrado F Ratto, Modeling of Atmospheric Flow Fields. World Scientific , Theoretical Physic, 1996y. p.755
2. ხვედელიძე ზ.ვ. „დინამიკური მეტეოროლოგია“ თ.ს.უ. გამომცემლობა. თბილისი 2002წ. გვ. 528.
3. ზ. ხვედელიძე, თ. დავითაშვილი, ი. სამხარაძე „ატმოსფეროში მძლავრი შემფოთებების გავრცელების შესწავლა მათემატიკური მოდელირებით“ საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები, ტ.#117. 2011წ. თბილისი. გვ. 145-148.
4. Качурин Л.Г. „Физические основы воздействия на атмосферные процессы “. “Гидрометиздат” 1973г. Ст. 378.
5. З. В. Хведелидзе „Анализ функции Грина для баротропной модели атмосферы с
6. учетом переменности силы влияния Кориолиса при наличии гор“ труды, Гмниц ССР, Москва .вып 103, 1972г. Ст.87-95.
7. З.Хведелидзе, Т. Давиташвили, И. Самхарაძე” Математическая моделирование горно-воздушных потоков в узких каналах с учетом рельефа дна” Журнал “Экологические системы и приборы” Москва, N5, 2007г. ст .60-66.

U

შემფოთებული ატმოსფეროს ზოგიერთი აერო-დინამიკური თავისებურებების შესწავლა ოროგრაფიის გათვალისწინებით./ი. სამხარაძე, ზ. ხვედელიძე, თ. დავითაშვილი/საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტის ჰიდრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომათა კრებული, 2015,ტ.121,გვ.97-103.- ქართ. რეზ: ქართ., ინგლ., რუს.

შემფოთებული ჰაერის ნაკადის სივრცესა და დროში გავრცელების შესწავლას უდიდესი თეორიული და განსაკუთრებით პრაქტიკული მნიშვნელობა აქვს ვინაიდან ასეთი მოვლენების შედეგი მნიშვნელოვანია. განსაკუთრებით საინტერესოა ასეთი პროცესების გავრცელება მთა-გორიან ტერიტორიაზე ვინაიდან მცირე სიმაღლის ბურცობებიც კი სწრაფად ანელებს ნაკადის მოძრაობის სიჩქარეს, უცვლის მას მიმართულებას და აბრუნებს საწინააღმდეგო მხარესაც კი. სწორედ ასეთი მოვლენები შეისწავლება მოცემულ ნაშრომში სადაც მოცემულია რიცხვითი თვლის შედეგები და მათი ანალიზი.

Investigation of some features of aero-dynamic flow above the non-homogeneous territory/ I.Samkharadze, Z.Khvedelidze, T.Davitashvili./ Transactions of the Institute of Hydrometeorology et the Georgian Technical University. 2015, vol.121, pp.97-103.- Georg., Summ: Georg., Eng., Rus.

Study of propagation in the space and time of air flow, generated by the action of high-power phenomenon, has huge theoretical and especially practical value as their results are long and important. Especially interesting is propagation of disturbed air flows above the mountainous territory as even low height hills slow down the velocity of flow motion and often changes its direction and sometimes even to the opposite direction. Exactly such kind of tasks are discussed in the present article where theoretical justification of which and some results of numerical calculations and its analyses are presented.

Изучение некоторых аэро-динамических своеобразий возмущенных потоков над горными территориями/Самхарадзе И.Н. , Хведелидзе З.В., Давиташвили Т.П. /Сб. Трудов Института Гидрометеорологии Грузинского Технического университета. 2015. вып.121, с.97-103.- Груз. Рез: Груз.,Англ., Рус.

Исследования распространения в пространстве и во времени воздушных потоков, зараженных под воздействием мощного взрыва, имеет огромную теоретическую и особенно практическую ценность так как результаты этих явлений опасны. Особенно интересен распространение возмущенных потоков над гористой территории. Даже низкие холмы замедляют скорость движения потока, и часто изменяют его направление и иногда даже изменяют его направление к противоположному. Точно такие вопросы изучаются в этой статье где дается как теоретическое обоснование также некоторые результаты вычислений и их анализ.