

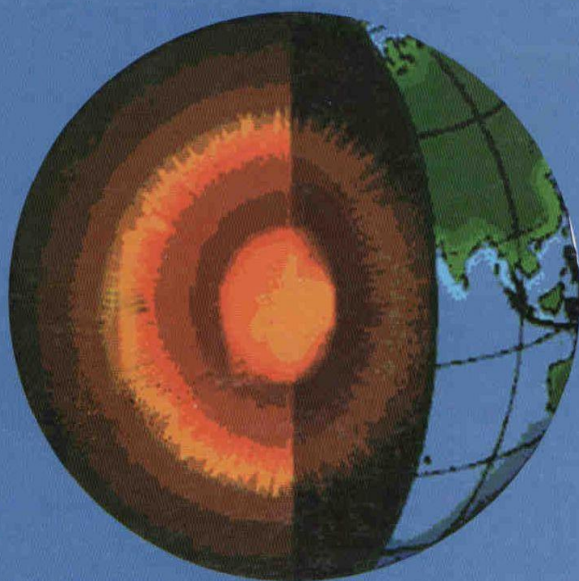
საქართველოს მეცნიერებათა აკადემია  
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИИ

მ. ნოდიას სახელობის გეოფიზიკის  
ინსტიტუტი

შრომები  
ТРУДЫ

ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ ИМ. М. НОДИА

ტომი LVIII TOM



თბილისი 2004 Тбилиси

საქართველოს მეცნიერებათა აკადემია  
АКАДЕМИЯ НАУК ГРУЗИИ

---

ISSN 1512 - 1135

მ. ნოდიას სახელობის გეოფიზიკის  
ინსტიტუტის

შრომები

ТРУДЫ

ИНСТИТУТА ГЕОФИЗИКИ ИМ. М. НОДИА

ტომი **LVIII** ТОМ

---

თბილისი

2004

ТБИЛИСИ

В сборнике помещены статьи, относящиеся к проблемам как к твердой оболочке Земли, так и атмосферы и солнечно-земным связям.

Излагаются также вопросы обработки данных и методика их интерпретации.

Статьи основаны на экспериментальных и полевых материалах, полученных, в основном, в Институте геофизики Академии наук Грузии.

Редактор докт. физ.-мат. наук,  
проф. В. Г. Абашидзе

Рецензенты: докт. физ.-мат. наук,  
проф. Э. А. Джибладзе

докт. физ.-мат. наук,  
проф. К. А. Таварткиладзе

## Деформационная энергия земной коры, высвобождаемая при сильных землетрясениях

К. З. Картвелишвили, Д. К. Картвелишвили

Рассмотрены вопросы, связанные с вычислением величины деформационной энергии земной коры, которая высвобождается при образовании трещины. По наблюдениям за внезапными изменениями на записях экстензометров эти скачки позволяют оценить энергию землетрясения, которая расходуется на разрушение среды вокруг эпицентра и изменение поля напряжения земной коры.

Известно, что земная кора может разрушиться, если деформации в ней достигнут определенного предела. Лабораторные эксперименты дают значение  $10^{-3}$  или выше. Цубой (Tsuboi С., 1965) проанализировал деформации коры, сопутствующие различным сейсмическим событиям и оценил предельную деформацию как  $(1 \div 2) \cdot 10^{-4}$ . До этого предела земная кора деформируется упруго, но не разрушается. Расхождение этого значения по сравнению с лабораторными данными, по-видимому, объясняется тем, что реальная земная кора содержит множество трещин и разломов, что уменьшает ее прочность. Оказалось, что если использовать величину скачкообразной деформации, можно вычислить величину изменения деформационной энергии земной коры.

Рассмотрим какое-нибудь упругое тело и предположим, что его состояние меняется так, что тензор деформации  $u_{ik}$  изменяется на малую величину  $\delta u_{ik}$ . Тогда работа, необходимая для изменения тензора деформации на эту малую величину, выражается следующей формулой (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1965):

$$\delta A = -\tau_{ik} \delta u_{ik}, \quad (1)$$

где  $u_{ik}$  – тензор деформации, а  $\tau_{ik}$  – тензор напряжения.

Для тензора напряжения имеем:

$$\tau_{ik} = k u_{\alpha\alpha} \delta_{ik} + 2\mu \left( u_{ik} + \frac{1}{3} \delta_{ik} u_{\alpha\alpha} \right) \quad (2)$$

или

$$\tau_{ik} = 2\mu \left( u_{ik} + \frac{\sigma}{1-2\sigma} \delta_{ik} u_{\alpha\alpha} \right), \quad (3)$$

где  $k = \lambda + \frac{2}{3}\mu$ ,  $\lambda$ ,  $\mu$  – параметры Ламе,  $\sigma$  – коэффициент Пуассона,

$\delta_{ik}$  – символ Кронекера.

Если подставить (3) в (1), то можно получить следующее выражение:

$$\delta A = - \left( 2\mu u_{ik} \delta u_{ik} + \frac{2\sigma\mu}{1-2\sigma} \delta_{ik} u_{\alpha\alpha} \delta u_{ik} \right). \quad (4)$$

Известно, что любой симметричный тензор соответствующим выбором координатной системы можно привести к диагональному виду. С учетом вышесказанного и того, что работа, определяемая выражением (1), расходуется на изменение упругой энергии земной коры  $\delta E$ , можно получить следующее выражение:



$$\delta E = \mu \left[ \frac{\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 + \delta u_{11}^2 + \delta u_{22}^2 + \delta u_{33}^2 + 2(\delta u_{12}^2 + \delta u_{23}^2 + \delta u_{31}^2) \right]. \quad (5)$$

Так как  $u_{ik}$  представляет собой симметричный тензор, то если привести  $u_{ik}$  к диагональному виду, т. е. допустить, что :

$$u_{12} = u_{23} = u_{31} = 0,$$

то можно получить :

$$\delta E = \mu \left( \frac{\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 + (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 - 2(\delta u_{11}\delta u_{22} + \delta u_{22}\delta u_{33} + \delta u_{33}\delta u_{11}) \right), \quad (6)$$

или

$$\delta E = \mu \left( \frac{1-\sigma}{1-2\sigma} (\delta u_{11} + \delta u_{22} + \delta u_{33})^2 - 2(\delta u_{11}\delta u_{22} + \delta u_{22}\delta u_{33} + \delta u_{33}\delta u_{11}) \right). \quad (6')$$

Если в (6') обозначить  $e_i = \delta u_{ii}$ , то окончательно получим (Ozawa I., 1965):

$$\delta E = \mu \left( \frac{1-\sigma}{1-2\sigma} (e_1 + e_2 + e_3)^2 - 2(e_1e_2 + e_2e_3 + e_3e_1) \right). \quad (7)$$

Если в (7) допустить, что  $\sigma = 0,25$  и  $|e|_{max}$  — максимальное значение среди основных компонент деформации, то получим:

$$\delta E = 1,5\mu|e|_{max}^2, \quad (8)$$

если же  $e_1 = e_2 = e_3 = |e|$ , то :

$$\delta E = 7,5\mu|e|^2. \quad (9)$$

Известно, что распределение деформационной энергии в земной коре вокруг эпицентра землетрясения имеет следующий вид:

$$E(r) = ar^{-4}, \quad (10)$$

где  $r$  —гипоцентрическое расстояние,  $a$  — специфическая константа, характеризующая данное землетрясение. Для определения этой константы рассмотрим область вокруг гипоцентра, в которой произошли разрушения. Известно, что (Tsuboi G., 1965) максимально возможное приращение упругой энергии в земной коре в единице объема оценивается в

$$E_0 = 10^{+3} \frac{\partial \mathcal{E}}{M^3} \quad (11)$$

Это позволяет определить радиус разрушенной области и величину  $a$  :

$$r = \sqrt[4]{\frac{a}{E_0}}, \quad (12)$$

$$a = E_0 r^4. \quad (13)$$

Таким образом, если на эпицентральном расстоянии  $r$  приращение упругой энергии земной коры в единице объема равно  $E_0$ , и, если допустить, что  $E_0$  не зависит от направления из эпицентра, то для относительно неглубокого землетрясения можно написать:

$$E_{\text{напное}} = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \int_{r_0}^{\infty} E r^2 \sin \vartheta' dr d\vartheta' d\varphi + \frac{2}{3} \pi r^3 \circ E_0, \quad (14)$$

где  $\varphi$  – азимут,  $\vartheta'$  – угловая глубина элемента объема  $dv$ .

После интегрирования выражения (14) получим :

$$E_{\text{напное}} = \frac{14}{3} \pi r^3 \circ E_0. \quad (15)$$

Используя выражения (9), (10) и (15), получим величину приращения полной деформационной энергии в земной коре, которая высвобождается при землетрясении:

$$a = E r^4 = 1,5 \mu |e|_{\text{max}}^2 r^4, \quad (16)$$

$$r_0 = r \sqrt[4]{\frac{1,5 \mu |e|_{\text{max}}^2}{E_0}} \quad (17)$$

$$E_n = \frac{14}{3} \pi r^3 \sqrt[4]{\frac{1,5^3 \mu^3 |e|_{\text{max}}^6 E_0^4}{E_0^3}} = \frac{14}{3} \pi r^3 |e|_{\text{max}}^{3/2} \sqrt[4]{(1,5 \mu)^3 E_0}. \quad (18)$$

Если в (18) подставить следующие значения  $E_0$  и модуля жесткости  $\mu$  :

$$E_0 = 10^3 \frac{\partial \mathcal{JС}}{M^3}, \quad \mu = 5 \cdot 10^{10} \frac{H}{M},$$

то мы можем получить:

$$E_n = 118,15512 \cdot 10^8 r^3 |e|_{\text{max}}^{3/2}. \quad (19)$$

С помощью формулы (19) по данным экстензометров Тбилисской подземной приливной лаборатории были оценены величины высвобожденной энергии для двух сильнейших близких землетрясений, и получены следующие результаты:

1. Параванское землетрясение 13. 5. 1986 г.

$$\varphi = 41^{\circ} 43' N, \quad \lambda = 43^{\circ} 45' E, \quad \Delta_{78} \approx 90 \text{ км},$$

$$M = 5,4 (k = 13,66), \quad E = 4,47 \cdot 10^{13} \text{ дж}$$

Наблюдаемые величины остаточных деформаций:

$$e_{N66^{\circ}.5E} = 0$$

$$e_{N30^{\circ}.w} = 0$$

$$e_{zz} = 1,0 \cdot 10^{-8} \text{ (сжатие)}$$

$$E_n = 7,26 \cdot 10^{12} \text{ дж}$$

$$k = 12,79$$

2. Спитакское землетрясение 7. 12. 1988 г.

$$\varphi = 40^{\circ} 91' N, \quad \lambda = 44^{\circ} 25' E; \quad \Delta_{78} = 110 \text{ км},$$

$$M = 6,7 (k = 15,93) \quad E = 8,51^{15} \text{ дж},$$

Наблюдаемые величины остаточных деформаций :

$$e_{N66^{\circ}.5E} = 78 \cdot 10^{-8} \text{ (растяжение)}$$

$$e_{N30^{\circ}.w} = 4,9 \cdot 10^{-9} \text{ (растяжение)}$$

$$e_{zz} = 5,75 \cdot 10^{-9} \text{ (сжатие)}$$

$$E_n = 8,14 \cdot 10^{15} \text{ ჯ}$$

$$k = 15,91$$

Эти результаты показывают, что значения  $E_n$ , полученные по экстензометрическим материалам наблюдаемых остаточных деформаций, достаточно близки к значениям, которые были получены с помощью сейсмических данных ( по М или К).

#### Литერატურა

1. Tsuboi: C. Earthquake energy, earthquake volume, aftershock area and strength of the Earths, crust. Journal of physics of the Earth V.I.1965.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория упругости М., "Наука", 1965.

## ძლიერი მიწისძვრების დროს გამოთავისუფლებული ენერგია

კ. ქართველიშვილი, დ. ქართველიშვილი

### რეზიუმე

მიწისძვრის დროს გამოთავისუფლებული ენერგიის სიდიდე შეიძლება მიღებულ იქნეს დეფორმაციის კომპონენტების სიდიდეების გამოყენებით. მნიშვნელოვანი დეფორმირებადი ჩანაწერები იქნა მიღებული თბილისის მიმოქცევის მიწისქვეშა ლაბორატორიაში ფარავნის (13. 5. 1986.  $\varphi = 41^\circ, 71N, \lambda = 43^\circ, 75E, M = 5.4$ ) და სპიტაკის (7.12.1988,  $\varphi = 40^\circ, 91N, N = 44^\circ, 25E, M = 6.7$ ) მიწისძვრებისათვის. შესაბამის კომპონენტებზე დეფორმაციის სიდიდეების გამოყენებით მიღებული იქნა გამოსხივებული ენერგიის მნიშვნელობები  $E_{\text{ფარ}} = 7.26 \times 10^{19}$  ერგი და  $E_{\text{სპიტაკ}} = 8.14 \times 10^{22}$  ერგი, რაც შეესაბამება სეისმური მონაცემებით მიღებულ მნიშვნელობებს.

## Strain energy released by strong Earthquakes

K. Z. Kartvelishvili, D. K. Kartvelishvili

### Abstract

The strain energy, released by earthquakes can be obtained using the values of stress components. A -Remarkable strain seismograms, were written for the Pharavany (13. 5. 1986 )  $\varphi = 41^\circ, 71N, \lambda = 43^\circ, 75E, M = 5.4$ ) and Spitaky (7.12.1988  $\varphi = 40^\circ, 91N, N = 44^\circ, 25E, M = 6.7$ ) earthquakes at the Tbilis: underground tidal Laboratory. Usnig the values of, train components we obtained  $E_{\text{ph}} = 7.26 \times 10^{19}$  ergs and  $E_{\text{spit}} = 8.14 \times 10^{22}$  ergs. These results, are in agreement with seismic data.

## Остаточные наклоны поверхности Земли при некоторых близких землетрясениях

К.З. Картвелишвили, Д.К. Картвелишвили

Исследование очагов землетрясений представляет собой одну из важнейших проблем сейсмологии. С этим вопросом связано определение величин, характеризующих остаточные поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли. Известно, что по современным представлениям очаг землетрясения может быть двух типов – поверхностным (разрывным) или объемным. Поверхностный очаг – это две внутренние, касающиеся поверхности, из которых одна скользит по отношению к другой. Объемный очаг связан с внезапным расширением или сжатием некоторого трехмерного тела, называемого очаговой областью.

Применение методов упругой теории дислокации дает возможность исследовать разломы в земной коре, а также возникновение поверхностей упругих дислокаций и их воздействие на поле смещений, деформаций и наклонов на поверхности Земли. Поскольку поверхность дислокации – это поверхность, на которой нарушается непрерывность смещений, то в этом смысле любой разлом в теле Земли можно охарактеризовать, как дислокацию огромных размеров.

В настоящей работе для исследования дислокационных эффектов проанализированы остаточные наклоны поверхности Земли, зарегистрированные в Тбилиси при близких землетрясениях.

Для исследования дислокационных эффектов и определения геометрических параметров очагов землетрясений были проанализированы остаточные изменения на записях приливорегистрирующей аппаратуры, вызванные землетрясениями, происшедшими в районе, который ограничивается координатами

$\varphi = 41^{\circ}, 13 - 41^{\circ}, 43$  с.ш.

$\lambda = 43^{\circ}, 75 - 44^{\circ}, 00$  в.д.

Этот район характеризуется высокой сейсмичностью, и за 1971-1986 гг там произошло несколько сильных (Дманисское  $M=5,3$ , Параванское  $M=5,4$ ) и большое количество землетрясений с магнитудами 3,6 и выше.

В таблице I приводятся основные параметры наиболее сильных землетрясений, для которых в Тбилиси были зарегистрированы остаточные наклоны и деформации, и которые были использованы для определения смещений на дислокации и азимутов этих дислокационных поверхностей.

Таблица 1

## Основные данные о землетрясениях

N	Дата	φ с.ш.	λ в.д.	M	Δφ <sub>C-Ю</sub> мсек	Δφ <sub>В-З</sub> мсек	lΔφ <sub>l</sub> мсек
1	22 35 08. 9.71	41,26	44,0	4,5	3,16	9,0	9,0
2	0 34 30.3.74	41,4	43,98	3,9	6,0	5,2	7,9
3	19 42 14.3.77	41,4	44,0	4,2	4,44	0,84	4,6
4	14 32 18.6.77	41,83	43,88	4,0	1,6	8,0	8,16
5	19 12 17.1.78	40,85	44,4	3,8	1,0	1,1	1,49
6	9 04 15.8.78	41,13	44,0	4,6	4,4	6,0	7,44
7	12 16 14. 4 83	41,28	43,45	4,0	5,3	10,0	11,27

Данные таблицы 1 были использованы для вывода эмпирического соотношения, связывающего длину вектора остаточного наклона с магнитудой землетрясения M:

$$M=3,5 + 0,94 l \lg \Delta \varphi$$

На рис 1 приведен график зависимости между магнитудой землетрясения M и длиной вектора остаточного наклона lΔφ.

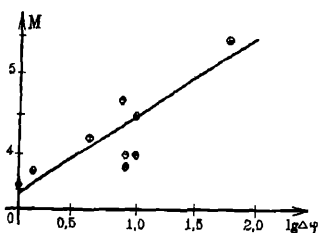


Рис. 1 График зависимости между магнитудой землетрясения и длиной вектора остаточного наклона

Известно, что дислокационная поверхность создает поле смещений в области, близкой к ней, хотя никаких внешних сил в момент возникновения дислокационной поверхности и после этого на среду не приложено. Оказалось, что поле смещений, вызванное сдвиговой дислокацией, эквивалентно полю смещений, вызванному системой двойных пар сил, приложенных к элементам поверхности дислокации. Используя этот принцип эквивалентности, мы получили выражения для полей смещений, вызванных возникновением поверхностей сдвиговых дислокаций.

Пусть имеется поверхность дислокации  $\Sigma$ , на которой расположена точка P. Допустим, что  $\nu_k$  нормаль к поверхности  $\Sigma$  в точке  $P(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$  и смещение в точке P равно:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^-, \quad (k=1,2,3), \quad (1)$$

где  $u_k^+$  - смещение поверхности  $\Sigma^+$  дислокации по отношению к начальному положению,

а  $u_k^-$  - смещение поверхности  $\Sigma^-$ .

Если обозначить элемент поверхности  $\Sigma$  через  $d\Sigma$ , то можно получить выражение поля смещений вне дислокационной поверхности в точках  $Q(x_1, x_2, x_3)$  в том случае, когда эта дислокационная поверхность расположена в некотором полупространстве  $S$ , а точка  $Q$  – на свободной поверхности этого полупространства. Если поверхность полупространства  $S$  совпадает с плоскостью  $x_3=0$ , и положительная часть оси  $x_3$  направлена внутрь полупространства, то на поверхности  $S$  для нормальных компонент напряжения будем иметь

$$\tau_{13} = \tau_{23} = \tau_{33} = 0 \quad \text{при } x_3 = 0,$$

и, с учетом этих условий, получим выражение тензора Грина  $W_{k\ell}^m$  для полупространства

$$W_{k\ell}^m = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \left[ \lambda \delta_{k\ell} \frac{\partial u_m^i}{\partial \xi_i} + \mu \left( \frac{\partial u_m^k}{\partial \xi_\ell} + \frac{\partial u_\ell^m}{\partial \xi_k} \right) \right] \quad (2)$$

Если подставить выражение  $W_{k\ell}^m$  в уравнение Вольтерра

$$u_m(Q) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) W_{k\ell}^m(P, Q) v_\ell d\Sigma, \quad (3)$$

и допустить, что, рассматриваемая нами, упругая дислокация  $\Sigma$  вертикальна, размещается в плоскости  $\xi_2=0$  и имеет форму прямоугольника, то из формулы (3) можно вывести следующее выражение

$$u_k(Q) = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \frac{U_3}{8\pi} \int_{-L}^L \int_{-d}^d \left( \frac{\partial u_3^k}{\partial \xi_2} + \frac{\partial u_2^k}{\partial \xi_3} \right) d\xi_1 d\xi_3, \quad (4)$$

для вертикального разлома со скольжением по падению.

В этих уравнениях принято что  $\lambda, \mu$  – параметры Ламе,  $\delta_{ik}$  – символ Кронекера,

$U_3 = \Delta u_k(P) = u_3^+ - u_3^- = \text{const}$  – смещение на дислокации,  $\frac{\partial u_k^m}{\partial \xi_\ell} + \frac{\partial u_\ell^m}{\partial \xi_k}$  – смещение в точке  $Q$ ,

вызванное двумя компланарными, взаимно перпендикулярными парами сил с моментами, приложенными в точке  $P$ .

Учитывая, что наклоны равны  $\Delta \varphi_k = \frac{\partial u_3}{\partial x_k}$  ( $k=1,2$ ) и, подставляя выражения для  $u_k^m$  в

формулу (4), можно получить

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{U_3}{2\pi} \left[ \frac{x_2 \xi_3}{S} \left( \frac{1}{S^2} + \frac{1}{(x_1 - \xi_1)^2 + x_2^2} \right) \right] \parallel \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \frac{U_3}{2\pi} \left[ \frac{\xi_3 (x_1 - \xi_1)}{x_2^2 + \xi_3^2} \left( \frac{\xi_3^2 - x_2^2}{S(x_1^2 + \xi_3^2)} + \frac{(x_1 - \xi_1)^2 + \xi_3^2}{S_1} + \frac{x_2^2 + \xi_3^2}{S((x_1 - \xi_1)^2 + x_2^2)} \right) \right] \parallel \quad (6)$$

В этих выражениях принято, что  $\lambda=\mu$ , подвижка по разлому однородна,  $P$  находится на дислокационной поверхности,  $Q$  – на свободной поверхности полупространства, и знак  $\parallel$  означает следующее

$$\parallel f(\xi_1, \xi_3) = f(L, D) - f(L, d) - f(-L, D) + f(-L, d)$$

По вышеприведенным формулам были обработаны скачкообразные изменения наклонов поверхности Земли для следующих сильных землетрясений

1. 22° 35' 8.9.1971 M=4.5  $\varphi=41.26$   $\lambda=44.0$  (Дманисское)  
Наклоны: 3.16 мсек к северу,  
9.00 мсек к востоку.
2. 0° 34' 30.3.1974 M=3.9  $\varphi=41.4$   $\lambda=43.98$   
Наклоны: 6.00 мсек к югу,  
5.20 мсек к западу.
3. 19° 42' 14.3.1977 M=4.2  $\varphi=41.4$   $\lambda=44.0$  (Дманисское)  
Наклоны: 4.44 мсек к северу,  
0.86 мсек к востоку.
4. 14° 32' 18.6.1977 M=4.0  $\varphi=41.83$   $\lambda=43.88$   
Наклоны: 1.6 мсек к северу,  
8.0 мсек к востоку.
5. 19° 12' 17.1.1978 M=3.8  $\varphi=40.85$   $\lambda=44.4$   
Наклоны: 1.0 мсек к югу,  
1.1 мсек к западу.
6. 9° 04' 15.8.1978 M=4.6  $\varphi=41.13$   $\lambda=44.4$   
Наклоны: 1.0 мсек к югу,  
6.0 мсек к западу.
7. 12° 16' 14.4.1983 M=4.0  $\varphi=41.28$   $\lambda=43.45$   
Наклоны: 5.2 мсек к северу,  
10.0 мсек к востоку.

На рис. 2 приводится копия записи скачкообразных наклонов для землетрясения от 8.9.71 г.

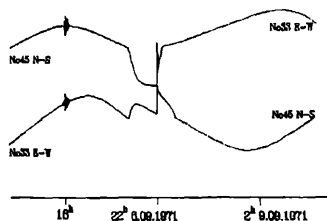


Рис. 2 Копия записи скачкообразных наклонов, вызванных Параванским землетрясением от 8.9. 1971 г.

С использованием вышеприведенных данных для каждого из семи землетрясений была составлена система из двух уравнений с двумя неизвестными  $U_3$  - смещение на дислокационной поверхности и  $\alpha$  - азимут разлома (поверхности дислокации), на котором произошло землетрясение. Согласно Ф. Прессу (Press F., 1965) здесь было принято, что  $D \approx L \sqrt[3]{E}$ , где  $E$  - энергия землетрясения. По сейсмическим данным были известны значения  $d$  и эпицентральных расстояний до Тбилиси. Предполагалось, что азимут направления на эпицентр из Тбилиси  $\alpha = -110^\circ$ . Результаты вычислений приведены в таблице 2.

Таблица 2

Результаты определения смещения на дислокации и азимута разлома по наблюдениям над остаточными наклонами

N	Дата	$\alpha$	M	L=D (км)	$U_3$ (м)
1	8.9.1971	120°	4.5	23.5	1.5
2	30.3.1974	60°	3.9	20.0	0.29
3	14.3.1977	60°	4.2	23.0	0.38
4	18.6.1977	40°	4.0	23.0	0.30
5	17.1.1978	60°	3.8	20.0	0.22
6	15.8.1978	60°	4.6	25.0	0.10
7	14.4.1983	70°	4.0	23.0	0.32

Литература

1. Press F., Displacements, strains and tilts at teleseismic distances, journal of Geophysical research, vol. 70, N 10. May 15, 1965.

**ახლო ძლიერი მიწისძვრებით გამოწვეული  
დედამიწის ზედაპირის ნარჩენი დახრები**

კ. ქართველიშვილი, დ. ქართველიშვილი

რეზიუმე

მნიშვნელოვანი დახრებში ჩანაწერები იქნა მიღებული თბილისის მიწისქვეშა მიმოქცევით ლაბორატორიაში რამდენიმე ახალი ძლიერი მიწისძვრისათვის. შეფასებულ იქნა ნარჩენი დახრები, რომელთა შედარებით, რღვევის გარკვეულ თეორიულ მოდელთან საშუალება მოგვცა გამოგვეთვალა რღვევის სიგრძე კერაში.

**Residual Tilts of the Earth surface at near  
distances from major earthquakes**

K.Z. Kartvelishvili, D.K. Kartvelishvili

Abstract

The remarkable tilt seismograms was written for some near earthquakes at the Tbilisi underground tidal laboratory. The observations residual tilts are examined. The procedure of comparing the observed values of tilts with values expected from the fault model is used to estimate fault length



## Остаточные смещения, деформации и наклоны поверхности земли, связанные с сильными землетрясениями

К. З. Картвелишвили, Д. К. Картвелишвили

Количественная оценка остаточных полей смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызываемых сильными землетрясениями, имеет важное значение для определения параметров очага землетрясения (протяженность разлома, на котором произошло землетрясение, его ориентация, глубина, величина подвижки на разломе и др.). В настоящее время для этой оценки используются методы упругой теории дислокаций. Подход упругой теории дислокаций в задаче определения параметров очага землетрясения предполагает, что разлом, на котором произошло землетрясение, представляет собой дислокационную поверхность огромных размеров.

Дислокационная поверхность – это поверхность, на которой нарушается непрерывность смещений. Дислокационная поверхность возникает в коре земли при разрушениях в горных породах и создает остаточные поля смещений, деформаций и наклонов поверхности земли в области, расположенной вокруг ней.

Как известно, поле смещений, вызванное возникновением сдвиговой дислокационной поверхностью, эквивалентно полю смещений, сгенерированному системой двойных пар сил с моментами, распределенными по всей поверхности дислокации (Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшиц, 1965, Maruyama T., 1972). Используя эту эквивалентность, можно получить выражения, определяющие поля смещений, деформаций и наклонов поверхности Земли, вызванные возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации в очаге землетрясения.

Допустим, что в однородном, упругом, бесконечном пространстве имеется поверхность упругой сдвиговой дислокации  $\Sigma$ , на которой расположена точка  $P(\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ . Допустим также, что  $\nu_e$  представляет собой нормаль к поверхности дислокации  $\Sigma$  в точке  $P$ , и смещение на поверхности дислокации в точке  $P$  равно:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^-, \quad (1)$$

где  $u_k^+$  и  $u_k^-$  – смещения правой и левой поверхностей дислокации соответственно по отношению к ихначальному расположению. Обозначим элемент поверхности  $\Sigma$  через  $d\Sigma$ . Теперь, в том случае, когда дислокационная поверхность располагается в однородном бесконечном пространстве, можно написать выражение для полей смещений вне дислокации в точках  $\theta(x_1, x_2, x_3)$ . Поле смещений в точке  $\theta$ , вызванное возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, для которой удовлетворяются следующие равенства:

$$\Delta u_k(P) = u_k^+ - u_k^- = b_k + \Omega_{ij} \xi_j, \quad \text{и} \quad \Omega_{ij} = -\Omega_{ji} \quad (2)$$

для всех точек  $P \in \Sigma$ , т. е. эта поверхность представляет собой дислокацию типа Вольтерра – Вейнгартена и может быть записана в следующем виде (Volterra V., 1907, Steketee J.A., 1958, Maruyama T., 1964):

$$u_m(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) T_{kl}^m(P, \theta) v_l(P) d\Sigma, \quad (3)$$

где  $T_{kl}^m(P, \theta)$  представляет собой  $kl$  компоненту тензора напряжения в точке  $P$ , вызванного единичной силой направления  $m$ , приложенной в точке  $\theta$ .

Единичная точечная сила  $F_m$ , приложенная в точке  $\theta$ , создает в точке  $P$  поля смещений и напряжений, найти которые необходимо для того, чтобы интегрировать уравнение (3), которое называется уравнением Вольтерра.

Как известно (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1965), сила  $F_m$ , приложенная в точке  $\theta$  в бесконечном однородном пространстве создает поле смещений, которое записывается следующим образом:

$$u_k^m(P, \theta) = \frac{1}{4\pi\mu} (\delta_{km} r_{,nn} - \frac{\lambda + \mu}{2(\lambda + 2\mu)} r_{,m,k}), \quad (4)$$

где

$$r_{,mk} = -r^{,mk} = \frac{\partial^2 r}{\partial \xi_m \partial \xi_k},$$

$$r = ((x_1 - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2)^{1/2}.$$

Известно, что напряжение можно выразить через смещение следующим образом:

$$T_{kl}^m = \lambda \delta_{kl} u_{,n,n}^m + \mu (u_{k,j}^m + u_{j,k}^m). \quad (5)$$

Выражение для определения поля напряжений, сгенерированного возникновением поверхности упругой сдвиговой дислокации, используя аналогию с уравнением (3), можно записать следующим образом:

$$\tau_{mn}(\theta) = \iint_{\Sigma} \Delta u_k(P) G_{kl}^{mn}(P, \theta) v_l(P) d\Sigma, \quad (3')$$

где

$$G_{kl}^{mn}(P, \theta) = \lambda \delta_{mn} T_{i,i}^{kl} + \mu (T_{kl}^{m,n} + T_{k,l}^{n,m}). \quad (5')$$

Если использовать равенство (4) для исключения  $U_k^m$  и его производных из уравнений

(5) и (5'), то можно получить следующие выражения (Магуама Т., 1964):

$$T_{kl}^m(P, \theta) = \frac{1}{4\pi} [(1 - \alpha)(-\delta_{kl} \frac{r^m}{r^3} + \delta_{ml} \frac{r^k}{r^3} + \delta_{mk} \frac{r^l}{r^3}) + 3\alpha \frac{r_m r_l r_k}{r^5}] \quad (6)$$

$$G_{kl}^{mn}(P, \theta) = \frac{\mu}{4\pi} [-2(2 - 3\alpha)\delta_{kl}\delta_{mn} \frac{1}{r^3} + 2(1 - \alpha)(\delta_{km}\delta_{ln} + \delta_{lm}\delta_{kn}) \frac{1}{r^3} +$$

$$+ 6(1 - \alpha)(\delta_{kl}r_m r_n + \delta_{mn}r_l r_k) \frac{1}{r^3} -$$

$$- 3(1 - 2\alpha)(\delta_{km}r_l r_n + \delta_{lm}r_k r_n + \delta_{kn}r_l r_m + \delta_{mn}r_k r_m) \frac{1}{r^5} - 30\alpha \frac{r_k r_l r_m r_n}{r^7}],$$

где

$$r_k = x_k - \xi_k \text{ и } \alpha = \frac{\lambda + \mu}{\lambda + 2\mu} \quad (\lambda, \mu - \text{параметры Ламэ}).$$

$T_{kl}^m(P, \theta)$  и  $G_{kl}^{mn}(P, \theta)$  представляют собой функции Грина для неограниченной, однородной, упругой среды.

Смещение  $U_{k,l}^m$  можно выразить следующей формулой (Магуама Т., 1964):

$$U_{k,l}^m = \frac{\partial U_k^m}{\partial \xi_1} = \lim_{\Delta \xi_1 \rightarrow 0} \left[ U_k^m(\xi_1 + \Delta \xi_1, \xi_2, \xi_3) - U_k^m(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \right] \frac{1}{\Delta \xi_1}$$

$\alpha_1 \rightarrow 0$

когда  $\Delta \xi_1 \rightarrow 0$  и аналогично для других  $\xi_k$ .

Из этого уравнения можно видеть, что изменение смещения в точке  $\theta$  генерируется неоднородностями, которые возникают при действии пары сил одинаковых величин и противоположных направлений, действующих на расстоянии  $\Delta \xi_k$  друг от друга по соседству с точкой  $P$ , когда  $\Delta \xi_k$  стремится к нулю (Steketee J.A., 1958). Эта пара сил называется ядром напряжения (Love A. E. H., 1927). Когда  $k = l$ ,  $U_{k,l}^m$  соответствует система сил без моментов, а когда  $k \neq l$ ,  $U_{k,l}^m$  соответствует системе сил с моментами.

В случае  $k = l$  эта система сил называется  $A$ -ядром, а в случае  $k \neq l$  —  $B$ -ядром. Вклад этих ядер в общую сумму смещений  $U_m(\theta)$  зависит от локальных изменений  $\Delta u_i$  на поверхности дислокации  $\sum$  и ориентации этой поверхности. Если мы допустим, что  $\sum$  перпендикулярна оси  $X_3$ , то имеет место следующее равенство:

$$du_m(\theta) = (\Delta u_1 T_{13}^m + \Delta u_2 T_{23}^m + \Delta u_3 T_{33}^m) d\sum.$$

$\Delta u_1$  и  $\Delta u_2$  в этом случае описывают сдвиг  $\sum^+$  по отношению к  $\sum^-$ , а  $\Delta u_3$  определяет расстояние между  $\sum^+$  и  $\sum^-$ . Из этого примера можно увидеть, что  $A$ -ядра определяют нормальное растяжение, а  $B$ -ядра — чистый сдвиг.

Для более реального моделирования очага землетрясения нужно решать уравнение Вольтерра в случае, когда дислокационная поверхность, генерирующая поле смещений, деформаций и наклонов, расположена в однородном полупространстве, ограниченном плоскостью. Без потери общности можно допустить, что граница полупространства совпадает с плоскостью  $x_3 = 0$ , а ось  $x_3$  направлена вовнутрь полупространства. В этом случае при отсутствии поверхностных сил, на тензор напряжений на поверхности полупространства налагаются следующие ограничения:

$$\tau_{13} = \tau_{23} = \tau_{33} = 0 \quad \text{при} \quad x_3 = 0.$$

Для решения проблемы рассмотрим бесконечную однородную среду, в которой действуют следующие силы (Mauguat T., 1964):

- 1 сила  $F_m$ , приложенная в точке  $P$ ;
- 2 сила  $F'_m$ , симметричная сила  $F_m$  относительно плоскости  $x_3 = 0$  и, приложенная в точке  $P'(\xi_1, \xi_2, -\xi_3)$ , которая симметрична точке  $P$ ;
- 3 нормальная нагрузка на поверхности  $x_3 = 0$ .

Нормальная нагрузка на поверхности — это сила, которая на поверхности генерирует напряжение величиной  $-2\tau_{33}$  и которая вводится для компенсации напряжений на поверхности полупространства, которые вызваны действием сил 1 и 2. В этом случае тензор Грина имеет следующий вид:

$$W_{ij}^m = w_{ij}^m + \omega_{ij}^m \quad (7)$$

В выражении (7)  $w_{ij}^m$  соответствует полю смещений, вызванному общим действием сил  $F_m$  и  $F'_m$ , а  $\omega_{ij}^m$  — полю смещений, вызванному нормальной нагрузкой на поверхности полупространства. Для простоты вычислений допустим, что  $\lambda = \mu$ . Тогда  $\alpha = \frac{2}{3}$  из уравнения (7) для  $w_{ij}^m$  можно написать.

$$w_{kl}^m = \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{1}{3} (-\delta_{kl} \left( \frac{Rm}{R^3} + \frac{S_m}{S^3} \right) + \delta_{mk} \left( \frac{R_s}{R^3} + \frac{s_1}{s^3} \right) + \delta_{ms} \left( \frac{R_k}{R^3} + \frac{s_k}{s^3} \right)) + 2 \left( \frac{R_m R_s R_k}{R^5} + \frac{s_m s_k s_1}{s^5} \right) \right], \quad (8)$$

где

$$R = |p\theta| = \sqrt{(x - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 - \xi_3)^2},$$

$$s = |p'\theta| = \sqrt{(x - \xi_1)^2 + (x_2 - \xi_2)^2 + (x_3 + \xi_3)^2},$$

$$s_k = x_k - \xi_k, \quad k = 1, 2, \quad s_3 = x_3 + \xi_3,$$

$$R_k = x_k - \xi_k, \quad k = 1, 2, 3.$$

Таким образом, для решения проблемы необходимо найти функцию Грина  $\omega_{kl}^m$  для нормальной нагрузки на поверхности полупространства. Эта задача называется проблемой Буссинеска.

При отсутствии объемных сил в однородном пространстве уравнение равновесия имеет следующий вид (Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, 1965):

$$(\lambda + \mu) \text{grad div } \bar{u} + \mu \nabla^2 \bar{u}. \quad (9)$$

Определим  $\bar{u}$  следующим образом:

$$\bar{u} = (\nabla^2 - \alpha \text{grad div}) \bar{\Gamma} \quad (10)$$

Если  $\bar{u}$  из уравнения (10) удовлетворяет уравнению (9), то  $\bar{\Gamma}(\Gamma_1, \Gamma_2, \Gamma_3)$  называется вектором Галеркина, который имеет следующее свойство:

$$\nabla^2 \nabla^2 \bar{\Gamma} = 0. \quad (11)$$

Для решения проблемы достаточно найти вектор Галеркина для нормальной нагрузки на поверхности.

Вектор Галеркина  $\bar{\Gamma}_k^m$ , соответствующий полю смещений  $U_k^m$ , при фиксированном  $m$  имеет следующий вид:

$$\bar{\Gamma}_k^m = \frac{1}{8\pi\mu} \delta_{km} r. \quad (12)$$

Отсюда можно получить выражение вектора Галеркина  $\bar{\Gamma}_k^m$ , соответствующего полю напряжений  $T_k^m$  при фиксированных  $k$  и  $l$ :

$$8\pi\mu\bar{\Gamma}_k^m = -\lambda\delta_{kl}r^m - \mu(\delta_{mk}r^l + \delta_{ml}r^k). \quad (13)$$

Проблема Буссинеска решается с помощью вектора Галеркина  $\bar{r}(0, 0, r)$ , Фурье преобразование которого по координатам  $x_1$  и  $x_2$  имеет следующий вид:

$$\bar{\Gamma}(x_1, x_2, x_3) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}(k_1, k_2, x_3) e^{i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} dk_1 dk_2,$$

$$\bar{\Gamma}(k_1, k_2, x_3) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}(x_1, x_2, x_3) e^{-i(k_1 x_1 + k_2 x_2)} dx_1 dx_2. \quad (14)$$

Когда  $x_1$  и  $x_2$  стремятся к бесконечности, то Фурье-преобразование производных функций  $\varphi(x_1, x_2, x_3)$  записывается следующим образом:

$$\left( \frac{\partial^j \varphi}{\partial x_j^j} \right) = (ik_j)^j \bar{\varphi}, \quad \text{где } j = 1, 2; \quad (15)$$

применяя оператор  $\nabla^4$  к равенствам (14) и используя равенство (15), можно получить следующее уравнение:

$$\left(\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right)^2 \bar{\Gamma} = 0 \quad (16)$$

с решением:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3)e^{-kx_3} + (c + Dkx_3)e^{kx_3},$$

где

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$$

Из граничных условий на бесконечности мы имеем:

$$c = D = 0$$

и, используя эти условия:

$$\bar{\Gamma} = (A + Bkx_3)e^{-kx_3} \quad (17)$$

поле напряжений определяется посредством вектора Галеркина, как:

$$\tau_{ij} = \delta_{ij}\lambda(1-\alpha)\Gamma^{,mm} + \mu(\delta_{ik}\Gamma^{,l,m} + \delta_{il}\Gamma^{,k,m}) - 2\alpha\mu\Gamma^{,3kl},$$

Используя (15), мы имеем следующие уравнения:

$$\bar{\tau}_{31} = \mu(ik_1)\left[(1-2\alpha)\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right]\bar{\Gamma},$$

$$\bar{\tau}_{32} = \mu(ik_2)\left[(1-2\alpha)\frac{d^2}{dx_3^2} - k^2\right]\bar{\Gamma},$$

$$\bar{\tau}_{33} = \mu\frac{d}{dx_3}\left[\frac{d^2}{dx_3^2} - (1+2\alpha)k^2\right]\bar{\Gamma},$$

Подставляя в эти уравнения выражения (17) и следуя ограничениям  $\bar{\tau}_{13} = \bar{\tau}_{23} = 0$ , получим (Miyamoto T., 1964):

$$A = \left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)B,$$

что дает для  $\bar{\tau}_{33}$  следующее выражение:

$$\bar{\tau}_{33} = 2\mu Bk^3(1 - kx_3)e^{-kx_3}.$$

Если обозначить распределение нормальной нагрузки на поверхности  $x_3 = 0$  через  $p(x_1, x_2) = -2G_{ij}^{33}(x_1, x_2, 0)$

и Фурье-преобразование от  $P$  обозначить через  $\bar{P}$ , то выражение, определяющее  $B$ , примет следующий вид:

$$B(k_1, k_2) = \frac{1}{3\alpha k^3} \frac{\bar{p}(k_1, k_2)}{\mu}$$

Решение проблемы получается с помощью вектора Галеркина Фурье-преобразование которого записывается следующим образом:

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{2\alpha\mu} \bar{p} \left[ \left(2 - \frac{1}{\alpha}\right)k^{-3} + x_3 k^{-2} \right] e^{-kx_3}. \quad (18)$$

Используя уравнение (13), можно написать выражения для компонент вектора Галеркина, определяющего поле смещений на поверхности  $x_3 = 0$ , вызванное точечными единичными силами  $F_m$  и  $F'_m$ , действующими в точках  $P$  и  $P'$ . Но эти выражения не всегда пригодны для вычислений (Miyamoto T., 1964).

Как известно, нормальная нагрузка на поверхности  $x_3 = 0$  записывается следующим образом :

$$P_{kl}(x_1, x_2) = -2G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$$

для всех  $k$  и  $l$ . Из (6) мы можем определить  $G_{kl}^{33}(x_1, x_2, 0)$  и после этого написать выражения для определения  $P_{kl}(x_1, x_2)$ :

$$\begin{aligned} p_{11} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ (2-3\alpha) \frac{1}{\rho^3} - 3(1-\alpha) \frac{x_1^2 + \xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_1^2 \xi_3^2}{\rho^7} \right], \\ p_{22} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ (2-3\alpha) \frac{1}{\rho^3} - 3(1-\alpha) \frac{x_2^2 + \xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_2^2 \xi_3^2}{\rho^7} \right], \\ p_{33} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ -\alpha \frac{1}{\rho^3} - 6\alpha \frac{\xi_3^2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{\xi_3^4}{\rho^7} \right], \\ p_{23} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ 3\alpha \frac{x_2 \xi_3}{\rho^5} - 15\alpha \frac{x_2 \xi_3^3}{\rho^7} \right], \\ p_{31} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ 3\alpha \frac{x_1 \xi_3}{\rho^5} - 15\alpha \frac{x_1 \xi_3^3}{\rho^7} \right], \\ p_{12} &= \frac{\mu}{\pi} \left[ -3(1-\alpha) \frac{x_1 x_2}{\rho^5} + 15\alpha \frac{x_1 x_2 \xi_3^2}{\rho^7} \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\rho = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + \xi_3^2}$  и, для простоты вычислений  $\xi_1 = \xi_2 = x_3 = 0$ .

После нахождения Фурье- преобразования  $\bar{P}_{kl}$ , подстановки в (17) и обратного Фурье-преобразования можно получить выражения для определения компонент вектора Галеркина  $\Gamma_{kl}$ :

$$\begin{aligned} \Gamma_{11} &= \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{3}{4} f(r, p) + \frac{1}{8r^2} (s^2 + 14sp - 7p^2 + 8 \frac{p^3}{s}) + \right. \\ &+ \frac{x_1^2}{4r^4} (-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4 \frac{p^3}{s}) + \xi_3 (-\frac{3}{s} + \frac{2x_1^2}{s^3}) + \\ &+ \xi_3^2 (\frac{2}{r^2} (1 - \frac{p}{s}) + 2 \frac{x_1^2}{r^4} (-2 + 3 \frac{p}{s} + \frac{p^3}{s^3})) \left. \right], \\ \Gamma_{22} &= \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{3}{4} f(r, p) + \frac{1}{8r^2} (s^2 + 14sp - 7p^2 + 8 \frac{p^3}{s}) + \right. \\ &+ \frac{x_2^2}{4r^4} (-s^2 - 2sp + 7p^2 - 4 \frac{p^3}{s}) + \xi_3 (-\frac{3}{s} + \frac{2x_2^2}{s^3}) + \\ &+ \xi_3^2 (\frac{2}{r^2} (1 - \frac{p}{s}) + 2 \frac{x_2^2}{r^4} (-2 + 3 \frac{p}{s} + \frac{p^3}{s^3})) \left. \right] \\ \Gamma_{33} &= \frac{1}{4\pi} \left[ f(r, p) + 2 \frac{p}{s} + \xi_3 (-\frac{1}{s} + 2 \frac{p^2}{s^3}) + \xi_3^2 (-2 \frac{p}{s^3}) \right], \\ \Gamma_{23} &= \frac{1}{4\pi} \left[ -\frac{1}{r^2} (1 - \frac{p}{s}) - 2 \frac{x_3}{s^3} \right] x_2 \xi_3, \\ \Gamma_{31} &= \frac{1}{4\pi} \left[ -\frac{1}{r^2} (1 - \frac{p}{s}) - 2 \frac{x_3}{s^3} \right] x_1 \xi_3, \\ \Gamma_{12} &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 x_2}{r^4} \left[ (-\frac{s^2}{4} - \frac{sp}{2} + \frac{7p^2}{4} - \frac{p^3}{s}) + \right. \end{aligned} \quad (20)$$

$$+ 2\xi_3 \left( s - 2 \frac{p^2}{s} + \frac{p^4}{s^3} \right) + 2\xi_3^2 \left( -2 + 3 \frac{p}{s} - \frac{p^3}{s^3} \right) ],$$

где

$$r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2}, \quad s = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + p^2}, \quad p = x_3 + \xi_3 > 0,$$

$$f(r, p) = \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-pk} k^{-2} e^{i(x_1 k_1 + x_2 k_2)} dk_1 dk_2,$$

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}, \quad \lambda = \mu, \quad \xi_1 = \xi_2 = 0.$$

Из уравнений (20) можно написать выражения, определяющие вторую часть функции Грина  $\omega_{kl}^m$ , которая после суммирования с  $\omega_{kl}^m$  дает выражения функции Грина  $W_{kl}^m$ :

$$\begin{aligned} W_{11}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 p}{r^4} \left[ c + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], & W_{23}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[ -6 \frac{x_1 x_2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{11}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 p}{r^4} \left[ D + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], & W_{23}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[ -6 \frac{x_2^2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{11}^3 &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^2} \left[ B + \frac{x_1^2}{r^2} E \right], & W_{23}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[ 6 \frac{x_2 \xi_3^2}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 p}{r^2} \left[ D + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], & W_{31}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[ -6 \frac{x_1^2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 p}{r^2} \left[ c + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], & W_{31}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[ -6 \frac{x_1 x_2 \xi_3}{\rho^5} \right], \\ W_{22}^3 &= \frac{1}{4\pi} \frac{1}{r^2} \left[ B + \frac{x_2^2}{r^2} E \right], & W_{31}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[ 6 \frac{x_1 \xi_3^2}{\rho^5} \right], \\ W_{33}^1 &= \frac{1}{4\pi} \left[ 6 \frac{x_1 \xi_3^2}{\rho^5} \right], & W_{12}^1 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_2 p}{r_4} \left[ A + \frac{x_1^2}{r^2} F \right], \\ W_{33}^2 &= \frac{1}{4\pi} \left[ 6 \frac{x_2 \xi_3^2}{\rho^5} \right], & W_{12}^2 &= \frac{1}{4\pi} \frac{x_1 p}{r^4} \left[ A + \frac{x_2^2}{r^2} F \right], \\ W_{33}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[ -6 \frac{\xi_3^3}{\rho^5} \right], & W_{12}^3 &= \frac{1}{4\pi} \left[ \frac{x_1 x_2}{r^4} E \right], \end{aligned} \quad (21)$$

где A, B, C, D, E и F являются полиномами от  $\zeta = \frac{\xi_3}{\rho}$ :

$$A(\zeta) = 1 - 2\zeta + \zeta^2,$$

$$B(\zeta) = -1 + 2\zeta - \zeta^3,$$

$$C(\zeta) = 2 - 6\zeta + 5\zeta^2 - \zeta^4,$$

$$D(\zeta) = -2\zeta + 3\zeta^2 - \zeta^4 = C(\zeta) - 2A(\zeta),$$

$$E(\zeta) = 2 - 9\zeta = 13\zeta^2 - 6\zeta^5,$$

$$F(\zeta) = 3 + 8\zeta - 24\zeta^2 + 19\zeta^4 - 6\zeta^6.$$

Подставив выражения тензора Грина  $W_{kl}^m$  в уравнение

$$u_m(\theta) = \sum_{\Sigma} \Delta u_k(p) W_{kl}^m(p, \theta) v_l(p) d\Sigma \quad (22)$$

ი პროინტეგრირავ ეს ურავნენი პო პოვერხნოტი დისლოკაციი  $\sum$ , მონიო პოლუპროსტრანსტვი ნა პლოსკოტი  $x_3 = 0$ , ვივანნოხ ვოზნიკნოვენიემ ვ პოლუპროსტრანსტვი უპრუგო დისლოკაციი.

В общем случае интегрирование уравнения (22) представляет собой неразрешимую задачу, так как интеграл (22) зависит от поверхности дислокации  $\sum$ , которая может принимать самые разнообразные формы. Для интегрирования уравнения (22) необходимо определить размеры и форму поверхности дислокации, что даст возможность получить уравнения пригодные к вычислениям и связывающие поля смещений, деформаций и наклонов с параметрами очага землетрясения.

#### ლიტერატურა

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Теория упругости М., «Наука» 1965 г.
2. Maruyama T. Statical elastic diolocation in an infinite and semi-infinite medium. Bull. Earthquake Research Institute v. 42. 1964.
3. Volterra V. sur l'equilibre des corp elastiques multiplement connexes. Ann. Sci. Ecole Norm. Super., Paris 24, 1907.
4. Steketee I.A. On Volterra's dislocations in a semi-infinite elastic medium. Can. I. Phys. 36, 1958

## ძლიერი მიწისძვრებით გამოწვეული დედამიწის ზედაპირის გადაადგილებები, დეფორმაციები და დახრები

კ. ქართველიშვილი, დ. ქართველიშვილი

### რეზიუმე

ძლიერი მიწისძვრებით გამოწვეული ნარჩენი გადაადგილებების, დეფორმაციების და დახრების გამოსათვლელად გამოყენებულია სტეკეტის, ჩინერის და მარუიამის მიერ შემოთავაზებული რღვევების დისლოკაციის თეორია. ერთგვაროვანი ნახევარსფეროს ეოლტერას დისლოკაციის ვერტიკალური და ჰორიზონტალური გადაადგილებების გამოსაკვლევად გამოყენებულია მარუიამის განტოლებები. დისლოკაციის ზედაპირად მიღებულია მართკუთხა სიბრტყე.

მოცემულია ანალიტიკური გამოსახულებები რღვევების ორივე strike-slip და dip-slip მოდელისათვის.

## Residual displacements, strains and tilts connected with large Earthquakes

K. Kartvelishvili, D. Kartvelishvili

### Abstract

The dislocation theory representation of faulting of Steketee, Chinnery, and Maruyama used to compute the residual displacement, strain, and tilt fields from major Earthquakes. Ma-



Uryama's equations have been used to calculate both vertical and horizontal surface displacements for a Volterra dislocation in a uniform half space. The shape of the dislocation surface  $D$  assumed to be a plane rectangle.

Closed analytical expressions for the displacement field of inclined, finite strike-slip and dip-slip faults are given.

## Некоторые статистические результаты для выявления экзогенных факторов землетрясений Кавказа

М.К. Качахидзе

В работе рассматривается вопрос о распределении планет и их пар на небесной сфере в момент происхождения землетрясений на Кавказе. Вычисления проводились относительно трех систем отсчета: точки весеннего равноденствия, восточной точки пересечения плоскости горизонта с эклипкой, а также распределения планет относительно друг друга. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. выявлены секторы на небесной сфере, при нахождении в которых планеты или пары планет, происходит максимальное количество землетрясений;
2. для отдельных планет и пар планет также найдены определенные секторы на небесной сфере, так называемые «зоны запрета», при нахождении в которых планеты или пары планет, количество землетрясений минимально.

**Ключевые слова:** триггерный фактор, весеннее равноденствие, землетрясение, эклиптика.

### Введение

Проблема происхождения землетрясений имеет многовековую историю. Еще средневековые астрономы пытались связать катастрофические явления, в том числе землетрясения с положением планет, однако до настоящего времени вопрос не подвергался строгому научному анализу. Понимая, что гравитационное влияние планет на Землю чрезвычайно слабо, и их вклад в формирование земного прилива весьма мал (около 0.01%), мы, тем не менее, решили проверить гипотезу о влиянии положения планет на небесной сфере на сейсмичность, принимая во внимание, что сейсмичность обладает необычайно высокой чувствительностью к очень слабым внешним воздействиям со стороны удаленных подземных ядерных взрывов и сильных землетрясений, и к еще более слабым электрическим воздействиям.

В случае отсутствия в земле переменных напряжений (внутриземного, метеорологического и космического происхождения) землетрясения происходили бы в те моменты, когда тектонические напряжения в зоне подготовки землетрясения достигли бы критического значения.

Существующие в земле переменные напряжения, добавляясь на плавно-возрастающие тектонические напряжения, могут сыграть роль триггерного фактора.

Геофизические наблюдения показывают, что в процессе подготовки землетрясения участвуют разные эндогенные и экзогенные факторы как локального, так и регионального характера (1,3,6,7,8).

### Исходные данные и методы исследования

Нами рассматривается задача - насколько распределение планет на небесной сфере в момент происхождения землетрясения может сыграть роль спускового механизма (триггерного фактора) для землетрясений.

В настоящей работе для сеймоактивного региона Кавказа рассматривается возможность существования связи между астрономическими явлениями и землетрясениями, которые произошли в период с 1900 года по 1992 г (всего 393 землетрясений).

Вычисления проводились относительно трех систем отсчета: точки весеннего равноденствия, восточной точки пересечения плоскости горизонта с эклипкой (в дальнейшем эту точку назовем «восточной точкой»), а также распределения планет относительно друг друга.

Во всех случаях распределение планет изучалось приближенной формулой вероятностей Пуассона для 10,15,20,30 и 40 - градусных полос:

$$P = \frac{a^k \cdot e^{-a}}{k!}$$

где  $P$  – вероятность,  $k$  - количество благоприятных случаев,  $a$  – ожидаемое количество событий в заданном секторе:

$$a = N \cdot J/360,$$

$N$  – общее количество землетрясений (393),  $J$  – ширина полосы в градусах.

Количеству случаев  $a$  в полосе соответствует максимальная (по сравнению с другими вариантами) вероятность  $P$ .

Каждая полоса перемещалась по долготе 5 градусными шагами, пока она не сделает полный оборот; таким образом, для каждой из них получалось по 72 шага. На каждом шаге вычислялась вероятность для общего количества землетрясений, которые при этом оказывались в пределах данной полосы.

Значимыми сочтены те случаи вероятность которых, как минимум, на три порядка ниже максимально ожидаемой вероятности. Случаи, когда вероятность на четыре порядка ниже максимальной вероятности, отмечены звездочкой. В таблицах приведены только эти случаи.

Сразу же отметим, что в некоторых системах отсчета вырисовывается интересный факт: некоторые планеты или «пары планет» создают, так называемые, «запретные зоны», т.е. если они находятся в «своей запретной зоне» (в определенном секторе на небесной сфере), то вероятность происхождения землетрясений чрезмерно мала.

Каталог землетрясений Кавказа был разбит на три части: сначала во всех системах отсчета рассматривались землетрясения с  $M \geq 4.5$ .

Результаты исследования и их обсуждение

Для землетрясений с  $M \geq 4.5$  (всего 393 землетрясений)

1.1. Относительно точки весеннего равноденствия для отдельных планет получены следующие результаты (Таблица 1):

Таблица 1

Название планеты	Ширина полосы в градусах	Интервал в градусах	Количество случаев	Максимальная вероятность	Вероятность	Замечание
Марс	10 <sup>0</sup>	145 <sup>0</sup> - 155 <sup>0</sup>	29*	0,12	0,000026	
	15 <sup>0</sup>	145 <sup>0</sup> - 160 <sup>0</sup>	37*	0,0988	0,0000047	
	20 <sup>0</sup>	145 <sup>0</sup> - 165 <sup>0</sup>	45*	0,085	0,000005	
	30 <sup>0</sup>	135 <sup>0</sup> - 165 <sup>0</sup>	58	0,0697	0,000019	
	40 <sup>0</sup>	125 <sup>0</sup> - 165 <sup>0</sup>	72	0,0604	0,000022	
Сатурн	10 <sup>0</sup>	290 <sup>0</sup> - 300 <sup>0</sup>	26	0,12	0,000044	
	20 <sup>0</sup>	290 <sup>0</sup> - 310 <sup>0</sup>	41	0,085	0,000079	
	30 <sup>0</sup>	270 <sup>0</sup> - 300 <sup>0</sup>	58	0,0697	0,000019	
	30 <sup>0</sup>	70 <sup>0</sup> - 100 <sup>0</sup>	13	0,0697	0,0000479	Зона запрета

	40°	270° - 310°	73	0,0604	0,000013	
	40°	65° - 105°	19	004	0,000013	Зона запрета

Из таблицы 1 видно, что Марс активным является во всех секторах небесной сферы, но при расширении полос до 30° или 40°-ов, он с четко выраженными вероятностями имеет несколько пиков, из них наиболее выразительными являются: 58 случаев в интервале (135° - 165°) и 72 случая в интервале (125° - 165°).

В отличие от Марса, Сатурн более активным является только в расширенных полосах. Также, Сатурн имеет «зоны запрета»: 30°-ую полосу в интервале (70° - 100°) и 40°-ую полосу в интервале (65° - 105°).

Забегая вперед отметим, что 10-градусные полосы оказываются оптимальными (за некоторыми исключениями).

**1.2 В системе «восточной точки»** интересный результат получен только для Плутона (Таблица 2). Для остальных систем значительных результатов нет.

Таблица 2

Название планеты	Ширина полосы в градусах	Интервал в градусах	Количество случаев	Максимальная вероятность	Вероятность	Замечание
Плутон	10°	95° - 105°	25	0,12	0,000105	

**1.3. Для пар планет** (видимого удаления планет относительно друг друга) получается (Таблица 3):

Таблица 3

Название пар планет	Интервал в градусах	Количество случаев	Максимальная вероятность	Вероятность	Замечание
Солнце-Марс	0° - 15°	39*	0,0988	0,00000085	
	0° - 20°	49*	0,085	0,00000022	
	170° - 190°	4*	0,085	0,000003	Зона запрета
	0° - 30°	71*	0,0697	0,000000027	
	160° - 190°	8*	0,0697	0,0000002	Зона запрета
	210° - 240°	6*	0,0697	0,00000001	Зона запрета
	35 0° - 20°	64*	0,0697	0,00000044	
Меркурий-Марс	295° - 310°	37*	0,0988	0,0000047	
	200° - 220°	4*	0,085	0,000003	Зона запрета
	290° - 310°	44	0,085	0,00001	
	195° - 225°	8*	0,0697	0,0000002	Зона запрета
	290° - 320°	60*	0,0697	0,0000059	
	340° - 10°	62*	0,0697	0,0000017	
Венера-Марс	165° - 175°	0	0,12	0,000018	Зона запрета
	145° - 175°	4*	0,0697	0,000000003	Зона запрета

Из таблицы 3 видно, что если некоторые пары планет находятся в своих «запретных зонах», то землетрясения либо вообще не происходят, либо вероятность их происхождения чрезвычайно мала.

## Выводы

Таким образом, для сейсмоактивного региона Кавказа можно выделить периоды повышения и понижения активизации сейсмичности:

Для землетрясений  $M \geq 4.5$ :

1. максимальное количество землетрясений происходит, когда:

1.1. в системе точки весеннего равноденствия Марс и Сатурн находятся в  $40^\circ$ -ом интервале ( $125^\circ - 165^\circ$ ) и ( $270^\circ - 310^\circ$ ) соответственно; в этой системе Марс является активным во всех вышеуказанных секторах небесной сферы;

1.2. в системе «восточной точки» значительный результат получается для Плутона, когда он находится в  $10^\circ$ -ой полосе ( $95^\circ - 105^\circ$ );

1.3. если задача рассматривается для распределения планет относительно друг друга, то самым активным являются пары при следующих значениях угловых расстояний между ними:

Солнце – Марс ( $0^\circ - 30^\circ$ ) и ( $350^\circ - 20^\circ$ ).

Меркурий-Марс ( $295^\circ - 310^\circ$ ), ( $290^\circ - 320^\circ$ ) или ( $340^\circ - 10^\circ$ ).

2. в некоторых системах также вырисовываются «зоны запрета», при нахождении в которых планеты или пары планет, происходит минимальное количество землетрясений;

2.1. когда Сатурн находится в  $40^\circ$ -ой полосе ( $65^\circ - 105^\circ$ ) (задача рассматривается относительно точки весеннего равноденствия);

2.2. если задача рассматривается для распределения планет относительно друг друга, минимальное количество землетрясений происходит, когда между ними угловые расстояния следующие: Солнце – Марс ( $160^\circ - 190^\circ$ ) или ( $210^\circ - 240^\circ$ ), Меркурий-Марс ( $200^\circ - 220^\circ$ ) или ( $195^\circ - 225^\circ$ ), Венера-Марс ( $145^\circ - 175^\circ$ ).

Интересным является случай, когда для пары планет Венера – Марс угловое расстояние между ними ( $165^\circ - 175^\circ$ ), в этом случае землетрясения не происходят вообще.

Относительно системы местного меридиана значимые результаты не получаются.

Таким образом, в работе, на примере Кавказского сейсмоактивного региона, изучены триггерные влияния распределения планет на сейсмичность.

Выявлены секторы на небесной сфере, при нахождении в которых планеты или пары планет происходит максимальное количество землетрясений. Кроме этого в некоторых системах отсчета вырисовывается интересный факт – некоторые планеты или пары планет создают так называемые «запретные зоны», т.е. если они находятся в «своей запретной зоне» (в определенном секторе на небесной сфере) вероятность происхождения землетрясений чрезмерно мала.

Механизм физического воздействия на очаг землетрясения, на земные процессы пока неясен, он может быть как непосредственным, так и опосредованным через влияние планет на другие оболочки Земли, в частности, на ионосферу.

Сила, которая со стороны тел солнечной системы действует на Землю, а в нашем случае на Кавказский регион, одновременно может сыграть роль триггерного фактора только в том случае, если ее направление такое, что она увеличивает тектоническую силу, действующую в этом регионе. Та же сила, конечно, действует и на соседний регион, допустим на Турцию или Аравийский полуостров, но как в Турции, так и на Аравийском полуострове тектонические силы (их направления) имеют совершенно другой характер. Сила, действующая от тел солнечной системы на Кавказский регион не сможет сыграть роль триггерного фактора для Турции и Аравийского полуострова и наоборот, та сила, направление которой такова, что она добавляется к тектонической

силе Турции, не сможет сыграть роль триггерного фактора для Кавказа или Аравийского полуострова.

Таким образом, если в некоторый момент действующая сила со стороны тел солнечной системы имеет такое направление, что она совпадает с тектоническим направлением определенного сейсмоактивного региона, вероятность происхождения землетрясений растет, а другие сейсмоактивные зоны могут быть чувствительными к другим конфигурациям планет, и, в связи с этим целесообразно продолжение работы, взяв в рассмотрение другие районы земного шара.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Рикитаке Т. «Предсказание землетрясений», «Мир», Москва, 1979, 388 с.
2. Атлас временных вариаций природных процессов. Порядок и хаос в литосфере и других сферах. Том 1, Москва, 1994 г., 175 с.
3. Сытинский А.Д. «О связи землетрясений с солнечной активностью». Физика Земли, № 2, 1989, с. 13-31.
4. Torsten Hartmann, Hans-Georg Wenzel. «The harmonic development of the Earth tide generating potential due to the direct effect of the planets». Geoph. Res. Lett., Vol.21, No 18, p.1991-1993.
5. Tamura, Y. «Additional terms to the tidal harmonic tables», submitted to Proceedings 12<sup>th</sup> International Symposium on Earth Tides, Beijing 1993.
6. Качакидзе Н.К. «Некоторые особенности взаимосвязи сильных землетрясений Кавказа». Сообщения АН ГССР, 117, № 3, 1986, с. 520-525.
7. Kiladze R.I., Kachakhidze N.K., Ramishvili G.T., Kukhianidze V.D., Kachakhidze M.K. «Study Of Possible Relationships Between Strong Earthquakes And Astronomic Phenomena For Seismoactive Regions Of The Caucasus, Turkey And Greece.» Bulletin Of The Georgian Academy Of Sciences, 155, N 3, 1997, p.367 – 369.
8. Kiladze R.I., Kachakhidze N.K., Ramishvili G.T., Kukhianidze V.D., Kachakhidze M.K. «Study Of Possible Relationships Between Strong Earthquakes And Astronomic Phenomena For Seismoactive Regions Turkey And Greece.» Bulletin Of The Georgian Academy Of Sciences, 158, N 3, 1998, p. 416 – 418.

## ზოგიერთი სტატისტიკური შედეგი კავკასიის მიწისძვრების ეკბოგენური ფაქტორების გამოსავლენად

მ. კაჭახიძე

რეზიუმე

ნაშრომში შესწავლილია პლანეტებისა და მათი წყვილების ცის თაღზე განაწილება კავკასიის ძლიერი მიწისძვრების მოხდენის მომენტში. განხილულია კავკასიის მიწისძვრები  $M \geq 4.5$  მაგნიტუდით. გამოთვლილია განსაზღვრულ სექტორებში პლანეტებისა ან მათი წყვილების მოხვედრის ალბათობა. რეალური ალბათობების უმცირესი მნიშვნელობა გვიჩვენებს მიწისძვრათა მოხდენის მაქსიმალურ შესაძლებლობას.

თუ პლანეტებსა და მათ განაწილებას შეუძლიათ იქონიონ გავლენა მიწისძვრათა მოხდენაზე, მაშინ მიღებული შედეგებიდან შეიძლება გაკეთდეს შემდეგი დასკვნები:

1. ცის თალზე გამოვლენილია სექტორები, სადაც პლანეტებისა ან მათი წყვილების მოხვედრის შემთხვევაში ხდება მიწისძვრათა მაქსიმალური რაოდენობა;

2. ცალკეული პლანეტებისა და მათი წყვილებისათვის ცის თალზე მოძებნილია სექტორები, ე.წ. "აკრძალვის ზონები", სადაც პლანეტის ან პლანეტათა წყვილების მოხვედრის შემთხვევაში ან არ ხდება მიწისძვრა, ან ხდება მიწისძვრათა მინიმალური რაოდენობა;

## **SOME STATISTICAL RESULTS IN ORDER TO REVEAL OF CAUCASUS EARTHQUAKES EXOGENOUS FACTORS**

**M. Kachakhidze**

### **Abstract**

For earthquakes with  $M \geq 4.5$  of Caucasus seismoactive region planet distribution has been studied. Maximum and actual probabilities of planet locations in  $10^0, 20^0, 30^0$  and  $40^0$  bands were computed. For any planets the so-called "prohibited areas" were found, i.e. the bands, where in case of getting of certain planets, no strong earthquake may occur in a considered region.

## **О возможном сейсмическом эффекте вязкого взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой Земли**

**Л. Дарахвелидзе, Н. Жонжолაძე, ზ. Керესელიძე, Н. Мебагишвили, В. Чичинадзе**

Захваченная в плазмосфере магнитосферная плазма участвует в синхронном с Землей вращении вплоть до ее границы, плазмопаузы, где плотность плазмы резко падает. Граничные силовые линии земного магнитного поля, охватывающие плазмосферу как с дневной, так и ночной стороны магнитосферы, как бы начинают скользить по отношению к последующим силовым линиям. Поэтому создается впечатление, что Земля вместе с плазмосферой вращается внутри магнитосферы, на границе которой происходит вязкое взаимодействие геомагнитного поля с солнечным ветром. Этот эффект не может не сказываться на трение между оболочкой Земля-плазмосфера и остальной магнитосферой хотя бы потому, что вязкое взаимодействие, наряду с пересоединением силовых линий межпланетного магнитного поля и магнитного поля Земли, является основным механизмом, снабжающим энергией внутримангитосферные процессы.

Очевидно что вязкое взаимодействие плазмы солнечного ветра с геомагнитным полем происходит по всей поверхности магнитосферы, хотя особенно интенсивным оно должно быть на дневной стороне, в частности, в области полярных каспов. Это-воронкообразные структуры, расположенные над магнитными полюсами и ограниченные замкнутыми высокоширотными силовыми линиями на дневной и снесенными в хвост магнитосферы – на ночной стороне. В полярных каспах плазма солнечного ветра из высокоширотного пограничного слоя в переходной области перед магнитосферой без всяких помех со стороны геомагнитного поля распространяется в направлении магнитных полюсов, снабжает полярную ионосферу заряженными частицами и вызывает в авральной области различные электромагнитные явления (полярные сияния, суббури) [1].

Процесс проникновения плазмы солнечного ветра через полярные каспы в полярную ионосферу имеет сходство с течением жидкости через воронку, в которой, в зависимости от характера движения, могут появиться области с значительными градиентами скорости. Этот эффект особенно заметен в вязкой среде, которая образует пограничный слой на внутренней поверхности воронки. В случае сжимаемой среды, каковым в реальности является солнечный ветер, в полярном каспе должна проявиться также анизотропия плотности и температуры плазмы, которая может в определенной степени влиять на трение между ограничивающими касп силовыми линиями и движущейся плазмой. Поэтому постулат об идеальной электрической проводимости солнечного ветра, справедливый до его взаимодействия с магнитосферой, в полярных каспах, как и в пограничном слое на внешней границе магнитосферы, должен быть отвергнут. Это означает, что у плазмы возникает магнитная вязкость, что в некоторой степени эквивалентно появлению обычной вязкости.

Отождествление солнечного ветра со средой с обычной вязкостью позволяет при моделировании течения плазмы в полярном каспе в полной мере воспользоваться уже известными результатами. В частности, в [2] была рассмотрена задача, суть которой состояла в оценке величины суммарной силы трения плазмы о боковую поверхность каспа и ее возможной доли в вариациях периода вращения Земли. Для этой цели



полярный касп аппроксимировался осесимметричным телом вращения, форма которого может меняться от цилиндрического к коническому. В такой постановке наиболее удобной представляется цилиндрическая система координат, центр которой находится в магнитном полюсе, а ось  $z$ , направленная вертикально вверх, является осью вращения тела, аппроксимирующего полярный касп. Плазма солнечного ветра считается несжимаемой, а ее продольная скорость задана кинематической моделью, учитывающей эффект торможения при ее движении от основания каспа к полярной ионосфере, на которую опирается макушка каспа

$$v_z = -u_0 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \left(1 - e^{-\frac{u_0 z}{v}}\right), \quad (1)$$

где  $u_0$  - характеристическая величина скорости солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой,  $R$  - радиус сечения каспа,  $r$  - радиальная координата,  $v$  - коэффициент кинематической вязкости плазмы.

Из (1) следует, что на границе каспа, независимо от того, каким телом будет он аппроксимирован, цилиндром или конусом, будет выполняться условие полного торможения потока плазмы на его границе, что эквивалентно образованию вязкого пограничного слоя.

Суммарная сила вязкого трения плазмы, при отсутствии вихревого движения, с боковой поверхности каспа определяется из выражения

$$F_r = 2\pi\alpha \int_0^h \int_0^R \sigma_{rz} dz dr, \quad (2)$$

где

$$\sigma_{rz} = \rho v \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{\partial v_r}{\partial z} \right). \quad (3)$$

$\sigma_{rz}$  - компонента тензора вязкого взаимодействия,  $\rho$  - плотность плазмы,  $\alpha$  - фактор формы каспа ( $\alpha=1$  - цилиндр,  $\alpha=\frac{1}{2}$  - конус).  $v_r$  компонента скорости определяется при помощи модели (1), уравнения неразрывности  $\text{div } \vec{v} = 0$  и граничного условия  $v_r|_{r=0} = 0$ .

Для приблизительной оценки величины  $F_r$  в [2] были использованы типичные значения, характеризующие спокойный, либо маловозмущенный солнечный ветер:  $u_0 = 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  ( $n=10$  протон.  $\text{см}^{-3}$ ). Для кинематической вязкости была выбрана величина  $v = 10^{14} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ , практически совпадающая с величиной этого параметра, определенной в [3] на основе экспериментальных данных. Что касается линейных характеристик каспа  $h$  и  $R$ , то в их выборе существует некоторый произвол. Нами было принято, что  $h = 6 \cdot 10^9 \text{ см}$  и  $R = 10^9 \text{ см}$ , что дает для площади боковой поверхности каспа практически ту же величину  $S \approx 2,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^2$ , которая использовалась в [4] для оценки скорости дрейфа частиц через боковую поверхность каспа. В результате, для конусообразного каспа  $F_r \approx 10^9$  дин.

Для сравнительного анализа в [5] была использована другая кинематическая модель, подходящая для определения  $F_r$  в приближении пограничного слоя

$$v_{0z} = -\frac{u_0^2}{v} z, \quad (4)$$

формально являющаяся следствием разложения по  $z$  в модели (1), при  $\tau=0$ . Представление (4) позволило без осложнений получить приближенное аналитическое решение для стационарного плоского пограничного слоя известным методом последовательных приближений Швеца. Там же, для оценки влияния кривизны поверхности каспа на  $F_r$  и толщину вязкого пограничного слоя была использована модификация метода последовательных приближений для случая обтекания осесимметричного тела вращения. Оказалось, что форма каспа мало влияет на величину  $F_r$ , которая в приближении пограничного слоя оказалась примерно на полпорядка больше величины силы вязкости, полученной по модели (1).

Приближение вязкого пограничного слоя позволяет, наряду с  $F_r$ , получить также аналитическое выражение для толщины пограничного слоя в полярном каспе, которая должна меняться вдоль его поверхности. Несмотря на то, что этот гидродинамический параметр для крайне разреженной плазмы солнечного ветра является, в некоторой степени, условной характеристикой, его подключение при построении гидродинамической картины течения в полярном каспе может привести к любопытным выводам.

Предположение о наличии обычной вязкости у плазмы солнечного ветра является важнейшим допущением, позволяющим для моделирования течения в полярном каспе воспользоваться не только кинематическими моделями типа (1) и (4), но также и известными результатами для движения несжимаемой жидкости в воронке. Например: в [5] была дана оценка толщины вязкого пограничного слоя на поверхности каспа по формуле, полученной в [6] для ламинарной безвихревой жидкости, движущейся в воронке. Здесь для численного анализа, аналогично методу последовательных приближений, принципиальное значение имеет величина  $v$ , но появляется также и дополнительный параметр - радиус отверстия воронки. Площадь этого отверстия по нашей модели соответствует площади макушки каспа  $r_0 \approx 2 \cdot 10^7$ , опирающейся на полярную ионосферу. Оказалось, что для использованных выше величин  $h$ ,  $R$  и  $v$  толщина вязкого пограничного слоя в макушке каспа  $\delta \approx 3,3 \cdot 10^8$  см, т.е. более чем на порядок превосходит величину  $r_0$ . Это означает, что при втекании в полярную ионосферу движение плазмы можно считать полностью вязким, с малыми градиентами скорости, характерная величина которой должна быть значительно малой по сравнению со скоростью солнечного ветра в переходной области. Поэтому, можно продвинуться далее в абстрактном представлении каспа и считать его неким подобием т.н. насадки Борда, питающейся из резервуара плазмы (высокоширотная переходная область), постоянно пополняемого солнечным ветром. Однако, истечение жидкости через насадку Борда имеет одну специфическую особенность, которая при определенном режиме движения может также присутствовать и в воронке. Для понятия сути данной особенности обратимся к известной формуле Хагена-Пуазейля, устанавливающей расход ламинарной жидкости в трубе круглого сечения. Для удобства данную формулу запишем относительно коэффициента кинематической вязкости движущейся в трубе жидкости [7]:

$$v = \frac{\pi R^4 (p_1 - p_2) t}{8 Q l} \quad (5)$$

где  $(p_1 - p_2)$  - разность давлений вдоль трубы радиуса  $R$  и длины  $l$ ,  $Q$  - расход жидкости (объем), протекающей через поперечное сечение трубы за время  $t$ .

Выражение (5) может оказаться полезным вдвойне. Во первых, вдоль полярного каспа должна существовать разность давлений, порядок величины которой очевидно определяется характерной величиной газодинамического давления солнечного ветра. Это означает, что при втекании плазмы в полярную ионосферу, т.е. при отличной от

нуля правой части выражения (5) использование коэффициента кинематической вязкости плазмы является вполне оправданным.

Оценим характерную величину  $\nu$  для  $t=1$ , т.е. когда  $l=4 \cdot 10^7$  см,  $u_0 = 4 \cdot 10^7$  см.с $^{-1}$ ,  $p_1 - p_2 = 10^{-10}$  г.см $^{-1}$ .с $^{-2}$  (типичное значение для маловозмущенного солнечного ветра) и  $\rho \approx 1,7 \cdot 10^{-23}$  г.см $^{-3}$ ,  $R = 10^9$  см.. При  $t=1$   $Q = \pi R^2 u_0$ , поэтому из (5) будем иметь:

$\nu \approx 6 \cdot 10^{14}$  см $^2$ .с $^{-1}$ , что примерно на порядок больше по сравнению с величиной, полученной в [3].

Формула (5) позволяет рассмотреть возможность перекрытия каспа, что можно считать аналогией запыряния насадки Борда [7]. Действительно, при выполнении условия  $p_1 - p_2 = 0$ , если  $\nu \neq 0$ , то  $Q=0$ , т.е. на какой-то высоте в каспе может образоваться масса неподвижной плазмы. Однако, в приближении безвихревого движения в полярном каспе такой эффект нельзя рассматривать хотя бы из-за сжимаемости солнечного ветра. Но если будет существовать крупномасштабный вихрь скорости, т.е. ламинарный характер течения нарушится. то появится возможность, если не полного перекрытия макушки каспа, то, хотя бы частичного уменьшения поступления заряженных частиц в полярную ионосферу, что должно отобразиться на электродинамическую картину в полярном каспе и авроральной области.

В рамках моделей для скорости солнечного ветра (1) и (4) генерация крупномасштабного электрического поля, вызванная движением заряженных частиц относительно силовых линий земного магнитного поля, возможна лишь в магнитном пограничном слое, примыкающем к поверхности каспа. При этом, исходя из топологии магнитного поля и направления движения плазмы солнечного ветра, будет генерироваться лишь азимутальная компонента электрического поля, существование которой вряд ли может оказать значительное влияние на движение плазмы вне пограничного слоя, в отличие от поперечного электрического поля, которое проектируется на полярную шапку и является важнейшей характеристикой геомагнитной активности в авроральной области [1].

Механизм появления поперечного поля легко объясняется, если в полярном каспе будет существовать крупномасштабный вихрь скорости. В таком случае вихревое движение плазмы будет генерировать радиально направленную (т.е. поперечную) компоненту крупномасштабного электрического поля. Интенсивность этого поля, как и величина потока поступающих в полярную ионосферу частиц, должна зависеть от гидродинамических параметров течения. Для демонстрации справедливости такого утверждения обратимся к уравнению Бернулли и рассмотрим движение жидкости, истекающей из резервуара через воронку. Очевидно, что для такого случая, моделирующего течение плазмы из переходного слоя магнитосферы через касп в полярную ионосферу, справедливо соотношение [6]

$$\frac{P}{\rho} + \frac{1}{2}(v^2 + \frac{\Omega^2}{r^2}) = \frac{P}{\rho} \quad , \quad (6)$$

где  $P$  - полное давление в резервуаре,  $p$  - давление в произвольном поперечном сечении воронки,  $v$  - продольная скорость течения,  $w = \frac{\Omega}{r}$  - скорость вихревого движения,  $r$  - переменный радиус трубки тока жидкости,  $\rho$  - плотность. Считается, что вихрь жидкости генерируется вращением сердцевины потока с соблюдением условия  $\Omega = const$ . Радиальной компонентой скорости, как несущественной величиной, в (6) пренебрегается.

Из (6) видно, что величина продольной компоненты скорости зависит от давления в трубке тока. В частности, возможна ситуация, когда  $v = 0$ , которая означает полное завихрение течения, т.е. отсутствие расхода в жидкой трубке. Применительно к случаю течения плазмы в полярном каспе это означает выполнение условия  $\frac{P}{\rho} = \frac{\Omega^2}{r_0^2}$ , где  $P$  -

полное давление солнечного ветра до втекания в касп,  $r_0$  - радиус поперечного сечения каспа там, где продольная скорость движения плазмы становится нулевой. Если такой эффект и произойдет, то, вероятнее всего, вблизи макушки каспа, где, согласно (1) и (4), должно происходить торможение потока плазмы. Ограничившись таким предположением, можно оценить величину  $w$ , необходимую для развития эффекта перекрытия каспа. Если положить, что  $P \approx 10^{-10} \text{ г см}^{-2} \text{ с}^{-2}$ ,  $\rho = 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ г см}^{-3}$ ,  $r_0 = 2 \cdot 10^7 \text{ см}$ , будем иметь  $w \approx 2,5 \cdot 10 \text{ см с}^{-1}$ . Такая величина скорости вихря над полярной ионосферой, если следовать экспериментальным данным, представляется вполне возможной [8].

Вязкое взаимодействие между солнечным ветром и магнитосферой может быть причиной суточных вариаций периода вращения Земли, которые в среднем составляют  $\Delta T = 1 - 4 \text{ мс}$  в сутки. Как было отмечено выше, в [2] была использована простая модель, позволяющая приблизительно оценить возможный вклад поверхностного трения в каспе в  $\Delta T$ , т.е. оно может меняться в зависимости от режима течения плазмы. Основным параметром, определяющим величину вязкого взаимодействия на границе магнитосферы, является плотность энергии солнечного ветра, которая зависит от скорости и плотности солнечного ветра. Следовательно изменение этого параметра фактически совпадает с изменением динамического давления солнечного ветра, которое определяет размеры магнитосферы в целом и вращающейся вместе с Землей плазмосферы, в частности.

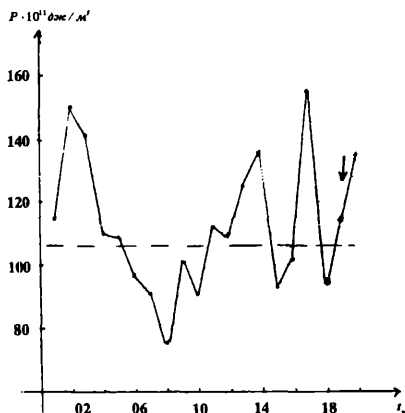


Рис. 1. 18.01.82г.,  $19^{\text{h}}27^{\text{m}}26^{\text{s}}$ ,  $\varphi=40^{\circ}3 \text{ N}$ ,  $\lambda=24^{\circ}6 \text{ E}$ ,  $h=3 \text{ км}$ ,  $M=6,8$

Не исключено, что резкие скачки плотности энергий солнечного ветра, имеющие ярко выраженный импульсный характер, вызывающие изменение поверхностного трения на границе магнитосферы, могут, каким то образом влиять на процесс подготовки и пуска землетрясений. В качестве примера рассмотрим два землетрясения, выбранных произвольно из обработанного нами массива сильных землетрясений за

1981-82 гг. имеющих магнитуду  $M > 6$ . Им предшествовали периоды резкого изменения плотности энергии солнечного ветра (рис. 1,2).

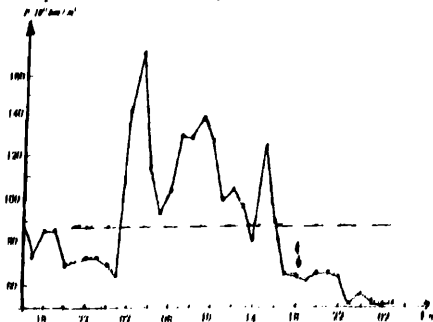


Рис. 2. 18.01.82 г.,  $18^{\circ}17'28''$ ,  $\varphi=39^{\circ}0'N$ ,  $\lambda=143^{\circ}6'E$ ,  $h=55$  км,  $M=7,3$

Как следует из этих примеров, вариации параметра  $P$  (плотность энергии) были значительными. Поэтому резонно предполагать, что изменения плотности энергии солнечного ветра могли повлиять на скорость вращения Земли и возбудить силу, действующую как возможный спусковой механизм в очаге готовящегося землетрясения. Под рисунками даны время, координаты, глубина очага и магнитуда землетрясений, момент которых отмечается стрелками.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ионосферно-магнитные возмущения в высоких широтах. Под редакцией О.А.Тропищева. Л., Гидрометиздат, 1986, 256 с.
2. Z.Kereselidze, N.Zhonzholadze, N. Mebagishvili, V. Chichinadze, L.Darakhvelidze. The Influence of Viscous Friction in the Polar Cusps on the Earth Rotation. Journ. Bulletin of the Academy of science of the Georgia, 2003, vol. 168, №1, pp 55-58.
3. В.Н.Жигулев, А.В.Китаев. Гидродинамическая модель пограничного слоя магнитосферы Земли.-ВИНИТИ, 1979, №2274-79. Деп., 11с.
4. В.А.Липеровский, М.И.Пудовкин. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., Наука, 1983, 179 с.
5. Э.А.Кереселидзе, Н.И.Жонжолодзе. Эффект вязкости солнечного ветра в полярных каспах. Georgian Engineering Journ. №3, 2002, с.24-29.
6. A.M.Binnie, D.P.Harris. The Application of Boundary-Layer Theory To Swirling Liquid Flow Through a Nozzle. Quart. Journ. Mech and Applied Math., vol. III., Pt. 4. 1950, pp 89-106
7. Г.Г.Черный. Газовая динамика. М., Наука, 1988, 424 с.
8. M.I.Pudovkin, A.Steen, U.Brandstrom. Vorticity in The Magnetospheric Plasma And its Signatures in The Aurora Dynamics. Space Science Rev., 80,1997, pp. 411-444.

# მზის ქარისა და აედამიწის მაგნიტოსფეროს შორის ბლანტი ურთიერთქმედების შესაძლო სეისმური ეფექტი

ლ. დარახველიძე, ნ. ჯონჯოლაძე, ზ. კერესიძე, ნ. მებაღიშვილი, ვ. ჩიჩინაძე

რეზიუმე

სხვადასხვა კინემატიკური მოდელების საშუალებით მოღებულა პოლარულ კასპში მზის ქარის პლაზმისა და გეომაგნიტურ ველს შორის ჯამური ხახვის ძალის მახასიათებელი ხაზიდაე. რიცხვითი შეფასებები გვიჩვენებს, რომ აღნიშნულ ეფექტს შეუძლია მნიშვნელოვანი წილი შეიტანოს აედამიწის ბრუნვის პერიოდის ვარიაციებში, რომლებიც, თავის მხრივ, შეიძლება წარმოადგენდეს ძლიერი მს-  
წმინდის ერთ-ერთ გამწვევ მექანიზმს.

## Possible Seismic Effect of Viscous Interaction Between Solar Wind and the Earth's Magnetosphere

L. Darakhvelidze, N. Zhonzholadze, Z. Kereshidze,  
N. Mebaghishvili, V. Chichinadze

### Abstract

By means of various kinematic models the characteristic quantity of total friction force between solar wind plasma and geomagnetic field is received for polar cusp. Numerical assessments show that the mentioned effect can play an important role in variations of the Earth's rotation period, which, in their turn, may be one of release mechanisms of a heavy Earth-quake.

---

## Об одном методе нечеткого анализа в задаче оценки параметров землетрясения

Дж.Т. Гачечиладзе, Т.Г. Гачечиладзе, Я.Т. Аманаташвили

### 1. Введение.

Главная задача данной работы состоит в построении математической модели и формулировке рекомендаций для принятия решений, относящихся к оценке параметров землетрясений.

Подчеркнем важность двух аспектов работы - физического и информационный. Физический аспект подразумевает построение детальной и достаточно адекватной модели физических процессов, генерирующих и сопровождающих землетрясение. Сегодня ситуация усложнена огромным накоплением трудноупорядочиваемой информации и отсутствием анализа ее природы, что необходимо для построения быстрых и эффективных методов обработки данных. Именно этого аспекта касается в основном наша работа. Приближение, которым мы пользуемся, определяется следующими факторами: 1) типом предвестников, характерных для региона и доступных для измерения в реальных условиях; 2) природой информации и ее анализом; 3) соответствующим подбором методов обработки данных.

На начальном этапе сбора и обработки первичной информации было установлено, что природа этой информации комбинированная - вероятностно-возможностная. Исходя из этого мы считаем, что наиболее эффективный метод обработки первичных данных это- метод анализа связностей Эткина [1].

### 2. Метод анализа связностей.

Метод связностей Эткина позволяет моделировать структуру, характерную для отношений между хорошо определенными множествами [2]. Этот метод мы рассмотрим на примере наших данных (см. прил.)

#### 2.1. Описание данных. Матрица инцидентности.

Мы рассматриваем один из наиболее сейсмически активных регионов Грузии- Джавахетское нагорье. В качестве начальных данных берутся значения амплитуд  $A_p$  продольных волн и двух составляющих амплитуд  $A_s$  поперечных волн. Нами рассматриваются по четыре землетрясения соответственно для каждого энергетического класса:  $k \in [5; 6,4]$  (слабые),  $k \in [6,5; 8,4]$  (средней силы),  $k \in [8,5; 13]$  (сильные), где  $k$  суть интенсивность землетрясения [3] (см. прил., [8]). Согласно методу анализа связностей на основе начальных данных для каждого энергетического класса были построены матрицы инцидентности [1]. Матрица инцидентности для землетрясений средней силы имеет вид:

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
A <sub>1</sub>	0	0	0	0
A <sub>2</sub>	1	0	1	1
A <sub>3</sub>	0	0	0	0
A <sub>4</sub>	0	0	0	0
A <sub>5</sub>	0	1	1	1
A <sub>6</sub>	1	0	0	0
A <sub>7</sub>	0	0	0	0
A <sub>8</sub>	0	1	1	1
A <sub>9</sub>	1	0	0	0

=R<sup>+</sup><sub>M</sub>

(1)

Аналогично строятся матрицы инцидентности для сильных и слабых землетрясений R<sup>+</sup><sub>S</sub> и R<sup>+</sup><sub>w</sub> соответственно.

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
A <sub>1</sub>	0	0	0	0
A <sub>2</sub>	1	0	0	1
A <sub>3</sub>	0	1	1	0
A <sub>4</sub>	0	0	0	0
A <sub>5</sub>	1	1	0	0
A <sub>6</sub>	0	0	1	1
A <sub>7</sub>	0	0	0	0
A <sub>8</sub>	1	0	1	1
A <sub>9</sub>	0	1	0	0

=R<sup>+</sup><sub>S</sub>

(2)

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
A <sub>1</sub>	0	1	0	0
A <sub>2</sub>	1	0	1	1
A <sub>3</sub>	0	0	0	0
A <sub>4</sub>	0	0	0	0
A <sub>5</sub>	1	1	1	1
A <sub>6</sub>	0	0	0	0
A <sub>7</sub>	0	0	1	0
A <sub>8</sub>	1	1	0	1
A <sub>9</sub>	0	0	0	0

=R<sup>+</sup><sub>w</sub>

(3)

В матрицах (1), (2), (3) четверки E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub> отобранные землетрясения соответствующего энергетического класса (см. прил.). Активности A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, A<sub>9</sub> это экспертно установленные



интервалы изменения амплитуд продольных и поперечных волн. В частности, активности  $A_1, A_2, A_3$  соответствуют интервалам амплитуд  $A_p$  поперечных волн. Максимальный экспертно установленный интервал для  $A_p - [0,01; 3]$  разделен на три части, т.о.  $A_1=[0,01; 0,02]_p, A_2=[0,02; 1]_p, A_3=[1; 3]_p$ . Аналогично, максимальный экспертно установленный интервал для амплитуд  $A_s$  продольных волн -  $[0,01; 10]$ . Этот интервал также разделен на три части для каждой из составляющих  $A_{s1}$  и  $A_{s2}$  амплитуды  $A_s$  (NS- движение почвы к северу, EW- к востоку, см. [3]). Следовательно имеем:  $A_4=[0,01; 0,02]_{s1}, A_5=[0,02; 1]_{s1}, A_6=[1; 10]_{s1}, A_7=[0,01; 0,02]_{s2}, A_8=[0,02; 1]_{s2}, A_9=[1; 10]_{s2}$ . Матричные элементы матриц (1), (2), (3) образуются по следующим правилам. Для каждого землетрясения  $E_1, E_2, E_3, E_4$  имеются данные по амплитудам  $A_p$  и  $A_s$ , зафиксированные определенным количеством сейсмических станций. Для каждого землетрясения данные амплитуд усредняются по станциям. Далее фиксируется интервал активности, в который попадает это среднее значение и соответствующий матричный элемент принимает значение 1. Все другие матричные элементы, соответствующие другим интервалам активности для рассматриваемого землетрясения принимают значение 0.

Отметим, что в качестве активностей можно рассматривать любые данные, связываемые с землетрясением, что приводит к увеличению размерности матрицы инцидентности. Хотя увеличение размерности матрицы приводит к усложнению вычислений, однако это обеспечивает большую надежность принимаемого решения.

## 2.2. Связность.

Матрица инцидентности необязательно состоит из нулей и единиц. Если наличие той или иной активности устанавливается экспертом, т.е. наличие или отсутствие относятся к категории нечетких понятий, то матричные элементы матрицы инцидентности могут быть числами из интервала  $[0, 1]$ . В этом случае связь между утверждением и его отрицанием не является такой жесткой, как в классической логике. Поэтому полезная информация может содержаться как в утверждении, так и в его отрицании. Это приводит к тому, что наряду с матрицей  $R^-$  надо рассматривать также матрицу  $R^+ = \Omega - R^-$  (матрица отрицательной инцидентности), где элементы  $\Omega$  равны 1. В нашем случае  $R^-$  получается из  $R^+$  заменой единиц на нули и наоборот. Т.о. будем иметь:

	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$
$A_1$	1	1	1	1
$A_2$	0	1	0	0
$A_3$	1	1	1	1
$A_4$	1	1	1	1
$A_5$	1	0	0	0
$A_6$	0	1	1	1
$A_7$	1	1	1	1
$A_8$	1	0	0	0
$A_9$	0	1	1	1

$=R_M^-$

(4)

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
A <sub>1</sub>	1	1	1	1
A <sub>2</sub>	0	1	1	0
A <sub>3</sub>	1	0	0	1
A <sub>4</sub>	1	1	1	1
A <sub>5</sub>	0	0	1	1
A <sub>6</sub>	1	1	0	0
A <sub>7</sub>	1	1	1	1
A <sub>8</sub>	0	1	0	0
A <sub>9</sub>	1	0	1	1

=R<sub>s</sub>

(5)

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
A <sub>1</sub>	1	0	1	1
A <sub>2</sub>	0	1	0	0
A <sub>3</sub>	1	1	1	1
A <sub>4</sub>	1	1	1	1
A <sub>5</sub>	0	0	0	0
A <sub>6</sub>	1	1	1	1
A <sub>7</sub>	1	1	0	1
A <sub>8</sub>	0	0	1	0
A <sub>9</sub>	1	1	1	1

=R<sub>w</sub>

(6)

Связность определяется как матрица, содержащая информацию о совпадении единиц на определенных местах в строках или столбцах в матрицах (1)-(6) [1]. Формулы для вычисления связностей таковы:

$$C^*_E = R^T R^* - \Omega^*_E \quad (7)$$

$$C^-_E = R^T R^- - \Omega^-_E \quad (8)$$

$$C^*_A = R^* R^{T*} - \Omega^*_A \quad (9)$$

$$C^-_A = R^- R^{-T} - \Omega^-_A \quad (10)$$

В формулах (7)-(10) элементы матриц  $\Omega$  равны единицам, а их размерности соответствуют размерностям первых слагаемых. Для пояснения формул (7)-(10) приведем следующее рассуждение. Связность можно представить, как характеристику схожести столбцов или строк матриц инцидентности (1)-(6). Для наглядности каждый столбец или строку можно представить, как полиэдр в многомерном пространстве соответствующего числа измерений. Так, схожесть между столбцами или строками будем отождествлять с количеством общих граней двух

полэдров, равное количеству совпадающих вершин минус единица. Т.о. применительно к нашему случаю можно сказать, что матрица связности отражает схожесть землетрясений ( $C^*_E$  и  $C^*_A$ ), или схожесть активностей ( $C^*_A$  и  $C^*_E$ ).

Приведем матрицы связности для рассматриваемых нами данных (см. формулы (7),(8), (9),(10)).

1. Для землетрясений средней силы имеем:

	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$
$E_1$	2	-1	0	0
$E_2$	-1	1	1	1
$E_3$	0	1	2	2
$E_4$	0	1	2	2

$$= C^*_E \quad (11)_M$$

	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$	$A_5$	$A_6$	$A_7$	$A_8$	$A_9$
$A_1$	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
$A_2$	-1	2	-1	-1	1	0	-1	1	0
$A_3$	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
$A_4$	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
$A_5$	-1	1	-1	-1	2	-1	-1	2	-1
$A_6$	-1	0	-1	-1	-1	0	-1	-1	0
$A_7$	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
$A_8$	-1	1	-1	-1	2	-1	-1	2	-1
$A_9$	-1	0	-1	-1	-1	0	-1	-1	0

$$= C^*_A \quad (12)_M$$

	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$
$E_1$	5	3	3	3
$E_2$	3	6	5	5
$E_3$	3	5	5	5
$E_4$	3	5	5	5

$$= C^*_E \quad (13)_M$$

	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>5</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>7</sub>	A <sub>8</sub>	A <sub>9</sub>
A <sub>1</sub>	3	0	3	3	0	2	3	0	2
A <sub>2</sub>	0	0	0	0	-1	0	0	-1	0
A <sub>3</sub>	3	0	3	3	0	2	3	0	2
A <sub>4</sub>	3	0	3	3	0	2	3	0	2
A <sub>5</sub>	0	-1	0	0	0	-1	0	0	-1
A <sub>6</sub>	2	0	2	2	-1	2	2	-1	2
A <sub>7</sub>	3	0	3	3	0	2	3	0	2
A <sub>8</sub>	0	-1	0	0	0	-1	0	0	-1
A <sub>9</sub>	2	0	2	2	-1	2	2	-1	2

= C<sub>A</sub> (14)<sub>M</sub>

II. Для сильных землетрясений имеем:

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
E <sub>1</sub>	2	0	0	1
E <sub>2</sub>	0	2	0	-1
E <sub>3</sub>	0	0	2	1
E <sub>4</sub>	1	-1	1	2

= C<sub>E</sub> (15)<sub>S</sub>

	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>5</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>7</sub>	A <sub>8</sub>	A <sub>9</sub>
A <sub>1</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>2</sub>	-1	1	-1	-1	0	0	-1	1	-1
A <sub>3</sub>	-1	-1	1	-1	0	0	-1	0	0
A <sub>4</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>5</sub>	-1	0	0	-1	1	-1	-1	0	0
A <sub>6</sub>	-1	0	0	-1	-1	1	-1	1	-1
A <sub>7</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>8</sub>	-1	1	0	-1	0	1	-1	2	-1
A <sub>9</sub>	-1	-1	0	-1	0	-1	-1	-1	0

= C<sub>A</sub><sup>+</sup> (16)<sub>S</sub>

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
E <sub>1</sub>	5	3	2	4
E <sub>2</sub>	3	5	3	3
E <sub>3</sub>	2	3	5	5
E <sub>4</sub>	4	3	5	6

= C<sub>E</sub><sup>-</sup> (17)<sub>S</sub>

	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>5</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>7</sub>	A <sub>8</sub>	A <sub>9</sub>
A <sub>1</sub>	3	2	1	3	1	1	3	0	2
A <sub>2</sub>	2	2	0	2	1	0	2	0	1
A <sub>3</sub>	1	0	1	1	0	0	1	-1	1
A <sub>4</sub>	3	2	1	3	1	1	3	0	2
A <sub>5</sub>	1	1	0	1	1	-1	1	-1	1
A <sub>6</sub>	1	0	0	1	-1	1	1	0	0
A <sub>7</sub>	3	2	1	3	1	1	3	0	2
A <sub>8</sub>	0	0	-1	0	-1	0	0	0	-1
A <sub>9</sub>	2	1	1	2	1	0	2	-1	2

= C<sub>A</sub> (18)<sub>s</sub>

II. Для слабых землетрясений имеем:

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
E <sub>1</sub>	2	0	2	2
E <sub>2</sub>	0	2	0	1
E <sub>3</sub>	2	0	0	0
E <sub>4</sub>	2	1	0	2

= C<sub>E</sub> (19)<sub>w</sub>

	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>5</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>7</sub>	A <sub>8</sub>	A <sub>9</sub>
A <sub>1</sub>	0	-1	-1	-1	0	-1	-1	0	-1
A <sub>2</sub>	-1	2	-1	-1	2	-1	0	1	-1
A <sub>3</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>4</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>5</sub>	0	2	-1	-1	3	-1	0	2	-1
A <sub>6</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>7</sub>	-1	0	-1	-1	0	-1	0	-1	-1
A <sub>8</sub>	0	1	-1	-1	2	-1	-1	2	-1
A <sub>9</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1

= C<sub>A</sub> (20)<sub>w</sub>

	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>
E <sub>1</sub>	5	4	4	5
E <sub>2</sub>	4	5	3	5
E <sub>3</sub>	4	3	5	4
E <sub>4</sub>	5	4	4	5

= C<sub>E</sub> (21)<sub>w</sub>

	A <sub>1</sub>	A <sub>2</sub>	A <sub>3</sub>	A <sub>4</sub>	A <sub>5</sub>	A <sub>6</sub>	A <sub>7</sub>	A <sub>8</sub>	A <sub>9</sub>
A <sub>1</sub>	2	-1	2	2	-1	2	1	0	2
A <sub>2</sub>	-1	0	0	0	-1	0	0	-1	0
A <sub>3</sub>	2	0	3	3	-1	3	2	0	3
A <sub>4</sub>	2	0	3	3	-1	3	2	0	3
A <sub>5</sub>	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
A <sub>6</sub>	2	0	3	3	-1	3	2	0	3
A <sub>7</sub>	1	0	2	2	-1	2	2	-1	2
A <sub>8</sub>	0	-1	0	0	-1	0	-1	0	0
A <sub>9</sub>	2	0	3	3	-1	3	2	0	3

= C<sub>A</sub> (22)<sub>w</sub>

Заметим, что матрицы связности симметричны. Наличие матричного элемента -1 означает, что сравниваемые полиэдры не имеют общих вершин; матричный элемент, равный 0 означает, что сравниваемые полиэдры не имеют общих граней, но имеют одну общую вершину; 1 означает, что они имеют одну общую грань (две общие вершины) и т. д.

### 2.3. Выделение репрезентативных цепочек. Мера связности.

Матрица связности позволяет классифицировать по степеням (уровням) связности  $q$  цепочки землетрясений и активностей. Уровни связности  $q$  определяются количеством общих граней полиэдров. В одну цепочку выделяются землетрясения или активности с одинаковым количеством общих граней соответствующих полиэдров. Приведем цепочки, соответствующие матрицам (11)-(22).

#### 1. Землетрясения средней силы

Цепочки, соответствующие  $C^*_E$  (см. (11)<sub>M</sub>):

$q=2$ : {E<sub>1</sub>}, {E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>};

$q=1$ : {E<sub>1</sub>}, {E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>};

$q=0$ : {E<sub>1</sub>, E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>}.

(23)

Цепочки, соответствующие  $C^*_A$  (см. (12)<sub>M</sub>):

$q=2$ : {A<sub>2</sub>}, {A<sub>5</sub>, A<sub>8</sub>};

$q=1$ : {A<sub>2</sub>, A<sub>5</sub>, A<sub>8</sub>};

$q=0$ : {A<sub>2</sub>, A<sub>5</sub>, A<sub>6</sub>, A<sub>7</sub>, A<sub>8</sub>, A<sub>9</sub>}.

(24)

Цепочки, соответствующие  $C^*_E$  (см. (13)<sub>M</sub>):

$q=6$ : {E<sub>2</sub>};

$q=5$ : {E<sub>1</sub>}, {E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>};

$q=4$ : {E<sub>1</sub>}, {E<sub>2</sub>, E<sub>3</sub>, E<sub>4</sub>};

(25)

$$q=3: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=2: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=1: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=0: \{E_1, E_2, E_3, E_4\}.$$

Цепочки, соответствующие  $C_A$  (см. (14)<sub>м</sub>):

$$q=3: \{A_1, A_3, A_4, A_7\};$$

$$q=2: \{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\};$$

$$q=1: \{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\};$$

$$q=0: \{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9\}.$$

(26)

## II. Сильные землетрясения:

Для  $C_E^+$  (см. (15)<sub>с</sub>):

$$q=2: \{E_1\}, \{E_2\}, \{E_3\}, \{E_4\};$$

$$q=1: \{E_1, E_3, E_4\}, \{E_2\};$$

$$q=0: \{E_1, E_2, E_3, E_4\}.$$

(27)

Для  $C_A^+$  (см. (16)<sub>с</sub>):

$$q=2: \{A_8\};$$

$$q=1: \{A_2, A_6, A_8\}, \{A_3\};$$

$$q=0: \{A_2, A_6, A_8\}, \{A_3\}.$$

(28)

Для  $C_E^-$  (см. (17)<sub>с</sub>):

$$q=6: \{E_4\};$$

$$q=5: \{E_1\}, \{E_2\}, \{E_3, E_4\};$$

$$q=4: \{E_2\}, \{E_1, E_3, E_4\};$$

$$q=3: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=2: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=1: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=0: \{E_1, E_2, E_3, E_4\}.$$

(29)

Для  $C_A$  (см. (18)<sub>с</sub>):

$$q=3: \{A_1, A_4, A_7\};$$

$$q=2: \{A_1, A_2, A_4, A_7, A_9\};$$

$$q=1: \{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_9\};$$

$$q=0: \{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9\}.$$

(30)

### III. Слабые землетрясения.

Для  $C'_E$  (см. (19)<sub>w</sub>):

$$q=2: \{E_1, E_3, E_4\}, \{E_2\};$$

$$q=1: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=0: \{E_1, E_2, E_3, E_4\}.$$

(31)

Для  $C'_A$  (см. (20)<sub>w</sub>):

$$q=3: \{A_5\};$$

$$q=2: \{A_2, A_5, A_8\};$$

$$q=1: \{A_2, A_5, A_8\};$$

$$q=0: \{A_1, A_2, A_5, A_7, A_8\}.$$

(32)

Для  $C'_E$  (см. (21)<sub>w</sub>):

$$q=5: \{E_1, E_2, E_4\}, \{E_3\};$$

$$q=4: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=3: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=2: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=1: \{E_1, E_2, E_3, E_4\};$$

$$q=0: \{E_1, E_2, E_3, E_4\}.$$

(33)

Для  $C'_A$  (см. (22)<sub>w</sub>):

$$q=3: \{A_3, A_4, A_6, A_9\};$$

$$q=2: \{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\};$$

$$q=1: \{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\};$$

$$q=0: \{A_1, A_2, A_3, A_4, A_6, A_7, A_8, A_9\}.$$

(34)

На основе найденных цепочек связности (см. (23)-(34)) выделим так называемые репрезентативные цепочки [1] землетрясений и активностей. Выбор происходит по следующему алгоритму: выделение репрезентативных цепочек начинается с минимального уровня связности ( $q=1$ ), вносящего вклад в распределение возможностей [4], которое описывает неопределенность принятия решения. Из цепочек уровня  $q=1$  отбираем цепочку с наибольшей длиной, являющуюся подмножеством максимальной цепочки на уровне  $q=0$ . Далее переходим на уровень  $q=2$  и отбираем максимальную цепочку, являющуюся подмножеством репрезентативной цепочки уровня  $q=1$  и т.д. Минимальная длина (количество элементов) репрезентативной цепочки равно двум. Для более полной характеристики связности вводится понятие меры связности [1], [5]. Сначала определим меру связности двух столбцов или строк (полиэдров). Пусть заданы полиэдры ( $a_1$ ,



$a_2, \dots, a_n), (b_1, b_2, \dots, b_n), a_i, b_i \in \{0, 1\}, i=1, \dots, n$ . Мера связности этих двух полиэдров определяется по формуле:

$$w(a, b) = \frac{\sum_{i=1}^n (a_i \wedge b_i)}{\sum_{i=1}^n (a_i \vee b_i)}, \quad (35)$$

где  $\wedge \equiv \min, \vee \equiv \max$ .

Для цепочки, содержащей более двух полиэдров, определяются меры связности всевозможных пар этих полиэдров и в качестве меры связности всей цепочки выбирается минимальное значение среди этих парных мер связности [6].

Приведем репрезентативные цепочки для классов рассматриваемых нами землетрясений (средних, сильных и слабых), соответствующие значения мер связности, а также – весовые коэффициенты  $m_i$ , выражаемые через меры связности, которые нам понадобятся при вычислении окончательного распределения возможностей.

$$m_i = \frac{w_i}{\sum w_i} \quad (36)$$

Отметим, что при вычислении мер связности E-цепочек сравниваются столбцы соответствующих матриц инцидентности ( $R^+$  и  $R^-$ ), а для A-цепочек сравниваются строки этих матриц.

#### 1. Землетрясения средней силы:

	<u>w</u>	<u>m</u>	
E <sup>+</sup> - цепочки: q=2 - {E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> }	1	3/5	
q=1 - {E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> , E <sub>4</sub> }	2/3	2/5	
A <sup>+</sup> - цепочки: q=2 - {A <sub>5</sub> , A <sub>8</sub> }	1	2/3	
q=1 - {A <sub>2</sub> , A <sub>3</sub> , A <sub>8</sub> }	1/2	1/3	(I) <sub>M</sub>
E <sup>-</sup> - цепочки: q=5 - {E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> , E <sub>4</sub> }	6/7	9/32	
q=4 - {E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> , E <sub>4</sub> }	6/7	9/32	
q=3 - {E <sub>1</sub> , E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> , E <sub>4</sub> }	4/9	7/55	
q=2 - {E <sub>1</sub> , E <sub>2</sub> , E <sub>3</sub> , E <sub>4</sub> }	4/9	7/55	

$q=1 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	4/9	7/55
$A^-$ - цепочки: $q=3 - \{ A_1, A_3, A_4, A_7 \}$	1	2/5
$q=2 - \{ A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9 \}$	3/4	3/10
$q=1 - \{ A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9 \}$	3/4	3/10

II. Сильные землетрясения:

	<u>w</u>	<u>m</u>	
$E^+$ - цепочки: $q=1 - \{ E_1, E_3, E_4 \}$	1/5	1	
$A^+$ - цепочки: $q=1 - \{ A_2, A_6, A_8 \}$	1/3	1	
$E^-$ - цепочки: $q=5 - \{ E_3, E_4 \}$	5/7	6/13	(II) <sub>s</sub>
$q=4 - \{ E_1, E_3, E_4 \}$	1/2	21/65	
$q=3 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/3	14/65	
$q=2 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/3	14/65	
$q=1 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/3	14/65	
$A^-$ - цепочки: $q=3 - \{ A_1, A_4, A_7 \}$	1	4/5	
$q=2 - \{ A_1, A_2, A_4, A_7, A_9 \}$	1/4	1/5	
$q=1 - \{ A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9 \}$	0	0	

III. Слабые землетрясения:

	<u>w</u>	<u>m</u>	
$E^+$ - цепочки: $q=2 - \{ E_1, E_3, E_4 \}$	1/2	5/7	
$q=1 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/5	2/7	
$A^+$ - цепочки: $q=2 - \{ A_2, A_5, A_8 \}$	1/2	1/2	
$q=1 - \{ A_3, A_5, A_8 \}$	1/2	1/2	
$E^-$ - цепочки: $q=5 - \{ E_1, E_2, E_4 \}$	5/7	5/19	(III) <sub>w</sub>
$q=4 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/2	7/38	
$q=3 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/2	7/38	
$q=2 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/2	7/38	
$q=1 - \{ E_1, E_2, E_3, E_4 \}$	1/2	7/38	
$A^-$ - цепочки: $q=3 - \{ A_3, A_4, A_6, A_9 \}$	1	1/2	
$q=2 - \{ A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9 \}$	1/2	1/4	
$q=1 - \{ A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9 \}$	1/2	1/4	

## 2.4. Мера возможности принятия решения (распределение возможностей).

Значения распределения возможностей вычисляются по формуле [5]:

$$\delta(EVA)=1/2\{X_L(\sum_{i=1}^n m_i^+ P(Q_i^+ / A)) + X_S(\sum_{i=1}^n m_i^- P(Q_i^- / A))\}, \quad (37)$$

в этой формуле  $Q_i^+, Q_i^-$  - соответственно положительные и отрицательные репрезентативные цепочки, А- поступивший сигнал (последовательность зафиксированных активностей), Р- доля поступивших активностей в репрезентативной цепочке,  $m_i^+, m_i^-$  - соответствующие весовые коэффициенты (см. (36)),  $X_L$  - функция совместимости [7], соответствующая понятию "числа близкие к единице",  $X_S$  - функция совместимости, соответствующая понятию "числа близкие к нулю";  $X_L, X_S: [0,1] \rightarrow [0,1]$ ;  $X_L$  - монотонно возрастающая, а  $X_S$  - монотонно убывающая функции. При дальнейших расчетах мы воспользовались выражениями для  $X_L$  и  $X_S$ :

$$X_L(z)=z, \quad X_S(z)=1-z \quad (38)$$

На основе формулы (37) и (I)<sub>M</sub>, (II)<sub>S</sub>, (III)<sub>W</sub> выпишем значения распределения возможностей в случае средних, сильных и слабых землетрясений.

I. Для средних землетрясений имеем:

$$\delta(E_M/A)=1/2\{X_L(m(\{A_5, A_8\})P(\{A_5, A_8\}^+/A) + m(\{A_2, A_5, A_8\})P(\{A_2, A_5, A_8\}^+/A) + X_S(m(\{A_1, A_3, A_4, A_7\})P(\{A_1, A_3, A_4, A_7\}^-/A) + m(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\})P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A) + m(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\})P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A))\}.$$

Учитывая данные (I)<sub>M</sub> и (38), окончательно получим:

$$\delta(E_M/A)=1/2+1/3 P(\{A_5, A_8\}^+/A)+1/6 P(\{A_2, A_5, A_8\}^+/A)-2/5 P(\{A_1, A_3, A_4, A_7\}^-/A)-3/5 P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A) \quad (39)$$

Аналогично,

II. для сильных землетрясений имеем:

$$\delta(E_S/A)=1/2\{X_L(m(\{A_2, A_6, A_8\})P(\{A_2, A_6, A_8\}^+/A))+X_S(m(\{A_1, A_4, A_7\})P(\{A_1, A_4, A_7\}^-/A)+m(\{A_1, A_2, A_4, A_7, A_9\})P(\{A_1, A_2, A_4, A_7, A_9\}^-/A)+m(\{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9\})P(\{A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6, A_7, A_8, A_9\}^-/A))\}.$$

Учитывая данные (II)<sub>S</sub> и (38), окончательно получим:

$$\delta(E_S/A)=1/2+1/2 P(\{A_2, A_6, A_8\}^+/A)-2/5 P(\{A_1, A_4, A_7\}^-/A)-1/10 P(\{A_1, A_2, A_4, A_7, A_9\}^-/A) \quad (40)$$

III. Наконец, для слабых землетрясений имеем:

$$\delta(E_W/A)=1/2\{X_L(m(\{A_2, A_5, A_8\})P(\{A_2, A_5, A_8\}^+/A)+m(\{A_2, A_5, A_8\})P(\{A_2, A_5, A_8\}^-/A)+X_S(m(\{A_3, A_4, A_6, A_9\})P(\{A_3, A_4, A_6, A_9\}^-/A)+m(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\})P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A)+m(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\})P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A))\}.$$

Учитывая данные (III)<sub>S</sub> и (38), окончательно получим:

$$\delta(E_W/A)=1/2+1/2 P(\{A_2, A_5, A_8\}^+/A)-1/4 P(\{A_3, A_4, A_6, A_9\}^-/A)-1/4 P(\{A_1, A_3, A_4, A_6, A_7, A_9\}^-/A) \quad (41)$$

Рассмотрим примеры использования формул (39), (40), (41).

Пусть поступившие сигналы таковы(см. прил.):

- 1) землетрясение средней силы:  $A_M = (A_1, A_5, A_8)$ ;
- 2) сильное землетрясение:  $A_S = (A_2, A_5, A_9)$ ;
- 3) слабое землетрясение:  $A_W = (A_2, A_5, A_8)$ .

Подставляя эти сигналы в формулы (39)-(41), получим:

$$1) \delta(E_M/A_M)=0,8; \delta(E_S/A_M)=0,4867; \delta(E_W/A_M)=0,7917.$$

Распределение возможностей в этом случае показывает, что поступивший сигнал похож на образ среднего и слабого землетрясения.

$$2) \delta(E_M/A_S)=0,6778; \delta(E_S/A_S)=0,6267; \delta(E_W/A_S)=0,7292.$$

В этом случае поступивший сигнал похож на образ слабого землетрясения.

$$3) \delta(E_M/A_W)=1; \delta(E_S/A_W)=0,48; \delta(E_W/A_W)=1.$$

Здесь поступивший сигнал похож на образ среднего и слабого землетрясения.

### 3. Заключение.

Наличие неопределенности в полученных численных результатах очевидным образом объясняется недостаточностью исходной информации, в частности, малым количеством рассмотренных землетрясений при построении матриц инцидентности, а также ограниченным числом активностей, относящихся к одному и тому же параметру. Естественно, для получения более определенных результатов необходимо рассмотрение и других существенных параметров, связанных с землетрясениями. Поскольку целью нашей работы являлась демонстрация возможностей метода анализа связей применительно к проблеме изучения параметров землетрясения, то полученные результаты можно считать вполне приемлемыми. Наконец заметим, что неопределенность можно уменьшить также на основе анализа выделенных нами E- цепочек.

Нам представляется, что рассмотренный выше метод нечеткого анализа может быть успешно применен при обработке сейсмических данных, используемых для решения таких задач, как выделение первичных цифровых записей, относящихся к землетрясениям, определение скоростей волн при движении коры, выделение продольных и поперечных волн, анализ близких и удаленных землетрясений, автоматическое определение эпицентра( гипоцентра ) по данным нескольких станций, определение микросейсм и т.д.

## Л и т е р а т у р а

1. R. H. Atkin, "Mathematical structures in human affairs", Crane, Russak&Co (1974).
2. D.J. Mulhall, "The representation of personal relationships: An automated system, *Internat. J. Man-Machine Stud.* 9 (1977), 315-335.
3. Инструкция о порядке производства и обработки наблюдений на сейсмических станциях единой системы сейсмических наблюдений СССР, Москва, "Наука", 1981.
4. G. Klir, T. Folger, "Fuzzy sets, uncertainty and information", New Jersey, Prentice Hall, 1988.
5. D. Norris, B.W. Pilswort, J. F. Baldwin, "Medical diagnosis from patient records- a method using fuzzy discrimination and connectivity analyses" (*FSS*, 23, N1, 1987).
6. F. Criado, T. Gachechiladze, N. Jorjiashvili, H.Meladze, G.Tsertsvadze, G.Sirbiladze, "Theory of connectivity and apportionment of representative chains in the problem of decision- making concerning earthquake possibility", *ENTAS*, 97-2126 (A), 2000.
7. Д. Дюбуа, А. Прад, "Теория возможностей", Москва, 1990.
8. Землетрясения в СССР, Москва, "Наука", 1973, 19-28, 50-56.

Данные землетрясений [8].

Землетрясения средней силы ( $k \in [6,5; 8,4]$ )						
Дата	Код станции	час, мин.	$A_N \equiv A_{S1}$	$A_E \equiv A_{S2}$	$A_Z \equiv A_P$	К
11.X.1969	ОНИ	17.55	0.09	0.14	0.09	7.4
	СТЕ		-	0.163	-	
	АХЛ		0.2	-	-	
	БКР		-	0.081	-	
	ТБ2		-	0.052	-	
13.X.1969	ДУШ	15.40	0.1	-	-	7.8
	БГД		1.2	1.78	0.7	
	АХЛ		0.3	-	-	
	СТЕ		0.29	-	-	
	БКР		-	0.121	-	
	АБС		0.086	-	-	
	ТБ2		-	0.045	7.5	
	ДУШ		0.22	-	-	
19.X.1969	ОНИ	06.17	0.02	-	-	8.0
	БКР		-	-	-	
	ГОР		0.3	0.3	-	
	БГД		0.24	0.43	0.02	
	ТБ2		-	0.208	-	
	ДУШ		0.10	-	-	
	ОНИ		0.03	-	-	
19.X.1969	ЛГД	07.27	-	0.14	-	7.8
	БГД		0.19	0.35	0.02	
	ДУШ		-	0.11	-	
Поступивший сигнал ( $A_1, A_5, A_8$ ), см.п.2.4						
26.X.1969	БГД	15.30	-	0.19	0.01	6.4
	АХЛ		0.25	-	-	
Сильные землетрясения ( $k \in [8,5; 13]$ )						

17.XI.1969	ТБ2	21.41	0.7	-	0.3	8.7
	ДУШ		0.4	-	-	
	ГЕГ		0.8	-	-	
	БГД		0.1	-	0.05	
	АХЛ		0.3	-	-	
	БКР		0.14	0.04	-	
	ЛГД		-	0.2	0.03	
	КРБ		0.1	-	-	
	АБС		0.08	-	-	
	ОНИ		0.1	-	-	
5.XII.1969	АХЛ	17.40	1.5	-	2.9	9.6
	БГД		-	7.5	0.05	
	БКР		-	0.38	-	
	ГЕГ		1.04	-	-	
	АБС		0.2	-	-	
	ДУШ		-	0.48	-	
	ОНИ		0.06	-	-	
	ЛГД		0.6	-	-	
	ХШИ		-	0.08	-	
	БГД		15.27	7.8	-	
АХЛ	2.7	-		-		
СТЕ	1.2	-		-		
ГЕГ	2.7	-		-		
АБС	0.3	-		0.2		
ТБ2	-	0.5		-		
ДУШ	0.8	-		-		
ОНИ	-	0.4		-		
ГЕГ	1.9	-		-		
САБ	0.13	-		-		
15.XII.1969	ЛГД	16.02	1.3	-	-	8.8
	БГД		1.79	-	-	
	СТЕ		1.7	-	-	
	ГОР		0.8	-	-	
	ДУШ		0.3	-	0.1	
ОНИ	-	0.11	-			
Поступивший сигнал (A <sub>2</sub> , A <sub>5</sub> , A <sub>9</sub> ), см.п.2.4						

1.XI.1969	БГД	10.16	2.41	-	-	8.7
	АХЛ		0.7	-	-	
	ТБ2		-	0.45	-	
	АБС		0.16	-	-	
	ДУШ		0.7	-	-	
	ОНИ		0.08	-	-	
	ЛГД		0.4	0.41	0.05	
Слабые землетрясения ( $k \in [5; 6,4]$ )						
11.XI.1969	БГД	18.24	0.71	0.57	0.04	5.8
	АХЛ		0.18	-	-	
16.I.1970	БГД	22.01	0.13	0.43	0.01	6.3
	АХЛ		0.2	-	-	
7.II.1970	БГД	11.14	0.2	-	0.3	6.0
	АХЛ		0.037	-	-	
	БКР		-	0.015	0.01	
8.II.1970	БГД	12.32	-	0.15	-	6.1
	АХЛ		0.06	-	0.15	
Поступивший сигнал ( $A_2, A_5, A_8$ ), см.п.2.4						
28.II.1970	АХЛ	20.50	0.18	-	0.1	6.0
	БГД		-	0.08	-	
	БКР		-	0.06	-	



# არამკაფიო ანალიზის ერთი მეთოდის შესახებ მიწისძვრის პარამეტრების შეფასების ამოცანაში

ჯ. გაჩეჩილაძე, თ. გაჩეჩილაძე, ი. ამანათაშვილი

## რეზიუმე

ნაშრომის ძირითადი ამოცანა მდგომარეობს მათემატიკური მოდელის აგებასა და მიწისძვრის პარამეტრების განსაზღვრასთან დაკავშირებით გადაწყვეტილების მისაღებად რეკომენდაციების ფორმულირებაში. პირველად მონაცემთა წინასწარი ანალიზის დროს დადგენილია, რომ მათი ბუნება არის კომბინირებული ანუ ალბათურ-შესაძლებლობითი. ამიტომ მათი დამუშავებისთვის შერჩეულია სპეციალური არამკაფიო ანალიზის მეთოდი - ბმულობათა ანალიზი.

## About one method of fuzzy analysis in the problem of earthquake parameters' estimation

J. Gachechiladze, T. Gachechiladze, I. Amanatashvili

### Abstract

The main task involved in this article is to create a mathematical model and formulate recommendations for decision-making regarding to the earthquake parameters' estimation. Based on the primary data analysis it is revealed that this information is of a probabilistic- possibilistic nature and so for data processing the special fuzzy analysis method - connectivity analysis is suggested.

## К вопросу вычисления трансформант поля аномалии силы тяжести с использованием разложения поля в ряды Фурье

К. М. Картвелишвили, А. С. Габуния, П.Ш. Миндели, Г.Г. Джаши,

Т.А. Гванцеладзе, Д.В. Капанадзе

Исходя из установленного факта приуроченности объектов полезных ископаемых к определенному классу геологических структур, задачей геофизических исследований является выявление и прослеживание в плане и по глубине зон разломов в осадочном чехле, блокового строения фундамента, тектонических нарушений и других неоднородностей геологической среды. Для решения этой задачи весьма актуальной является развитие направлений методов интерпретации, не требующих привлечения дополнительной информации. Одним из инструментов решения этого направления является нахождение особых точек потенциальных полей, несущих важную информацию о размещении неоднородностей в разрезе.

Для нахождения особых точек гравитационного поля разработаны специальные методы, базирующиеся на принципиально разных подходах [1-8]. Наиболее широкое распространение определения положения особых точек в практике нефтяной геофизики получил метод В. М. Березкина [3], основанный на нахождении экстремумов аналитически продолженного в нижнее полупространство двумерного полного нормированного градиента силы тяжести (ПНГ)

$$G_H(x, z) = \frac{G(x, z)}{\bar{G}(x, z)}, \quad (1)$$

где  $G(x, z) = \sqrt{V_x^2(x, z) + V_z^2(x, z)}$  - модуль полного градиента,  $\bar{G}(x, z)$  - среднее значение модуля полного градиента из  $M$  точек на профиле длиной  $L$ .

Используемый при этом математический аппарат аналитического продолжения поля  $V_z(x, z)$  основан на применении рядов Фурье либо по синусам, либо по косинусам

$$V_z(x, z) = \sum_{n=1}^N B_n \cdot \sin \frac{\pi n}{L} \cdot e^{-\frac{\pi n}{L} \cdot z}; \quad V_z(x, z) = \frac{A_0}{2} + \sum_{n=1}^N A_n \cdot \cos \frac{\pi n}{L} \cdot e^{-\frac{\pi n}{L} \cdot z}, \quad (2)$$

где:  $B_n, A_n$ -коэффициенты рядов Фурье, вычисляемые приближенным интегрированием

$$\text{выражений } B_n = \frac{2}{L} \int_0^L V_z(x, 0) \sin \frac{\pi n}{L} x dx, \quad A_n = \frac{2}{L} \int_0^L V_z(x, 0) \cos \frac{\pi n}{L} x dx, \quad (3)$$

$n$  - текущий номер гармоники;  $N$  - число используемых гармоник;  $q = \left( \frac{\sin \frac{\pi n}{L}}{\frac{\pi n}{L}} \right)^\mu$  -

коэффициент сглаживания.

Метод ПНГ нашел широкое применение не только в гравиразведке, но и в магниторазведке, электроразведке и сейсморазведке. Подтверждением к сказанному

следует считать то, что в исследованиях по разведочной геофизике работы В. М. Березкина и его последователей пользуются широкой цитируемостью.

Однако, возникает вопрос относительно возможности существования таких трансформант гравитационного поля, которые наряду с  $G_H(x, z)$  могут служить критерием определения особых точек.

В работе [9] показано, что такими трансформантами являются аналитически продолженные в нижнее полупространство нормированные значения как самого наблюдаемого поля аномалии силы тяжести  $V_z$ , так и его производных  $V_{zx}, V_{zz}, V_{zzz}, \dots, V_{zzz}$ . Последние получаются на основе дифференцирования выражений (2).

Ясно, что независимо от вида трансформанты, во всех случаях необходимо вычислять коэффициенты  $B_n$  или  $A_n$  на основе исходного (наблюдаемого) поля аномалии силы тяжести  $V_z(x, 0)$ . При этом, от точности вычисления коэффициентов зависит как точность восстановления исходной функции, так и точность вычисления производных с помощью рядов Фурье.

Ниже дается решение оценки как точности вычисления коэффициентов рядов Фурье, так и точности восстановления исходного поля и вычисления его производных, в зависимости от вида и точности задания исходного поля на основе математического моделирования.

В ранних исследованиях В.М. Березкина, который использовал ряды Фурье по синусам, для приближенного вычисления интеграла (3), применялся метод трапеций. В дальнейшем начали использовать более точный метод вычисления  $B_n$  по Филону, который предназначен для интегрирования быстро осциллирующих функций типов  $f(x)\sin kx$  и  $f(x)\cos kx$ . В пользу преимущества использования рядов Фурье по синусам В. М. Березкин приводит следующий факт: «При расчетах может использоваться или только ряд синусов, или только ряд косинусов. Ряд синусов при условии равенства исходной функции  $V_z(x, 0)$  нулю на концах участка  $(-L, L)$  или  $L$ , сходится быстрее, чем ряд косинусов. Достижение указанного условия осуществляется вычитанием из исходной функции линейного двучлена  $a+bx$ , где  $a$  - значение функции  $V_z(x, 0)$  в начальной точке участка  $V_{zn}$  (обычно слева),  $b = (V_{zk} - V_{zn})/L$ ,  $V_{zk}$  - значение  $V_z(x, 0)$  в конечной точке участка (справа)» [3 стр.39].

В целом ряде поздних работ других исследователей указывается на необходимость нуления исходной функции на концах участка не только при использовании рядов по синусам, но и по косинусам. Однако, следует подчеркнуть, что указанное нуление приводит к искажению (изменению) исходного поля. А это значит, что определение по искаженному (в дальнейшем - нуленному) полю положения особой точки не будет соответствовать реальной картине.

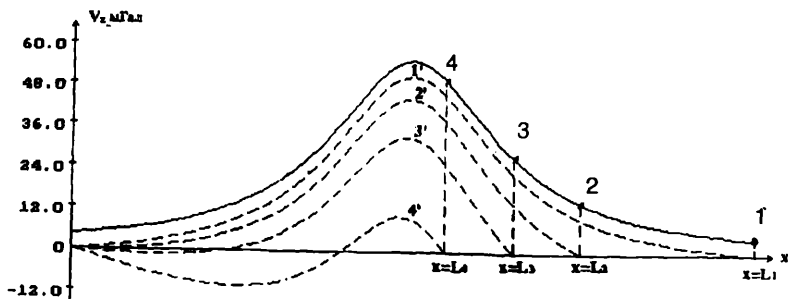


Рис. 1

Поводом такого утверждения следует считать пример приведенный на рис. 1, на котором даны кривые  $V_z$  кругового цилиндра. Сплошной кривой даны значения поля  $V_z$  на участках длиной  $L_1 = 20$  км (симметричное поле - 1), и  $L_2 = 15$  км,  $L_3 = 13$  км,  $L_4 = 11$  км (несимметричные поля - 2, 3, 4). Пунктирными кривыми даны соответствующие этим участкам онуленные кривые - 1', 2', 3', 4'. Как видно процесс онуления приводит к заметному изменению исходных (не онуленных) полей, вплоть до изменения знака кривой, в зависимости от длины участка.

Пусть на плоскости  $z=0$  имеем симметричное и несимметричное поля  $V_z(x, z)$ . При этом под симметричным и несимметричным полями понимается - в первом случае равенство значений  $V_z$  на концах участка ( $V_{zn} = V_{zk}$ ), а во втором случае их неравенство ( $V_{zn} \neq V_{zk}$ ). Последнее достигается обрезанием части симметричного поля справа. Далее путем вычета из наблюдаемых полей (симметричного и несимметричного) двучлена  $(a+bx)$  проводим их онуление на концах участка. В итоге, будем иметь четыре вида поля: 1) симметричное без онуления -  $V_{z(1)}$ ; 2) симметричное с онулением -  $V_{z(1,0)}$ ; 3) несимметричное без онуления -  $V_{z(2)}$ ; 4) несимметричное с онулением  $V_{z(2,0)}$ ;

Процесс моделирования проводится в два этапа и заключается в следующем.

На первом этапе:

1. для всех видов полей вычисляются коэффициенты  $B_n$  и  $A_n$  по точным аналитическим формулам, которые сравниваются с соответствующими значениями, вычисленных по формуле Филона, на основе исходных полей -

$$V_{z(1)}, V_{z(1,0)}, V_{z(2)}, V_{z(2,0)};$$

2. оцениваются относительные погрешности вычисления  $B_n$  и  $A_n$  в процентах в зависимости от порядка коэффициента  $n$ ;
3. оцениваются как относительные, так и средне квадратические погрешности восстановления исходного поля и вычисления его производных.

Практически исходное наблюдаемое поле в точках участка задано с определенной погрешностью  $\epsilon$ , что обуславливает погрешность вычисления коэффициентов рядов Фурье. Для оценки указанной погрешности исходное поле возмущали нормальным распределением случайных величин. Диапазон случайных величин меняли в

пределах (0.1 - 0.2)% от максимального значения  $V_z(x, 0)$ .

На втором этапе проводятся исследования, аналогичные первому этапу, на основе возмущенных полей  $V'_{z(1)}, V'_{z(1,0)}, V'_{z(2)}, V'_{z(2,0)}$ .

На рис. 2 приведены кривые полей аномалий силы тяжести в зависимости от вида поля.

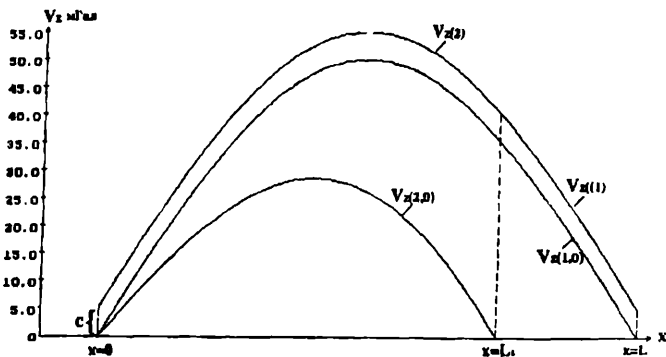


Рис. 2

$V_{z(1)}$  - симметричное исходное поле без онуления;  $V_{z(1,0)}$  - онуленное симметричное поле;  $V_{z(2)}$  - несимметричное исходное поле без онуления;  $V_{z(2,0)}$  - онуленное несимметричное поле.

Для оценки точности вычисления коэффициентов  $B_n$  и  $A_n$  по формуле Филона, в зависимости от вида исходного поля и точности его задания, необходимо иметь точные аналитические формулы для их вычисления. В общем случае эту задачу решить невозможно даже для кругового бесконечного горизонтального цилиндра (наиболее простая форма аномалиеобразующего тела) коэффициенты  $B_n$  и  $A_n$  могут быть вычислены лишь по приближенным квадратурным формулам. Поэтому для получения точных аналитических формул для вычисления  $B_n$  и  $A_n$  в качестве поля аномалии силы тяжести приняли поле функции (тестовая функция)

$$V_z(x, z) = k \sin \frac{\pi}{L} x + c, \quad (4)$$

где:  $k$  - постоянная,  $L$  - длина профиля (участок задания функции),  $c$  - постоянная, характеризующая уровень функции,  $x$  - координата точки вычисления функции в интервале  $(0, L)$ .

Пусть несимметричное исходное поле  $V_{z(2)}$  задано в интервале  $(0, L_1)$  (Рис. 2). Для онуления этого поля на концах профиля вычтем из  $V_{z(2)}$  двучлен вида:

$$a + bx. \quad (5)$$

Здесь:

$a = V_{z(2)H}$  - значение поля в начальной точке профиля, а

$$b = \frac{V_{z(2)K} - V_{z(2)H}}{L_1}, \quad (6)$$

где  $V_{z(2)K}$  - значение поля в конечной точке профиля.

С учетом (5) и (6) онуленное поле в произвольной точке  $x$ , в интервале  $(0, L_1)$ , будет

$$V_{z(2,0)}(x,0) = k \sin \frac{\pi}{L} x - \frac{k}{L_1} x \sin \frac{\pi L_1}{L} \quad (7)$$

Исходя из (3) запишем общее интегральное выражение для коэффициентов  $B_n$

$$B_n = \frac{2}{L_1} \int_0^{L_1} \left( k \sin \frac{\pi}{L} x + c \right) \sin \frac{\pi n}{L_1} x dx \quad (8)$$

которое сводится к вычислению двух интегралов

$$B_n = \frac{2}{L_1} \left[ k \int_0^{L_1} \sin \frac{\pi}{L} x \cdot \sin \frac{\pi n}{L_1} x dx + c \int_0^{L_1} \sin \frac{\pi n}{L_1} x dx \right]. \quad (9)$$

После интегрирования и несложных выкладок получаем формулу для вычисления  $B_n$  для несимметричного поля без онуления

$$B_n = \frac{2kL^2}{\pi} \frac{n}{(L_1^2 - L^2 n^2)} \cos \pi n \cdot \sin \frac{\pi L_1}{L} + \frac{2c}{\pi n} (1 - \cos \pi n). \quad (10)$$

Чтобы получить выражение для  $B_n^0$  с онулением исходного поля достаточно вычесть из (9) интеграл

$$\frac{2}{L_1} \int_0^{L_1} (a + bx) \sin \frac{\pi n}{L_1} x dx, \quad (11)$$

с учетом (5) и (6).

Окончательно, формула для выражения  $B_n^0$  для несимметричного поля без онуления будет

$$B_n^0 = \frac{2k}{\pi n} \frac{L_1^2}{(L_1^2 - L^2 n^2)} \cos \pi n \cdot \sin \frac{\pi L_1}{L}. \quad (12)$$

Рассмотрим частный случай симметричного поля без онуления. Для этого достаточно взять в (10)  $L_1 = L$  и тогда

$$B_n = \frac{2c}{\pi n} (1 - \cos \pi n). \quad (13)$$

Из (13) следует, что для симметричного поля с онулением ( $c=0$ ) все коэффициенты разложения  $B_n$  равны нулю. А это значит, что разложение в ряд Фурье невозможно, что противоречит физической сущности. Поэтому для вычисления первого коэффициента разложения  $B_1$  следует в выражении (8) взять  $L_1 = L$  и  $n=1$ .

Будем иметь

$$B_1 = \frac{2}{L} \int_0^L \left( k \sin \frac{\pi}{L} x + c \right) \sin \frac{\pi}{L} x dx. \quad (14)$$

После интегрирования получаем формулу для вычисления коэффициента  $B_1$  для симметричного поля без онуления

$$B_1 = k + \frac{4c}{\pi} \quad (15)$$

Для симметричного поля с онулением ( $c=0$ )

$$B_1^0 = k. \quad (16)$$

Аналогично (8), общее интегральное выражение для коэффициентов  $A_n$ , разложения в ряд Фурье по косинусам имеет вид

$$A_n = \frac{2}{L_1} \int_0^{L_1} (k \sin \frac{\pi}{L} x + c) \cos \frac{\pi n}{L_1} x dx. \quad (17)$$

Проведя выкладки, аналогичные вычислению коэффициентов  $B_n$ , выпишем окончательные формулы для коэффициентов  $A_n$  несимметричного поля:

без онуления

$$A_n = \frac{2kLL_1}{\pi(L^2n^2 - L_1^2)} \left[ \cos \pi n \cdot \cos \frac{\pi L_1}{L} - 1 \right], \quad (18)$$

с онулением

$$A_n^0 = \frac{2kL_1L}{\pi(L^2n^2 - L_1^2)} \left[ \cos \pi n \cdot \cos \frac{\pi L_1}{L} - 1 \right] - \frac{2k}{\pi^2 n^2} \sin \frac{\pi L_1}{L} (\cos \pi n - 1). \quad (19)$$

Для нулевого коэффициента ( $n=0$ )  $A_0$  несимметричного поля без онуления имеем

$$A_0 = -\frac{2kL}{\pi L_1} \left( \cos \frac{\pi L_1}{L} - 1 \right) + 2c, \quad (20)$$

а с онулением

$$A_0^0 = -\frac{2kL}{\pi L_1} \left( \cos \frac{\pi L_1}{L} - 1 \right) - k \sin \frac{\pi L_1}{L}. \quad (21)$$

Коэффициенты  $A_n$  для симметричного поля получаются из (18) - (21) взяв в них  $L_1 = L$ .

Получив необходимые точные аналитические формулы, приведем результаты расчетов точности вычисления коэффициентов в зависимости от вида поля и погрешности задания исходного поля.

Значения  $\Delta g$  задавались в дискретных точках с шагом  $\Delta x = 0.2$  км на профиле длиной  $L = 20$  км для симметричного поля и  $L_1 = 15$  км для несимметричного поля. Максимальное число коэффициентов соответственно составляло  $n = 100$  и  $n_1 = 75$ .

В табл. 1 -4 приведены результаты вычисления коэффициентов  $B_n$  и  $A_n$  в зависимости от вида исходного поля  $N$  - номер пикета;  $\Delta g^T$  - точное значение поля;  $\Delta g^B$  - значение возмущенного поля;  $n$  - номер коэффициента;  $B_n^T$  и  $A_n^T$  -точное значение коэффициентов;  $B_n^{H/B}$  и  $A_n^{H/B}$  - значения коэффициентов, вычисленных по точному полю;  $B_n^B$  и  $A_n^B$  - значения коэффициентов, вычисленных по возмущенному полю;  $\epsilon_n^{H/B}$  - относительная погрешность вычисления коэффициентов по точному полю;

$\varepsilon_n^B$  - относительная погрешность вычисления коэффициентов по возмущенному полю.

С целью характеристики всего спектра значений коэффициентов в таблицах 2-4 значения коэффициентов приведены в определенных интервалах  $n$ .

Результаты анализа таблиц сводятся к следующему:

1. коэффициенты  $B_n$  и  $A_n$  невозмущенного как симметричного, так и несимметричного полей без онуления и с онулением вычисляются с высокой точностью (0.01%), за исключением  $B_n$  несимметричного поля с онулением. В этом случае погрешность возрастает с ростом порядка  $n$  и для  $n=100$  достигает 100%. Причиной этого является то, что с ростом  $n$  значения  $B_n$  резко падают по абсолютной величине и для  $n=100$  достигают порядка  $10^{-6}$ .
2. в случае возмущенного поля с достаточной точностью вычисляются коэффициенты  $B_n$  для несимметричного поля без онуления. Во всех остальных случаях погрешность настолько высока, что теряет всякого физического смысла.

Так как на практике, как правило, поле несимметричное и всегда отягощено ошибками, то следует вывод, что для разложения в ряд Фурье следует пользоваться коэффициентами  $B_n$ , вычисленными по возмущенному полю без онуления. Этот вывод очень важен в том отношении, что исходное поле не искажается за счет онуления, отпадает процедура онуления и все дальнейшие операции (вычисление трансформант, аналитическое продолжение и т.д.) проводятся с помощью реального поля.

Перейдем к оценке точности восстановления как поля  $V_z$ , так и его производных ( $V_{zx}, V_{xz}, V_{zx}, \dots, V_{zz}$ ) на примере цилиндра радиусом  $r = 2$  км, центром на глубине  $h = 3$  км, плотностью  $\sigma = 1$  г/см<sup>3</sup>, отстоящего от начала координат на расстоянии  $l = 10$  км. Длина профиля для симметричного поля 20 км, несимметричного - 15 км, а шаг задания  $V_z$  равен  $\Delta x = 0.2$  км. Значения  $V_z$  в конечных точках профиля для симметричного поля по 4.6138 мГал, а для несимметричного 4.6138 и 14.7914 мГал, максимальное значение - 55.8784 мГал.



Коэффициенты симметричного поля (с онулением)

Таблица 1

N ПК	$\Delta g^T$	$\Delta g^E$	n	Коэффициенты									
				$B_n^T$	$B_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$B_n^E$	$\varepsilon^E$	$A_n^T$	$A_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$A_n^E$	$\varepsilon^E$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0.00	0.00000	0	0.000000	0.000000	0.00	0.000000	0.00	63.661977	63.6.56741	0.01	64.167440	-0.79
2	1.57	2.19712	1	0.000000	49595890	0.01	50323786	-0.65	0.000000	0.000000	0.00	0.013233	1.32
3	3.14	3.27503	2	0.000000	0.000000	0.00	-0.013199	-1.32	-2.1220659	-2.1218914	0.01	-21217687	0.01
4	4.70	4.56824	3	0.000000	0.000000	0.00	0.132591	13.26	0.000000	0.000000	0.00	0.060723	6.07
5	6.27	6.06392	4	0.000000	0.000000	0.00	0.073165	7.32	-4.244132	-4.243783	0.01	-4.291718	-1.12
21	29.39	29.17031	20	0.000000	-0.000000	0.00	-0.057707	-5.77	-0.159554	-0.159541	0.01	-0.238417	-49.43
22	30.65	30.54232	21	0.000000	0.000000	0.00	-0.042638	-4.26	0.000000	0.000000	0.00	0.025824	2.58
23	31.57	32.42321	22	0.000000	0.000000	0.00	-0.039889	-3.99	-0.131805	-0.131795	0.01	-0.126535	4.00
24	33.07	33.51798	23	0.000000	0.000000	0.00	-0.024720	-2.47	0.000000	-0.000000	0.00	0.053584	5.36
25	34.23	34.10189	24	0.000000	-0.000000	0.00	0.015720	1.57	-0.110716	-0.110708	0.01	-0.071513	35.41
26	35.36	35.74144	25	0.000000	-0.000000	0.00	0.026685	2.67	0.000000	-0.000000	0.00	0.001230	0.12
41	47.55	47.76556	40	0.000000	-0.000000	0.00	0.022793	2.28	-0.039814	-0.039811	0.01	-0.056592	-42.14
42	48.01	48.33429	41	0.000000	0.000000	0.00	0.066458	6.65	0.000000	-0.000000	0.00	-0.053788	-5.38
43	48.43	48.29159	42	0.000000	-0.000000	0.00	-0.022629	-2.26	-0.036110	-0.036107	0.01	-0.087444	-142.16
44	48.80	48.69617	43	0.000000	-0.000000	0.00	0.010674	1.07	0.000000	-0.000000	0.00	-0.018072	-1.81
45	49.11	49.70905	44	0.000000	-0.000000	0.00	-0.039673	-3.97	-0.032900	-0.032898	0.01	-0.062067	-88.65
46	49.38	49.58091	45	0.000000	-0.000000	0.00	-0.017881	-1.79	0.000000	-0.000000	0.00	0.049646	4.96
61	47.55	48.02374	60	0.000000	-0.000000	0.00	0.002560	0.26	-0.017689	-0.017688	0.01	-0.040621	-129.64
62	47.04	46.99938	61	0.000000	0.000000	0.00	0.016639	1.66	0.000000	0.000000	0.00	-0.037568	-3.76
63	46.49	46.68143	62	0.000000	-0.000000	0.00	-0.055571	-5.56	-0.016566	-0.016565	0.01	-0.060694	-266.38
64	45.89	45.52979	63	0.000000	0.000000	0.00	-0.035444	-3.54	0.000000	0.000000	0.00	0.046122	4.61
65	45.24	45.75837	64	0.000000	-0.000000	0.00	0.017729	1.77	-0.015546	-0.015545	0.01	-0.000497	96.80
66	44.55	45.21217	65	0.000000	0.000000	0.00	0.009079	0.91	0.000000	0.000000	0.00	-0.021035	2.10
81	29.39	29.6.9680	80	0.000000	0.000000	0.00	-0.005675	-0.57	-0.009949	-0.009948	0.01	-0.032536	-227.23
82	28.10	27.89949	81	0.000000	-0.000000	0.00	0.016639	0.94	0.000000	0.000000	0.00	0.011463	1.15
83	26.79	26.74033	82	0.000000	-0.000000	0.00	0.019662	1.97	-0.009469	-0.009469	0.00	-0.027609	-191.57
84	25.45	25.57815	83	0.000000	-0.000000	0.00	0.018456	1.85	0.000000	0.000000	0.00	-0.026109	-2.61
85	24.09	24.32912	84	0.000000	-0.000000	0.00	-0.021095	-2.11	-0.009024	-0.009023	0.01	-0.056020	-520.79
86	22.70	23.03673	85	0.000000	-0.000000	0.00	-0.031453	-3.15	0.000000	0.000000	0.00	0.000200	0.02
96	7.82	8.05372	95	0.000000	-0.000000	0.00	0.024473	2.45	0.000000	0.000000	0.00	-0.001735	-0.17
97	6.27	6.43119	96	0.000000	-0.000000	0.00	0.006344	0.63	-0.006909	-0.006908	0.01	-0.028905	-318.37
98	4.71	5.10287	97	0.000000	0.000000	0.00	-0.008994	0.90	0.000000	-0.000000	0.00	-0.007017	-0.70
99	3.14	3.12093	98	0.000000	0.000000	0.00	-0.005018	-0.50	-0.006629	-0.006629	0.00	-0.031748	-378.93
100	1.57	2.17023	99	0.000000	-0.000000	0.00	-0.006193	-0.62	0.000000	0.000000	0.00	0.002794	0.28
101	0.00	0.00000	100	0.000000	-0.000000	0.00	-0.000000	0.00	-0.006367	-0.006367	0.00	-0.016140	-153.49

Коэффициенты симметричного поля (без нуления)

Таблица 2

N ПК	$\Delta g^T$	$\Delta g^E$	n	Коэффициенты									
				$B_n^T$	$B_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$B_n^E$	$\varepsilon^E$	$A_n^T$	$A_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$A_n^E$	$\varepsilon^E$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	5.00	4.73460	0	0.000000	0.000000	0.00	0.000000	0.00	73.661977	73.706741	0.06	73.766838	0.14
2	6.57	6.93254	1	56.366198	56.362408	0.01	56.404549	0.07	0.000000	0.000000	0.00	-0.020179	2.02
3	8.14	8.01128	2	0.000000	0.000000	0.00	-0.039441	3.94	-21520659	-21.2 18914	0.01	-21.217637	0.01
4	9.71	9.30531	3	2.122066	2.122066	0.00	2.159512	1.76	0.000000	0.000000	0.00	0.057011	5.70
21	11.27	10.50182	3	0.000000	0.000000	0.00	0.060044	6.00	-4.244132	-4.243783	0.01	-4.291718	1.12
21	34.39	33.52140	20	0.000000	-0.000000	0.00	-0.060331	6.03	-0.159554	-0.159541	0.01	-0.238417	49.43
22	35.65	35.69423	21	0.303152	0.303152	0.00	0.246922	1855	0.000000	0.000000	0.00	0.025748	2.57
23	36.87	37.17595	22	0.000000	0.000000	0.00	-0.042275	4.23	-0.131805	-0.131795	0.01	-0.126535	4.00
24	38.07	38.27154	23	0.276791	0.276791	0.00	0.239661	13.41	0.000000	-0.000000	0.00	0.053521	5.35
25	39.23	38.5628	24	0.000000	-0.000000	0.00	0.013534	1.35	-0.110716	-0.110708	0.01	-0.071513	35.41
26	40.36	40.49665	25	0.254648	0.254648	0.00	0.269915	6.00	0.000000	-0.000000	0.00	0.001177	0.12
41	52.55	52.53314	40	0.000000	-0.000000	0.00	0.021481	2.15	-0.039814	-0.039811	0.01	-0.056592	42.14
42	53.01	53.10269	41	0.155273	0.155273	0.00	0.214770	38.32	0.000000	-0.000000	0.00	-0.053808	5.38
43	53.43	53.06081	42	0.000000	-0.000000	0.00	-0.023879	2.39	-0.036110	-0.035107	0.01	-0.087444	142.16
44	53.80	53.46622	43	0.148051	0.148051	0.00	0.152387	2.73	0.000000	-0.000000	0.00	-0.018090	1.81
45	54.11	54.47992	44	0.000000	-0.000000	0.00	-0.040866	4.09	-0.032900	-0.032898	0.01	-0.062067	88.65
46	54.38	54.35261	45	0.141471	0.141471	0.00	0.117247	17.12	0.000000	-0.000000	0.00	0.049630	4.96
61	52.55	52.50780	60	0.000000	-0.000000	0.00	0.001685	0.17	-0.017689	-0.017588	0.01	-0.040621	129.64
62	52.04	51.78427	61	0.104364	0.104364	0.00	0.116324	11.46	0.000000	0.000000	0.00	-0.037577	3.76
63	51.49	51.46714	62	0.000000	-0.000000	0.00	-0.056417	5.64	-0.016566	-0.016563	0.01	-0.060694	266.38
64	50.89	50.71633	63	0.101051	0.101051	0.00	0.061076	39.56	0.000000	0.000000	0.00	0.046113	4.61
65	50.24	50.54573	64	0.000000	-0.000000	0.00	0.016909	1.69	-0.015546	-0.015545	0.01	-0.000497	96.80
66	49.55	50.00036	65	0.097942	0.097942	0.00	0.102629	4.79	0.000000	0.000000	0.00	0.021027	2.10
81	34.39	34.49735	80	0.000000	-0.000000	0.00	-0.006331	0.63	-0.009949	-0.009948	0.01	-0.032556	227.23
82	33.10	32.69087	81	0.078595	0.078595	0.00	0.084447	7.45	0.000000	0.000000	0.00	0.011458	1.15
83	31.79	31.54253	82	0.000000	-0.000000	0.00	0.019022	1.90	-0.009469	-0.009469	0.00	-0.027609	191.57
84	30.45	30.68118	83	0.076701	0.076701	0.00	0.091718	1958	0.000000	0.000000	0.00	-0.026114	2.61
85	29.09	29.13297	84	0.000000	-0.000000	0.00	-0.021720	2.17	-0.009024	-0.009023	0.01	-0.056020	520.79
86	27.70	27.54140	85	0.074896	0.074896	0.00	0.040085	46.48	0.000000	0.000000	0.00	0.000195	0.02
96	12.82	12.56664	95	0.067013	0.067013	0.00	0.088481	32.04	0.000000	0.000000	0.00	-0.001739	0.17
97	11.27	11.24493	96	0.000000	-0.000000	0.00	0.005798	0.58	-0.006909	-0.006908	0.01	-0.028905	318.37
98	9.71	9.91744	97	0.065631	0.065631	0.00	0.071683	9.22	0.000000	-0.000000	0.00	-0.007021	0.70
99	8.14	7.93632	98	0.000000	0.000000	0.00	-0.005554	0.56	-0.006629	-0.006629	0.00	-0.031748	378.93
100	6.57	6.98645	99	0.064305	0.064305	0.00	0.055229	14.11	0.000000	0.000000	0.00	0.002791	0.28
101	5.00	4.81704	100	0.000000	-0.000000	0.00	-0.000525	0.05	-0.006367	-0.006367	0.00	-0.016140	153.49

Коэффициенты несимметричного поля (с онулением)

Таблица 3

N ПК	$\Delta g^T$	$\Delta g^E$	n	Коэффициенты										
				$B_n^T$	$B_n^{N/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$B_n^E$	$\varepsilon^E$	$A_n^T$	$A_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$A_n^E$	$\varepsilon^E$	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	
1	0.00	0.00000	0	0.000000	0.000000	0.00	0.000000	0.00	37.096523	37.090564	0.02	37.112208	-0.04	
2	1.10	1.71884	1	28.938739	28.934508	0.01	28.922357	0.06	-1.653445	-1.652130	0.08	-1.454561	1.203	
3	2.20	2.31848	2	-1.841556	-1.840479	0.06	-1.659897	9.86	-11.855759	-11.854784	0.01	-11.788149	0.57	
4	3.29	3.13341	3	0.500176	0.499517	0.13	0.567766	1351	0.763391	0.763459	-0.01	0.738007	3.33	
5	4.38	4.15081	4	-0.205032	-0.204552	0.23	-0.156866	23.49	-2.639946	-2.639730	0.01	-2.658260	-0.69	
21	1956	19.60477	20	-0.001585	-0.001491	5.93	-0.025366	1500.38	0.020293	-0.102021	0.01	-0.077907	23.64	
22	20.75	20.89850	21	0.001369	0.001279	6.57	-0.001640	219.80	-0.102029	0.016618	-0.01	0.034150	-105.52	
23	21.50	21.50111	22	-0.001190	-0.001105	7.14	-0.029165	2350.84	0.016616	-0.084294	0.01	-0.038488	54.34	
24	22.22	22.51760	23	0.001042	0.000960	7.87	0.043208	4046.64	-0.084301	0.013856	-0.01	0.068183	-392.12	
25	22.51	22.62324	24	-0.000917	-0.000838	8.62	0.000678	173.94	0.013855	-0.070817	0.01	-0.092227	-30.22	
31	26.31	26.05957	30	-0.000469	-0.000406	13.43	0.059589	12805.54	0.008718	-0.045307	0.01	-0.050989	-100.81	
32	26.74	26.48347	31	0.000425	0.000364	14.35	0.039601	92.17.88	-0.045311	0.007631	-0.01	-0.059656	881.86	
33	27.13	27.51450	32	-0.000387	-0.000327	15.50	-0.012178	3046.77	0.007630	-0.039818	0.01	-0.087618	-120.03	
34	27.48	27.03331	33	0.000352	0.000294	16.48	-0.034991	10040.63	-0.039821	0.006734	0.00	-0.009142	235.76	
35	27.79	28.25734	34	-0.000322	-0.000266	17.39	-0.003659	1036.34	0.006734	-0.035269	0.01	0.025355	171.88	
41	28.70	28.63448	40	-0.000198	-0.000149	24.75	-0.033820	16980.81	0.004822	-0.025479	0.00	0.014535	157.04	
42	23.69	28.72492	41	0.000184	0.000136	26.09	-0.005328	46273.91	-0.025480	0.004363	0.00	0.013199	-202.52	
43	28.63	28.20394	42	-0.000171	-0.000124	27.49	-0.000351	105.26	0.004363	-0.023109	0.00	-0.096740	-318.59	
44	28.53	28.13025	43	0.000159	0.000114	28.30	-0.013102	8340.25	-0.023111	0.003967	0.01	0.015207	-283.34	
45	28.37	28.66485	44	-0.000149	-0.000104	30.20	0.024506	16546.98	0.003967	-0.021055	0.01	-0.033373	-58.49	
51	26.43	25.90207	50	-0.000101	-0.000061	39.60	0.008747	8760.40	0.003055	-0.016304	0.01	-0.076397	-368.55	
52	25.53	25.55624	51	0.000095	0.000056	41.05	-0.043530	45921.05	-0.016305	0.002820	0.00	0.006896	-144.54	
53	25.39	25.51476	52	-0.000090	-0.000051	43.33	-0.014066	1462.22	0.002820	-0.015074	0.01	-0.003668	75.57	
54	24.79	25.00346	53	0.000085	0.000047	44.71	0.003616	4154.12	-0.015075	0.002611	0.00	0.033919	-1199.08	
55	24.15	24.16952	54	-0.000080	-0.000043	46.25	0.004016	50620.00	0.002611	-0.013978	0.01	-0.035660	-155.10	
61	19.27	19.32710	60	-0.000059	-0.000024	59.32	-0.002322	3835.59	-0.013322	-0.013322	0.00	-0.019595	-7307	
62	18.29	17.82447	61	0.000056	0.000022	60.71	0.015091	26848.21	0.001971	0.001971	0.00	-0.001113	156.47	
63	17.26	17.02824	62	-0.000053	-0.000019	64.15	0.030969	58532.08	-0.010604	-0.010603	0.01	-0.043134	-306.77	
64	16.19	15.79983	63	0.000051	0.000017	66.67	-0.026383	51831.37	0.001848	0.001348	0.00	-0.050748	2846.10	
65	15.07	15.14863	64	-0.000048	-0.000015	68.75	-0.038971	81089.58	-0.009951	-0.009951	0.00	-0.008003	1154	
71	7.45	7.56234	70	-0.000037	-0.000006	83.78	0.004304	11732.43	-0.003318	-0.003318	0.00	0.019922	339.50	
72	6.04	5.88283	71	0.000035	0.000004	88.57	0.030979	88411.43	0.001455	0.001455	0.00	-0.006539	549.42	
73	5.58	4.06598	72	-0.000034	-0.000003	91.18	0.013257	39091.18	-0.007862	-0.007862	0.00	-0.023256	-195.80	
74	3.09	3.17278	73	0.000033	0.000002	93.54	0.004916	14796.97	0.001377	0.001377	0.00	-0.023863	1832.97	
75	1.56	1.33446	74	-0.000031	-0.000001	96.77	-0.009734	31300.00	-0.007443	-0.007443	0.00	-0.018278	-145.57	
76	0.00	0.000000	75	0.000030	0.000000	100.00	0.000000	100.00	0.001304	0.001304	0.00	-0.001958	250.15	

Кoeffициенты несимметричного поля (без онуления)

Таблица 4

N ПК	$\Delta g^T$	$\Delta g^E$	n	Кoeffициенты									
				$B_n^T$	$B_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$B_n^E$	$\varepsilon^E$	$A_n^T$	$A_n^{K/E}$	$\varepsilon^{K/E}$	$A_n^E$	$\varepsilon^E$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	5.00	4.73460	0	0.000000	0.000000	0.00	0.000000	0.00	82.451862	82.748272	-0.36	82.816707	-0.44
2	6.57	6.93254	1	578.12844	57.808615	0.01	57.826054	-0.02	-15.982424	-15.581110	0.01	-16.017504	-0.22
3	8.14	8.01128	2	-13.095510	-13.094433	0.01	-13.097605	-0.02	-11.8.55759	-11.8.54784	0.01	-11.788149	0.57
4	9.71	9.30531	3	10.124878	10.124219	0.01	10.202332	-0.76	-0.828718	-0.828650	0.01	-0.880098	-6.20
5	11.27	10.80182	4	-5.832009	-5.831529	0.01	-5.837220	-0.75	-2.639946	-2.639730	0.01	-2.658260	-0.69
21	34.39	33.92140	20	-1.126980	-1.126886	0.01	-1.169137	-3.74	-0.102029	-0.102021	0.01	-0.077907	23.64
22	35.65	35.69423	21	1.376326	1.376237	0.01	1.374726	0.12	-0.015876	-0.015875	0.01	0.001128	107.11
23	36.87	37.17595	22	-1.024277	-1.024192	0.01	-1.068957	-4.36	-0.084301	-0.084294	0.01	-0.038488	54.34
24	38.07	38.27154	23	1.256438	1.256356	0.01	1.299891	-3.46	-0.013232	-0.013231	0.01	0.040654	407.24
25	39.23	38.85628	24	-0.938746	-0.938668	0.01	-0.952464	-1.46	-0.070823	-0.070817	0.01	-0.092227	-30.22
31	45.45	45.16722	30	-0.750733	-0.750669	0.01	-0.702925	6.37	-0.045311	-0.045307	0.01	-0.090989	-100.81
32	46.35	46.07522	31	0.931848	0.931787	0.01	0.971978	-4.31	-0.007280	-0.007280	0.00	-0.074810	-927.61
33	47.22	47.58035	32	-0.703759	-0.703699	0.01	-0.727035	-3.31	-0.039821	-0.039818	0.01	-0.087618	-120.03
34	48.04	47.57826	33	0.875325	0.875267	0.01	0.840879	3.94	-0.006424	-0.006424	0.00	-0.022514	-250.47
35	48.82	49.28139	34	-0.662320	-0.662263	0.01	-0.676465	-2.14	-0.035272	-0.035269	0.01	0.025355	171.88
41	52.55	52.53314	40	-0.562896	-0.562847	0.01	-0.605705	-7.61	-0.025480	-0.025479	0.00	0.014535	157.04
42	53.01	53.10269	41	0.704430	0.704383	0.01	0.790296	-12.19	-0.004161	-0.004161	0.00	0.004536	209.01
43	53.43	53.06081	42	-0.536074	-0.536027	0.01	-0.545004	-1.67	-0.023111	-0.023109	0.01	-0.096740	-318.59
44	53.80	53.46622	43	0.671650	0.671605	0.01	0.659077	1.87	-0.003783	-0.003783	0.00	0.007330	293.76
45	54.11	54.47992	44	-0.511692	-0.511647	0.01	-0.495390	3.19	-0.021057	-0.021055	0.01	-0.033373	-58.49
51	55.00	54.59175	50	-0.450259	-0.450219	0.01	-0.448761	0.33	-0.016305	-0.016304	0.01	-0.076397	-368.55
52	54.98	54.82502	51	0.566254	0.566215	0.01	0.523209	7.60	-0.002689	-0.002689	0.00	0.001297	148.23
53	54.50	55.26264	52	-0.432934	-0.432896	0.01	-0.441318	-1.94	-0.015075	-0.015074	0.01	-0.003668	75.67
54	54.78	55.13044	53	0.544880	0.544841	0.01	0.548968	-0.75	-0.002490	-0.002490	0.00	0.028735	1254.02
55	54.61	54.77561	54	-0.416894	-0.416856	0.01	-0.383203	8.08	-0.013979	-0.013978	0.01	-0.035660	-155.10
61	52.55	52.80780	60	-0.375190	-0.375156	0.01	-0.335379	-2.24	-0.011322	-0.011322	0.00	-0.019595	-73.07
62	52.04	51.78427	61	0.473402	0.473368	0.01	0.488922	-3.28	-0.001879	-0.001879	0.00	-0.005027	-167.54
63	51.49	51.46714	62	-0.363084	-0.363050	0.01	-0.337989	6.91	-0.010604	-0.010603	0.01	-0.043134	-306.77
64	50.89	50.71633	63	0.458370	0.458336	0.01	0.432406	5.66	-0.001762	-0.001762	0.00	-0.054418	-2988.42
65	50.24	50.54573	64	-0.351734	-0.351701	0.01	-0.396399	-12.70	-0.009951	-0.009951	0.00	-0.008803	11.54
71	45.45	45.83405	70	-0.321578	-0.321547	0.01	-0.322488	-0.28	-0.008318	-0.008318	0.00	0.019922	339.50
72	44.51	44.63364	71	0.406713	0.406682	0.01	0.438073	-7.71	-0.001387	-0.001387	0.00	-0.009428	-579.74
73	43.53	43.29590	72	-0.312644	-0.312613	0.01	-0.304458	2.62	-0.007862	-0.007862	0.00	-0.023256	-195.80
74	42.51	42.88180	73	0.395568	0.395538	0.01	0.400857	-1.34	-0.001312	-0.001312	0.00	-0.026596	-1927.13
75	41.45	41.52258	74	-0.304192	-0.304162	0.01	-0.318861	-4.82	-0.007443	-0.007443	0.00	-0.018278	-145.57
76	40.36	40.66722	75	0.385018	0.384988	0.01	0.385383	-0.09	-0.001243	-0.001243	0.00	-0.004547	-265.81

Как и в случае тестового примера, исходное поле возмущали нормальным распределением случайных величин в пределах 0.1% от максимального значения  $V_z$ . По данным разных видов полей ( $V'_{z(1)}, V'_{z(1,0)}, V'_{z(2)}, V'_{z(2,0)}$ ) восстанавливались (вычислялись) значения элементов поля ( $V_z, V_{zx}, V_{zz}, V_{zxx}, V_{zxx}$ ) с помощью рядов Фурье как по синусам, так и по косинусам и сравнивались с их точными значениями. В виду ограниченности объема статьи невозможно привести полный детальный анализ полученных результатов поведения ошибок восстановления элементов поля во всех точках профиля. Поэтому ограничились средней квадратической погрешностью оценки восстановления полей. Следует заметить, что для всех элементов поля четко проявляется т.н. «краевой эффект» - низкая точность вычисления элементов поля в краевых точках профиля. Для устранения указанного эффекта необходимо исключить из рассмотрения значения полей в точках в определенном интервале на концах профиля (в данном случае по пять точек).

В табл. 5 приведены средние квадратические погрешности  $\delta$  восстановления элементов поля, вычисленных:  $\delta_1$  - по точным значениям коэффициентов  $B_n^T (A_n^T)$ ;  $\delta_2$  - по коэффициентам  $B_n^{NB} (A_n^{NB})$ , вычисленных по точному полю;  $\delta_3$  - по коэффициентам  $B_n^B (A_n^B)$ , вычисленных по возмущенному полю.

Таблица 5 Средняя квадратическая погрешность  $\delta$  восстановления (вычисления) элементов поля

Элемент Поля	Вид Исходного поля	Диапазон Изменения	Ряд по синусам			Ряд по косинусам		
			$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$	$\delta_1$	$\delta_2$	$\delta_3$
$V_z$	$V_{z(1)}$	4.61÷55.87	0.054	0.068	0.146	0.055	0.071	0.153
	$V_{z(1,0)}$	0÷51.26	0.054	0.068	0.0187	0.054	0.068	0.187
	$V_{z(2)}$	4.61÷55.87	0.064	0.079	0.0163	0.064	0.092	0.186
	$V_{z(2,0)}$	0÷44.48	0.064	0.080	0.0294	0.064	0.080	0.294
$V_{zx}$	$V_{zx(1)}$	-20.84÷120.84	0.495	0.617	5.733	0.495	0.617	5.733
	$V_{zx(1,0)}$		0.495	0.617	5.737	0.495	0.617	5.737
	$V_{zx(2)}$		0.593	0.739	5.846	0.593	0.739	5.846
	$V_{zx(2,0)}$		6.779	6.787	8.813	6.779	6.786	8.814
$V_{zz}$	$V_{zz(1)}$	-23.28÷186.26	11.58	11.59	12.97	13.34	13.34	14.47
	$V_{zz(1,0)}$		4.22	4.25	7.12	13.34	13.34	14.47
	$V_{zz(2)}$		21.77	21.78	23.41	21.28	21.29	21.55
	$V_{zz(2,0)}$		2.80	2.85	6.71	21.99	22.00	21.17
$V_{zxx}$	$V_{zxx(1)}$	-9.04÷9.04	0.289	0.292	3.943	0.138	0.146	3.912
	$V_{zxx(1,0)}$		0.090	0.100	3.919	0.138	0.146	3.911
	$V_{zxx(2)}$		0.730	0.734	4.190	0.297	0.300	4.014
	$V_{zxx(2,0)}$		0.131	0.143	4.066	0.371	0.372	4.048
$V_{zxx}$	$V_{zxx(1)}$	-3.06÷12.42	0.062	0.077	3.916	0.061	0.076	3.916
	$V_{zxx(1,0)}$		0.061	0.076	3.916	0.061	0.076	3.916
	$V_{zxx(2)}$		0.082	0.098	4.116	0.073	0.091	4.112

Результаты анализа таблицы сводятся к следующему:

1. для восстановления поля  $V_z$  необходимо использовать коэффициенты  $B_n$ , вычисленных по исходному полю  $V_{z(2)}$  без онуления;
2. для вычисления производной  $V_{zz}$  необходимо использовать коэффициенты  $B_n^*$  или  $A_n^*$ , вычисленные по исходному полю без онуления  $V_{z(2)}$ .
3. для вычисления производной  $V_{zz}$  необходимо использовать коэффициенты  $B_n^*$ , вычисленные по исходному полю с онулением  $V_{z(2,0)}$ .
4. ряды Фурье как по синусам, так и по косинусам для возмущенного поля  $V_z$  не позволяют вычислять производные  $V_{zz}$  и  $V_{zz}$  практически с необходимой точностью.

Полученные математическим моделированием результаты, по восстановлению и вычислению производных от неточно заданных функции, согласуются со следствиями, вытекающими из теории некорректно поставленных задач, к которым относится и задача суммирования рядов Фурье с приближенными коэффициентами. К настоящему времени разработаны и успешно применяются различные способы приближенного решения некорректно поставленных задач [10], среди которых наиболее общим методом является метод регуляризации А.Н. Тихонова [11]. Вопрос эффективности применения методов регуляризации к решению рассматриваемой в настоящей статье задачи на основе математического моделирования требует специального исследования.

#### Литература

1. Страхов В.Н., Григорьева О.М., Лапина М.И. Определение особых точек двумерных потенциальных полей. Прикладная геофизика, Вып. 85, М.: Недра, 1977, с. 96-113.
2. Березкин В.М., Киричек М.А., Кунарев А.А. Применение геофизических методов разведки для прмых поисков месторождений нефти и газа. М.: Недра, 1978.
3. Березкин В.М. Метод полного градиента при геофизической разведке. М.: Недра, 1988, 188 с.
4. Тропков Г.А. Вопросы интерпретации гравитационных и магнитных полей методом особых точек. Вопросы разведочной геофизики. М.: Недра, 1978, вып. 8, с.40-44.
5. Тропков Г.А., Грознова А.А. Метод устойчивой локализации особенностей потенциальных полей. Изв. АН СССР, Сер. Физика Земли, 1980, № 11, с. 96-101.
6. Телепин М.А. О трансформации поля  $\Delta g$  в полный градиент. Прикладная геофизика, вып. 80, М.: Недра, 1975, с. 177-193.
7. Мудрецова Е.А. Методы интерпетации гравитационных и магнитных данных при поисках залежей нефти и газа с применением метода регуляризации. Методы решения некорректных задач и их приложения. Новосибирск: Изд. ВЦ СО АН СССР, 1982, с. 92-106.
8. Мудрецова Е.А., Целеев В.И. Выбор параметров регуляризованного продолжения в нижнее полупространство двумерных потенциальных полей для локализации источников аномалии. Геофизический журнал, 1985, Т. 7, № 4, с. 88-93.
9. K. M. Kartvelishvili, A. C. Gabunia, T. A. Gvantseladze. Normed transformants of gravity field and singular points. Journal of Georgian Geophysical Society. Inssue (A), Solid Earth, v. 4, 1999, p. 65-75.
10. Старостенко В.И., Оганесян С. М. Некорректно поставленные задачи по Адамару и

იხ. приближенное решение методом регуляризации А.Н. Тихонова. Киев, Геофизический журнал, Т. 23, № 6, 2001, с. 3-20.

11. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979, 284 с.

## ფურიეს მწკრივად გამლის გამოყენებით ანომალური სიმძიმის ძალის ველის გრანსფორმანტების გამოთვლის საკითხისათვის ველის

კ. ქართველიშვილი,

ა. გაბუნია,

პ. მინდელი, გ. ჯაში,

თ. გვანცელაძე, ჯ. კაპანაძე

რეზიუმე

სტატიაში საწყისი გრავიტაციული ველის ხასიათისა და ცლომილების გათვალისწინებით, მოცემულია გრავიტაციული ველის ფურიეს მწკრივად გამლის  $A_n$  და  $B_n$  კოეფიციენტების შეფასება.

შესწავლილია როგორც საწყისი გრავიტაციული ველის აღდგენის, ასევე მისი გრანსფორმანტების გამოთვლის სიმუსტე.

დადგენილია  $A_n$  და  $B_n$  კოეფიციენტების გამოყენების მიზანშეწონილობა ანომალური გრავიტაციული ველის სხვადასხვა ( $V_z$ ,  $V_x$ , ...  $V_{zz}$ ) გრანსფორმანტების გამოთვლის დროს.

## On the method of calculation of transformants of gravitational field with the help of Fourier series

K. Kartvelishvili,

A. Gabunia,

P. Mindeli, G. Jashi,

T. Gvantseladze, D. Kapanadze

Abstract

In the paper are evaluated  $A_n$  and  $B_n$  coefficient of Fourier transform of gravity field taking into account peculiarities of the observed field and errors of measurements and modelling.

The accuracy of recovery of the observed field and calculations of the transformants is considered.

The expediency of using coefficients  $A_n$  and  $B_n$  at calculations of different transformants of gravity field is shown.

## Об единственности решения обратной задачи теории потенциала для круговых многоугольников

Д. В. Капанадзе

Решение обратной задачи теории потенциала имеет важное теоретическое и прикладное значение. Практическая важность обратных задач настолько значительна, что за последнее время они оказались среди актуальных задач современного математического анализа. В частности известно, что обратная задача теории потенциала является математической моделью гравиразветки полезных ископаемых и изучения внутреннего строения Земли. Для практики требуется дальнейшее развитие теории [1].

Впервые единственность ее решения в классе звездных областей постоянной плотности была доказана П. С. Новиковым [2], результаты которого расширены в работах [3-8]. В работе [1] В. Н. Страхов поставил нерешенные задачи математической теории гравиметрии. В этой заметке исследуются две задачи (проблема №2, проблема №8 [1]).

Доказывается единственность решения обратной задачи для круговых многоугольников [1], сначала для постоянной плотности, а затем для положительной плотности  $\mu(x_1, x_2)$ ,

которая не меняется по направлению  $Ox_2$ ,  $\mu(x_1, x_2) = \sum_{k=0}^n a_k x_1^k$ .

Для доказательства теоремы используются обобщенные гармонические функции, т. е. гармонические функции, для которых граничными значениями являются обобщенные функции конечного порядка [9, 10].

Введем некоторые определения и обозначения.

**Определение.** Круговой многоугольник это кусочно – гладкая односвязная, ограниченная область, граница которой состоит из дуг окружностей [1].

Определим логарифмические потенциалы для кусочно - гладкой области  $Q(Q \subset R^2)$

$$V^g(x) = \int_Q g(y) \ln \frac{1}{|x-y|} dy, \quad V^\Psi(x) = \int_{\partial Q} \Psi(y) \ln \frac{1}{|x-y|} ds,$$

где  $\partial Q$  - граница области  $Q$ ,  $g \in L_1(Q)$ ,  $\Psi \in L_1(\partial Q)$ . Через  $Q$  обозначается связная компонента дополнения  $R^2 - \bar{Q}$ , которая содержит бесконечно удаленную точку,  $\nu_x$  - внешняя нормаль для области в гладкой точке  $x$ ,  $(\nu \wedge x_2)$  - угол между  $\nu$  и  $Ox_2$ ,  $\emptyset$  - пустое множество,  $C_0^1(R^2)$  - финитные непрерывно – дифференцируемые функции на плоскости  $R^2$ ,  $\{C_0^1(R^2)\}^*$  - пространство непрерывных функционалов на  $C_0^1(R^2)$ . Здесь рассматриваются только компактные непрерывные функционалы или обобщенные функции на компакте.  $\alpha \in A$  означает, что  $\alpha$  принадлежит множеству  $A$ ,  $\alpha \notin A$ ,  $\alpha$  не принадлежит множеству  $A$ ,  $A \cap B$  - пересечение множеств  $A, B$ ;  $A \cup B$  - объединение множеств  $A, B$ ;  $\rho(x)$  - кривизна кривой в точке  $x$ .



**Теорема 1.** Пусть  $\Omega_1, \Omega_2$  круговые многоугольники на плоскости  $\mathbb{R}^2$ ,  $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ . Тогда решение обратной задачи теории потенциала единственно.

**Доказательство.** Допустим противное, т. е. что

$$\int_{\alpha_1} \ln \frac{1}{|x-y|} dy = \int_{\alpha_2} \ln \frac{1}{|x-y|} dy \quad x \in \Omega_\infty. \quad (1)$$

Возьмем гладкую точку  $x_0 \in \partial\Omega_\infty$ ,  $x_0 \in \partial\Omega_1$ ,  $x_0 \notin \partial\Omega_2$ . Сделаем поворот и параллельный перенос координатной системы, после которых точка  $x_0$  лежит на оси  $Ox_1$ , касательная прямая в точке  $x_0$  параллельна оси  $Ox_2$ ; очевидно, что равенство потенциалов сохраняется после преобразования координатной системы. Обозначим  $x = (x_1, x_2)$ .

$x_0 = (x_0^1, x_0^2)$ ,  $|x_0| = r_0$ ,  $\sigma_1 = \{x : |x - x_0| < \rho\} \cap \partial\Omega_\infty$ ,  $\sigma = \{(x_1, x_2) : (x_1, x_2) \in \sigma_1, x_2 > 0\}$ .

В силу условия ( $x_0 \notin \partial\Omega_2$ ) существует число  $\gamma > 0$  такое, что  $\sigma_1 \subset \partial\Omega_1 \cap \partial\Omega_\infty$ ,  $\bar{\sigma}_1 \cap \bar{\Omega}_2 = \emptyset$ . Ясно, что дуга  $\sigma$  лежит на окружности  $x_1^2 + x_2^2 = r_0^2$ . Уравнение кривой  $\sigma$  имеет вид  $x_2 = \tau(x_1)$ ,  $x_1 \in (a, b) = \{x_1 : (x_1, x_2) \in \sigma\}$ ,  $\tau(x_1) = \sqrt{r^2 - x_1^2}$ . Из равенства потенциалов (1) имеем, что

$$\int_{\alpha_1} \frac{\partial V(x)}{\partial x_2} dx = \int_{\alpha_2} \frac{\partial V(x)}{\partial x_2} dx \quad (2)$$

для произвольного решения задачи Дирихле  $V$  из класса  $C^1(\Omega_0)$ , где односвязная ограниченная область  $\Omega_0$  удовлетворяет условиям:  $\Omega_0 \in C^{(2,\alpha)}$ ,  $\bar{\Omega}_1 \cup \bar{\Omega}_2 \subset \bar{\Omega}_0$ ,  $\sigma_1 \subset \partial\Omega_0$ . Известно, что

$$V(x) = - \int_{\alpha_0} \frac{\partial G(x, y)}{\partial \nu} \varphi(y) dS_y, \quad x \in \Omega_0, \quad V|_{\alpha_0} = \varphi, \quad (3)$$

где  $G$  – функция Грина области  $\Omega_0$  задачи Дирихле. Известно, что функция Грина  $G$  удовлетворяет условиям

$$|G(x, y)| \leq \frac{C_1}{|x-y|}, \quad \left| \frac{\partial G(x, y)}{\partial y_i} \right| \leq \frac{C_1}{|x-y|}, \quad \left| \frac{\partial^2 G}{\partial y_i \partial y_j} \right| \leq \frac{C_1}{|x-y|^2}. \quad (4)$$

Из (2) по формуле Гресса-Остроградского получаем

$$\int_{\alpha_1} V(x) \cos(\nu \wedge x_2) ds = \int_{\alpha_2} V(x) \cos(\nu \wedge x_2) ds. \quad (5)$$

Ясно, что если  $(x_1, x_2) \notin \sigma$ , то

$$\left| \cos(\nu \wedge x_2) \right| = \left| \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau'(x_1)]^2}} \right| = \frac{1}{r_0 \sqrt{x_0^2 - x_1^2}} \lim_{x_1 \rightarrow x_0} \frac{\partial \sqrt{x_0^2 - x_1^2}}{\partial x_1} = \infty. \quad (6)$$

Из (5) следует, что  $V|_{\alpha_0} = \varphi$

$$\int_{\sigma} \varphi(x) \cos(\gamma \wedge x_2) ds = \int_{\alpha_2} \varphi(x) \cos(\gamma \wedge x_2) ds - \int_{\alpha_1 - \sigma} \varphi(x) \cos(\gamma \wedge x_2) ds.$$

Теперь рассмотрим обобщенное граничное значение для гармонической функции  $V$

$$\varphi = \frac{\partial \delta x_1(t_1)}{\partial t_1} x \delta x_2(t_2), \quad x = (x_1 - x_2) \in \sigma.$$

Здесь  $(\varphi, \psi) = -\psi(x_1, x_2)$ ,  $(x_1, x_2) \in \sigma$ ,  $\psi \in C_0^1(\mathbb{R}^2)$ .

Кроме того нетрудно видеть, что

$$\begin{cases} |V(x)| \leq \frac{C_2}{|x-y|^2} & x \in \partial\Omega_2, y \in \sigma, \\ |V(x)| \leq \frac{C_2}{|x-y|} & x \in \partial\Omega_1 - \sigma, y \in \sigma. \end{cases} \quad (7)$$

Итак

$$|V(x)| \leq \frac{2C_2}{\gamma}, \quad x \in \nabla\Omega_2 \cup (\partial\Omega_1 - \sigma); \quad |x_0 - y| \leq \frac{\gamma}{2}, \quad C_2 = \text{const} > 0.$$

Из (6) и (7) следует, что

$$\frac{1}{r_0 \sqrt{r_0^2 - y^2}} \leq \frac{2C_2}{\gamma} (|\partial\Omega_1| + |\partial\Omega_2|), \quad (8)$$

где  $|\partial\Omega_i|$  - длина кривой  $\partial\Omega_i$ ;  $i = 1, 2$ . Перейдем к пределу при  $y_1 \rightarrow r_0$ , тогда получаем

$$m \leq \frac{2C_2}{\gamma} (|\partial\Omega_1| + |\partial\Omega_2|).$$

Мы пришли к противоречию. Теорема 1 доказана. Таким образом проблема № 2 [1] имеет положительное решение.

Теперь рассмотрим плотность  $\mu(x_1, x_2) = \sum_{k=0}^n a_k x_1^k$ . Предположим, что  $\mu(x_1, x_2) > 0$ ,  $(x_1, x_2) \in \bar{\Omega}_1 \cup \bar{\Omega}_2$ . Из равенства потенциалов ( $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$ )

$$\int_{\Omega_1} \mu(x) \ln \frac{1}{|x-y|} dy = \int_{\Omega_2} \mu(x) \ln \frac{1}{|x-y|} dy \quad x \in \Omega_\infty$$

имеем, что

$$\int_{\Omega_1} \frac{\partial V_\varphi}{\partial x_2} \mu(x_1) dx = \int_{\Omega_2} \frac{\partial V_\varphi}{\partial x_2} \mu(x_1) dy, \quad (9)$$

для любой гармонической функции  $V_\varphi$  из класса  $C^1(\bar{\Omega}_0)$ . Область  $\Omega_0$  определяется аналогично тому, как это было в случае постоянной плотности. Из (9) следует, что

$$\int_{\Omega_1} \frac{\partial(\mu(x_1)V_\varphi)}{\partial x_2} dx = \int_{\Omega_2} \frac{\partial(\mu(x_1)V_\varphi)}{\partial x_2} dx.$$

Отсюда снова получим, что

$$\int_{\partial\Omega_1} \mu(x_1)V_\varphi(x) \cos(v_x \wedge x_2) ds = \int_{\partial\Omega_2} \mu(x_1)V_\varphi(x) \cos(v_x \wedge x_2) ds. \quad (10)$$

Пусть  $x_0 = (x_1^0, x_2^0)$  гладкая точка из  $\partial\Omega_\infty$ , которая удовлетворяет условиям:  $x_0 \in \sigma \subset \partial\Omega_1 \cap \partial\Omega_\infty$ ,  $x_0 \notin \bar{\Omega}_2$ . Сделаем поворот координатной системы вокруг начала координатной системы на угол  $\alpha$  после которого нормаль в точке  $x_0$  для области  $\Omega_1$  параллельна оси  $Oy_1$ . После поворота координатную систему обозначим через  $(y_1, y_2)$ ; Итак линейное преобразование имеет вид:

$$\begin{aligned}x_1 &= y_1 \cos \alpha - y_2 \sin \alpha, \\x_2 &= y_1 \cos \alpha + y_2 \sin \alpha.\end{aligned}$$

Из (11) после преобразования имеем

$$\begin{aligned}\int_{\alpha_1} \mu(y_1 \cos \alpha - y_2 \sin \alpha) V_\varphi(y) V_\varphi(y) \cos(vy_2) ds = \\= \int_{\alpha_1} \mu(y_1 \cos \alpha - y_2 \sin \alpha) V_\varphi(y) V_\varphi(y) \cos(vy_2) ds.\end{aligned}\quad (11)$$

Аналогично тому, как это было раньше, получаем

$$\int_{\sigma} \varphi(y) \mu(y_1, y_2) \frac{ds}{\sqrt{1 + [\tau_1']^2}} = \int_{\alpha_1} V_\varphi(y) \mu_1 \cos(v \wedge x_2) ds - \int_{\alpha_1 - \sigma} V_\varphi(y) \mu_1 \cos(vy_2) ds, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned}\mu_1(y_1, y_2) &= \mu(y_1 \cos \alpha - y_2 \sin \alpha), \\ \cos(v \wedge y_2) &= \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau_1'(y_1)]^2}}.\end{aligned}$$

Здесь  $y_2 = \tau_1(y_1)$ ,  $y_1 \in (a, b) = \{y_1 : (y_1, y_2) \in \sigma\}$  уравнение кривой  $\sigma$ . После поворота образ точки  $x_0 = (x_1, x_2)$  обозначим через  $y_0 = (y_1, y_2)$ . Ясно, что

$$\lim_{y_1 \rightarrow y_2} \tau_1'(y_1) = \infty. \quad (13)$$

Теперь снова рассмотрим граничное значение

$$\varphi = \pm \frac{\partial \delta y_1(t_1)}{\partial t_1} X \delta y_2(t_2), \quad y = (y_1, y_2) \in \sigma.$$

Из (12) получаем, что

$$\begin{aligned}\left| \sup_{(y_1, y_2) \in \sigma} \left( \varphi, \frac{\mu_1(t_1, t_2)}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} \right) \right| &= \left| \sup_{(y_1, y_2) \in \sigma} \left( \frac{\partial}{\partial t_1} \frac{\mu_1(t_1, t_2)}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} \right) \right| = \\ &= \left| \sup_{(y_1, y_2) \in \sigma} \left\{ \pm \left[ \frac{\partial \mu_1}{\partial t_1} \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} \right] \pm \left[ \mu_1 \frac{\partial}{\partial t_1} \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} \right] \right\} \right|.\end{aligned}$$

Очевидно, что

$$\sup_{(y_1, y_2) \in \sigma} \left| \frac{\partial \mu}{\partial t_1} \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} \right| < \infty.$$

С другой стороны нетрудно видеть, что

$$\frac{\partial}{\partial t_1} \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau_1'(t_1)]^2}} = - \frac{2\tau_1''(t_1) \cdot \tau_1'(t_1)}{[1 + (\tau_1'(t_1))^2]^{\frac{3}{2}}}.$$

Выражение

$$\rho(y_1) = \frac{\tau_1''(y_1)}{[1 + (\tau_1'(t_1))^2]^{\frac{3}{2}}}$$

есть кривизна дуги  $\sigma$ , которая постоянна. Следовательно в силу (13) имеем

$$\sup_{(y_1, y_2) \in \sigma} \left| \mu_1(y_1, y_2) \frac{\partial}{\partial t_1} \left[ \frac{1}{\sqrt{1 + [\tau]^2}} \right]_{t_1=y_1} \right| = \infty. \quad (14)$$

С другой стороны

$$\sup_{y \in \partial \Omega_2} |V_\varphi(y)| < \infty, \quad \sup_{y \in \partial \Omega_1 - \sigma} |V_\varphi(y)| < \infty. \quad (15)$$

Из (12), (14), (15) получается противоречие. Теорема доказана.

**Замечание.** Если условие положительности плотности нарушается (в частности  $\mu(x_1^0, x_2^0) = 0$ ), то единственность решения обратной задачи сохраняется, но доказательство осложняется.

Таким образом проблема № 8 [1] имеет положительное решение.

Доказанные утверждения сохраняют силу в случае  $R^3$  для ньютоновских потенциалов.

### Л и т е р а т у р а

1. Страхов В. Н. Нерешенные проблемы математической теории плоской задачи гравиметрии и магнитометрии. // изв. АН СССР, Физика Земли, 1979, № 8, с. 3 - 28.
2. Новиков П. С. О единственности решения обратной задачи теории потенциала. // Дан СССР, 1938, Т. 18, № 3, с. 165 - 168.
3. Сретенски Л. Н. О единственности определения формы притягивающегося тела по значениям его внешнего потенциала. // ДАН СССР, 1954, Т. 99; 1, с. 20 - 22.
4. Шашкин Ю. А. О единственности обратной задачи потенциалов. // ЛАН СССР, 1957, Т. 115, № 1, с. 64 - 66.
5. Прилепко А. И. Обратные задачи теории потенциала. Мат. Заметки, Т. 14, № 5, 1973, с. 755 - 767.
6. Страхов В. Н., Бродский М. А. О единственности решения двумерных обратных задач гравиметрии и магнитометрии многоугольников. // ДАН СССР, 1982, Т. 264, № 2, с. 318 - 322.
7. Исаков В. И. О единственности решения обратной задачи теории потенциала. // ДАН СССР, 1979, Е.245, № 5, с. 1045 - 1047.
8. Капанадзе Д. В. О единственности решения обратной задачи потенциала. // Сообщения АН Груз. СССР, 1989, Т. 135, № 3, с. 537 - 540.
9. Владимиров В. С. Обобщенные функции в математической физике, М: Наука, 1977.
10. Кеч В., Теодореску П. Введение в теорию обобщенных функций с приложениями в технике, М.: МИР, 1978.

# წრიული მრავალკუთხედებისათვის პოტენციალის თეორიის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ერთადერთობის შესახებ

ჯ. კაპანაძე

რეზიუმე

სტატიაში დამტკიცებულია წრიული მრავალკუთხედებისათვის შებრუნებული ამოცანის ამოხსნის ერთადერთობა ორი შემთხვევისათვის: პირველი მუდმივი სიმკვრივისა და მეორე დადებითი სიმკვრივისათვის, რომელიც არ იცვლება მიმართულების მიხედვით.

## **On uniqueness of solving of the potential theory's inverse problem for polygons**

**D. Kapanadze**

**Abstract**

In the paper the uniqueness of solving of the inverse problem for arc polygons is proved for two cases: first, for constant density and second, for positive density, which does not change according to the direction.

## Решение прямой задачи гравиметрии для четырёхугольников

Т.А. Гванцеладзе, П.Ш. Миндели

Одним из основных направлений прикладной геофизики, и в частности гравиразведки, является разработка рациональных комплексов применительно к решению разнообразных геологических задач - от изучения глубинного строения земной коры и верхней мантии, тектонического районирования и картирования до непосредственных поысков и разведки месторождений полезных ископаемых.

Геологические объекты (разрывы, разломные нарушения, структуры с малой амплитудой, залежи полезных ископаемых и т. п.) изучаются (должны изучаться) комплексом геофизических методов, применяемых последовательно или одновременно. При этом, под комплексированием следует понимать не только выявление возможностей отдельных геофизических методов разведки (сейсморазведка, гравиразведка, магниторазведка, электроразведка и др.), но и, что очень важно, возможности отдельных геофизических полей для конкретного геофизического метода. Например, в гравиразведке к их числу следует отнести также элементы гравитационного поля как высшие производные потенциала силы тяжести и их разного вида комбинации. Одним из эффективных инструментов решения вопроса комплексирования отдельных элементов гравитационного поля и установления объективной их роли в комплексности следует считать методы моделирования.

Конкретные средства и разновидности моделирования (математическое, физическое и др.) настолько гибки и разнообразны, что допоскают детальное и достаточно глубокое раскрытие отдельных частных сторон моделируемого объекта.

В процессе развития теории и методологии комплексирования геофизических методов исследований при решении геологических задач было разработано понятие физико - геологической модели (ФГМ). ФГМ используют не только для формирования интерпретационных математических моделей, но и для количественного обоснования рациональных поисковых комплексов и методики комплексных геофизических исследований.

В самой общей постановке "Физико - геологическая модель объекта геофизического изучения - это система абстрактных возмущающих тел и вызываемых ими аномальных эффектов, которые аппроксимируют геологический объект и с необходимой для моделирования детальностью обобщенно отражают его структуру, размеры, форму, петрофизические свойства и соответствующее им объемное распределение физических полей". [2, стр.6].

Таким образом, поскольку целью математического моделирования, при геологическом истолковании геофизических полей, является построения геологически содержательных моделей среды, то ее центральной проблемой является оптимизация решения прямой задачи.

Касаясь проблемы гравитационного моделирования следует отметить, что к настоящему времени получены фундаментальные результаты по вопросам решения прямых задач и несмотря на то, что принципиальных проблем нет, все же остаются технические проблемы, сводящиеся к построению соответствующих алгоритмов и

программ. Методы вычисления гравитационного поля, разработанные для разных физико - геологических условий, разделены на методы численных квадратур и аппроксимационные методы. В зависимости от физико - геологических условий, интерпретатор предпочтению дает тому или иному методу. И все же в практике гравитационного моделирования наиболее широкое применение получил аппроксимационный метод, основанный на аппроксимации сложного распределения масс набором элементарных тел, которые можно описать аналитически. При этом, исходные выражения элементов поля записываются в явном виде с помощью двойных (плоская задача) или тройных (объемная задача) интегралов, пределы которых определяются геометрическими формами аппроксимируемых тел. Однако, пока не установлены критерии для выбора предпочтительной формы представления как самой среды элементарными телами, так и самых элементов поля с точки зрения алгоритмов и программ их вычисления. Проблема математического моделирования и алгоритмов решения прямых задач посвящена обширная литература как в виде отдельных статей, так и обзорных работ с критическим изложением соответствующего материала [1 - 8].

Из большого спектра элементарных тел аппроксимирующих двухмерную геологическую среду, на практике наиболее часто используют совокупность наклонных и вертикальных ступеней как при условии постоянства плотности, так и изменении плотности в различных направлениях по разному закону. Причем, часто предлагаются такие законы изменения плотности, которые редко фиксируются данными наблюдений. Исходя из этого, ниже дается алгоритм вычисления отдельных элементов гравитационного поля для двух видов четырехугольников: а - основание четырехугольника параллельны оси Ox; б - боковые стороны четырехугольника параллельны оси Oz [рис. 1,а,б].

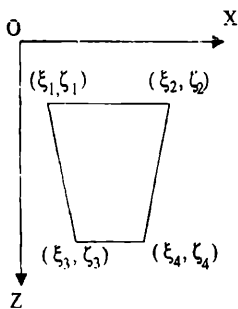


рис. 1, а

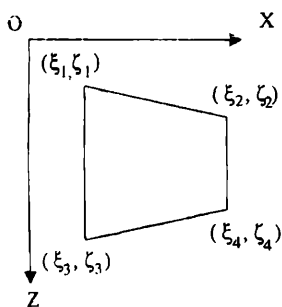


рис. 1, б

Интегральная форма представления поля силы тяжести двумерного распределения масс имеет вид:

$$V_z(x, z) = 2f\sigma \iint_S \frac{z - \zeta}{r^2} ds, \quad (1)$$

где S - площадь контура, ограничивающего распределения двумерных масс; x, z - координаты внешней, а  $\xi, \zeta$  внутренней точек двумерного пространства;  $r = \sqrt{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2}$  - расстояние между этими точками;  $ds = d\xi d\zeta$  - элемент площади в прямоугольной системе координат; f - гравитационная постоянная.

Ясно, что в зависимости от вида четырехугольника две стороны контура, ограничивающего S, будут фиксированы: для четырехугольников вида а фиксированы  $-\zeta_1$  и  $\zeta_2$ , а для б-  $\xi_1$  и  $\xi_2$ . Следовательно, чтобы взять интеграл по внешнему контуру

следует знать закон изменения  $\xi$  от  $\zeta$  (для вида а) и закон изменения  $\zeta$  от  $\xi$  (для вида б). Исходя из уравнения прямой, проходящей через две заданные точки, получаем:

$$\left. \begin{aligned} \xi_1(\zeta) &= \xi_1 + k_1(\zeta - \zeta_1), \\ \xi_2(\zeta) &= \xi_2 + k_2(\zeta - \zeta_2) \end{aligned} \right\} \quad (2,a)$$

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1(\xi) &= \zeta_1 + k_3(\xi - \xi_1), \\ \zeta_2(\xi) &= \zeta_2 + k_4(\xi - \xi_2) \end{aligned} \right\} \quad (2,b)$$

В этих выражениях  $k_1, k_2, k_3, k_4$  - представляют угловые коэффициенты соответствующих сторон четырехугольников и равны:

$$k_1 = \frac{\xi_4 - \xi_1}{\zeta_4 - \zeta_1}, k_2 = \frac{\xi_3 - \xi_4}{\zeta_3 - \zeta_2}, k_3 = \frac{\zeta_2 - \zeta_1}{\xi_2 - \xi_1}, k_4 = \frac{\zeta_4 - \zeta_3}{\xi_4 - \xi_3} \quad (3)$$

С учетом соотношений (2) и (3) для вычисления поля силы тяжести  $V_z$  от четырехугольников вида (а) следует взять интеграл:

$$V_z(x, z) = 2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \int_{\xi_1(\zeta)}^{\xi_2(\zeta)} \frac{(\zeta - z)d\xi d\zeta}{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2}, \quad (4,a)$$

$$V_z(x, z) = 2f\sigma \int_{\xi_1}^{\xi_2} \int_{\zeta_1(\xi)}^{\zeta_2(\xi)} \frac{(\zeta - z)d\xi d\zeta}{(\xi - x)^2 + (\zeta - z)^2} \quad (4,b)$$

Интегрируя (4,a) и (4,b) по  $\zeta$  будем иметь:

$$V_z(x, z) = -2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \arctg \frac{\xi_1(\zeta) - x}{\zeta - z} - \arctg \frac{\xi_2(\zeta) - x}{\zeta - z} \right] d\zeta, \quad (5,a)$$

$$V_z(x, z) = -2f\sigma \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[ \ln \left[ (\xi - x)^2 + (\zeta_1(\xi) - z)^2 \right] - \ln \left[ (\xi - x)^2 + (\zeta_2(\xi) - z)^2 \right] \right] d\xi.$$

(5,b) Последние выражения есть исходные интегральные представления отдельных элементов гравитационного поля, которые получаются путем дифференцирования (5,a) и (5,b) по соответствующим координатам  $x$  и  $z$ . В практических целях интегралы входящие в (5,a) и (5,b) вычисляются приближенными методами численных квадратур. Но часто, при математическом моделировании приходится рассчитывать эффекты, которые лежать в пределах точности вычисления методами численных квадратур.

В связи с этим, ниже выводятся точные аналитические формулы для таких элементов гравитационного поля, как  $-V_z, V_{zx}, V_{xz}, V_{zz}, V_{zzz}, V_{zzx}$ . С целью краткости изложения, в дальнейшем, многие промежуточные выкладки получения рабочих формул будут опущены.

В данной статье получены рабочие формулы элементов поля четырехугольника с основанием параллельными оси  $Ox$  (вид а).

Подставляя в формулу (5,a) вместо  $\xi_1(\zeta)$  и  $\xi_2(\zeta)$  их выражения из (2,a), она приводится к виду:

$$V_z(x, z) = -2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \arctg \frac{p_1 + k_1\zeta}{\zeta - z} - \arctg \frac{p_2 + k_2\zeta}{\zeta - z} \right] d\zeta, \quad (6)$$

$$\text{где } p_1 = \xi_1 - x - k_1\zeta_1, \quad p_2 = \xi_2 - x - k_2\zeta_2 \quad (7)$$

Так как в выражении (6) оба интеграла одного типа, то вычисление приводятся только для первого интеграла. Применяя к первому интегралу частичное интегрирование, оно приводится к виду:

$$I_1 = \zeta \arctg \frac{p_1 + k_1\zeta}{\zeta - z} \Big|_{\zeta_1}^{\zeta_2} + (p_1 + k_1\zeta) \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\zeta d\zeta}{(p_1 + k_1\zeta)^2 + (\zeta - z)^2} \quad (8)$$



Знаменатель подинтегрального выражения (8) приводится к квадратичному трехчлену относительно  $\zeta$  и будем иметь:

$$I_1 = \zeta \operatorname{arctg} \frac{p_1 + k_1 \zeta}{\zeta - z} \Big|_{\zeta_1}^{\zeta_2} + (p_1 + k_1 z) \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\zeta d\zeta}{a_1 \zeta^2 + b_1 \zeta + c_1} \quad (9)$$

$$\text{здесь: } a_1 = k_1^2 + 1; b_1 = 2(p_1 k_1 - z); c_1 = p_1^2 + z^2. \quad (10)$$

Так как последний интеграл табличный, то окончательно будем иметь:

$$I_1 = \left[ \zeta \operatorname{arctg} \frac{p_1 + k_1 \zeta}{\zeta - z} + (p_1 + k_1 z) \left[ \frac{1}{2a_1} \ln |X_1| - \frac{b_1}{2a_1} \begin{cases} \frac{-1}{a_1(2a_1 \zeta + b_1)}, \Delta_1 = 0 \\ 2 \operatorname{arctg} \frac{2a_1 + b_1}{\sqrt{-\Delta_1}}, \Delta_1 < 0 \end{cases} \right] \right] \Big|_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (11)$$

здесь:  $X_1 = a_1 \zeta^2 + b_1 \zeta + c_1; \Delta_1 = b_1^2 - 4a_1 c_1 = -4(p_1 + k_1 z)^2, \Delta_1$  - дискриминант квадратичного трехчлена  $X_1$ .

Аналогичными выкладками для второго интеграла в (6) получаем:

$$I_2 = \left[ \zeta \operatorname{arctg} \frac{p_2 + k_2 \zeta}{\zeta - z} + (p_2 + k_2 z) \left[ \frac{1}{2a_2} \ln |X_2| - \frac{b_2}{2a_2} \begin{cases} \frac{-1}{a_2(2a_2 \zeta + b_2)}, \Delta_2 = 0 \\ 2 \operatorname{arctg} \frac{2a_2 + b_2}{\sqrt{-\Delta_2}}, \Delta_2 < 0 \end{cases} \right] \right] \Big|_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (12)$$

$$\text{здесь: } a_2 = k_2^2 + 1; b_2 = 2(p_2 k_2 - z); c_2 = p_2^2 + z^2. \quad (13)$$

$$X_2 = a_2 \zeta^2 + b_2 \zeta + c_2; \Delta_2 = -4(p_2 + k_2 z)^2. \quad (14)$$

С учетом (11) и (12), окончательно, поле силы тяжести четырехугольника с основаниями параллельными оси  $Ox$ , вычисляется по формуле:

$$V_z(x, z) = -2f\sigma [I_1 - I_2]. \quad (15)$$

Дифференцируя (5,a) по  $x$  и  $z$  и опуская довольно громоздкие выкладки, приводящие интегралы к табличному виду, нами получены интегральные представления отдельных элементов гравитационного поля для случая четырехугольников вида а:

$$V_{xz}(x, z) = 2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \frac{\zeta - z}{X_1} + \frac{\zeta - z}{X_2} \right] d\zeta, \quad (16)$$

$$V_{zx}(x, z) = 2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \frac{p_1 + k_1 z}{X_1} - \frac{p_2 + k_2 z}{X_2} \right] d\zeta \quad (17)$$

$$V_{zz}(x, z) = -2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \frac{X_1 - 2(p_1 + k_1 z)(p_1 + k_1 \zeta)}{X_1^2} - \frac{X_2 - 2(p_2 + k_2 z)(p_2 + k_2 \zeta)}{X_2^2} \right] d\zeta, \quad (18)$$

$$V_{xx}(x, z) = 2f\sigma \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \left[ \frac{k_1 X_1 + 2(p_1 + k_1 z)(\zeta - z)}{X_1^2} - \frac{k_2 X_2 + 2(p_2 + k_2 z)(\zeta - z)}{X_2^2} \right] d\zeta. \quad (19)$$

Приведенные здесь интегралы представляют собой табличные интегралы вида [8]:

$$\int \frac{(\alpha x + \beta)^n dx}{(ax^2 + bx + c)^m} \quad (20)$$

Интегрируя (16) - (19) по  $\zeta$ , приводим окончательные аналитические формулы для указанных выше элементов гравитационного поля:

$$V_{xz}(x, z) = 2f\sigma \left[ \begin{array}{l} \ln|X_1| - \frac{2a_1 z + b_1}{2a_1} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{-1}{a_1(2a_1\zeta + b_1)}, \Delta_1 = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{-\Delta_1}} \operatorname{arctg} \frac{2a_1\zeta + b_1}{\sqrt{-\Delta_1}}, \Delta_1 < 0 \end{array} \right\} \\ \ln|X_2| - \frac{2a_2 z + b_2}{2a_2} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{-1}{a_2(2a_2\zeta + b_2)}, \Delta_2 = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{-\Delta_2}} \operatorname{arctg} \frac{2a_2\zeta + b_2}{\sqrt{-\Delta_2}}, \Delta_2 < 0 \end{array} \right\} \end{array} \right]_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (21)$$

$$V_{zz}(x, z) = 2f\sigma \left[ \begin{array}{l} (p_1 + k_1 z) \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{-1}{a_1(2a_1\zeta + b_1)}, \Delta_1 = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{-\Delta_1}} \operatorname{arctg} \frac{2a_1\zeta + b_1}{\sqrt{-\Delta_1}}, \Delta_1 < 0 \end{array} \right\} \\ (p_2 + k_2 z) \cdot \left\{ \begin{array}{l} \frac{-1}{a_2(2a_2\zeta + b_2)}, \Delta_2 = 0 \\ \frac{2}{\sqrt{-\Delta_2}} \operatorname{arctg} \frac{2a_2\zeta + b_2}{\sqrt{-\Delta_2}}, \Delta_2 < 0 \end{array} \right\} \end{array} \right]_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (22)$$

$$V_{zx}(x, z) = -2f\sigma \left[ \frac{\zeta - z}{X_1} - \frac{\zeta - z}{X_2} \right]_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (23)$$

$$V_{zz}(x, z) = -2f\sigma \left[ \frac{p_1 + k_1\zeta}{X_1} + \frac{p_2 + k_2\zeta}{X_2} \right]_{\zeta_1}^{\zeta_2} \quad (24)$$

Как видно в (21) и (22) при втором слагаемом присутствуют два множителя соответствующие случаям, когда дискриминант  $\Delta \leq 0$ . Следует заметить, что  $\Delta < 0$  во всех случаях.

Для трансформантов  $V_z, V_x, V_{xz}, V_{zz}$  разработаны алгоритмы и на алгоритмическом языке Pascal составлены программы вычисления.

#### Литература

1. Страхов В.Н. Математическое моделирование в теории интерпретации гравитационных полей. В кн: Математическое и физическое моделирование железнорудных месторождений и рудных полей. - Новосибирск, изд. - во СНИИГТ и МС, 1983.
2. Вахромеев Г.С., Давыденко А.Ю. Моделирование в геофизической разведке. - М. Недра, 1987.
3. Булах Е.Г., Кричмар М.Н., Маркова М.Н., Старостенко В.И., Параданова В.М. Методическое руководство и сборник программ решения прямых задач гравиразведки на ЭВМ "Минск-22", вып.3, Наукова думка, 1971.
4. Зейгельман М.С. Методическое руководство и сборник программ для решения прямых задач магниторазведки, Вып.4, Наукова думка, 1972.

5. Балавадзе Б.К., Картвелишвили К.М., Миндели П.Ш., Гванцеладзе Т.А. - Методы и алгоритмы построения гравитационной модели литосферы. Изд. Наукова думка, Киев, 1989.
6. Голиздра Г.Я. Основные методы решения прямой задачи гравиразведки на ЭВМ, М., изд.-во ВНЭМС, 1977.
7. Пашко В.Ф., Старостенко В.И. Методы решения прямых и обратных задач магнитометрии на ЭВМ ( по материалам зарубежных публикаций. М. Изд. -во ВНЭМС, 1982.
8. Гольшмидт В.И. Оптимизация процесса количественной интерпретации данных гравиразведки. М., Недра, 1984.
9. Смолянский М. Л. - Таблицы неопределенных интегралов. Москва, 1961.

## გრავიმეტრიის პირდაპირი ამოცანის ამოხსნა ოთხკუთხედებისათვის

თ. გვანცელაძე, პ. მინდელი

რეზიუმე

სტატიაში ნაჩვენებია, რომ ფენოვანი აგებულების გეოლოგიური რეგიონი, საკმაოდ დიდი სიზუსტით, შეიძლება აპროქსიმირებულ იქნეს ტრაპეციების სისტემით.

მოყვანილია გრავიმეტრიის პირდაპირი ამოცანის ამოხსნის ალგორითმი ორგანზომილებიანი ფენოვანი გარემოსათვის, რომელშიც მთაპროქსიმირებულ სხეულად გამოყენებულია ნებისმიერად ორიენტირებული ტრაპეციების სისტემა.

## Solution of gravimetry of direct problem of trapezoidal system

T. Gvantseladze, P. Mindeli

Abstract

It is shown that the stratum geological region of the crust can be approximated by help of trapezoidal system. It is done the solution of direct algorithm of two-dimensional structure environment, in which the trapezoidal system is used as approximating one.

## Анализ экспериментальных данных физического моделирования магнитотеллурического поля для моделей интрузивных тел с применением компьютерной графики

Д.Т. Одилавадзе, О.В. Татишвили, Г. В. Татишвили,

З.И. Амилахвари

Горные районы, как правило, богаты полезными ископаемыми и, поэтому, привлекают внимание геофизиков. Такие районы характеризуются сложной тектоникой, складчатостями и разломными структурами, в которые вторгнуты интрузивные тела разных форм (лаколлиты, батолиты, штоки и др.). Наличие в земной коре интрузивных тел, в зависимости от их форм и физических параметров, по-разному отображается на наблюдаемых геофизических полях. Они дают отклонения от нормальных полей, создают аномалии, геологическая интерпретация которых производится разными методами, среди которых применяются математические и физические моделирования. На нашей моделирующей установке проводились моделирования неоднородностей характерных для Кавказа (1,2).

На рис.1 приведены модельные области. В первом слое с параметрами  $\rho=1$  ом.м и  $h=9$  см. находится (в разрезе) Т-образное тело, основание которого представляет собой параллелепипед  $4 \times 4 \times 35$  см, перекрытый пластиной  $2 \times 35 \times 35$  см. Тело имеет стилизованную форму лакколита (рис.1..а,б).

Следующая модель представляет собой батолит в форме параллелепипеда размером  $35 \times 35 \times 8$  см. Для обеих моделей, второй непроводящий слой представляет собой воздушную прослойку толщиной  $H=96$  см. Третий слой, имитирующий астеносферу, представлен диоралюминовой пластиной. В первом слое, заполненном электролитом, находятся неоднородности со свойствами изолятора, сделанного из органического стекла, что практически является изолятором.

Целью нашей работы было определение расположения (оконтуривание) объёмных неоднородностей, представленных выше. При моделировании магнитотеллурической методологией применялся метод магнитотеллурического профилирования.

Мы ограничились частотным интервалом модельной плоской волны в интервале от 0,5 до 5 мг гц. Расположение профилей при моделировании показан на рис.2. Профиль 0 проходит через геометрический центр модели, расстояние между моделями – 15 см. расстояние между точками измерений на профиле – 5 см. Было исследовано влияние расположения оснований моделей на электромагнитное поле, при взаимно перпендикулярных положениях основания относительно направления электрического поля. На основании полученных лабораторных данных с применением компьютерной графической программы Сарфер – 32 были построены плоские и объёмные графические поверхности составляющих электромагнитного поля. Пространственное расположение моделей задаётся прямоугольной системой координат Декарта. Расположение координатных осей электрической и магнитной составляющих поля дано на рис.3.

На рис. 4 представлен типичный экспериментальный график для магнитной составляющей электромагнитного поля  $H_y$ , от координат  $X$  и  $Y$  при модельной частоте плоской волны  $F=1$  мг.гц. Направление электрического поля перпендикулярно параллелепипеду лаколитоподобной неоднородности. В этом случае отмечается характерная особенность графика, в частности, составляющая  $H_y$  даёт ярко выраженный минимум в виде симметричного или деформированного углубления (воронки) в моделируемом частотном диапазоне. На типичном графике рис.5 представлена зависимость вертикальной составляющей электромагнитного поля  $H_z$  от координат и частоты электромагнитного поля при частоте  $F=1$  мг.гц.

Пространственные максимумы  $H_z$  совпадают с началом и концом основания параллелепипеда лакколита (рис.2.) поэтому возможно определение как направления его распространения так и фиксирование положения.

На рис.6 представлен типичный график, когда электрическая составляющая электромагнитного поля направлена вдоль неоднородности модели (рис.3б) для магнитной составляющей поля  $H_y$ , зависящей от координат, при частоте 1 мг.гц. Пространственный график  $H_y$  фиксирует расположение модели в виде минимума на частоте 1 мг.гц. с ярко выраженным плоским минимумом.

Из типичного графика  $H_z$ , представленного на рис.7, при модельной частоте 3 мг.гц. видно, что по направлению распространения основания неоднородности вырисовывается характерный продолговатый минимум, который совпадает с длиной основания (рис.3б). По этому признаку графика  $H_z$ , для взаимноперпендикулярных направлений  $E$ -электрического поля, возможно зафиксировать положение данной неоднородности и её пространственную ориентацию.

Для модели баголита на рис.1с,2с построены пространственные и плоскостные графики электрической составляющей  $E_x$ , представленные на рис.8 поверхности которых указывают на наличие симметричного тела.

$E_y$  – составляющая, ясно показывает расположение объёмных углов (максимумов), чем и оконтуриваются углы батолита (рис.9).

Для составляющей  $H_y$  можно сказать, что ею создаётся ярко выраженная объёмная воронка с совпадением минимума на графике с центром модели (рис.1с.2с.) на рис.10.

Увеличивая количество измерений увеличивается разрешающая способность применяемого метода профилирования (расстояние между профилями уменьшается втрое). При взаимно перпендикулярном расположении оснований неоднородностей (лакколит) относительно  $E$ -электрической составляющей, построены плоские и объёмные поверхности графиков. Они показали что, составляющие электрического поля  $E_x$  и  $E_y$  по форме графиков различают перекрытые электротом (имитации дневной поверхности) тела.

На рис.11 видно, что похвность  $E_x$  создаёт хребет (тогда как на рис.11,  $E_y$  создаёт плоскую возвышенность) с правой и левой стороны отмечаются продольные минимумы типа ущелия, которые переходят в плавные максимумы.

Поверхности составляющих поля  $E_x$  и  $E_y$  (для сопоставления) показаны на рис.13.

Они различают расположение тела по характерным максимумам, для данного случая  $E$ -электрическая составляющая направлена вдоль основания модели на рис.12 виден характерный максимум  $E_x$ , который совпадает с началом основания неоднородности, с правой и левой стороны от максимума отмечаются минимумы, переходящие в плавные максимумы. На рис.13  $E_x$ - составляющая, так-же, но слабее фиксирует оконтуривание модели.

Можно сказать, что для определённого типа моделей, при взаимно перпендикулярных расположениях неоднородности, возможно методом профилирования зафиксировать

наличие, оконтуривание и определение геометрии  
применением трёхмерной компьютерной графики.

данных неоднородностей с

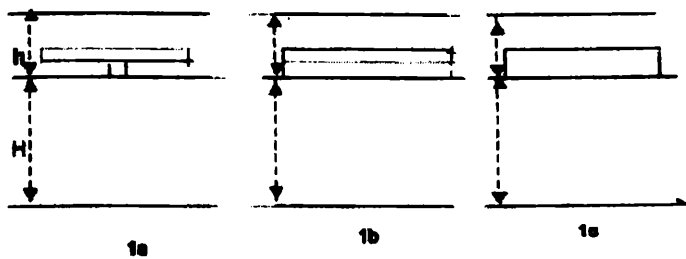


рис. 1. а, б, с

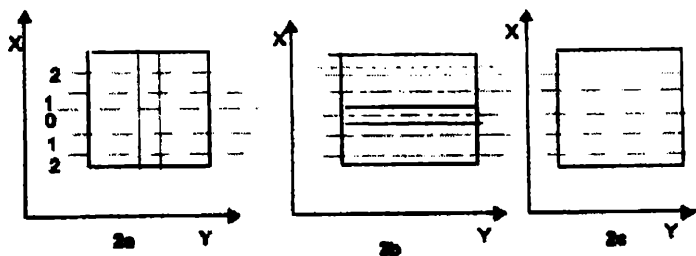


рис. 2. а, б, с

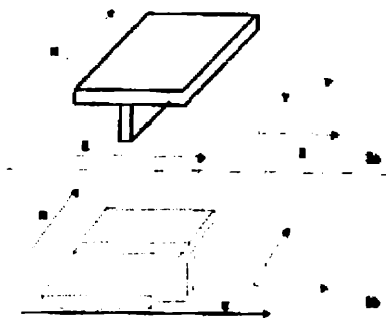


рис.3

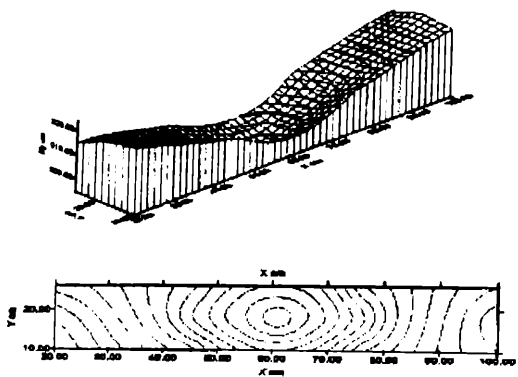


рис.4

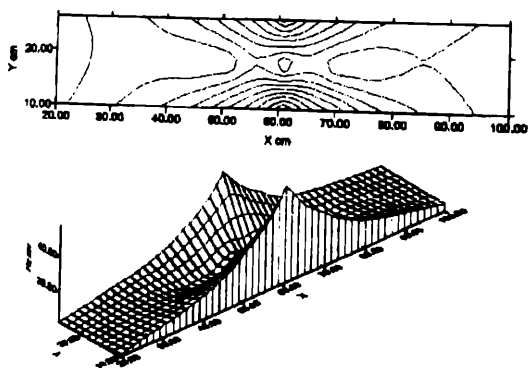


рис.5

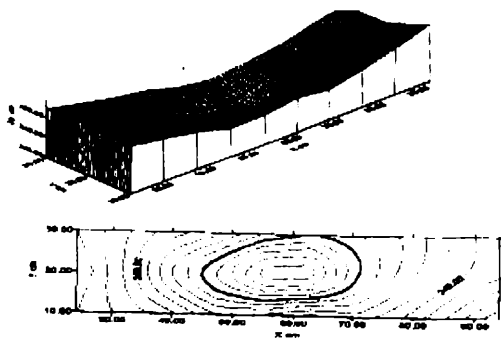


рис.6.

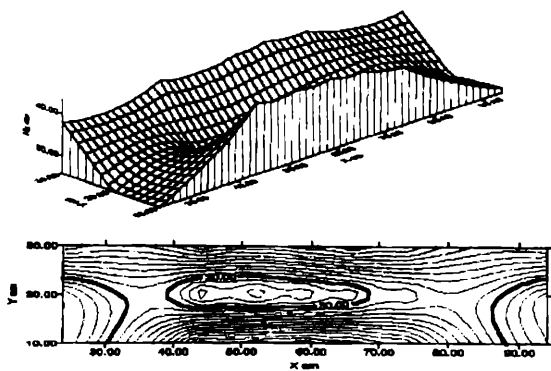


рис.7.



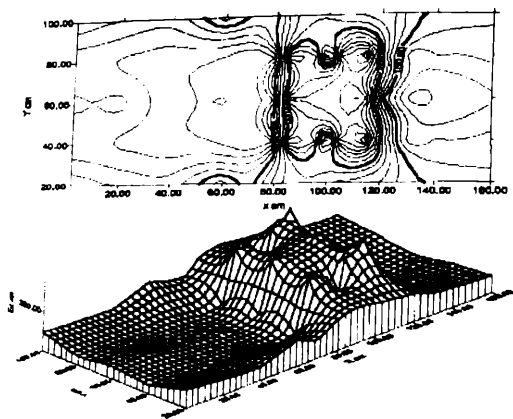


рис.8.

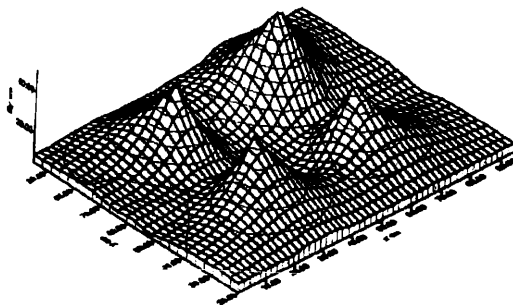


рис.9.

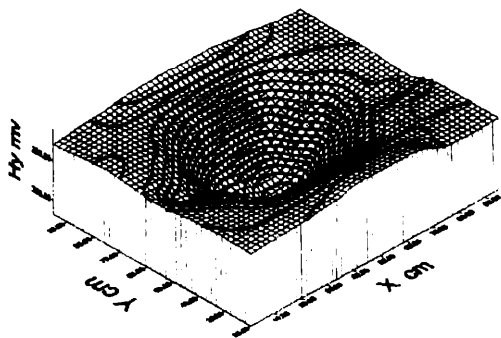


рис.10.

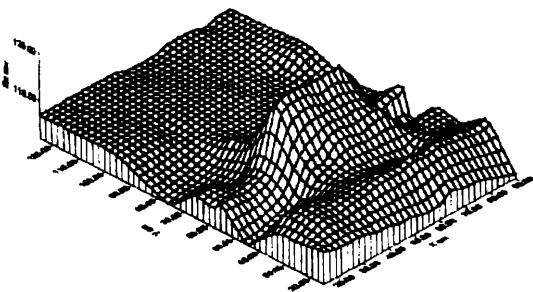


рис.11.

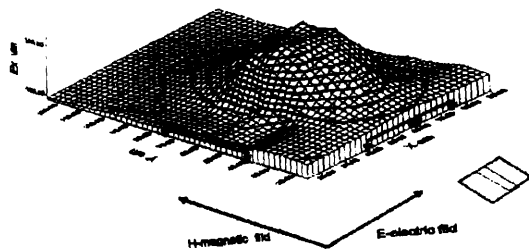


рис.12.

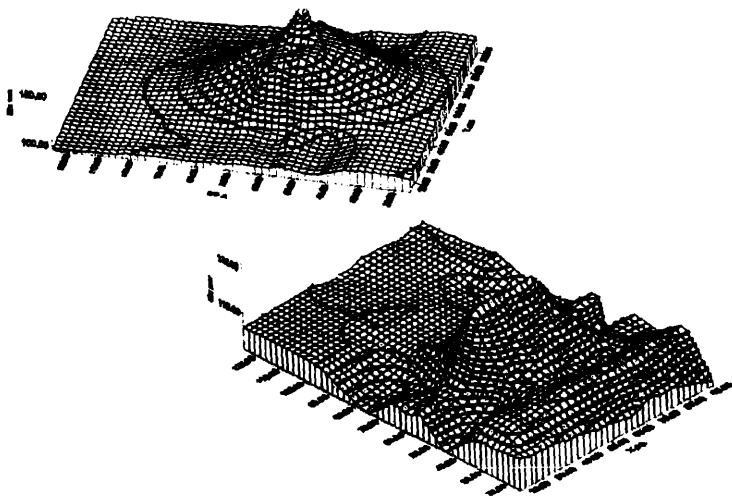


рис.13.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Одиладзе, Д.Т. Татишвили О.В. - Экспериментальное исследование влияния рельефа дневной поверхности на магнитотеллурическое. – Сообщения Академии наук Грузинской СССР, 122 №1, 1986
2. М.Н. Бердичевский, И.П. Мороз, В.М.Кобзова, А.И. Билинский – Физическое моделирование в геоэлектрике – Киев, Наукова думка 1987.

მაგნიტოტელურული ველის ფიზიკური მოდელირების  
დანადგარზე ინტრუზიული სხეულების მოდელებისათვის  
ექსპერიმენტული შედეგების ანალიზი კომპიუტერული  
გრაფიკის გამოყენებით

დ. ოდილავაძე, ო. ტატიშვილი, გ. ტატიშვილი, ე. ტატიშვილი

ზ. ამილახვარი

რეზიუმე

მაგნიტოტელურული ველის ფიზიკური მოდელირების შედეგები, განსაზღვრული ფორმის ინტრუზიული სხეულებისათვის, დამუშავებულია კომპიუტერული გრაფიკის საშუალებით.

დადგინდა, რომ მკვეთრად შემოკონტურდება დღიური ზედაპირის იმიტაციით გადაფარული განსაზღვრული ფორმის სხეულების მდებარეობის საზღვრები.

განსხვავებული გეომეტრიის მქონე მოდელების, ელექტრომაგნიტური ველის მდგენელების სივრცულ გრაფიკებზე გამოვლენილია მათთვის დამახასიათებელი განსხვავებები.

**Analysis of experimental datas the physical modelling of magnetotelluric field for intruziul body model using computer graph**

D. Odilavadze , O. Tatishvili, G. Tatishvili, E. Tatishvili, Z. Amilakhvari

Abstract

Magnetotelluric fields physical modelling consequence for dafinition forms of intruziul bodys working by helping of computer graph .

It was established that clear conturing the daily surface imitation covered, definite forms, bodys disposition of limits.

For difference geometrical modelling form by electromagnetic fields components graph character differences are for them.

## Экспериментальное исследование с применением компьютерной графики влияния рельефа дневной поверхности на магнитотеллурическое поле

Д.Т.Одилавадзе, О.В.Татишвили, Г.Г.Джаши, Г.В.Татишвили,

Е.О.Татишвили, З.И.Амилахвари, А.Г.Тархнишвили

При решении задач электроразведки, для горных регионов особое значение имеет уточнение данных магнитотеллурических зондирований. Под влиянием неровности дневной поверхности в поле плоской электромагнитной волны искажается теллурическое поле, что должно проявляться в поведении амплитудных значений составляющих электромагнитного поля. Модельное исследование данного вопроса проводилось рядом авторов [1-3].

Моделирование переменного электромагнитного поля над структурами с неровной дневной поверхностью было приведено в работе [4], в которой излагаются результаты физического моделирования магнитотеллурического поля над трёхмерной геоструктурой с неровной дневной поверхностью трёхслойной среды.

Моделирующая установка состоит из электролитической ванны, находящейся внутри рамочной антенны и измерительного блока. В модели первым проводящим слоем служит электролит мощностью 0,05м и удельным электрическим сопротивлением 0,05ом.м, вторым-воздушная прослойка мощностью 0,9м, третим-проводящее основание установки толщиной 0,005м. Неровная дневная поверхность Земли моделировалась прямоугольным параллелепипедом, собранным из плексигласа. Объём параллелепипеда заполнялся электролитом и погружался в электролитическую ванну вверх дном на 1-2мм. На горизонтальной поверхности электролита появляется прямоугольный выступ нужных размеров. Измерение компонент электромагнитного поля над структурой осуществляется с помощью вмонтированных в верхнюю грань параллелепипеда измерительных электродов. Параметры модели были выбраны по принципу подобия электромагнитных полей.

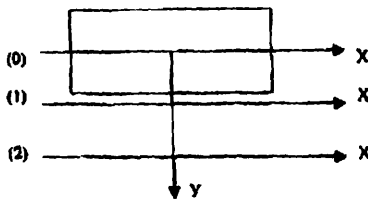


Рис.1

На рис.1 приведено расположение профилей для модели трёхмерной неоднородности. Эксперименты проводились над несколькими моделями с различными отношениями мощностей поднятия дневной поверхности ( $h_0$ ) и первого проводящего слоя ( $h_1$ ) при двух поляризациях первичного поля [4]. Результаты эксперимента, приведённые в работе [4], были дополнены и обработаны с применением программы компьютерной графики Сарфер-32. Данные измерений электрической составляющей электромагнитного поля  $E_x$  вблизи, но не над моделью поднятия неровности дневной поверхности, приведены на рис.2. Первичное электрическое поле направлено вдоль неоднородности по оси X.

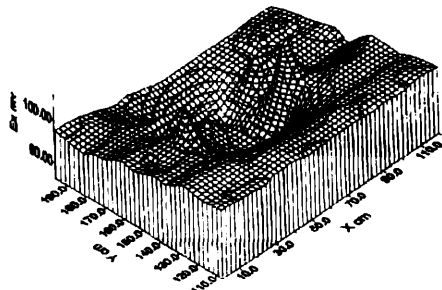


Рис.2

На рис.3 приведена зависимость  $E_x$  электрической составляющей электромагнитного поля для измерений, проведённых над возвышенной частью трёхмерной неоднородности.

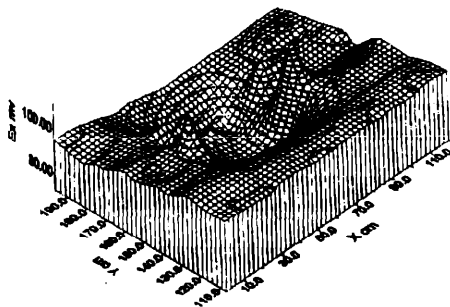


Рис.3

С применением известного принципа суперпозиции электромагнитного поля была построена полная картина поведения  $E_x$  составляющей для модели рельефа дневной поверхности трёхмерной неоднородности на Рис.4

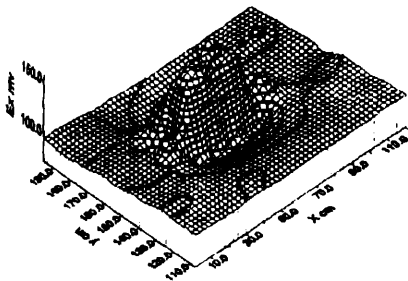


Рис.4

Анализ поведения  $E_x$  составляющей, исходя из рис.4, подтверждает результаты, приведённые в работе [4], однако вырисовываются новые характерные закономерности. В частности, по профилю(1) отмечается занижение до 30% значения электрического поля в полосе шириной  $h$  (высоты неоднородности), прилегающей и распространяющейся вдоль неоднородности. Измерения, проводимые в начальной части неоднородности по центральному профилю (0), у подножия, также показывают заниженные значения  $E_x$  до 10% от фонового значения. По профилю (2) значения поля соответствуют невозмущённому фоновому значению. Максимум  $E_x$  по профилю (0) превышает фоновое значение поля до 50%.

Искажения электрической составляющей поля, вносимые неоднородностью, наблюдаются на полосах в опущенном и приподнятом участках модели и не превышают ширины  $4h$  и  $2h$ , соответственно.

На рис.5 представлена магнитная составляющая электромагнитного поля над моделью неоднородности дневной поверхности, поведение которой в его профильной части соответствует данным, приведённым в работе [4].

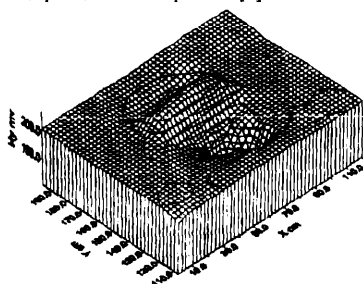


Рис.5

Ход амплитудных кривых в прилегающей полосе шириной  $4h$  искажается до 50% от нормального значения магнитного поля.

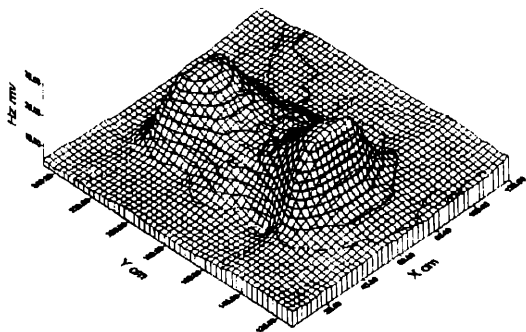


Рис.6

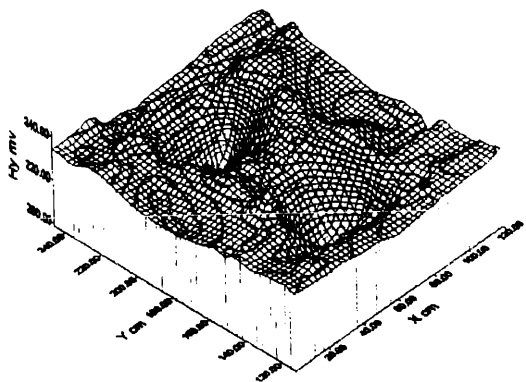


Рис.7



На рис.6 и рис.7 представлены зависимости вертикальной составляющей и горизонтальной составляющей магнитного поля, измеренные вблизи, но не над возвышенностью модели.

Вертикальная составляющая магнитного поля создаёт максимумы с превышением от фонового значения более чем на 200%, а горизонтальная составляющая создаёт минимумы с занижением от фонового значения до 40%. Из сопоставления рис.6 и рис.7 следует, что вертикальная магнитная составляющая поля искажается рельефом в виде симметричных горбов, которые совместимы с симметричными минимумами горизонтальной составляющей магнитного поля.

Результаты обработки данных физического моделирования трёхмерного рельефа в трёхслойной среде, в поле плоской электромагнитной волны с применением компьютерной графики указывают на необходимость внесения поправок при проведении работ методом магнитотеллурического профилирования, из-за сильного искажения МТ-поля в полосе шириной в четыре раза превышающей высоту аномалии.

Результаты обработки данных показывают наличие высокой чувствительности у вертикальной составляющей магнитного поля при использовании МТ-методик.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. И.П.Мороз, В.М.Кобзова, Б.В.Тимошин. Моделирование электродинамических процессов в неоднородных проводящих средах. Киев, 1975г.
2. А.С.Фараджев, К.К.Кахраманов, Г.А.Саркисов, Н.Е.Халилов. Изв. АН СССР, сер. Физика Земли, №5, 1975.
3. А.Н.Кузнецов. Изв. АН СССР, сер. Физика Земли. №5, 1975г.
4. Д.Т.Одилавадзе, О.В.Татишвили „Экспериментальное исследование влияния рельефа дневной поверхности на магнитотеллурическое поле. Сообщения Академии Наук Грузинской ССР. 122, №1, 1986г.

### მაგნიტოტელურულ ველზე დღიური ზედაპირის რელიეფის გავლენის ექსპერიმენტული გამოკვლევა კომპუტერული გრაფიკის გამოყენებით

დ. ოდილავაძე, ო.ტატიშვილი, გ. ჯაშო, ე. ტატიშვილი, გ. ტატიშვილი,

ზ. ამილახვარი, ა. თარხნიშვილი

რ ე ზ ი შ ე

არაერთგვაროვან გარემოში ელექტროდინამიკური პროცესების მოდელირების დანადგარზე გამოკვლეულია მაგნიტოტელურულ ველზე სამგანზომილებიანი

უსწორმასწორო დღიური ზედაპირის რელიეფის გავლენა. შედეგები დამუშავებულია კომპიუტერული გრაფიკული პროგრამის გამოყენებით. ელექტრომაგნიტური ველის სივრცული გრაფიკებიდან გამომდინარე, ნაჩვენებია, რომ დღიური ზედაპირის უსწორმასწორობა გავლენას ახდენს მაგნიტოტელურული ველის სივრცობრივ განაწილებაზე. გამოყოფილია უსწორმასწორო დღიურ ზედაპირთან მიმდებარე ზოლები, რომლებშიც ნორმალური ველი მახინჯდება 30–50 %.

## **Experimental investigation of the influence of daylight surface relief on the magnetotelluric field, by used computer graph**

**D.Odilavadze, O.Tatishvili, G.Jashi, E.Tatishvili,**

**G.Tatishvili, Z.Amilakhvari, A. Tarkhnishvili**

### **Abstract**

The influence of daylight surface roughness on the magnetotelluric field has been investigated with a set of modelling electrodynamic processes in inhomogeneous media. From volume graph results the necessity of introducing correction into the data of magnetotelluric sounding and profiling for mountain regions. The area of anomaly of electromagnetic field is separated.

## Построение геоэлектрического разреза земной коры территории Грузии на основании лабораторных данных исследований горных пород

Г.Г. Геладзе

Исследование физических свойств горных пород и минералов в функции температуры и давления представляет большой интерес в связи с широким развитием как полевых, так и теоретических методов изучения строения и состава недр Земли.

Частью общей проблемы исследования физических свойств пород в различных термодинамических условиях (моделирующих глубинное состояние) является изучение электрических свойств в широком интервале температур в переменных полях, результаты которой могут быть полезны при интерпретации данных электромагнитных геофизических методов (МТЗ, МВП и т.д.).

Известно, что давление оказывает несравненно меньшее влияние на электрические свойства вещества, чем температура. Поэтому при изучении электрических свойств горных пород, моделируя глубинное состояние вещества, мы ограничились варьированием температуры и внесением поправок на влияние давления.

Для получения поправочного множителя за давление нами были использованы многочисленные экспериментальные данные по зависимости электросопротивления  $\rho$  от давления  $P$  при  $T=200$  и  $600^\circ\text{C}$  [1].

Применяя метод выравнивания к этим данным, можно заключить, что связь между  $\rho$  и  $P$  носит степенной характер и аппроксимируется следующим выражением:

$$\Delta\rho = \rho_0 P^{-m}, \quad (1)$$

где  $\Delta\rho$  – прирост  $\rho$  под влиянием давления,  $\rho_0$  – значение при атмосферном давлении.

Приведенное выражение (1) приложимо не ко всем типам горных пород. Известно, что в некоторых случаях наблюдались обратные зависимости, когда сопротивление увеличивается с повышением давления. Однако, материал, положенный в основу вывода формулы (1), показывает, что эта зависимость хорошо соответствует данным эксперимента – для 95% образцов  $\rho$  отклонялось от формулы (1) в среднем на 1,5%. В большинстве случаев  $m$  заключается в пределах 0,15–0,45. В первом приближении выражение (1) можно считать разумным.

При исследовании электрических свойств корректность методики, в первую очередь, сводится к исключению всевозможных электродных искажений. Хороший эффект дали платиновые электроды, нанесенные на образцы методом катодного распыления в вакууме. Широко известно, что данные об электропроводности земных глубин, полученные электромагнитными методами (МТЗ и др.), совместно с лабораторными зависимостями проводимости горных пород от температуры могут быть использованы для целей геотермометрии – определения температуры в недрах Земли по электропроводности.

Построенный нами геоэлектрический разрез по профилю Анаклия-Мирзаани, т.е. вдоль Главного Кавказского хребта (рис.1), основан на экспериментально полученных зависимостях удаленного электрического сопротивления  $\rho$  от температуры, в интервале  $100$ – $1000^\circ\text{C}$  и частоте внешнего поля  $0,7$  Кгц, для предварительно высушенных образцов горных пород (граниты, гнейсы, дациты, диабазы, базальты, долериты,



габбро-амфиболиты, порфириды, ксенолиты, эглогиты, гарцбургиты). Эти значения электросопротивления полностью характеризуют проводимость на постоянном токе, ибо низкочастотная дисперсия  $\rho$  мала.

Условные обозначения:  $\rho$  - удаленное электрическое сопротивление ом/м; М - поверхность Мохоровичича; К - поверхность Конрада

Также были использованы известные геометрические данные, полученные независимым методом (по тепловому потоку и экспериментально измеренным теплопроводностям горных пород) [2, 3, 4].

Значениями глубин залегания основных слоев - осадочного, "гранитного", "базальтового" и поверхности Мохоровичича (М) по данным ГСЗ, а также геологическими сведениями о вещественном составе этих слоев мы воспользовались известными данными [2, 3, 4, 5, 6].

В экспериментальные значения  $\rho$  при разных температурах нами был введен поправочный коэффициент на давление, соответствующий той или иной глубине, согласно предложенной нами эмпирической формуле (1). Для изменения давления с глубиной мы принимали градиент 0,3 Кбр/км.

Сравнивая "лабораторный" геоэлектрический разрез с данными МТЗ, можно в дальнейшем попытаться установить, какая из предлагаемых моделей вещества коры более приемлема для территории Грузии - "сухая", аналогичная нашим экспериментально исследованным системам, либо "влажная". Можно попытаться также выделить аномальные участки.

Лабораторные разрезы коры Кавказа, построенные по нашим данным, показали, что на ход  $\rho$  от глубины гораздо больше влияет температура, чем вещественный состав, по которому строились эти разрезы.

Самые высокие значения проводимости с глубиной по профилю Анаклия-Мирзаани отмечены для района Дзирульского кристаллического массива (т.е. изолинии  $\rho$  максимально погружаются) с тенденцией понижения электропроводности в области г. Тбилиси.

#### Литература

1. Э.И.Пархоменко, А.Т.Бондаренко. Электропроводимость горных пород при высоких давлениях и температурах. Изд-во "Наука", 1972.
2. Глубинный тепловой поток европейской части СССР. Под ред. С.И.Субботина, Р.И.Кутаса. Изд-во "Наукова думка", К., 1974
3. Г.И.Буачидзе. Тепловое поле и газовый состав подземных вод Грузии. Док.дисс., Киев, 1975
4. Г.И.Буачидзе, Н.А.Годердзишвили. К вопросу распределения температур в земной коре на территории Грузии. Сообщения АН ГССР, 76, 2, 1974.
5. Б.К.Балавадзе. Гравитационное поле и строение земной коры в Грузии. Изд-во АН ГССР, Тбилиси, 1957.
6. М.С.Иоселиани. Строение осадочного комплекса и кристаллического фундамента территории Грузии по геофизическим данным. Изд-во АН ГССР, Тбилиси, 1969.

საქართველოს ტერიტორიის დედამიწის ქერქის  
გეოელექტრული ჭრილის აგება ქანების თვისებების  
ლაბორატორიული გამოკვლევის მონაცემების საფუძველზე

ბ. გელაძე

რეზიუმე

ქანების ელექტროწინალობის ტემპერატურაზე დამოკიდებულების  $\rho$  (T) ექსპერიმენტალურ მონაცემებზე დაყრდნობით აგებული „ლაბორატორიული“ გეოელექტრული ჭრილი საქართველოს ტერიტორიის დედამიწის ქერქისათვის მიგვანიშნებს, რომ წინალობის სიღრმეზე დამოკიდებულების სელაში გადამწყვეტი როლი მიეკუთვნება ტემპერატურას და არა ქანების ნივთიერი შემადგენლობას, ნაშრომში მოყვანილი სიღრმეებისათვის.

ელექტროწინალობის იზოხაზები მაქსიმალურად იძირება ძირულის კრისტალური მასივის მიდამოებში.

**Drawing of geoelectrical profile for the Georgian territory's  
Earth's crust on the basis of the laboratory investigations of  
properties of rocks**

**G. Geladze**

**Abstract**

The "laboratory" geoelectric profile for the Earth's crust on the territory of the Georgia is constructed based on the experimental data of the temperature dependence of the electrical resistance of rocks, which indicates that the decisive role in the dynamics of the dependence of resistance on the depth belongs to the temperature but not to the material composition of rocks, for the depths considered in this work.

The isolines of electrical resistance are went down maximally in the region of Dzirula crystal massiv.

## Электропроводность и электромагнитное излучение (ЭМИ) горных пород в постоянном электрическом поле

Н.Д. Варамашвили

Несмотря на большое количество работ, посвященных электропроводности, влияние постоянного электрического поля на эту величину для горных пород, мало изучено. Мы провели эксперименты для изучения электропроводности горных пород при высоких постоянных электрических напряжениях

Измерения проводились двухэлектродным методом. Как известно, метод основан на измерении силы тока, проходящего через испытуемый образец, при известной разности потенциалов между электродами.

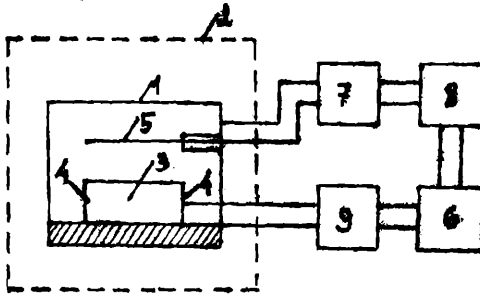


Рис.1(1) Блок-схема установки для изучения горных пород в постоянных электрических полях.

На рис.1 представлена блок-схема для изучения эмиссионных характеристик горных пород и минералов в постоянных электрических полях. 1 – эксикатор, на керамической плитке которой ставили испытуемый образец. К этой же платформе подведены клеммы для подачи постоянного напряжения на образец и для снятия токовых характеристик образца. В эксикаторе можно было создать требуемую влажность воздуха и поддерживать его в течение эксперимента; 2 – эксикатор помещался в железный ящик, который служил экраном от электромагнитных помех; 3 – образцы из горных пород выпиливались в форме кубика ( $2 \times 2 \times 2 \text{ см}^3$ ); 4 – в качестве электродов использовалась медная фольга, которая приклеивалась к противоположным граням образца с помощью проводящей серебряной пасты или с помощью смеси канифоли и угля; 5 – штырьевая антенна располагается внутри эксикатора, параллельно большой грани образца; 6 – микроамперметр для измерения проходящего через образец тока, во время приложения постоянного напряжения; 7 – анализатор спектра; 8 – самописец; 9 – источник высокого напряжения (ИВН-1);

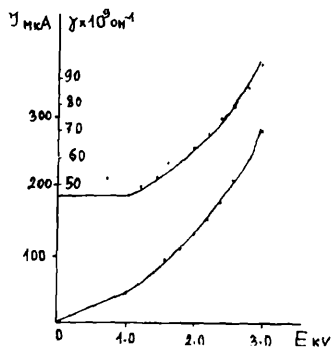


Рис.2 Зависимость тока и электропроводности от напряжения для базальта.

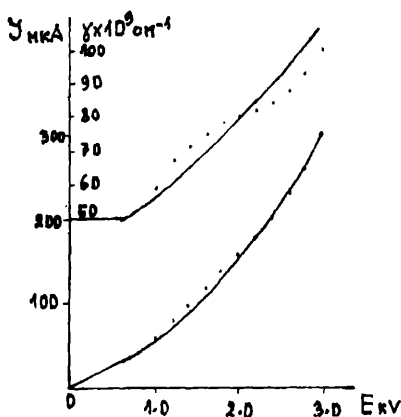


Рис.3 Зависимость тока и электропроводности от напряжения для песчаника.

Полученные результаты по электропроводности колеблются в широком диапазоне от  $2 \times 10^9 \text{ ом}^{-1}$  до  $2 \times 10^{11} \text{ ом}^{-1}$ . Величина проходящего через образец тока имеет порядок единиц мкА. Типичные  $I(E)$  и  $\gamma(E)$  кривые для базальта и песчаника приведены на рис.2 и рис.3. Как видно из приведенных графиков, при увеличении приложенного к образцу постоянного электрического напряжения до определённой величины, проводимость образца остается постоянной, т.е. соблюдается закон Ома. После некоторого порогового напряжения электропроводность начинает увеличиваться. Эта тенденция особенно заметна при больших напряжениях.



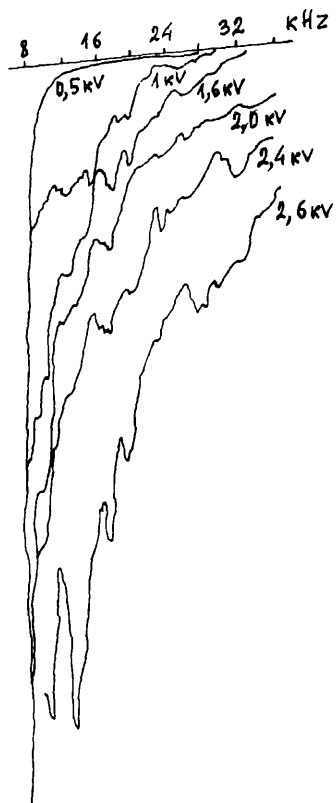


Рис.4 Экспериментальные записи спектров ЭМИ для базальта.



Рис.5 Экспериментальные записи спектров ЭМИ для песчаника.

Для различных образцов пороговые значения напряжения тока и электропроводности имеют различные значения. Однако характер последующего хода электропроводности не меняется от образца к образцу.



Горная порода – сложная система, поэтому одним каким-то механизмом универсально объяснить эффект увеличения электропроводности невозможно. Тут действует сразу несколько механизмов нелинейной электропроводности.

Во время экспериментов чтобы исключить возможность регистрации ЭМИ от источника напряжения проводились следующие эксперименты. Вместо исследуемого образца под антенну помещался набор сопротивлений МЛТ примерно равной сопротивлению образца и на такую цепочку подавалось напряжение равное напряжению на образце. На таких системах, кроме моментов включения и выключения не наблюдались сигналы на антенне. На рис.4 и рис.5 показаны экспериментальные записи спектров ЭМИ для базальта(а) и песчаника(б). Как видно из рисунков, до определенного напряжения ЭМИ не фиксируется. При сравнении этих данных с данными по электропроводности в электрическом поле наблюдается явная корреляция с началом нарушения закона Ома и началом регистрации ЭМИ. ЭМИ фиксируется после критического напряжения  $E_{кр}$ . В области действия закона Ома ЭМИ в исследуемом нами диапазоне (~ до 40 кГц) не генерируется. На рис.6 показаны зависимость амплитуды ЭМИ от электрического напряжения для базальта(а) и для песчаника(б), на некоторых выбранных частотах. Как видно из рисунка на всех частотах, при увеличении напряжения увеличивается амплитуда сигнала и это увеличение имеет не линейный, а экспоненциальный характер. Для базальта и песчаника эти зависимости несколько отличаются количественно, а качественно они имеют один и тот же характер. Эксперименты проводились на высушенных образцах. На высушенных образцах эффект не наблюдается. При максимальном приложенном напряжении (~ 3кВ) ЭМИ не фиксируется. На комнатно-сухих и увлажненных образцах можно наблюдать нелинейные явления с увеличением напряжения.

Подытожим полученные результаты.

1. При приложении постоянного электрического поля к горным породам (при соответствующих условиях) ЭМИ не регистрируется.
2. В высушенных образцах ЭМИ не регистрируется.
3. ЭМИ регистрируется после определенного напряжения постоянного электрического поля ( $E > E_{кр}$ ).
4. ЭМИ регистрируется синхронно с нарушением закона Ома.
5. При повышении напряжения интенсивность ЭМИ увеличивается.

Пункт „2“ однозначно свидетельствует о том, что ЭМИ в горных породах связан с наличием влаги. Увлажненная горная порода уже нелинейна для электрических полей, т.к. на границе твердой и жидкой фазы существует двойной электрический слой (ДЭС). Можно сказать, что ДЭС играет основную роль во время нарушения закона Ома и, следовательно, в сопровождающем ЭМИ. Однако, в более увлажненном образце, картина усложняется. В этом случае образец представляет собой и полупроводник, и ионный проводник (заполненные жидкостью поры) и диэлектрик и полученные эффекты можно рассмотреть как проявление всей гаммы свойств горной породы.

Процессы, протекающие в горных породах, при приложении к ним постоянного электрического поля, можно описать с помощью эффектов френкеля, Шоттки и Вина. Увеличение электропроводности можно связать с этими эффектами. Но, как видно из экспериментальных данных, пороговое напряжение, с которого начинается нарушение закона Ома и напряжение, с которого начинается излучение электромагнитных импульсов, равны друг-другу. Без нарушения закона Ома нет ЭМИ. Нарушение закона Ома и ЭМИ взаимосвязаны и обусловлены одними и теми же процессами, протекающими на границе твердого тела.



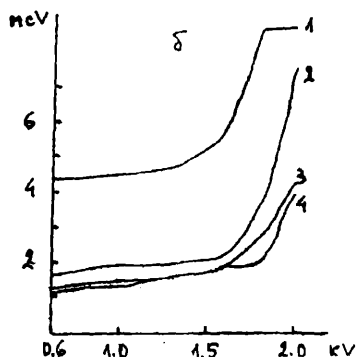
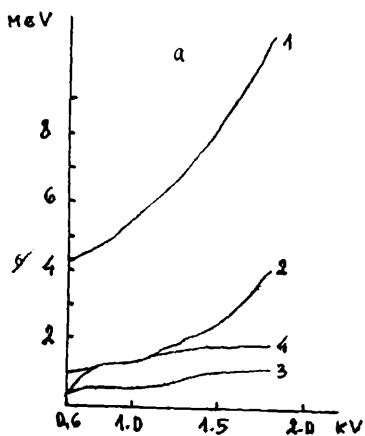


Рис.6(1) Зависимость амплитуды сигнала ЭМИ от напряжения (а-для базальта, б-для песчаника) при фиксированных частотах. 1 – 8кГц, 2 – 16кГц, 3 – 24кГц, 4 – 32кГц.

Частоты ЭМИ, связанные непосредственно с вышеперечисленными эффектами лежат в ВЧ диапазоне, а регистрация ЭМИ происходит в НЧ диапазоне. Как можно объяснить такое несоответствие.

В нелинейных системах, если отклонение от равновесия превышает критическую величину, эти состояния могут стать неустойчивыми. При этом система переходит в новый режим и становится диссипативной структурой. Эти структуры могут возникать во всех тех случаях, когда выполняются следующие четыре необходимых условия:

1. Система является термодинамически открытой, т.е. может обмениваться веществом или энергией со средой.
2. Динамические уравнения системы нелинейны.
3. Отклонения от равновесия превышает критическое значение.
4. Макроскопические процессы происходят кооперативно (согласованно).

Автоколебательные системы являются диссипативными структурами. Для компенсации диссипативных потерь энергии каждая автоколебательная система

обязательно должна быть связана с источником энергии. Хотя сам по себе источник энергии не обладает периодической структурой, в системе возникают такие структуры. Автоколебательные системы обладают способностью к синхронизации. Наш образец из горной породы можно представить как сложную систему, состоящую из независимых областей в которых, при определенных условиях, идут автоколебательные процессы. Эти независимые области могут синхронизироваться или хаотизироваться, в зависимости от внешних условий и внутренних процессов.

Самый простой пример линейные осцилляторы с линейной связью. Линейный осциллятор можно описать уравнением вида

$$\ddot{U}_1 + \omega_1^2 U_1 = 0,$$

где  $U_1$  - переменная, зависящая от времени,  $\omega_1$  - собственная частота. Такой осциллятор может быть линейно связан с другим осциллятором, т.е. в уравнения линейных осцилляторов могут входить аддитивные члены, линейные соответственно по  $U_2$  и  $U_1$

$$\ddot{U}_1 + \omega_1^2 U_1 = \alpha U_2$$

$$\ddot{U}_2 + \omega_2^2 U_2 = \beta U_1$$

Подобные уравнения можно написать для любого числа линейно связанных линейных осцилляторов. Во время их решения получаем периодические движения.

В качестве примера линейных осцилляторов с нелинейной связью можно рассмотреть уравнения

$$\ddot{U}_1 + \omega_1^2 U_1 = \alpha U_1 U_2$$

$$\ddot{U}_2 + \omega_2^2 U_2 = \beta U_1 U_2$$

Подобные уравнения можно написать для любого числа линейных осцилляторов с нелинейной связью. Во время их решения получаем периодическое или квазипериодическое движение или аperiodическое движение (шум).

Некоторые исследования показывают, что для возникновения автоколебательных систем наличие постоянного источника энергии не является обязательным. В современных работах в основном рассматриваются три типа автоколебательных систем с высокочастотными источниками энергии, возбуждение колебаний в которых обусловлено тремя различными причинами.

Первый тип систем – это системы с малым по сравнению с периодом возникающих автоколебаний временем взаимодействия с источником энергии. При этом система так регулирует поступление энергии, что за время взаимодействия она получает толчки нужной величины и в нужной фазе.

Системы второго типа – это нелинейные системы, имеющие две степени свободы, одна из которых откликается на внешние высокочастотные взаимодействия, а другая – на низкочастотные. За счет нелинейного взаимодействия между динамическими переменными возникают комбинационные частоты, так что колебания становятся квазипериодическими. В результате взаимодействия этих колебаний с колебаниями источника происходит перекачка энергии высокочастотного источника в энергию низкочастотных колебаний.

Третий тип систем – термомеханические системы – по существу, совпадает с классическим. Роль высокочастотного источника энергии здесь заключается только в том, чтобы поддерживать нужную температуру нагреваемого элемента системы.



Во время наших экспериментов, после некоторого критического напряжения ( $E_{кр}$ ), система переходит в нелинейный режим и возникают высокочастотные колебания которые могут стать источником энергии для низкочастотных автоколебаний. Регистрируемые нами частоты ЭМИ находятся в низкочастотном диапазоне.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Перельман М.Е., Хатиашвили Н.Г. О радиоизлучении при хрупком разрушении диэлектриков. ДАН СССР, 1981, т.256, №4
2. Хатиашвили Н.Г. Возможные механизмы электромагнитного излучения при разрушении кристаллов и горных пород. Геофизический журнал, 1988, т.10, №5
3. Челидзе Т.Л. Моделирование процесса подготовки землетрясений как задача статистических теорий перколяции и надежности. Тезисы XIX Генер. Ассамблеи ЕСК, М., 1984
4. Эбелинг В. Образование структур при необратимых процессах. М., Изд-во МИР, 1979
5. Ланда П.С., Дубошинский Я.Б. Автоколебательные системы с высокочастотными источниками энергии. УФН, 1989, т.158, вып.4
6. Gokhberg M.B., Morgunov V.A. and Pokhotelov O.A.: Earthquake Prediction. Seismic-Electromagnetic Phenomena, (Gordon and Breach Publishers, Amsterdam), 1995
7. Gershenzon N.I., Gokhberg M.B., Karakin A.V., Petviashvili N.V. and Rykunov A.L.: Modeling the connection between earthquake preparation processes and crustal electromagnetic emission, Physics of Earth and Planetary Interiors, 57, 1989
8. Kostas Eftaxias, Panayiotas Kapiris, Yiannis Poligiannakis, Vasilios Hadjicontis, Zurab Chelidze, David Zilpimiani, Tamaz Chelidze.: Seismogenic radio-emission as a signature of the earthquake preparation process, Journal of Georgian Geophysical Society, Issue(A), Physics of Solid Earth, v.6, 2001
9. Nicolis J.S., Dynamics of hierarchical systems. Springer-Verlag, Berlin, 1986
10. Bak P., C.Tang and K.Wiesenfeld: Self-organized criticality, Phys.Rev., A.38, 1988
11. Sornette D., ed., Critical Phenomena in Natural Sciences, Springer, 2000
12. G.Nicolis and I.Prigogine, Exploring Complexity. An Introduction W.H.Freeman and Co. New York, 1989
13. Гохберг М.Д., Моргунов В.А., Аронов Е.Л. О высокочастотном электромагнитном излучении при сейсмической активности. ДАН СССР, 1979, т.248
14. Электромагнитные предвестники землетрясений. Ред. М. А. Садовский, Наука, 1982
15. Поиск электромагнитных предвестников землетрясений. Ред. М. Б. Гохберг, Москва.

## მთის ქანების ელექტროგამტარობა და ელექტრომაგნიტური გამოსხივება (ემგ) მულტიე ელექტრულ ველში

ბ. ვარამაშვილი

რეზიუმე

ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტები მულტიე, ძლიერ ელექტრულ ველებში ქანების ელექტროგამტარობის შესასწავლად. ექსპერიმენტები ტარდებოდა ორულექტროლიანი მეთოდით. ნიმუშები იყო ბაზალტის ან ქვიშაქვის.



ელექტროგამტარობა მუდმივია, შემდეგ იზრდება. ეს ტენდენცია განსაკუთრებით შესამჩნევია დიდი ძაბუებისათვის. სხადასხვა ნიმუშებისათვის ძაბვის, დენის და ელექტროგამტარობის ზღურბლური მნიშვნელობა სხვადასხვაა. თუმცა ელექტროგამტარობის შემდგომი სელის ხასიათი ნიმუშიდან ნიმუშამდის არ იცვლება. ელექტრომაგნიტური გამოსხიება (ემგ) ფიქსირდება გარკვეული დაძაბულობის შემდეგ, რომელიც კორელაციაშია ომის კანონის დარღვევასთან. ომის კანონის დარღვევის გარეშე ემგ არ გვაქვს. ემგ-ს რეგისტრირებული სიხშირეები შეიძლება აიხსნას იმით, რომ ჩვენი სისტემა წარმოადგენს არაწრფივ დინამიკურ სისტემას, რომელშიც მიმდინარეობს რთული ავტორხეითი პროცესები.

## **Electric conductivity and electromagnetic radiation (EMR) of the rock in the constant electric field**

**N. Varamashvili**

### **Abstract**

Experiments for studying electroconductivity rocks have been lead at high constant electric voltage. Measurements were carried by a two-electrode method. Samples have been made of basalt or sandstone.

The received results on electroconductivity change in a wide range up to. To some threshold voltage electroconductivity is constant, then increases.

For various samples threshold values of a voltage, a current and electroconductivity have various values. However character of the subsequent course electroconductivity does not vary from a sample to a sample electromagnetic radiation (EMR) is fixed after the certain voltage that correlates with infringement of the Omms law. Without of Omms law infringement is not present EMR.

Registered frequencies EMR it is possible will explain to that our system represents nonlinear dynamic system in which complex self-oscillatory processes proceed.

## Электромагнитное излучение (ЭМИ) щелочно-галоидных кристаллов в постоянных электрических полях

Н.Д. Варамшвили, Н.Г. Хатнашвили

Эксперименты, по выяснению влияния постоянного электрического поля на спектральные характеристики ЭМИ, проводились на кристаллах NaCl. Размеры кристаллов  $\sim 5 \times 5 \times 5$  мм<sup>3</sup>. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

Устройство для нагружения и скола кристаллов представляет собой переделанный специально для этих целей микроскоп, 2 – стальной экран для экранировки нагружающего устройства от электромагнитных помех, 3 – Образец из кристалла NaCl. Образцы изготовлялись из монокристаллического слитка. Они выкалывались по плоскости спайности (100), отжигались в течение 8 часов, 4 – серебряные электроды, 5 – нож (индентор), 6 – штырьевая антенна располагается параллельно большой грани кристалла на расстоянии  $\sim 2$  см. Длина антенны  $\sim 3$  см, 7 – источник высокого напряжения (ИВН-1), 8 – самописец, 9 – предварительный усилитель, 10 – импульсный анализатор спектра.

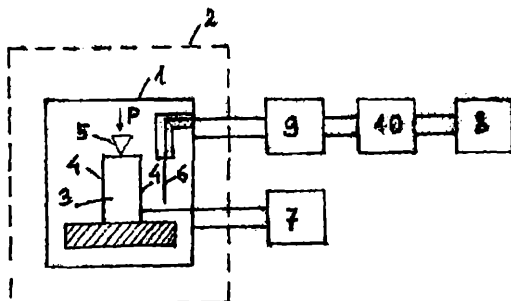


Рис.1 Блок-схема установки для исследования влияния постоянного электрического поля на ЭМИ при деформации и разрушении кристаллов.

Приложенное постоянное электрическое поле на образец менялось дискретно от 0,5кV до 3кV. Исследования кристаллов NaCl проводились в постоянном электрическом поле как при механическом воздействии на кристалл, так и без него. Кристалл в проходящем поляризованном свете, до начала механического воздействия на него, прозрачен. При воздействии индентором на кристалл, от точки приложения индентора начинают исходить светлые линии под углом  $45^\circ$  к противоположным берегам кристалла. Эти линии представляют собой заряженные дислокации, которые несут заряды к противоположным берегам кристалла, доходят до них и отражаются (деформационное отражение), меняя свое направление на  $90^\circ$ . В итоге, через некоторое время, кристалл покрывается светлыми взаимноперпендикулярными линиями. Во время нагружения кристалла, до появления трещины, наблюдается ЭМИ, амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) которого представлена на рис.2. Во время



прохождения трещины наблюдается ЭМИ, похожей АЧХ но большой интенсивности, что свидетельствует в пользу дислокационного механизма ЭМИ.

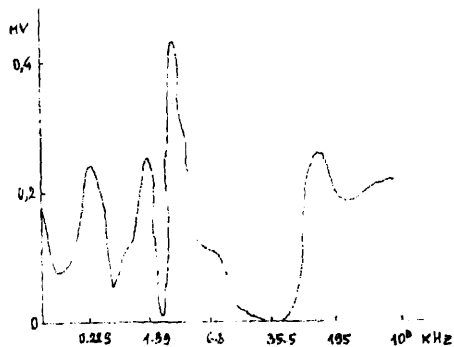


Рис.2 АЧХ ЭМИ кристаллов NaCl до появления трещины.

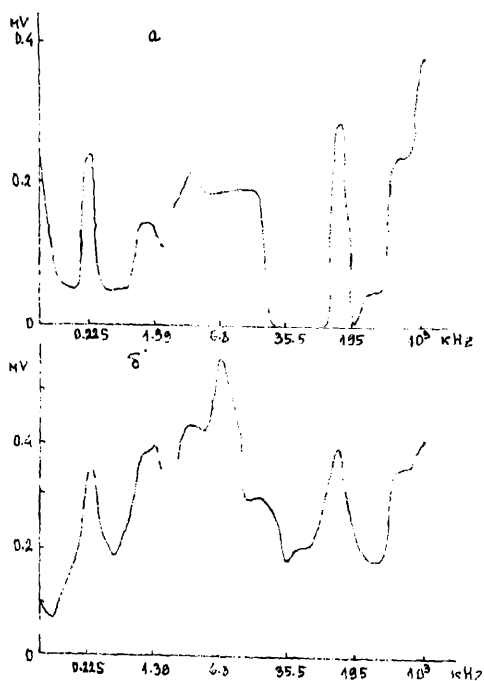


Рис.3 АЧХ ЭМИ кристаллов NaCl, а - при постоянном электрическом напряжении без механической нагрузки, б - в постоянном электрическом поле с механической нагрузкой.

При деформации кристалла NaCl, начинают двигаться дислокации, которые, из-за неоднородности реального кристалла, объединяются в полости скольжения и вызывают

просветление кристалла в поляризованном свете. Таким образом можно связать деформацию и просветление кристалла. Поэтому с помощью фотодиода и усилительного устройства фиксировалась интенсивность проходящего через кристалл поляризованного света. При мех-анической нагрузке интенсивность проходящего через кристалл света увеличивается, кристалл просветляется. Увеличение интенсивности проходящего света наблюдается и при приложении электрического напряжения. При длительном приложении электрического напряжения весь кристалл визуально просветляется (в проходящем поляризованном свете). Можно сказать что электрическое поле тоже движет дислокации, но они равномерно распределены по всему объему кристалла и не создают резких светящихся линий. Если в пост-оанном электрическом поле движутся дислокации, то должно быть ЭМИ, что мы и наблюдаем. На рис.3 представлены графики для АЧХ ЭМИ, а – при постоянном электрическом напряжении без механической нагрузки, б – в постоянном электрическом поле с механической нагрузкой и во время прохождения трещины. Как видно из рисунков, принципиальная разница в перераспределении энергии между резонансными частотами. При приложении электрического поля без механической нагрузки, наблюдается небольшое смещение АЧХ в сторону высоких частот, по сравнению с ЭМИ при механическом нагружении. Интенсивность ЭМИ тоже меньше чем при сколе. На рис.4–7 представлены результаты опытов с циклическим приложением постоянного электрического поля на образец. Приложенное электрическое напряжение повышалось от 0,5кV до 3кV, потом снижалось до 0,5кV с последующим повышением до 3кV. Это повторялось 4 раза. Как видно из графиков во время 1-го цикла, средние частоты на АЧХ отсутствуют до 2,5кV, а низкие и высокие частоты слабо выражены. Начиная с 2,5кV, оживляются средние частоты и растет интенсивность высоких частот. В период второго цикла оживление средних частот начинается с 2кV а ВЧ и при низких напряжениях хорошо выражены. На третьем цикле средние частоты проявляются с 2кV. Но, начиная с 0,5кV, низкие и высокие частоты имеют заметную большую интенсивность, чем во время второго цикла. Здесь резко выражена высокочастотная часть спектра. В конце эксперимента происходит нагружение и скол кристалла. Во время механического нагружения и разрушения кристалла, АЧХ и ЭМИ смещается в сторону низких частот (рис.7).

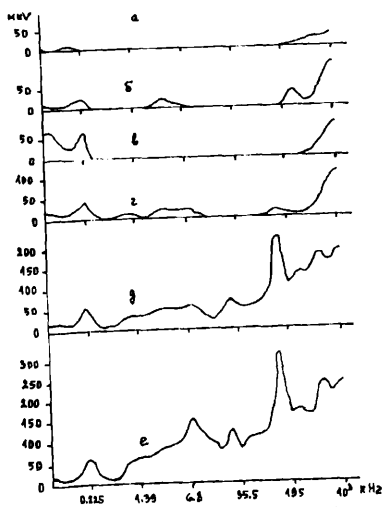


Рис.4 АЧХ ЭМИ при разных электрических напряжениях. 1цикл, а- 0.5кV, б- 1кV, в- 1.5кV, г- 2.0кV, д- 2.5кV, е- 3.0кV.

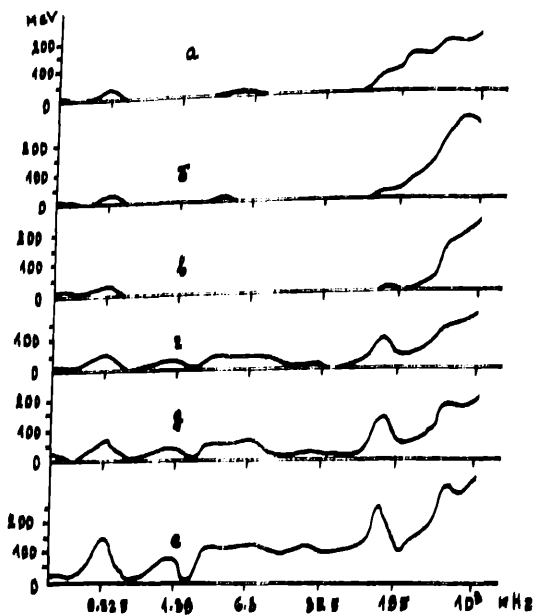


Рис.5 2 цикл, и - 0.5кВ, б - 1кВ, в - 1.5кВ, г - 2.0кВ, д - 2.5кВ, е - 3.0кВ

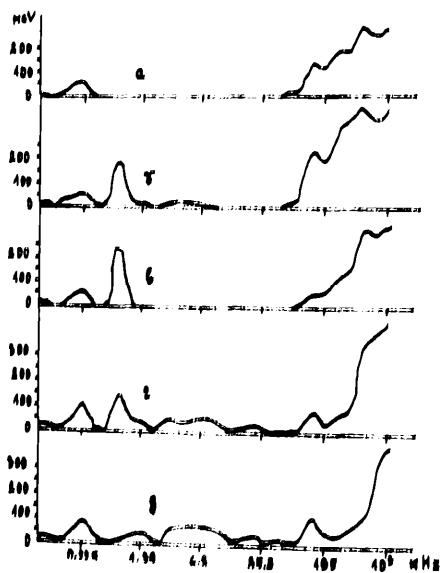


Рис.6 3 цикл, и - 0.5кВ, б - 1кВ, в - 1.5кВ, г - 2.0кВ, д - 2.5кВ.

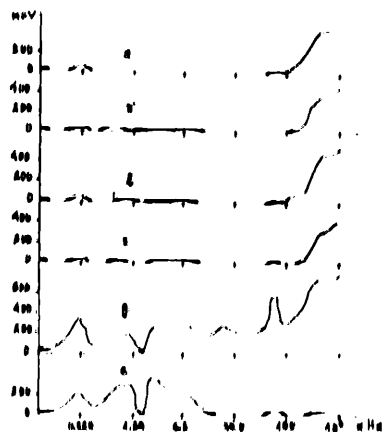


Рис. 7 4 цикл, а 0.5кВ, б 1кВ, в 1.5кВ, г 2.0кВ, д 2.5кВ, е 3.0кВ

Была проведена серия экспериментов. Образец держался под высоким напряжением постоянного электрического поля (1,5кВ) в течение нескольких часов. В начале наблюдается обычная картина: импульсы такой же интенсивности и такого же  $\Delta t$ , как в предыдущих экспериментах. Но через несколько часов интенсивность и частота следования импульсов уменьшаются и почти "затихлают". После приближении напряжения (до 2кВ) снова появляются импульсы, но через некоторое время кристалл как будто истощается. При повышении напряжения картина повторяется. Доводим напряжение до 3кВ и после окончательного истощения кристалла выключается установка. На следующий день картина повторяется, но поднимается порог напряженности, с которого наблюдается  $\gamma$ МИ. Доводится напряжение до 3кВ и продолжается эксперимент в течение нескольких часов. Интенсивность  $\gamma$ МИ падает, частота следования импульсов уменьшается, меняется спектр излучения (остается ИЧ часть), а в конце эксперимента импульсы "затихлают". После этого происходит скол кристалла и  $\gamma$ МИ нет, вернее она не регистрируется на нашей установке. Та же серия экспериментов проводилась и с механическим нагружением. Механическое нагружение ускоряет процесс истощения кристалла. Если после истощения образца, при некотором постоянном электрическом напряжении, нажать индентором на кристалл, то импульсы снова появляются. С помощью механического нагружения можно заметно ускорить процесс истощения кристалла, после скола которого  $\gamma$ МИ не наблюдается. Эта серия экспериментов еще раз говорит в пользу дислокационного механизма  $\gamma$ МИ.

Перечислим кратко результаты, полученные в наших экспериментах:

- а) помещенные в постоянное электрическое поле щелочно-галогидные кристаллы излучают электромагнитные волны в радиочастотном диапазоне;
- б) в электрическом поле, как и при механическом нагружении, кристалл в поляризованном свете "просветляется";
- в) при длительной выдержке в электрическом поле кристалл истощается, т.е. уменьшается интенсивность импульсов;
- г) при "истощении" кристалла просветление достигает максимума и остается постоянным;
- д) при увеличении напряжения кристалл "оживает", затем снова "истощается" и т.д. до максимального напряжения;
- е) при приложении механической нагрузки появляются сигналы  $\gamma$ МИ;

ж) "истощенный" кристалл после длительного "отдыха" снова оживает и просветляется;  
з) если нажать индентором на "истощенный" кристалл, то снова появляется ЭМИ;  
и) после окончательного истощения кристалла в электрическом поле, после скола ЭМИ не регистрируется;

Пункт "б" свидетельствует о схожей природе "просветления" при приложении электрического поля и при механическом нагружении. При нагружении индентором однозначно известно, что движутся дислокации и они вызывают "просветление" кристалла.

Оцененная Спраулом плотность заряда на дислокациях равнялась  $2 \cdot 10^{-3} \text{CGSE}$ . Наличие такого заряда приводит к возможности перемещения дислокации во внешнем электростатическом поле.

Пункты "в" и "г" говорят о том, что при длительном приложении электрического поля "вытягиваются" все возможные дислокации и "просветление" становится постоянным для данного напряжения.

Согласно пункту "д" можно предположить, что дислокации имеют энергетическую иерархию и с помощью постоянного электрического поля можно понизить твердость материала.

Пункт "ж" указывает на то, что дислокации, после снятия электрического поля, постепенно обрастают облаком Котрелла-Дебая-Хюкелля и электрически нейтрализуются, а при повторном приложении поля снова начинают двигаться.

В пользу дислокационного механизма, кроме прочего говорит и тот факт, что излучение длится в 1,5 – 2 раза дольше времени разрушения и, очевидно, вызывается релаксацией пришедших в движение дислокации.

Пункт "и" свидетельствует о превалирующем вкладе дислокационного механизма ЭМИ при прохождении трещины.

Таким образом можно сказать, что сильное постоянное электрическое поле вызывает движение дислокации в кристалле, в процессе которого регистрируется ЭМИ.

#### Литература

1. Гохберг М.Д., Моргунов В.А., Аронов Е.Л. О высокочастотном электромагнитном излучении при сейсмической активности. ДАН СССР, 1979, т.248
2. Электромагнитные предвестники землетрясений. Ред. М. А. Садовский, Наука, 1982
3. Поиск электромагнитных предвестников землетрясений. Ред. М. Б. Гохберг, Москва
4. Перельман М.Е., Хатиашвили Н.Г. О радиоизлучении при хрупком разрушении диэлектриков. ДАН СССР, 1981, т.256, №4
5. Молоцкий М.Н. Дислокационный механизм электризации ионных кристаллов при расщеплении. ФТТ, 1976, т.18, №6
6. Хатиашвили Н.Г. Возможные механизмы электромагнитного излучения при разрушении кристаллов и горных пород. Геофизический журнал, 1988, т.10, №5
7. Хатиашвили Н.Г., Гогошидзе Д.А., Зилпимиани Д.О. Спектр электромагнитного излучения при сколе щелочно-галлоидных кристаллов. Сообщения АН ГССР, 1983, т.110. №1
8. Хатиашвили Н.Г., Варамашвили Н.Д. Об электромагнитном излучении при разрушении кристаллов. Тезисы Всесоюзного симпозиума по механоэмиссии и механохимии твердых тел. Ростов-на-Дону, 1986
10. Хатиашвили Н.Г., Варамашвили Н.Д. ЭМИ кристаллов в сильных электрических полях. ДЕП рукопись в ГрузНИИТИ, 1990
11. Gokhberg M.B., Morgunov V.A. and Pokhotelov O.A.: Earthquake Prediction . Seismo-Electromagnetic Phenomena, (Gordon and Breach Publishers, Amsterdam), 1995
12. Gershenzon N.I., Gokhberg M.B., Karakin A.V., Petviashvili N.V. and Rykunov A.L.: Modeling the emission, Physics of Earth and Planetary Interiors, 57, 1989

13.Kostas Eftaxias, Panayiotas Kapiris, Yiannis Poligiannakis, Vasilios Hadjicontis, Zurab Chelidze, David Zilpimiani, Tamaz Chelidze.: Seismogenic radio-emission as a signature of the earthquake preparation process, Journal of Georgian Geophysical Society, Issue(A), Physics of Solid Earth, v.6, 2001  
 14.V.Hadjicontas, C. Mavromatou and Y. Enomoto, Electric Signals by LiF Ionic Crystals during Their Deformation. Materials Science Forum, Vols.239-241, 1997  
 15.V. Hadjicontas and C. Mavromatou, Transient electric signals prior to rock failure under uniaxial compression, Geophysical Research Letters, vol.21, №16, 1994.

**გუგუ-ჰალოიდური კრისტალების ელექტრომაგნიტური გამოსხივება (ემგ) მუდმივ ელექტრულ ველში**

ნ. ვარამაშვილი, მ. ხატიანი

რეზიუმე

ჩატარებული იქნა ექსპერიმენტები, მუდმივი ელექტრული ველის გავლენის შესასწავლად ელექტრომაგნიტური გამოსხივების (ემგ) სპექტრალურ მახასიათებლებზე, NaCl-ის კრისტალებისათვის.

გამოკვლევები ტარდებოდა მუდმივ ელექტრულ ველში, კრისტალზე მექანიკური ზემოქმედებისას და მის გარეშე. კრისტალის დეფორმაციის დროს იწყებენ მოძრაობას დისლოკაციები, რომლებიც რეალური კრისტალის არარეგულარულების გამო ერთიანდებიან და იწვევენ კრისტალის განათებას პოლარაზებულ სინათლეში.

კრისტალის დატვირთვისას, ბზარის გამოჩენამდის, დაიკვირვება ემგ. ბზარის გავლისას დაიკვირვება მსგავსი ამპლიტუდურ-სიხშირული მახასიათებლების, მაგრამ დიდი ინტენსივობის ემგ, რაც ლაპარაკობს ემგ-ს დისლოკაციური მექანიზმის სასარგებლოდ. დისლოკაციური მექანიზმის სასარგებლოდ მოწმობს ის ფაქტიც, რომ გამოსხივება მსხვერვაზე 1.5 - 2-ჯერ უფრო დიდხანს გრძელდება, და ცხადია, გამოწვეულია ამოძრავებელი დისლოკაციების რელაქსაციით.

**Electromagnetic radiation (HER) of the alkali-haloid crystals in the constant electric field**

N. Varamashvili, M. Xutiashvili

Abstract

A series of experiments has been lead, with the purpose of studying influence of a constant electric field on spectral characteristics of electromagnetic radiation (EMR), for crystals NaCl...

Researches were carried out in a constant electric field, both at mechanical influences on a crystal and without it. At deformation of a crystal dispositions which because of heterogeneity of a real crystal, are united start to move and cause an enlightenment of a crystal in polarized light.

During time of loading a crystal, before occurrence of a crack, it is observed EMR. During passage of a crack it is observed the similar amplitude-frequency characteristic, but big intensity EMR that spaks well dislocation mechanism EMR. For dislocation mechanism testifies also thatfact, that radiation proceeds 1.5 - 2 times longer time of destruction and, obviously, is caused by a relaxation of the dispositions which have come in movement.

## Литолого-палеогеографические критерии оценки нефтегазоносности пермо-триасовых отложений

### Восточного Предкавказья

В.Ш. Гурбанов

*Баку, Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия*

В настоящее время перспективы развития нефтяной промышленности в Дагестане, Ставрополе и Калмыкии в значительной степени связаны с пермо-триасовыми отложениями Восточного Предкавказья.

Эти отложения являются весьма сложными геологическими образованиями, занимающими промежуточное положение между герценским складчатым фундаментом и осадочным чехлом молодой скифской платформы. В геологической литературе их называют переходным, тафrogenным, субплатформенным комплексом, характеризующимся особенностями, как платформы, так и осадочного чехла. Начиная с 70 годов прошлого столетия, для изучения строения и нефтегазоносности пермо-триасовых отложений, был проведен большой объем геолого-геофизических и буровых работ, которые позволили уточнить структурное стратиграфическое положение, тектоническое строение переходного комплекса и основные закономерности его геологического развития. В результате этих работ было уточнено взаимоотношение пермо-триасовых отложений с пересекающими их варицейскими гранитами, вскрытыми глубокими скважинами в ряде структур Восточного Предкавказья. Между тем, изучение вещественного состава, условия образования и формирования различных типов коллекторов (карбонатных, гранулярных и кремнистых) остается слабо освещенным в геологической литературе, и для своего выяснения требует комплекса минералогопетрографических, петрофизических, термобарических и фациально-палеогеографических исследований.

В настоящее время промышленная нефтегазоносность пермо-триасовых отложений установлена в следующих площадях Восточного Предкавказья: Сухокумская, Юбилейная, В.Сухокумская, Ю.Таловская, Кумухская, Солончаковая и Ю.Буйнакская. Кроме того, в отложениях култайской и демьяновской свит пл. Северо-Кочубеевская и Душетская при испытании карбонатно-терригенных пачек был получен слабый приток нефти и газоконденсата (рис.1). Из этих площадей наиболее перспективной является пл. Юбилейная, где из пробуренных 13 разведочных скважин в шести (7,8,9,10,12,13) были получены промышленные притоки нефти от 120 до 300 т/сут. Эффективность разведочных работ по этой структуре составляет 91 т/пм. По размытой поверхности известняков нефтекумской свиты структура представляет собой куполовидное поднятие широтного простирания размерами 5,2 x 2,5 км. По данным МОГТ, из-за частой потери корреляции отражающего горизонта "Т" возможно структура разбита на отдельные блоки и имеет весьма сложное строение, что сильно затрудняет ее до разведку. Это подтверждается также на материалах разведочного бурения. Как, например, скв.14, заложенная на западной переклиниле основной структуры, при забое 4600м находится в отложениях култайской свиты, а новая скв.29, при забое 3400м вскрыты слюдитые

кварциты, вероятно относящиеся к более древним породам палеозоя.

В пермо-триасовом комплексе продуктивными горизонтами являются трещиновато-кавернозные известняки и доломиты нефтекумской свиты верхней перми и обломочные, оолитовые известняковые горизонты кизлярской свиты среднего триаса.

Сложные структурные и литолого-стратиграфические соотношения между региональными подразделениями пермо-триаса и фундамента при интенсивном развитии складчато-блоковой тектонике резко снижает эффективность поисково-разведочных работ в рассматриваемом комплексе.

Дальнейшая перспективность пермо-триасовых отложений может быть связана с Восточно-Маньчжским прогибом и Приморской впадиной. Однако, отсутствие достоверных данных о распространении продуктивных горизонтов, об емкостных, фильтрационных свойствах, слагающих их коллекторов в указанных палеопрогибах, является серьезной помехой для успешного ведения поисково-разведочных работ в восточной части Равнинного Дагестана.

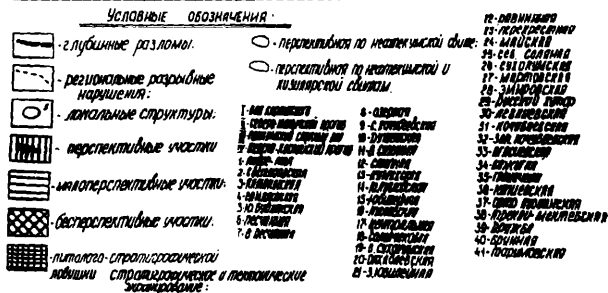
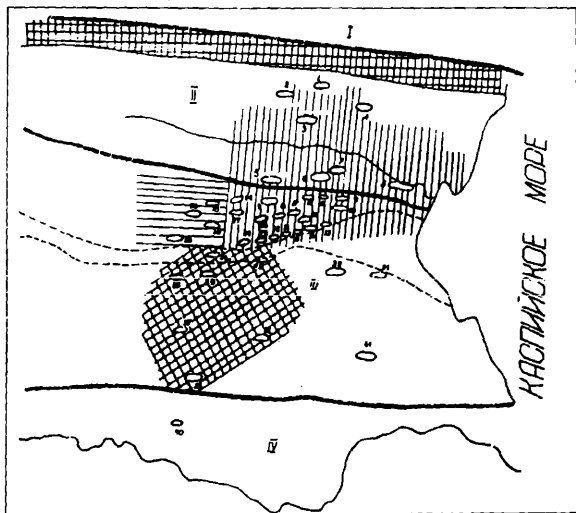


Рис.1. Карта перспективы нефтегазности пермо-триасовых отложений Восточного Предкавказья.

Определенная трудность создается также при резком изменении мощностей и литолого-фациального строения нефтекумской и кизлярской свит в пределах локальных структур Таловского выступа и зоны сочленения Прикумского вала с Восточно-



Маньчским прогибом. Проведенные нами литолого-стратиграфические и палеогеографические исследования позволили дать оценку перспективности пермо-триасовых отложений Восточного Предкавказья. Выяснено, что перспективность пермо-триасовых отложений связана с толщей массивных кристаллических доломитов нефтекумской свиты Таловского выступа и пластами обломочных и оолитовых известняков кизлярской свиты.

Вторая перспективная область расположена между южным и северным бортами Восточно-Маньчского прогиба где пермо-триасовые отложения достигают значительных мощностей - 2000-2500м. По данным фациально-палеогеографических экстраполяций в Восточно-Маньчском прогибе продуктивные горизонты пермо-триаса представлены в относительно-глубоководной глинисто-карбонатной фации.

Выяснено, что параметрическая скв.1, заложенная на своде Калининской площади, на южном борту Восточно-Маньчского прогиба, при забое 5400м еще не вышла из нижнетриасовых отложений. Пробуренная часть пермо-триасового комплекса в этой скважине сложена аргиллитами, сланцеватыми и глинистыми сланцами с прослоями и пачками глинистых алевролитов и известняков. Глинистые породы богаты рассеянными органическими веществами и сульфидами железа.

Отложения кизлярской и дьямяновской свит могут быть рассмотрены как мощные нефтепродукцирующие и экранрующие толщи для пачек глинистых известняков нефтекумской свиты. По данным КМПВ и МОГТ палеозойский фундамент на Восточно-Маньчском прогибе и Приморской впадине залегает на отметках 5500-6000м. Исходя из этого, допускаем, что мощность куманской и нефтекумской свит в этих прогибах могут составить не более 200-400м. Куманская свита на восточной части Равнинного Дагестана сложена аллювиальными и лагунно-заливными песчано-алевролитовыми отложениями. Аналоги нефтекумской свиты в Восточно-Маньчском прогибе представлены пачками известковых аргиллитов, мергелей и глинистых известняков. Доломитизированные известняки и доломиты в строении свиты, вероятно, не участвуют. Глинистые известняки за счет дислоцированности и деформаций могут стать трещиноватыми и в сводах положительных структур, содержащими промышленное скопление нефти и газа. Тем более в указанном районе они имеют надежную и мощную крышку по толще сланцеватых аргиллитов кулфайской свиты.

На северном борту Восточно-Маньчского прогиба, где данная структура сочленяется по глубинному Восточно-Маньчскому разлому с валом Карпинского, допускаем сокращение мощностей и огрубение литологического состава всех подразделений пермо-триасового комплекса поскольку зона вала Карпинского за период пермо-триасовой эпохи была областью активной денудации. На северном борту Восточно-Маньчского прогиба допускаем распространение в пермо-триасовых отложениях литолого-стратиграфических ловушек, зоны выклинивания, тектонического и стратиграфического экранирования, а также в благоприятных локальных структурах сводовые залежи (рис.2).

Таким образом, локальные структуры (Калининская, Озерная, Южно-Калмыцкая и др.) на южном борту Восточно-Маньчского прогиба по пачкам дислоцированных глинистых известняков нефтекумской свиты могут оказаться нефтегазоносными. Поэтому рекомендуем заложение по одной параметрической скважине на структурах Озерная и Южно-Калмыцкая с глубиной 6000 м для изучения строения пермо-триасовых отложений и нефтегазоносности пачек глинистых известняков нефтекумской свиты, а также определения соотношения пермо-триасовых отложений со складчатым фундаментом. Перспективными остаются также локальные структуры валообразного Таловского выступа и зона сочленения Прикумского вала с Восточно-Маньчским прогибом. Палеогеографический анализ показал, что область Таловского выступа в поздней перми и раннем триасе представляла собой область внутренней зоны размыва литораль и сублиторальная зона, что обусловило образование толщи массивных кристаллических

доломитов (Кумухская, Южно-Таловская, Юбилейная и др.) или же пластов обломочных, оолитовых известняков. Указанные осадочные толщи обладают хорошими емкостными свойствами и при наличии благоприятных структур и экранирующих пород, они становятся резервуарами для скопления нефти и газа. Этому благоприятствовало стабильное относительно высокое гипсометрическое положение Таловского выступа в мезо-кайнозой, которого с востока и севера окружают глубокие прогибы, заполненные мощными алевроитоглинистыми толщами, демьяновской и кизлярской свит. Благодаря обогащенности рассеянной огранкой и сульфидными железистыми глинными толщами этих свит они могут быть рассмотрены как нефте-газо-производящими. В стадии катагенеза глинистых толщ палеопрогибов углеводороды мигрировали в карбонатные резервуары Таловского выступа и зоны его сочленения с Восточно-Маньчжским прогибом. Поэтому локальные структуры Степная, Центральная, Солончаковая, Юбилейная, Западно-Юбилейная, Равнинная, Перекрестная и Майская в пределах центральной части Прикумского вала остаются перспективными по карбонатному комплексу нефтекумской свиты и горизонту обломочных известняков анизия кизлярской свиты (рис 2).

Однако, опыт разведки площади Юбилейной показал, что разведка нефтегазоносности пермо-триасовых отложений Таловского вала является весьма трудной задачей. Поскольку все локальные структуры зачастую разбиты на мелкие блоки и состоят из ряда мелких куполов при отсутствии реперов внутри нефтеносных отложений. Поэтому, экономическая эффективность разведки локальных структур Таловского выступа может быть улучшена только при комплексировании МОГТ с промысловой геофизикой и минералого-петрографическими исследованиями ствола глубоких разведочных скважин.

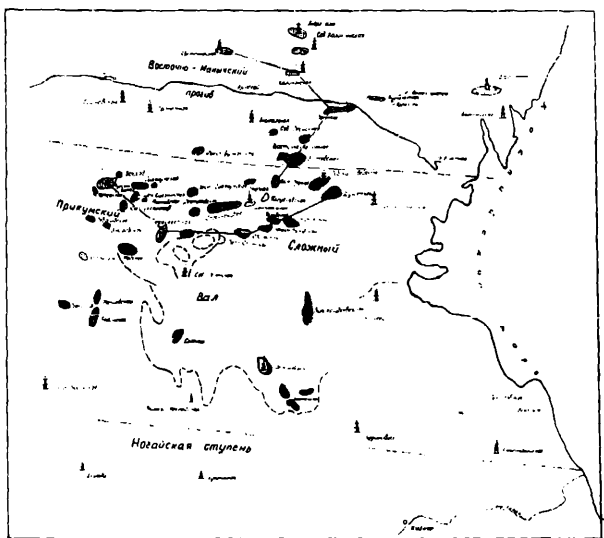


Рис.2. Карта изученности нефтегазоносности пермо-триасовых отложений Восточного Предкавказья.

#### Литература

1. Гурбанов В.Ш., Халифа-заде Ч.М. К вопросу об уплотнении карбонатных коллекторов

пермско-триасовых отложений Равнинного Дагестана - Литология и полезные ископаемые, 1985, № 5, с.137-141.

2. Копылов Н.Т. Нефтегазоносность триасовых отложений Восточного Предкавказья - Нефтегазовая геология и геофизика, 1975, № 7, с.6-10.
3. Копылов Н.Т., Крылов И.А., Леватин А.И., Черпак Г.Н. Условия залегания пермо-триасового комплекса Восточного Предкавказья. Геология нефти и газа, М., 1976, № 2, с. 22-28
4. Летавин А.И. Тафрогенный комплекс молодой платформы юга СССР, М., «Наука», 1978, 147с.
5. Методы палеогеографических реконструкции при поисковых залежах нефти и газа. Изд-во Нсдра, 1984, с. 265.
6. Нефтегазоносность триаса Предкавказья (Юдин Г.Т., Данков Б.С., Жабрева П.С. и др.) М., «Наука», 1974, 88 с.
7. Халифа-заде Ч.М., Гурбанов В.Ш. О распространении карбонатных коллекторов в пермо-триасовых отложениях Восточного Предкавказья. Изд. Вузов, серия нефть и газ. 1984, № 11, с. 7-12.
8. Халифа-заде Ч.М., Гурбанов В.Ш. Условия формирования коллекторов пермо-триасовых отложений Прикумской области Дагестана и Южной Калмыкии: Дагестанский Геолфонд, Махачкала. 1982, с. 145.

## აღმოსავლეთ წინაკავკასიის პერმ-ტრიასული ნალექების ნაეთობაგამშემცეელობის შეფასების ლითოლოგო-პალეოგეოგრაფიული კრიტერიუმები

ვ. გურბანოვი

რეზიუმე

ჩატარებული ლითოლოგიურ სტრატოგრაფიული და პალეოგრაფიული სამუშაოების საფუძველზე დადგინდა იქნა აღმოსავლეთ წინაკავკასიის პერმ-ტრიასული ნალექების ნაეთობაგამშემცეელობის შეფასების ლითოლოგო-პალეოგეოგრაფიული კრიტერიუმები. გაირკვა, რომ პერმ-ტრიასული ნალექების პერსპექტიულობა დაკავშირებულია ტალოვსკის შეერილის ნეფტეკუმსკის წყების მასიური კრისტალური დოლომიტების წყობასთან და კიზლარის წყების დამსხვრეულ და ოლიგურ კირქვებთან.

## Lithologo-paleogeographic criteria of estimation of oil-gas containing in Perinian-Triassic sediments of the East Caucasus

V. Gurbanov

Abstract

On the basis of conducted lithologo-stratigraphic and paleo-geographic works lithologo-paleogeographic criteria of estimation of oil-gas containing in Permian-Triassic sediments of the East Caucasus have been determined. It turned out that perspectivity of Permian-Triassic sediments is connected with massive crystalline dolomite series of Refte kumski's chain of Talovski 's bend and broken and iolite limestones of Kizlari series.

## К вопросу об образовании вторичных аэрозолей в атмосфере

А.Г. Амираншвили, В.А. Амираншвили, Д.Д. Киркитадзе,  
Н.Г. Чнабришвили, К.М. Чочивили

Атмосферные аэрозоли играют существенную роль в прямых и косвенных радиационных эффектах, обуславливающих изменение глобального и локального климата. В целом, рост их содержания ослабляет приток солнечного излучения к земной поверхности, и действие атмосферных аэрозолей противоположно действию парниковых газов. Одним из важнейших компонентов атмосферного аэрозоля являются вторичные сульфатные образования естественного и антропогенного происхождения, имеющие высокую рассеивающую способность и хорошие конденсационные свойства. Источником вторичных сульфатных аэрозолей являются естественные и антропогенные газовые соединения серы ( $\text{SO}_2$ ,  $\text{CS}_2$ ,  $\text{H}_2\text{S}$  и др.). Эти газы в результате ряда фотохимических реакций, особенно во влажной среде, в присутствии озона и других примесей, преобразуются в аэрозольные частицы размерами, существенно влияющими на оптические свойства атмосферы, микрофизические и электрические свойства облаков и др. Ионизирующее излучение значительно ускоряет скорость этих реакций [1-4].

В частности, о влиянии сульфатного аэрозоля на оптические свойства атмосферы свидетельствуют следующие оценки, приведенные в работе [5]. К настоящему времени доля антропогенной эмиссии аэрозолей составляет всего около 11 % от общего количества годового поступления аэрозолей от всех источников. Однако, доля антропогенных аэрозолей в среднелобальном значении аэрозольной оптической толщи атмосферы составляет около 45 %. При этом, доля сульфатного аэрозоля антропогенного происхождения в значении аэрозольной оптической толщи атмосферы составляет 19% при доле эмиссии этих аэрозолей от общей всего 4.1 %. Вклад же всех сульфатных аэрозолей в значение аэрозольной оптической толщи атмосферы составляет 33 % при доле их эмиссии 7%. В условиях же крупных промышленных городов, а также в окружающей их местности, роль сульфатного аэрозоля в вариациях оптических характеристик атмосферы может быть еще выше, а в ряде случаев иметь и доминирующий характер. В связи с указанным весьма важен мониторинг сульфатного аэрозоля, а в случаях, если для этого не имеется возможности, хотя бы проведение оценок образования аэрозоля указанного типа при различных условиях.

Для оценки образования вторичных сульфатных аэрозольных частиц в приземном слое воздуха Тбилиси воспользуемся данными, приведенными в работе [4]. В частности в этой работе в результате проведения лабораторных экспериментов было показано, что во влажном воздухе при наличии двуокиси серы и озона (0.53 и 0.1 мг/ куб. м соответственно) находилось около 8400 /куб.см ядер Айткена. Присутствие радона в этой смеси в количестве 7.4 Бк/ куб. м увеличивало содержание ядер Айткена в воздухе примерно в 2.9 раза. Добавление этилена в количестве 0.12 мг/ куб. м к смеси влажный воздух + двуокись серы + озон + радон увеличивало содержание ядер Айткена по сравнению со смесью влажный воздух + двуокись серы + озон в 7.9 раза, а по сравнению со смесью воздух + двуокись серы + озон + этилен – в 4.4 раза. В смеси влажный воздух + двуокись серы + радон образования ядер Айткена не происходили. Таким образом, наличие радона (или ионизации воздуха) способствует усилению процессов образования вторичных аэрозолей при реакциях газ – частица.

В этой же работе были представлены данные о среднемесячных значениях содержания в приземном слое воздуха пункта Тромбэй ( вблизи г. Бомбей, Индия) ядер

Айткена, двуокиси серы, озона, этилена и радона. Всего 14 месяцев в период с 1982 по 1983 гг. Результаты статистического анализа указанных данных представлены в табл. 1 и 2.

Табл. 1

Статистические характеристики концентрации ядер Айткена (N), двуокиси серы (X1), озона (X2), этилена (X3) и радона (X4) в приземном слое воздуха Тромбэй по данным [4].

Параметр	N 1000/куб. см	X1 мг/куб. м	X2 мг/куб. м	X3 мг/куб. м	X4 Бк/куб. м
Среднее	80,2	0,012	0,022	0,015	2,2
Станд. откл.	33	0,0062	0,019	0,016	1,6
Минимум	20	0,0045	0,002	0,0017	0,3
Максимум	148	0,025	0,057	0,062	5

Табл. 2

Корреляционная матрица между N, X1, X2, X3 и X4.

Параметр	N	X1	X2	X3	X4
N	1				
X1	0,74	1			
X2	0,04	0,16	1		
X3	0,28	0,36	0,66	1	
X4	0,67	0,49	0,17	0,46	1

Как следует из этих таблиц изменение состава воздуха в указанный период происходило в следующих пределах: двуокиси серы – от 0.0045 до 0.025 мг/ куб. м при среднем значении 0.012 мг/ куб. м; озона – от 0.002 до 0.057 мг/ куб. м при среднем значении 0.022 мг/ куб. м; этилена – от 0.0017 до 0.062 мг/ куб. м при среднем значении 0.015 мг/ куб. м; радона – от 0.3 до 5 Бк/ куб. м при среднем значении 2.2 Бк/ куб. м. Отметим, что относительная влажность воздуха изменялась от 40 до 86%.

Содержание в воздухе Тромбэй ядер Айткена хорошо коррелирует с концентрацией двуокиси серы и радона (коэффициенты корреляции соответственно составляют + 0.74 и + 0.67). Причем эта связь имеет устойчивый характер для всего представленного ряда наблюдений. Корреляция содержания N с концентрацией этилена и озона в целом незначима (+ 0.28 и +0.04 соответственно), хотя авторы отмечают, что в определенных условиях эти корреляционные связи могут быть высокими. Так, например, при концентрациях приземного озона более 0.015 мг/куб. м коэффициент корреляции между N и X2 был близок к 0.6. Множественный регрессионный анализ, проведенный нами, показал, что совокупный коэффициент корреляции между N, концентрацией двуокиси серы (X1), содержанием озона (X2), этилена (X3) и радона (X4) составляет +0.83. Уравнение множественной регрессии, связывающее концентрацию ядер Айткена с содержанием в воздухе Тромбэй двуокиси серы и радона имеет вид:

$$N = (29 + 3000 X1 - 126 X2 - 166 X3 + 9.1 X4) 1000/ \text{куб.см} \quad (1)$$

где: X1... X3 – в мг/ куб. м; X4 – в Бк/ куб. м

Анализ уравнения множественной регрессии (1) показывает, что изменчивость одного из параметров X1... X4 в пределах вариационного размаха при неизменных средних значениях остальных влияет на изменчивость N следующим образом: изменчивость X1 может привести к вариациям N в пределах 75%, X2 – 8,6%, X3 – 12,4%, X4 – 52,1%. Таким

образом основную роль в изменчивости концентрации ядер Айткена играют двуокись серы и радон. Наличие озона с концентрацией по крайней мере 0.002 мг/ куб. м уже создает условия для образования ядер Айткена в воздухе из двуокиси серы, содержание которых мало зависит от вариаций приземного озона в указанном выше диапазоне изменения его концентрации. Однако при увеличении концентрации озона роль его в изменчивости N возрастает. Наличие этилена также способствует увеличению содержания в воздухе ядер Айткена.

В качестве иллюстраций на рис. 1 и 2 по отдельности представлены соотношения между концентрацией ядер конденсации, двуокиси серы и радона.

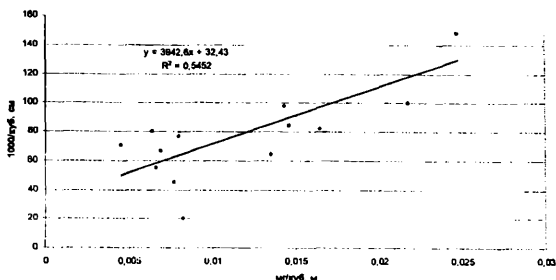


Рис. 1

Соотношение между концентрацией ядер Айткена и двуокисью серы в Тромбэй.

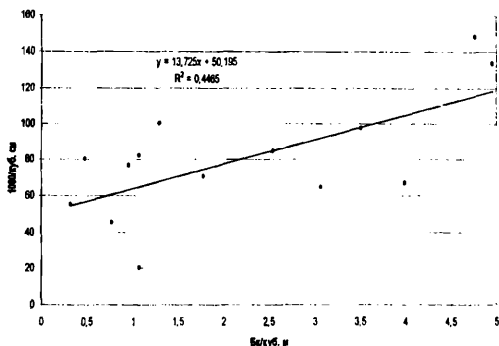


Рис. 2

Соотношение между концентрацией ядер Айткена и радонном в Тромбэй.

Учитывая вышеуказанное вместо уравнения множественной регрессии (1) удобнее пользоваться более простым уравнением регрессии с двумя переменными :

$$N = (27 + 2900 X_1 + 8.3 X_4) 1000 / \text{куб.см} \quad (2)$$



Совокупный коэффициент корреляции между  $N$ ,  $X_1$  и  $X_4$  равен 0,82 и мало отличается для случая уравнения с четырьмя переменными. При средних значениях  $X_1 = 0.012$  мг/ куб. м вариации в воздухе  $X_4$  от минимальных до максимальных значений (0.3-5 Бк/ куб. м ) в условиях Тромбэй могут изменить содержание ядер Айткена от 64000 до 103000 в куб. см . При средних значениях  $X_4 = 2.2$  Бк/ куб. м и вариациях  $X_1$  от минимальных до максимальных значений изменяют  $N$  от 58000 до 120000 в куб. см .

Отметим, что в приземном слое атмосферы в ионизацию воздуха кроме радона и короткоживущих продуктов его распада вносят вклад космическое излучение, бета и гамма излучение поверхности земли. Без радона и продуктов его распада интенсивности ионизации в приземной атмосферы примерно составляет 5.5 пар ионов/ куб. см сек. Радон, радий А и радий С' в равновесной концентрации радона 1.0 Бк/ куб. м создают в 1 куб. см воздуха ежесекундно около 0.8 пар ионов. Таким образом в приземном слое воздуха г. Тромбэй интенсивность ионизации в среднем в месяц составляла 7.3 пар ионов/ куб. см сек при вариациях от 5.8 до 9.5 пар ионов/ куб. см сек. Это значит, что при средних значениях  $X_1$  рост интенсивности ионизации в приземном слое Тромбэй в 1.6 раза приводил к росту  $N$  также в 1.6 раза.

В Тбилиси среднемесячная относительная влажность приземного воздуха в течение года варьирует в пределах от 57 до 75% [6]. Содержание радона по данным многолетних наблюдений в среднем в месяц изменяется от 1.8 до 9.3 [7]. Соответственно интенсивность ионизации в приземном слое воздуха в Тбилиси в среднем в месяц примерно меняется в пределах от 7 до 13 пар ионов/ куб. см сек. Содержание двуокиси серы и озона в приземной атмосфере г. Тбилиси в 1985-1990 гг в среднем соответственно составляло 0.11 и 0.038 мг/ куб. м, а в 1991-1996 гг соответственно – 0.01 и 0.054 мг/ куб. м. [8]. Этого вполне достаточно для образования вторичных сульфатных аэрозольных частиц. Таким образом, условия в Тромбэй и Тбилиси (по крайней мере для последних лет) во многом сходны. Исходя из этого предположим, что содержание  $N$  в Тбилиси связано с  $X_1$  и  $X_4$  также как и в Тромбэй соотношением (2). Тогда в период с 1985 по 1990 гг при средней концентрации  $X_1$  в Тбилиси 0.11 мг/ куб. м концентрация  $N$  сульфатного происхождения в среднем в год составляла примерно 400000 в куб. см , а в период с 1991 по 1996 гг при содержании  $X_1$  в количестве 0.01 мг/ куб. м – примерно 100000 в куб. см.

Справедливость этих оценок можно подтвердить также следующими расчетами. Масса сульфатных аэрозолей субмикронного размера (0.002-0.004) мкм составляет примерно 5% от общей их массы [1]. Соответственно в Тбилиси в 1985-1990 гг среднегодовое количество сульфатов в этом диапазоне размеров составляло примерно 0.75 мкг/куб.м [9]. Плотность сульфатных аэрозолей равна примерно 1.8 г/ куб.см [1]. Несложные вычисления показывают, что при концентрации ядер Айткена в Тбилиси 400000 в куб. см их весовое содержание в указанном выше субмикронном диапазоне размеров могло варьировать в пределах 0.24-1.9 мкг/ куб. м. Таким образом для грубых оценок содержания сульфатных ядер конденсации в приземном слое воздуха г. Тбилиси в зависимости от концентрации в воздухе диоксида серы и радона выражение (2) вполне приемлемо. Соответственно можно оценить, что уменьшение содержания двуокиси серы в приземной атмосфере г. Тбилиси в 1991-1996 гг по сравнению с 1985-1990 гг в 11 раз привело к уменьшению количества сульфатных ядер конденсации в 4 раза. Это, по всей видимости, способствовало резкому росту по сравнению с городами Европы концентрации приземного озона в Тбилиси в последний период времени из-за значительного уменьшения его расхода в реакциях образования вторичных сульфатных аэрозолей [8].

Ядра Айткена слабо влияют на оптические свойства атмосферы. Однако в результате коагуляционных процессов происходит их трансформация в являющиеся оптически активными аэрозольные частицы размерами более 0.1 мкм . Таким образом аэрозольная оптическая толща атмосферы по крайней мере косвенно связана с содержанием в атмосфере аэрозолеобразующих газов и ионизацией воздуха [1]. Причем в различных регионах в зависимости от характера загрязненности воздуха газовыми и твердыми примесями эти

связи могут быть самыми различными и их исследование имеет несомненный интерес. Рассмотрим влияние некоторых из указанных выше факторов на изменчивость аэрозольной оптической толщи атмосферы в условиях Грузии. Здесь мы ограничимся тремя факторами – минеральным аэрозолем, тропосферным озоном и радоном. Для этой цели воспользуемся данными самолетных измерений концентрации минеральных аэрозолей радиусом более 0.35 мкм и содержания радона в нижней тропосфере над территорией Грузии [10], данными об аэрозольной оптической толще атмосферы в Тбилиси, Телави и Цалке [11] рассчитанных в соответствии с методикой [12], а также данными об общем содержании озона в Тбилиси и Абастумани. Тбилиси является урбанизированным городом с высоким уровнем загрязненности воздуха. Под его влиянием находится Кахетинский регион, где загрязненность атмосферы радиационно-активными аэрозолями мало отличается от Тбилиси [11]. Абастумани и Цалка являются высокогорными станциями с относительно низким уровнем загрязнения атмосферы. Разность высот между Тбилиси, Цалкой и Абастумани немногим больше одного км. Если мы возьмем разность в значениях аэрозольной оптической толщи атмосферы и общего содержания озона соответственно между Тбилиси и Цалкой ( $Y_t$ ) и Тбилиси и Абастумани ( $X_5$ ), то эти величины будут характеризовать уровень антропогенного загрязнения атмосферы над Тбилиси аэрозолями и озоном.

Для Кахетии нам удалось сопоставить данные 11 случаев одновременных самолетных измерений минеральных аэрозолей и радона с наземными измерениями аэрозольной оптической толщи атмосферы ( $Y_k$ ), проведенными в июне-июле 1973 г. По данным вертикального зондирования атмосферы было рассчитано общее содержание аэрозолей и радона в вертикальном столбе воздуха толщиной от 1 до 3 км (соответственно  $X_6$  и  $X_7$ ).

В табл. 3 представлены статистические данные об  $Y_t$  и  $X_5$  в 1973-1990 гг.

Табл. 3

Статистические характеристики разности общего содержания озона и аэрозольной оптической толщи атмосферы между Тбилиси и Абастумани и Тбилиси и Цалкой

Параметр	Год	Зима	Весна	Лето	Осень
<b>Разность общесодержания озона между Тбилиси и Абастумани, ЕД (<math>X_5</math>)</b>					
Среднее	9	-14.3	7.9	27.6	12.1
Станд. откл.	10.3	16.2	20.8	10.9	13.6
Минимум	-12	-46	-57	1	-3
Максимум	26	9	36	47	41
<b>Разность аэрозольной оптической толщи атмосферы между Тбилиси и Цалкой (<math>Y_t</math>)</b>					
Среднее	0.066	0.061	0.072	0.071	0.061
Станд. откл.	0.018	0.027	0.033	0.027	0.025
Минимум	0.042	0.029	0.031	0.028	0.021
Максимум	0.102	0.127	0.137	0.129	0.121
Корреляция $Y_t$ с $X_5$	0.34	0.49	0.12	0.31	0.21

Как следует из табл. 3 между содержанием тропосферного озона над Тбилиси и разностью аэрозольной оптической толщи атмосферы между Тбилиси и Цалкой в целом отмечается положительная корреляционная связь. Учитывая, что минеральные аэрозоли способствуют уменьшению содержания озона, расходуя его на свое окисление [10], в данном случае положительная корреляция обусловлена участием озона в генерировании вторичных аэрозолей, вносящих существенный вклад в изменчивость аэрозольной оптической толщи атмосферы. Иными словами уровень коррелированности вторичных аэрозолей с озоном будет зависеть от количества в атмосфере минеральных аэрозолей. Чем последних больше, тем корреляция ниже, и наоборот. В то же время при слишком большом количестве вторичного аэрозоля указанная корреляция также может ослабевать, если количество образующегося озона в тропосфере меньше его расхода на создание вторичных аэрозолей и



окисление минеральных. Подробный анализ полученных в табл. 3 результатов дело будущего. Здесь отметим, что как и в работе [4], так и в нашем случае корреляция озона с вторичными аэрозолями тем выше, чем выше содержание озона. Так, для летнего сезона при значениях X5 выше 15 ДЕ величина коэффициента корреляции между Yт и X5 растет до 0.55. В качестве иллюстрации приведем рис. 3, на котором представлено соотношение между Yт и X5 для данного случая.

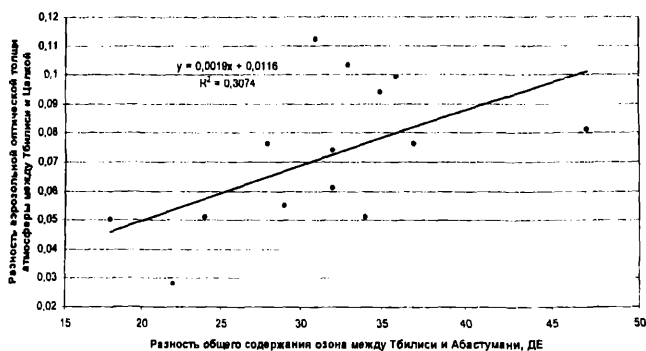


Рис. 3

Связь разности аэрозольной оптической толщи атмосферы между Тбилиси и Цалкой с разностью общего содержания озона между Тбилиси и Абастумани

Наконец, рассмотрим эффекты влияния на аэрозольную оптическую толщу атмосферы минерального аэрозоля и ионизирующего излучения. В табл. 4 представлены статистические данные об общем содержании над территорией Кахетия в вертикальном столбе воздуха толщиной 1-3 км аэрозолей радиусом более 0.35 мкм (X6) и радона (X7), а также аэрозольной оптической толщи атмосферы в Телави (Yт) для 11 случаев в июне-июле 1973 г.

Табл. 4

Статистические характеристики X6, X7 и Yт

Параметр	X6, млрд/кв. м	X7, тыс. Бк/кв.м	Yт
Среднее	4.45	3.68	0.176
Станд. откл.	1.08	1.62	0.046
Минимум	6.24	6.6	0.222
Максимум	3.1	1.11	0.042

Корреляционная матрица

X6, млрд/кв. м	1		
X7, тыс. Бк/кв.м	0.14	1	
Yт	0.21	0.56	1

Как следует из табл. 4, между радонам и аэрозольной оптической толщей атмосферы имеется достаточно высокая корреляционная связь. Уравнение множественной регрессии, связывающее Yт с X6 и X7 имеет вид:

Изменчивость аэрозольной оптической толщи атмосферы при изменениях в пределах вариационного размаха  $X_6$  составляет 10.5 %, а  $X_7$  – 48.6 %. Таким образом можно предположить, что в данном случае по крайней мере для летнего сезона года вариации аэрозольной оптической толщи атмосферы в основном обусловлены вторичными аэрозолями.

#### Литერატურა

1. Аэрозоль и климат, под ред. Кондратьева К.Я., Л., Гидрометеиздат, 1991, 1-542.
2. Aerosol-Cloud-Climate Interactions, 1993: Edited by Hobbs P.V., Acad. Press. Inc., 237 p.
3. Батчер С., Чарсон Р. – Введение в химию атмосферы, М., Мир, 1977, 1-270.
4. Muralcedhoran T.S., Subba Ramu M.C., Vohrak G., 1984: Experimental Studies of the Formation of Aitken Nuclei in the Atmosphere, Eleventh Int. Conf. on Atmospheric Aerosols, Condensation and Ice Nuclei, 3-8 September 1984, Budapest, Hungary, Preprint, v. 1, p.p. 52-57.
5. IPCC, 1995: Climate Change 1995: The Science of Climate Change. Edited by Houghton J.T., Meira Filho L.G., Callander B.A., et al., Cambridge University Press, Cambridge, UK.
6. Климат Тбилиси, под ред. Сванидзе Г.Г. и Папинашвили Л.К., Санкт-Петербург, Гидрометеиздат, 1992, 1-230.
7. Стыро Б.И., Голуб Т.В. – Временной ход радиоактивности продуктов распада радона в приземном слое атмосферы, Тр. Ин-та физики АН Лиг. ССР, Физика атмосферы, N 7, “Мокслас”, 1981, 53-55.
8. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Gzirishvili T., Gunia G., Intskirveli L., Kharchilava J.- Variations of the Weight Concentrations of Dust, Nitrogen Oxides, Sulphur Dioxide and Ozone in the Surface Air in Tbilisi., Proc. 15th Int. Conf. on Nucleation and Atmospheric Aerosols, Rolla, Missouri, USA, 2000, August, 6-11, AIP, Conference Proc., vol. 535, Melville, New York, 2000, 793-795.
9. Гуния Г.С. – Вопросы мониторинга загрязнения атмосферы на территории Грузии, дисс. на соиск. уч. степ. докт. геогр. наук, Тбилиси, 1994, 1-251, ( на груз. языке ).
10. Амиранашвили А.Г., Гзиришвили Т.Г. - Аэрозоли и ледяные кристаллы в атмосфере, Тбилиси, Мецниереба, 1991, 1-113.
11. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Tavartkiladze K. – Dynamics of the aerosol pollution of the atmosphere in Georgia in 1956-1990, J. Aerosol Sci, Pergamon, vol. 30, Suppl. 1, 1999, S667-S668.
12. Таваркиладзе К.А. – Моделирование аэрозольного ослабления радиации и методы контроля загрязнения атмосферы, Тбилиси, Мецниереба, 1989, 1-203.

## ატმოსფეროში მეორადი აეროზოლების წარმოქმნის საკითხები

ა. ამირანაშვილი, ვ. ამირანაშვილი, დ. კირკიტაძე,  
ნ. ჭიაბრიშვილი, ქ. ჩოჩიშვილი

### რეზიუმე

შეფასებულია ატმოსფეროში გოჯირდის ორქანვის, ოზონისა და რადონის გავლენა ატმოსფეროში მეორადი აეროზოლების წარმოქმნაზე. ჩატარებულია მინერალური აეროზოლების, ოზონისა და რადონის როლის შეფასება აეროზოლური ოპტიკური

სიმკვრივის ვარიაციებში. ნაჩვენებია, რომ აღმოსავლეთ საქართველოს პირობებში რადონი და ტროპოსფერული ოზონი თამაშობს მნიშვნელოვან როლს მეორადი აეროზოლების წარმოქმნაში.

## **To a question about the formation of secondary aerosols in the atmosphere**

**A.G. Amiranashvili, V.A. Amiranashvili, D.D. Kirkitadze, N.G. Chiabrishvili,  
Q.M. Chochishvili**

### **Abstract**

Effect of sulfur dioxide, ozone and radon on formation of aerosols in the atmosphere was evaluated. The evaluation of the role of mineral aerosols, ozone and radon on variations of the atmospheric aerosol optical depth is carried out. It is shown that under the conditions of eastern Georgia radon and tropospheric ozone play important role in the formation of secondary aerosols.

## Изменчивость числа дней с градом в Грузии в 1941-1990 гг

А.Г. Амиранашвили, А.Г. Нодия, А.Ф. Торонджадзе, Т.В. Хуродзе

В последние десятилетия в Грузии, как и в других регионах, происходит антропогенное изменение климата [ 1 - 7 ], в частности изменение температурного и радиационного режима в атмосфере, имеющего прямое отношение к возникновению и развитию конвективных процессов. Антропогенные загрязнения атмосферы, помимо прямых и косвенных воздействий на изменение радиационного режима в атмосфере, могут непосредственно влиять на микрофизические и электрические свойства облаков, обуславливающих интенсивность грозовых и градовых процессов. Это влияние во многом зависит от физико-химических характеристик воздействующих примесей. Поэтому в различных регионах Земли эффект воздействия может быть самым различным. В данной работе рассмотрены особенности изменчивости числа дней с градом в теплое полугодие в условиях Грузии в период с 1941 по 1990 гг.

При анализе были использованы данные 123 метеостанций, расположенных примерно равномерно по территории Грузии, за исключением высокогорных и малонаселенных районов. Так как при анализе подобного рода редко происходящих событий необходимо иметь как можно большее число пунктов измерения и длительный ряд наблюдений, выбор указанного периода времени был ограничен тем, что максимальное количество станций, имеющих непрерывный ряд одновременных наблюдений, имело 50-летний ряд наблюдений. В табл. 1 представлены статистические данные о среднем на одну метеостанцию числе дней с градом в Грузии за три периода времени: 1 - 1941-1990; 2 - 1941-1960; 3 - 1971 - 1990.

Табл. 1

Статистические характеристики числа дней с градом в теплый сезон года в Грузии в 1941-1990; 1941-1960; и 1971 - 1990 гг.

	Период	Среднее	Станд. откл.	Макс.	Коефф. вар. %
Зап. Грузия	1941-1990	0.97	1.84	19	190
Вост. Грузия.	1941-1990	1.84	2.15	20	117
Грузия	1941-1990	1.27	2	20	157
Зап. Грузия	1941-1960	1.2	2	16	167
Вост. Грузия.	1941-1960	2.23	2.19	15	98
Грузия	1941-1960	1.55	2.13	16	137
Зап. Грузия	1971-1990	0.7	1.58	15	226
Вост. Грузия.	1971-1990	1.35	1.93	20	143
Грузия	1971-1990	0.92	1.74	20	189

Два последних 20-летних периода времени взяты нами для оценки трендов числа дней в Грузии в целом, а также в ее Восточной и Западной частях. Разделение на указанные части осуществлено по станциям Сурами и Хашури. При этом, Сурами отнесена к Западной Грузии, а Хашури – к Восточной. При таком разделении на территории Западной Грузии оказались расположенными 81 станция, а Восточной - 42. Соответственно, для всей территории Грузии за 50 –летний ряд наблюдений в табл. 1 фигурирует массив из 6150 данных о числе дней с градом в теплое полугодие, в Западной – 4050, а в Восточной – 2100. За 20-летний период количество данных этого массива составляет соответственно: 2460, 1620 и 840. В табл. 1 отсутствует графа минимум, так как это значение для всех станций одинаково и равно 0.

Из табл. 1 следует, что, в целом, по всей исследуемой территории, за 50-летний период времени, среднее на одну метеостанцию число градобитий в теплое полугодие составляет 1.27, при этом для Западной Грузии это число составляет 0.97, а для Восточной – 1.84. Для всех периодов времени и частей территории Грузии количество дней с градом имеет достаточно высокие вариации, от 98 до 226 %. Поэтому для сравнения средних, представленных в табл. 1, нами были использованы двусторонние критерии Стьюдента и Хи-квадрат для редких событий [8,9], которые дали практически одинаковые результаты. В соответствие с обоими критериями с достоверностью 90 % и выше можно утверждать следующее:

- На территории Западной Грузии среднее в теплое полугодие число градобитий меньше, чем в Восточной для всех указанных выше периодов времени.
- Сравнение двух 20-летних периодов времени 1941-1960 и 1941-1990 гг. показало, что в общем имеется отрицательный тренд числа дней с градом как для всей территории Грузии в целом, так и для ее Восточной и Западной частей.

Обозначим ежегодное среднее на одну метеостанцию число дней с градом в теплое полугодие для Восточной Грузии через  $Y$ , а для Западной - через  $X$ . В табл. 2 представлены значения коэффициентов корреляции между  $Y$  и  $X$ , и коэффициенты уравнений линейной регрессии  $Y = aX + b$  для трех указанных выше периодов времени.

Табл. 2

Значения коэффициентов корреляции между  $Y$  и  $X$ , и коэффициенты уравнений линейной регрессии  $Y = aX + b$  для трех периодов времени

Период времени	Коефф. корр.	Коефф. а	Коефф. b
1941-1990	0.55	1.114	0.901
1941-1960	0.78	1.367	0.519
1971-1990	0.7	0.937	0.691

Как следует из табл. 2, корреляционная связь между  $X$  и  $Y$  для всех периодов времени достаточно высокая. Иными словами, территория Западной Грузии в целом, где уровень антропогенных загрязнений атмосферы значительно ниже, чем в Восточной, при исследованиях эффектов воздействия этого загрязнения на градовые процессы вполне может быть использована в качестве контрольной для последней.

Исходя из данных, представленных в табл. 1, отношение числа дней с градом в Восточной Грузии к числу дней с градом в Западной Грузии составляет для 1941-1990 гг. 190 %, 1941-1960 гг. – 186 %, 1971-1990 гг. – 193 %. То есть, в Восточной Грузии по отношению к Западной Грузии произошел некоторый рост числа дней с градом в 1971-1990 гг. по сравнению с 1941-1960 гг. Этот факт также наглядно иллюстрируется рис. 1 и 2, на которых представлены линейные тренды ежегодного среднего на метеостанцию числа дней с градом

в Западной и Восточной Грузии в 1941-1990 гг. и тренд отношения ежегодного среднего на метеостанцию числа дней с градом в Восточной Грузии к той же величине в Западной Грузии. Из этих рисунков также следует, что несмотря на то, что по абсолютному значению градобитий в Восточной Грузии скорость его убывания выше чем в Западной, числ градобитий в Восточной Грузии по отношению к Западной растет.

**Тренд среднего на метеостанцию числа дней с градом в Западной и Восточной Грузии в 1941-1990 гг**

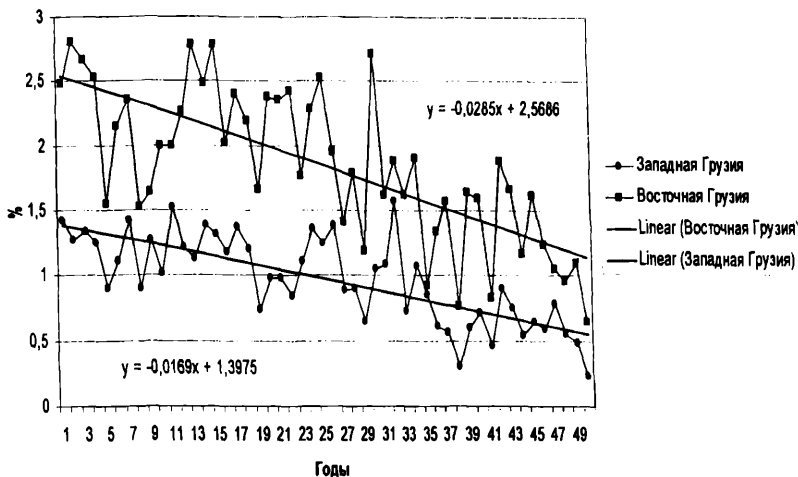


Рис. 1

**Тренд отношения среднего на метеостанцию числа дней с градом в Восточной Грузии к числу дней с градом в Западной Грузии в 1941-1990 гг**

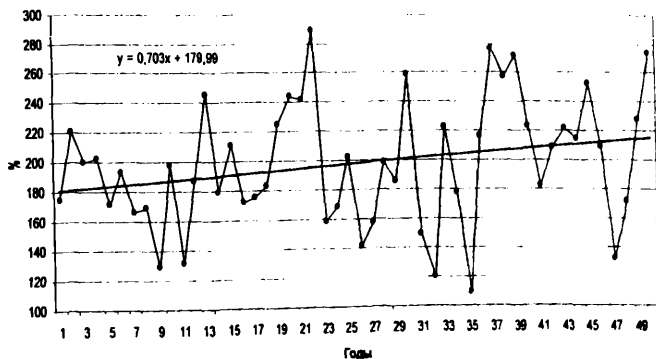


Рис. 2

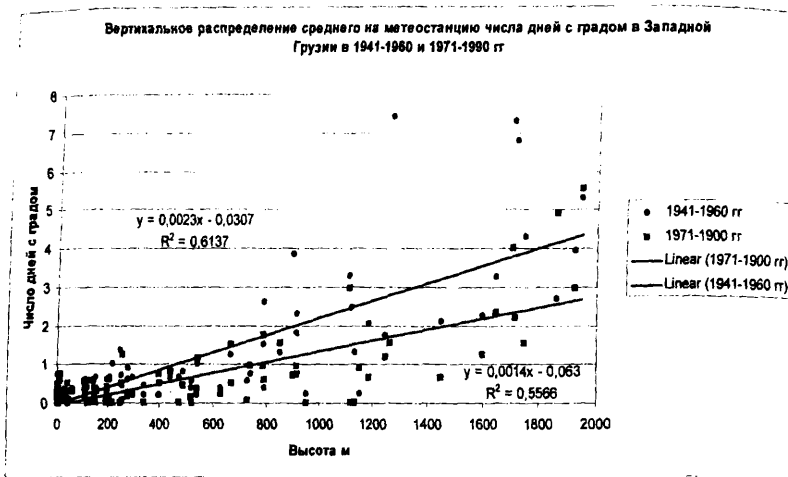


Рис. 3

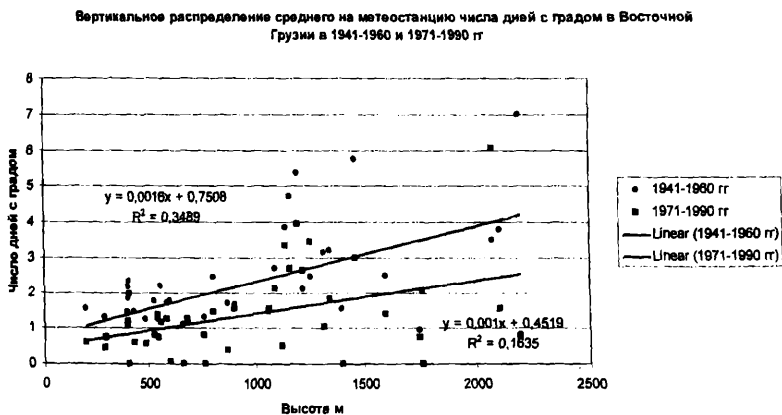


Рис. 4

Наконец рассмотрим особенности вертикального распределения числа дней с градом в обеих указанных выше частях Грузии в 1941-1960 и 1971-1990 гг. На рис. 3 и 4 представлены эти вертикальные распределения и соответствующие уравнения линейной регрессии, связывающие среднее на метеостанцию число дней с градом с высотой местности. Как

следует из этих рисунков в Западной Грузии линия регрессии для 1971-1990 гг. проходит ниже линии регрессии для 1941-1960 гг. Иными словами уменьшение числа дней с градом в Западной Грузии в общем произошло для всех высот. Коэффициенты корреляции между средним на метеостанцию числом дней с градом и высотой местности в 1941-1960 гг и 1971-1990 гг. изменились незначительно ( 0.78 и 0.75 соответственно). То есть можно полагать что эффект уменьшения количества градобитий для различных высот происходил примерно равномерно. Что касается Восточной Грузии (рис. 4) , то здесь также линия регрессии для 1971-1990 гг проходит ниже линии регрессии для 1941-1960 гг. Однако в 1971-1990 гг по сравнению с 1941-1960 гг прошло значительное понижение уровня корреляционной связи между средним на метеостанцию числом градобитий и высотой местности (коэффициент корреляции, соответственно, равны 0.59 и 0.4). Этот факт также подтверждает, что в Восточной Грузии эффект антропогенного воздействия на количество градобитий носит более ярко выраженный характер, чем в Западной.

В заключение отметим, что предусмотрена оценка трендов числа дней с градом за указанный период времени для каждой метеостанции в отдельности, а также по климатическим районам Грузии.

#### Лიტერატურა

1. Давитая Ф.Ф., Таварткиладзе К.А. – Проблема борьбы с градобитием, морозами субтропиках и некоторыми другими стихийными процессами, Тбилиси, Мецниереба. 1982, 1-220.
2. Georgia's Initial National Communication on Under the United Nations Framework Convection on Climate Change, Project GEO/96/G31, Tbilisi, 1999,1-105.
3. Амираншвили А.Г., Амираншвили В.А., Блиадзе Т.Г., Нодия А.Г., Чихладзе В.А. Бахсолиани М.Г., Хуродзе Т. В.- Особенности многолетней изменчивости градобитий в Кахетии, Тр. Ин-та географии им. Вахушти Багратиони АН Грузии, том 21, USSR. 1512-1224, Тбилиси, 2003, 58-79, ( на грузинском языке)
4. Changnon S.A. – Urban-industrial effects on clouds and precipitation. Proc. Workshop on Inadvertent Weather Modification, Utah State U., Logan, Utah, Aug., 1973, 111-139.
5. Аэрозоль и климат, под ред. Кондратьева К.Я., Л., Гидрометеиздат, 1991, 1-542.
6. Aerosol-Clouds-Climate Interactions, Edited by Hobbs P.V., Academic Press, INC., 1993, 1-233.
7. Dessens J., Fraile R., Sanchez J.L. – Weekly distribution of hailfalls and hailstone size distributions in Southwestern France, Proc.13th Int. Conf. on Clouds and Precipitation Reno, Nevada,USA, August 14-18, vol.2, 2000, 1061-1064.
8. Ван дер Варден Б.Л. – Математическая статистика, М., ИЛ, 1960, 1-434.
9. Мюллер П., Нойман П., Шторм Р. – Таблицы по математической статистике, М. Финансы и статистика, 1982, 1-267.

## საქართველოში სეკვიანი დღეების რიცხვის ცვალებადობა 1941-1990 წწ

ა. ამირანაშვილი, ა. ნოღია, ა. გორონჯაძე, თ. ხუროძე

### რეზიუმე

ჩატარებულია საქართველოში სეკვიანი დღეების რიცხვის ცვალებადობის შეფასება 1941-1990 წლების პერიოდის თბილისის სეზონისათვის. მთლიანად საქართველოს მთელი გერეოკლიმატის, ასევე მისი დასავლეთი და აღმოსავლეთ ნაწილში აღინიშნება სეკვიანი დღეების რიცხვის უარყოფითი



ტრენდები. უნდა აღინიშნოს, რომ საქართველოს ტერიტორიის აღმოსავლეთ ნაწილში, დასავლეთის მუდარებით, შეიმჩნევა სეკუიანობის ზრდა.

## **The changeability of the number of days with the hail in Georgia in 1941-1990**

**A.G. Amiranashvili, A.G. Nodia, A.F. Toronjadze, T.V. Khurodze**

### **Abstract**

The estimation of the changeability of the number of days with the hail into the warm half-year in Georgia in the period from 1941 through 1990 is carried out . The negative trend of the number of days with the hail was noted as a whole in the entire territory of Georgia, and also in its Western and Eastern parts. Herewith in East its part in comparison with West, occurred an increase of days with the hail.

## Некоторые статистические характеристики числа дней с градом в теплое полугодие в Грузии в 1941-1990 гг

А.Г. Амиранашвили, А.Г. Нодия, А.Ф.Торонджадзе, Т.В. Хуродзе

Грузия является одним из градоопасных регионов нашей планеты. Поэтому исследованиям градовых процессов здесь всегда уделялось особое внимание. Изучение градобитий в Грузии имеет многовековую историю [1], что же касается регулярных метеорологических наблюдений за этим явлением природы, то они ведутся уже более ста лет [1-3]. Кроме этого, в течение длительного периода времени, при разработке средств и методов воздействия на градовые процессы, а затем во время работы противорадовой службы Грузии, в Кахетии и других районах Восточной Грузии с использованием градодождемеров проводились инструментальные измерения количества твердых и жидких осадков, выпавших из градовых облаков. Дополнительно изучались и физические характеристики (плотность, размеры, структура и др.) отдельных градин [4-6]. Исследованиям градовых процессов, в том числе и анализу данных гидрометеорологической сети о числе дней с градом, также посвящено значительное количество работ [7-9]. В последние же годы, в связи с интенсивными работами по исследованию современного изменения климата Грузии [10-11], возникла задача изучения изменения режима градобитий, как одного из важных элементов климата.

Для решения этой задачи нами была проведена работа по созданию компьютерной базы данных о числе дней с градом на территории Грузии. Следует отметить, что систематизированная база данных по указанному атмосферному явлению имела лишь до 1959 г. и опубликована в [12]. Остальные, имеющиеся материалы о градобитиях (1960-1990 гг) были любезно предоставлены нам архивом Гидрометеорологического департамента Грузии. В данной работе представлены некоторые статистические характеристики числа дней с градом в теплое полугодие (в дальнейшем для упрощения текста ЧДГ, а в формулах -  $Y$ ) для 123 метеорологических станций Грузии в период с 1941 по 1990 гг. Следует учесть, что при анализе данных о подобного рода редко происходящих событий необходимо иметь, как можно, большее число пунктов измерения и длительный ряд наблюдений. Выбор указанного периода времени и был обусловлен тем, что максимальное количество станций (123) имело максимальный 50-летний непрерывный ряд одновременных наблюдений.

В табл. 1 представлены статистические характеристики ЧДГ в Грузии. Известно, что на территории Грузии имеется большинство существующих видов климата [13]. А так как в дальнейших наших исследованиях предусмотрено изучение изменчивости градобитий в различных климатических районах Грузии, группировка станций в табл. 1 проведена по этим районам в соответствии с классификацией [13]. Ниже представлена краткая характеристика указанных климатических районов [13].

Район 1. Южная часть Черноморского побережья. Профиль климата – влажные субтропики.

Район 2. Северная часть Черноморского побережья Грузии. Профиль климата – влажные субтропики.

Район 3. Внутренняя равнинная часть Западной Грузии с предгорьями. Профиль климата – пониженно увлажненные субтропики с положительным температурным балансом.

Район 4. Имеретинский массив. Профиль климата- умеренно увлажненные субтропики с прохладной зимой и теплым летом.

Район 5. Верхне- и Нижнекартлийская равнины с предгорьями. Профиль климата-умеренно сухие субтропики с умеренно прохладной зимой и повышено теплым летом.

Район 6. Алазанская долина с предгорьями. Профиль климата-слабоувлажненные субтропики.

Район 7. Иорское плоскогорье с прилегающими степями. Профиль климата – сухие субтропики с резко выраженным дефицитом влаги, умеренно холодной зимой и жарким летом.

Район 8. Периферийная часть Западного Кавказиони. Профиль климата горный, с повышенной увлажненностью, прохладным летом и холодной зимой.

Район 9. Внутренняя часть Западного Кавказиони. Профиль климата горный, умеренно увлажненный, с холодной зимой и прохладным летом.

Район 10. Предгорье и среднегорье Восточного Кавказиони. Профиль климата сренегорный, умеренно увлажненный, с прохладной зимой и умеренно теплым летом.

Район 11. Высокогорье Восточного Кавказиони. Профиль климата горный, увлажненный, с суровой зимой и прохладным летом.

Район 12. Северные склоны Кавказиони. Профиль климата горный, слабо увлажненный, с повышенной континентальностью.

Район 13. Западная часть Южно-Грузинского нагорья. Профиль климата горный, избыточно увлажненный, с теплым летом и прохладной зимой.

Район 14. Южные склоны Месхетского и Триалетского хребтов. Профиль климата горный, умеренно влажный, с прохладной зимой и умеренно теплым летом .

Район 15. Южная часть Южно-Грузинского нагорья. Профиль климата горный, сухой, с резко выраженной континентальностью. Зима суровая, лето теплое.

Табл. 1

Статистические характеристики числа дней с градом для 123 метеостанций Грузии в 1941-1990 гг

N климатического района	Станция	Высота		Среднее Y	Станд. отклон. σ	Кэфф. Вар. Cv%
		Н м	Максимум			
1	Поти	3	2	0,3	0,54	181
	Чаква	34	2	0,24	0,48	198
	Чаквистави	632	2	0,34	0,59	174
2	Батуми	5	2	0,3	0,58	193
	Леселидзе	2	4	0,52	0,89	170
	Гагра	6	4	0,42	0,78	187
	Дурипши	250	4	0,68	1,15	169
	Бичвинта	7	2	0,38	0,64	167
	Гудаута	45	2	0,42	0,64	153
	Сухуми	15	4	0,58	0,88	152
	Джегерти	120	2	0,16	0,47	292
	Очамчире	5	1	0,14	0,35	250
	Анаклиа	3	1	0,06	0,24	400
3	Лата	299	2	0,5	0,71	141
	Квезани	255	3	0,56	0,76	136
	Кодори	130	3	0,22	0,58	264
	Джвари	280	3	0,44	0,73	167
	Гали	64	3	0,3	0,61	205
	Мухури	260	6	0,84	1,11	133
	Цаленджиха	222	4	0,4	0,97	242

	Зугдидი	110	2	0,46	0,58	126
	Дидი Чკონი	345	2	0,26	0,53	203
	Ахუტი	210	3	0,38	0,64	167
	Наразени	154	3	0,26	0,63	243
	Хета	24	1	0,08	0,27	343
	Хони	113	3	0,44	0,67	153
	Цхалтубო	114	3	0,34	0,63	184
	Сенаки	45	1	0,04	0,20	495
	Кутаиси	116	1	0,26	0,44	170
	Самტრედია	26	2	0,24	0,52	216
	Ланчхუტი	29	2	0,32	0,51	160
	Вани	53	1	0,16	0,37	231
	Супса	7	3	0,12	0,48	400
	Ацана	196	1	0,04	0,20	495
	Земо Хети	402	4	0,44	0,76	173
	Даблаციხე	210	3	0,38	0,73	191
	Дидი Вани	520	2	0,26	0,53	203
	Шрома	150	2	0,14	0,40	289
	Набеглави	475	3	0,26	0,63	243
	Вакиджвари	400	4	0,54	1,03	192
	Анаसेული	159	3	0,36	0,72	200
4	Очхамური	5	3	0,2	0,57	286
	Сачхере	441	4	0,72	1,01	140
	Орпири	344	1	0,08	0,27	343
	Ткибули	544	2	0,34	0,59	174
	Корбоული	793	2	0,56	0,70	126
	Сакара	149	4	0,48	0,76	159
	Кведа Дими	199	3	0,32	0,71	223
	Харагаული	280	8	0,64	1,27	199
	Сурами	743	4	0,88	1,06	121
	Ципа	673	2	0,5	0,61	123
	Саирме	915	8	1,62	2,03	125
5	Цхинვალი	871	6	1,2	1,34	112
	Ахалгори	760	3	0,9	0,91	101
	Тианети	1091	7	2,7	1,69	63
	Душети	905	6	1,44	1,43	99
	Мта Сабуетი	1246	6	1,48	1,34	91
	Хашური	709	4	0,94	1,04	110
	Скра	607	4	0,82	1,14	139
	Гори	590	7	1,64	1,35	82
	Мухрани	551	5	0,98	1,13	116
	Гомборი	1160	10	3,5	2,70	77
	Сагареджо	806	5	2,1	1,40	67
	Тбилиси obs.	404	4	1,18	1,04	88
	Тбилиси парк	766	3	0,52	0,99	191
	Тбилиси აზრ.	490	4	0,86	1,07	124
	Марнеული	406	4	0,74	1,21	163
	Болნისი	534	5	1,38	1,24	90
6	Ахмета	690	4	1,38	1,19	86
	Кварელი	410	8	1,8	1,54	85
	Телავი	562	7	1,88	1,69	90
	Лагодехი	435	5	1,1	1,15	104

7	Гурджаани	415	6	2,22	1,61	72	
	Цнори	294	4	0,86	1,01	117	
	Алазани	200	4	0,96	1,11	115	
	Гардабани	300	7	0,94	1,39	148	
8	Шираки	550	4	1,48	1,13	76	
	Псху	668	7	1,52	1,40	92	
	Гагрский хреб.	1644	12	2,8	2,32	83	
9	Ажара	952	1	0,1	0,30	303	
	Местия	1445	7	1,22	1,54	126	
	Хаиши	730	4	0,32	0,79	248	
	Корулдаш	1947	15	5,6	3,76	67	
	Лебарде	1599	6	1,8	1,83	102	
	Шови	1600	6	2	1,80	90	
	Урави	1150	3	0,64	0,94	147	
	Цагери	490	3	0,68	0,79	117	
	Лайлаши	853	6	1,46	1,40	96	
	Они	789	5	1,2	1,21	101	
10	Чребало	525	3	0,36	0,72	200	
	Амбролаури	546	5	1,02	1,13	111	
	Шкмери	1750	15	3,74	3,66	98	
	Синатле	1131	3	0,52	0,89	170	
	Джава	1124	3	0,44	0,67	153	
	Пасанаури	1064	7	1,74	1,60	92	
	Джоколо	665	2	0,5	0,68	136	
	11	Рока	1400	6	0,62	1,37	221
		Бурсачили	1760	7	0,82	1,65	201
		Гудаури	2197	15	4,32	4,27	99
12	Барисахо	1315	10	2,36	2,25	95	
	Казбеги верх.	3656	8	1,5	2,12	141	
	Казбеги ниж.	1747	5	0,84	1,27	151	
13	Бахмаро	1926	13	3,54	2,92	83	
	Дагва	200	3	0,46	0,73	160	
	Хуло	914	6	1,46	1,42	97	
	Кеда	257	2	0,12	0,39	321	
14	Ормоци	1220	10	3,02	2,13	71	
	Боржоми	789	7	2,4	1,54	64	
	Цеми	1117	4	0,98	1,42	145	
	Абастумани	1263	13	4,3	3,58	83	
	Бакуриани	1703	13	5,48	2,88	53	
	Манглиси	1195	10	4,62	2,32	50	
	Адигени	1185	6	1,22	1,54	126	
	Коджори	1345	7	2,42	1,77	73	
	Тетри Цкаро	1143	10	3,76	2,26	60	
	Дманиси	1256	8	3,32	2,03	61	
15	Ахалцихе	900	8	2,52	2,31	92	
	Цалка	1464	11	4,08	2,41	59	
	Аспиндза	1111	10	2,92	2,02	69	
	Ахалкалаки	1717	16	4,22	3,27	78	
	Ниноцминда	2077	20	4,94	3,72	75	
	Карцахи	1863	19	4,36	3,37	77	
	Ефремовка	2112	14	2,52	3,09	122	

Как следует из табл. 1, ЧДГ в Грузии меняется в широких пределах, от 0 (град минимум в таблице отсутствует, так как для всех станций это значение равно 0) до 2 (станция Ниноцминда в районе N 15). Среднее ЧДГ минимально в Сенаки и Ацана (район N 3), а максимально для Корулдаш (район N 9). С высотой местности заметен явный рос:

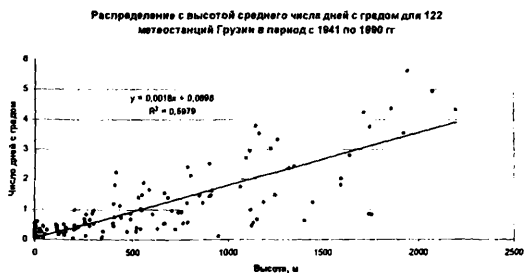


Рис.1

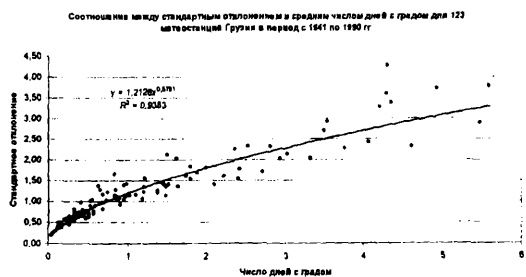


Рис. 2

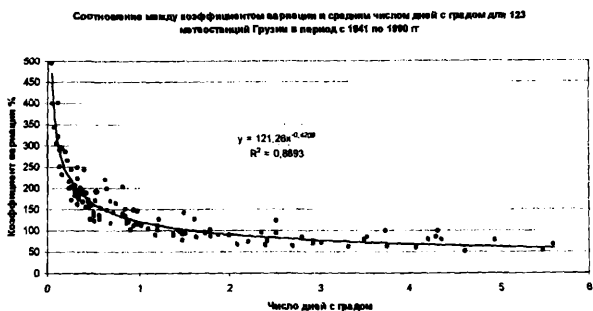


Рис. 3

числа градобитий (диапазон высот от 2 до 3656 м). Хотя на уровне высоты станции Казбеги высокогорная число дней с градом резко уменьшается. Стандартное отклонение и коэффициент вариации для ЧДГ также достаточно высоки и меняются в широких пределах. Так, стандартное отклонение меняется от 0,2 (Сенаки и Ацана) до 4.27

(Гудаури, район N 11), а коэффициент вариации от 50% ( Манглиси, район N14) до 495 % (Сенаки и Ацана).

Рост с высотой среднего ЧДГ на территории Грузии достаточно удовлетворительно аппроксимируется линейной зависимостью. Для примера на рис. 1 представлена эта зависимость для 122 метеостанций в диапазоне высот от 2 до 2197 м (без станции Казбеги высокогорная). Коэффициент корреляции в данном случае равен 0.77 (рис. 1),  $Y = 0,0018H + 0.0698$ . С учетом станции Казбеги-высокогорная характер зависимости не меняется, значение коэффициента корреляции между ЧДГ и высотой составляет 0.71, и в соответствии с критерием Фишера это уменьшение не является значимым [14,15].

Стандартное отклонение и коэффициент вариации зависят от среднего числа дней с градом. Обе зависимости удовлетворительно описываются степенными функциями (рис. 2 и 3), соответственно  $\sigma = 1.2126 Y^{0.5791}$  и  $C_v = 121.26 Y^{-0.4209}$ . Высокие значения коэффициентов детерминации между указанными статистическими параметрами (рис. 2 и 3) свидетельствует о том, что зависимости стандартного отклонения и коэффициента вариации от ЧДГ репрезентативны для всей территории Грузии. Таким образом, уравнения регрессии, представленные на рис. 1-3, можно использовать для приближительной оценки среднего значения ЧДГ, его стандартного отклонения и коэффициента вариации для мест, где отсутствуют метеорологические станции.

Табл. 2

Статистические характеристики осредненного по климатическим районам числа дней с градом для 123 метеостанций Грузии в 1941-1990 гг

N района	Колич. станций	Площадь кв. км	Площадь на 1 станцию		Среднее Y <sub>i</sub>	Станд. отклон. σ <sub>i</sub>	Козфф. вар. C <sub>v</sub>
			кв. км	Максимум			
1	4	900	225	2	0,30	0,55	186
2	9	2000	220	4	0,37	0,75	200
3	29	10900	375	6	0,32	0,66	206
4	10	3700	370	8	0,61	1,08	176
5	16	7000	440	10	1,40	1,56	112
6	5	4200	840	8	1,68	1,49	89
7	4	5600	1400	7	1,06	1,18	112
8	3	2900	970	12	1,47	1,92	130
9	13	9900	760	15	1,58	2,34	148
10	3	4400	1470	7	0,89	1,23	137
11	4	2200	550	15	2,03	3,01	148
12	2	2500	1250	8	1,17	1,77	151
13	4	2600	650	13	1,40	2,13	153
14	10	5500	550	13	3,15	2,61	83
15	7	5700	815	20	3,65	3,06	84

В табл. 2 представлены статистические характеристики осредненного по климатическим районам числа дней с градом для 123 метеостанций Грузии в теплое полугодие 1941-1990 гг. Здесь же представлены примерные площади климатических районов и значения площадей, приходящихся в среднем на одну метеостанцию в соответствующем районе. К сожалению, плотность метеостанций, имеющих 50-летний ряд наблюдений за числом дней с градом, в различных климатических районах различна. При средней плотности 1 метеостанция на 570 кв. км по всей территории Грузии в 1 и 2 климатическом районах эта плотность составляет соответственно, 1 метеостанция на 225-

220 кв. км, тогда как для районов 4 и 10 - 1 метеостанция на 1400 и 1470 кв. км. Тем не менее, зависимость среднего по климатическим районам стандартного отклонения  $\sigma_i$  и коэффициента вариации  $Cv_i$  от числа дней с градусом  $Y_i$  (табл. 2) имеет тот же степенной вид, что и на рис. 2 и 3. Соответственно,  $\sigma_i = 1.3974 Y_i^{-0.6722}$  (коэффициент детерминации равен 0.9085) и  $Cv_i = 139.74 Y_i^{-0.3278}$  (коэффициент детерминации: равен 0.7025)

Из табл. 2 также следует, что распределение числа дней с градусом по климатическим районам на всей территории Грузии (табл. 1) носит довольно неравномерный характер. Отметим, что в соответствии с критериями Хи-квадрат для редких событий и Стьюдента [14,15], которые практически дали одинаковые результаты, средние по метеостанциям числа дней с градусом не отличаются друг от друга для следующих пар климатических районов: 1 - 2 и 3; 2 и 3; 5 - 6,8,9,12 и 13; 6 - 8,9,11 и 13; 7 - 10 и 12; 8 - 9,12 и 13; 9 и 13; 10 и 12; 12 и 13; 14 и 15. Для остальных пар районов, с достоверностью не менее 90% в средних по метеостанциям числах дней с градусом имеются различия.

Наконец, рассмотрим вопрос о повторяемости числа дней с градусом в различных климатических районах в указанный выше период времени. Как показал анализ данных во всех районах, кроме районов N 6,11,14 и 15, эта повторяемость имеет четко выраженное U-образное распределение с максимумом  $Y = 0$ . Для некоторых районов (например 1 и 2) эти распределения вполне удовлетворительно описываются биномиальным или Пуассоновским распределениями, в других случаях - экспоненциальным. В данной работе, для удобства сопоставления характера повторяемости ЧДГ в различных районах, приведены экспоненциальные распределения (табл. 3).

Табл. 3

Функции распределения осредненного по климатическим районам числа дней с градусом для 123 метеостанций Грузии в 1941-1990 гг

N района	Функция распределения - y (%) . Число дней с градусом - Y	Достоверность не менее (%)
1	$y = 77.792 \exp(-1.4067 Y)$	95
2	$y = 65.403 \exp(-1.1599 Y)$	90
3	$y = 67.644 \exp(-1.2867 Y)$	90
4	$y = 58.814 \exp(-0.9271 Y)$	95
5	$y = 39.953 \exp(-0.4663 Y)$	95
6	$y = 35.215 \exp(-0.385 Y)$	40
7	$y = 49.266 \exp(-0.6141 Y)$	80
8	$y = 37.796 \exp(-0.4925 Y)$	70
9	$y = 38.516 \exp(-0.5276 Y)$	85
10	$y = 48.963 \exp(-0.6899 Y)$	95
11	$y = 34.15 \exp(-0.3791 Y)$	35
12	$y = 41.079 \exp(-0.5116 Y)$	75
13	$y = 43.131 \exp(-0.5078 Y)$	90
14	$y = 25.937 \exp(-0.2752 Y)$	80
15	$y = 21.352 \exp(-0.2251 Y)$	80

Как следует из табл. 3 в целом, за исключением районов N 6 и 11, указанный вид распределения вполне удовлетворительно совпадает с реальными данными о повторяемости ЧДГ.



## ლიტერატურა

1. Давитая Ф.Ф., Таварткиладзе К.А. – Проблема борьбы с градобитием, морозами в субтропиках, и некоторыми другими стихийными процессами, Тбилиси, Мецниереба, 1982, 1-220.
2. Курдиани И.Г. – О грозах и градобитиях в Кахетии, Тбилиси, Груз. геогр. общ., 1935.
3. Гигинейшвили В.М. – Градобития в Восточной Грузии, Л., Гидрометеониздат, 1960, 1-123.
4. Балабуев А.Г. – Анализ данных о градовых явлениях в районе долин рек Иური и Алазани, Тр. Ин-та геофизики АН ГССР, т. 25, вып. 1, "Мецниереба", 1967, 56-64.
5. Карцивадзе А.И., Махараშვილი П.И. - Некоторые данные о физических характеристиках градин, Тр. Ин-та геофизики АН ГССР, т. 25, вып. 1, "Мецниереба", 1967, 84-93
6. Махараშვილი П.И. – Некоторые результаты исследования структуры градин. Тр. Ин-та геофизики АН ГССР, т. 28, "Мецниереба", 1972, 131-144.
7. Ватнашвили М.Р., Бахшалиани М.Г., Газашвили А.Г., Георгишвили А.Г., Капанაძე Н.И., Микадзе Б.Ш., Саамишвили Н.Р. – Исследование градовых процессов в районах Восточной Грузии. Тр. Всес. семина. "Активные воздействия на градовые процессы и перспективы усовершенствования льдообразующих реагентов для практики активных воздействий", Нальчик, 16-21 октября 1989, М., МО Гидрометеониздата, 1991, 251-260.
8. Doreuli R.I. – The impact of region relief on some characteristics of hail processes, Proc.12th Int. Conf. on Clouds and Precipitation, Zurich, Switzerland, August 19-23, vol.1, 1996, 196-199.
9. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Doreuli R., Khurudze T., Kolesnikov Yu.-Some Characteristics of Hail Processes in the Kakheti Region of Georgia, Proc.13th Int. Conf. on Clouds and Precipitation, Reno, Nevada, USA, August 14-18, vol.2, 2000, 1085-1087.
10. Georgia's Initial National Communication on Under the United Nations Framework Convention on Climate Change, Project GEO/96/G31, Tbilisi, 1999, 1-105.
11. Амиранашвили А.Г., Амиранашвили В.А., Блиадзе Т.Г., Нодия А.Г., Чихладзе В.А., Бахшалиани М.Г., Хуродзе Т. В. - Особенности многолетней изменчивости градобитий в Кахетии. Тр. Ин-та географии им. Вахушти Багратиони АН Грузии, том 21, USSN 1512-1224, Тбилиси, 2003, 58-79, ( на грузинском языке)
12. Климатологический справочник СССР, вып. 14. Метеорологические данные за отдельные годы, часть 7, Л., Гидрометеониздат, 1961, 407-480.
13. Климат и климатические ресурсы Грузии – Тр. ЗаКНИГМИ, вып. 44(50), Л., Гидрометеониздат, 1971, 1-384.
14. Ван дер Варден Б.Л. – Математическая статистика, М., ИЛ, 1960, 1-434.
15. Мюллер П., Нойман П., Шторм Р. – Таблицы по математической статистике, М., Финансы и статистика. 1982, 1-267.

## საქართველოში სეკვეიანი ღლეების რიცხვის ზოგიერთი სტატისტიკური მახასიათებლები 1941–1990 წლების თბილ პერიოდში

ა. ამირანაშვილი, ა. ნოღია, ა. გორონჯაძე, თ. ხუროძე

### რეზიუმე

წარმოდგენილია საქართველოში სეკვეიანი ღლეების რიცხვის სტატისტიკური მახასიათებლები 123 მეტეოლოგიური სადგურების 1941-1990 წლების თბილი პერიოდებისათვის. მიღებულია ემპირული დამოკიდებულება სეკვეიანი ღლეების რიცხვსა და ადგილის სიდიდეებს შორის. ჩატარებულია სეკვეიანობის სტატისტიკური მახასიათებლების თავისებურებანი საქართველოს 15 კლიმატური რაიონისათვის. შესწავლილია სეკვეიანობის განმეორადობები გემოთ აღნიშნული რაიონებისათვის.

# **Some statistical characteristics of the number of days with the hail into the warm half-year in Georgia in 1941-1990**

**A.G. Amiranashvili, A.G. Nodia, A.F. Toronjadze, T.V. Khurodze**

## **Abstract**

The statistical data about the number of days with the hail into the warm half-year for 123 meteorological stations of Georgia in the period 1941-1990 are represented. The empirical ratio between the number of days with the hail and the height of locality is obtained. The statistical analysis of the peculiar properties of the number of days with the hail in 15 climatic regions of Georgia is carried out. The nature of the frequency of the number of days with the hail in these regions is studied.

## Изменение концентраций главных ионов в атмосферных осадках Восточной Грузии в зависимости от интервала времени без осадков, предшествующего взятию проб

Л.Ш. Абесалашвили, Т.Г. Салуквадзе - Институт геофизики им. М.Нодия АН Грузии;  
М.Т. Салуквадзе - Институт органической химии АН Грузии.

Изучение химического состава атмосферных осадков, определение факторов, под влиянием которых химический состав осадков изменяется в пространстве и во времени, а также других закономерностей формирования химического состава имеют большое теоретическое и практическое значение. Результаты таких исследований находят практическое применение в метеорологии, агрохимии, геохимии, санитарии и др[1,2,3,4].

Пробы, проанализированных нами атмосферных осадков, брались на территории Восточной Грузии с соблюдением всех требований правил для их сбора и хранения[4]. За период с 1965 по 1980 гг., в основном в теплое время года, было собрано 543 проб.

В пробах определялись концентрации главных ионов ( $\text{Cl}^-$ ,  $\text{SO}_4^{2+}$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ). Химический анализ проводился по методике, описанной в [5,6].

В данной работе приведены результаты исследования влияния величины интервала времени, в течение которого нет осадков, и которое предшествует взятию проб осадков, на их химический состав.

В [7,8,9,10] приводятся данные о прямолинейной зависимости между количеством, вымываемых из нижних слоев атмосферы осадками веществ, и числа дней без осадков, предшествующих взятию проб. Было установлено, что первые дожди после сухого периода более минерализованы, чем последующие дожди.

Объем имеющегося у нас материала химического анализа проб осадков, позволяет более детализировать влияние вышеупомянутого фактора на химический состав атмосферных осадков. Период времени без осадков, предшествующий взятию проб осадков, мы разделили на 12 часовых интервалов.

Результаты наших исследований приведены на рис.1 и 2.

Как видно из этих графиков, почти для всех основных ионов их концентрация в осадках, взятых в тот день, которому предшествовал 12 часовой "сухой" интервал времени, несколько выше, чемсоответствующие концентрации ионов в осадках, взятию которых предшествовали 24 часа без дождя. Однако это различие незначительно. Дальнейшее увеличение интервала времени без дождя влечет за собой увеличение и концентрацию всех главных ионов. Из этих графиков хорошо видно, что значения концентраций главных ионов в атмосферных осадках Восточной Грузии, в зависимости от интервала времени без дождя, который предшествовал взятию проб, меняются не прямолинейно. Эта зависимость для всех ионов хорошо аппроксимируется полиномом третьей степени вида:

$$y_i = a_3x_i^3 + a_2x_i^2 + a_1x_i + a_0, \quad (1)$$

где  $a_0, a_1, a_2$  и  $a_3$  - постоянные коэффициенты,  $x$  - интервалы времен, кратных 12 часам,  $i = 1, 2, \dots, 7$  - номера интервалов.

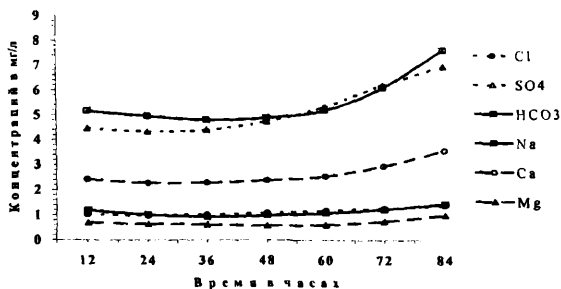


Рис. 1. Графики зависимости значений концентраций главных ионов ( $Cl$ ,  $SO_4^{2+}$ ,  $HCO_3^-$ ,  $Na^+$ ,  $Mg^{2+}$ ,  $Ca^{2+}$ ) в осадках Восточной Грузии в зависимости от интервала времени без осадков, предшествующего взятию проб.

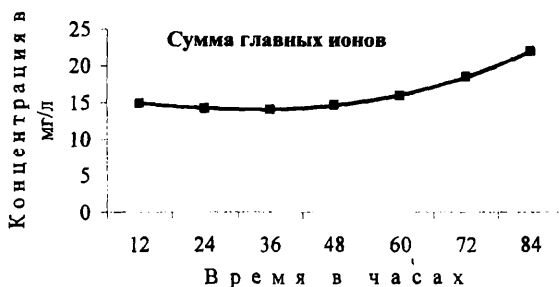


Рис. 2. Графики зависимости значений концентрации суммы главных ионов в осадках Восточной Грузии в зависимости от интервала времени без осадков, предшествующего взятию проб.

Полученные нами эмпирические зависимости могут быть применены для оценки суммарного количества вымываемого из атмосферы осадками терригенных веществ.

Значения постоянных коэффициентов для всех ионов и их сумм приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Значения постоянных коэффициентов для уравнений (1)

Ионы	Постоянные коэффициенты			
	$a_3$	$a_2$	$a_1$	$a_0$
$\text{HCO}_3^-$	$1,48 \cdot 10^{-5}$	$-9,36 \cdot 10^{-4}$	$2,95 \cdot 10^{-3}$	5,23
$\text{SO}_4^{2+}$	$-4,98 \cdot 10^{-6}$	$1,46 \cdot 10^{-3}$	$-6,42 \cdot 10^{-2}$	5,05
$\text{Ca}^{2+}$	$3,53 \cdot 10^{-6}$	$-1,67 \cdot 10^{-5}$	$-1,12 \cdot 10^{-2}$	2,54
$\text{Cl}^-$	$-1,62 \cdot 10^{-6}$	$3,23 \cdot 10^{-4}$	$-1,28 \cdot 10^{-2}$	1,13
$\text{Na}^+$	$-1,79 \cdot 10^{-6}$	$5,24 \cdot 10^{-4}$	$-3,21 \cdot 10^{-2}$	1,50
$\text{Mg}^{2+}$	$3,24 \cdot 10^{-6}$	$-2,65 \cdot 10^{-4}$	$3,32 \cdot 10^{-3}$	0,68
$\Sigma_{\text{и}}$	$-1,21 \cdot 10^{-6}$	$3,94 \cdot 10^{-4}$	$-2,22 \cdot 10^{-3}$	15,90

#### Литература

1. Агаев Ш. М., Степанов И.Н. О химическом составе атмосферных осадков Азербайджана. ДАН СССР, 1964, т. 154, 6, с.1359 - 1360.
2. Бурксер Е. С., Федорова Н.Е. Роль химического состава атмосферных осадков в формировании природных вод. Гидрохимические материалы, 1955, XXIV. с. 81 - 83.
3. Бурксер Е. С., Бурксер В. В. Аэрохимические исследования на Украине. Тр. Института Геологических наук ССР петрографии, минералогии и геохимии, 1951, вып. 1, с. 7 - 127.
4. Селезнова У.С., Дроздова В.М., Петренчук О.П. Химический состав атмосферных осадков на ЕТС. Тр. Всесоюзного научного метеорологического совещания, секция физики свободной атмосферы, 1963, т. V. с.56 -63.
5. Супаташвили Г.Д., Карсанидзе Н.К. Вероятностно-статистические закономерности распределения главных ионов в водах рек Грузии. Тр. ТГУ, т. 167, 1976.
6. Унифицированные методы анализа вод. Под редакцией Рулье Ю.Ю. Изд-во "Химия", Москва 1967.
7. McColl John G., Monette Larry K., Bush Douglas S. Chemical characteristics of wet and dry atmospheric fallout in Northern California. "J. Environ. Qual", 1982, 11, N4, pp. 585 -590.
8. Николаенко В.А., Нурбаев Д.Д. Химический состав атмосферных осадков в районе Чавакского водохранилища. Тр. Среднеаз. регионального н.- и. гидрометеорологического ин-та, 1979, N 61(142), с.66-69.
9. Матвеев А.А., Багимаков О.И., Крупеня Л.М. Поступление веществ из атмосферы в районе г. Геленджика. "Гидрохимические материалы", 1973, 59, с.19-24.
10. Супаташвили Г.Д. Некоторые закономерности формирования химического состава атмосферных осадков в Грузинской ССР. Тр. Института океанологии АН СССР, т. 63, 1973, с.72 - 86.

აღმოსავლეთ საქართველოს ატმოსფერულ ნალექებში მთავარი იონების კონცენტრაციის მნიშვნელობების დამოკიდებულება იმ დროის ინტერვალის სიდიდესთან, რომელიც წინ უსწრებდა სინჯის აღების მომენტს და ნალექი არ აღინიშნებოდა

ლ. აბესალაშვილი, თ. სალუქვაძე – საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის მ.

ნოდიას სახ. გეოფიზიკის ინსტიტუტი.

მ. სალუქვაძე - საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის ორგანული ქიმიის ინსტიტუტი.  
რეზიუმე

აღმოსავლეთ საქართველოს ატმოსფერული ნალექების ქიმიური ანალიზის მონაცემების შესწავლის შედეგად დადგენილია, რომ ამ ნალექებში მთავარი იონების ( $\text{Cl}^-$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ) და მათი ჯამური ( $\Sigma_n$ ) კონცენტრაციები იცვლება იმ უნაღვეო 12 საათიანი დროის ინტერვალების რიცხვის მიხედვით, რომელიც წინ უსწრებდა გაანალიზებული სინჯის აღებას. დამოკიდებულება ზრდადია და კარგად აღიწერება მესამე რიგის პოლინომით. ყველა იონისთვის გამოთვლილია ემპირიული დამოკიდებულებაში შემავალი მუდმივი კოეფიციენტი.

## **Change of concentrations of main ions in atmospheric precipitation of East Georgia depending on a slice of time, which preceded sampling and the precipitates did not fall out**

**L. Abesalashvili, T. Salukvadze - M. Nodia Institute of Geophysics of an Academy of sciences of Georgia**

**M. Salukvadze - Institute of Organic chemistry of an Academy of sciences of Georgia..**

### **Abstract**

On the basis of the analysis of the data about chemical structure of atmospheric precipitation of East Georgia is found, that of value of concentration of the main ions ( $\text{Cl}^-$ ,  $\text{SO}_4^{2-}$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{Mg}^{2+}$ ,  $\text{Ca}^{2+}$ ) and their sums ( $\Sigma_n$ ) depending on amount 12 hour intervals of time without a rain, which preceded a capture of tests of deposits, with increase of number of such intervals grows not rectilinearly. Is found polynomial approximation of this dependence. The value of the appropriate constant factors are calculated.

## **ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ АТМОСФЕРНЫХ ОСАДКОВ ИЗ ОБЛАКОВ РАЗЛИЧНЫХ СИНОПТИЧЕСКИХ СИТУАЦИЙ, ПОДВЕРГНУТЫХ И НЕПОДВЕРГНУТЫХ ИСКУССТВЕННОМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ**

**М.Т. Салуквадзе - Институт физической и органической химии им.  
П.Меликишвили Академии Наук Грузии**  
**Л.Ш. Абесалашвили, Т.Г. Салуквадзе - Институт геофизики им. М.Нодия  
Академии Наук Грузии**

Химический состав атмосферных осадков восточной Грузии в разное время изучали А.И.Карцивадзе, Г.Д.Супаташвили, Л.Ш.Абесалашвили и др. [1,2,3]. В Алазанской долине ими были исследованы осредненные в пространстве и во времени значения концентраций различных химических веществ в атмосферных осадках.

В настоящей работе мы попытались исследовать влияние на химический состав атмосферных осадков различных синоптических ситуаций и количества диспергированного в облачную среду льдообразующего реагента. В общей сложности изучено 138 случаев внутримассовых одноячейковых и фронтальных супер и многоячейковых облаков, как с воздействием, так и без него, а также химический состав осадков, выпавших из этих облаков. Из 138 случаев 42 относится к внутримассовым, а 96 к фронтальным облакам. 98 облаков подвергались искусственному воздействию, а 40 нет.

В течение одного опыта радиолокатором прослеживалась траектория перемещения облака относительно места взятия проб осадков. Имея информацию о месте и времени введения реагента в облачную среду, а также об его количестве, можно было судить о том, сколько реагента было диспергировано в облаке до момента взятия проб осадков.

Каждый опыт отбирался таким образом, что облака имели не только одинаковый генезис развития, но и примерно одинаковую траекторию перемещения относительно места взятия проб осадков и одинаковые радиолокационные характеристики. Исходя из специфики противоградовых работ, к моменту взятия проб осадков, в эти облака было введено различное количество льдообразующего реагента. На рис.1 представлено упрощенное схематическое изображение одного из опытов. На нем замкнутыми ломанными линиями представлены горизонтальные сечения радиоэхо облака в разное время (цифрами обозначены их условные значения). Интервал времени между двумя соседними положениями радиоэхо равняется примерно 4-6 минутам. Круглыми точками обозначены места запуска противоградовых ракет, а прямыми линиями со стрелками ограничены горизонтальные углы, внутри которых запускались они. Прямоугольной точкой обозначено место взятия проб осадков (с. Руиспири Телавского р-на).

Включение в анализ таких случаев, когда на облака воздействие не проводилось, обусловлено тем, что необходимо иметь фоновые значения концентраций, интересующих

нас химических веществ в атмосферных осадках. Естественно, такие облака по своим характеристикам были примерно такими же, как и облака, подвергнутые воздействию, но по разным причинам на них воздействие не было проведено.

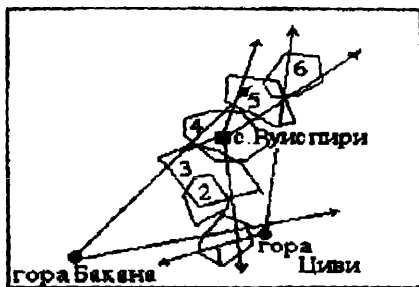


Рис.1. Схематическое изображение опыта по воздействию на конвективное облако

В собранных нами пробах осадков были изучены значения общей минерализаций (сумма главных ионов -  $\Sigma_n$ ) и концентраций таких ионов и микроэлементов, на которых мог повлиять состав поверхностного слоя почвы ( $\text{Ca}^{++}$ ,  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{Cu}^{++}$ ), искусственное воздействие ( $\text{Pb}^{++}$ ,  $\text{I}$ ) и морская вода ( $\text{Cl}^-$ ).

В таблице 1 приведены значения концентраций вышеупомянутых химических веществ в осадках, соответствующих различным синоптическим ситуациям при искусственном воздействии и без него.

Концентрации некоторых ионов и микроэлементов в атмосферных осадках из облаков различных синоптических ситуаций

Облака	Тип процессов	Кол-во проб	Химические вещества						
			мг/л				мкг/л		
			$\Sigma_n$	$\text{Ca}^{++}$	$\text{HCO}_3^-$	$\text{Cl}^-$	$\text{Pb}^{++}$	$\text{I}$	$\text{Cu}^{++}$
Без воздействия	Внутримассовый	19	12.9	3.7	6.2	1.0	2.6	4.6	1.5
	Фронтальный	21	15.7	4.3	9.3	1.1	4.2	8.9	3.4
С воздействием	Внутримассовый	23	16.2	4.1	3.7	1.2	6.15	8.4	1.4
	Фронтальный	75	21.4	6.4	10.8	1.1	10.7	14.8	3.6

Из этой таблицы видно, что осадки, выпавшие из внутримассовых одноячейковых облаков менее минерализованы, чем осадки выпавшие из фронтальных облаков. Разница для случая без воздействия составляет приблизительно 22%, а в случае с воздействием - 32%. Для всех облаков, рассмотренных нами атмосферных процессов, среднее значение минерализации равняется 16,5 мг/л. Эта величина приблизительно на 10% превышает приведенное в [4] соответствующее значение минерализации. Без учета искусственного воздействия осадки, выпавшие из фронтальных облаков, приблизительно на 28% более минерализованы, чем осадки внутримассовых облаков (минерализация осадков для обоих типов процессов равняется 18,5 мг/л и 14,5 мг/л, соответственно).



Это можно объяснить тем, что при прохождении сильных атмосферных фронтов в нижних слоях атмосферы развиваются сильные турбулентные движения, которые способствуют попаданию в облака теригенных аэрозолей. Путем захвата частицами осадков этих аэрозолей при их падении в нижних слоях атмосферы также может увеличиваться общая минерализация осадков. При внутримассовых процессах интенсивность турбулентных движений не так высока и, соответственно, осадки менее минерализованы.

Содержание хлора, источником которого в основном является морская вода, в осадках из облаков внутримассовых и фронтальных процессов остается почти постоянным (в пределах 1,0 - 1,2 мг/л). Это, видимо, обусловлено тем, что из-за значительного удаления моря (в нашем случае Черного моря) от места взятия проб осадков, дело имеем с фоновым значением концентрации этого иона.

Основное внимание было уделено значениям концентраций  $Pb^{++}$ ,  $\Gamma$  и  $Cu^{++}$ , т.к.  $Pb^{++}$  и  $\Gamma$  входят в состав активного реагента, а  $Cu^{++}$  и  $Pb^{++}$  являются геологически аналогичными элементами и значение, концентрации  $Cu^{++}$  может послужить контрольным значением для  $Pb^{++}$ .

Фоновым значением концентраций  $Pb^{++}$ ,  $\Gamma$  и  $Cu^{++}$  в осадках для всей Грузии считается 2,63 мкг/л, 4,9 мкг/л и 1,2 мкг/л соответственно [3]. Для облаков, неподвергнутых воздействию, средние значения этих величин отличаются от вышеприведенных (для свинца она равняется 3,4 мкг/л, для йода - 6,9 мкг/л, а для меди - 2,5 мкг/л). Причиной тому может быть то, что величины, приведенные в [3], являются среднегодовыми для всей Грузии, тогда как в нашем случае они являются средними только для теплого времени года, которое характеризуется интенсивными турбулентными движениями, способствующими попаданию в атмосферу теригенных веществ.

Увеличение концентрации свинца и йода в осадках облаков, подвергнутых воздействию, по сравнению с фоновым явно является следствием воздействия. Если бы такое увеличение концентрации свинца и йода было следствием интенсивных турбулентных движений воздуха, которыми характеризуются дни с воздействием, тогда примерно также должна была увеличиваться и общая минерализация соответствующих осадков. Однако, низкое значение коэффициента корреляции ( $r_{корр}=0,14$ ) между значениями концентрации  $Pb^{++}$  в осадках и их общей минерализацией указывает на то, что с большой вероятностью это увеличение можно считать следствием воздействия.

Количественно была оценена связь между количеством диспергированного в облачную среду  $PbI_2$  и концентрацией иона свинца в соответствующих осадках. Эта связь графически представлена на рис.2.

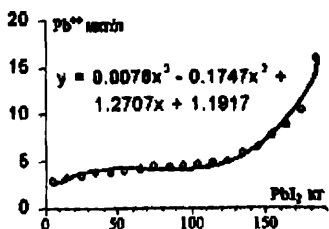


Рис.2. График зависимости между концентрацией свинца в осадках и количеством диспергированного в облачную среду  $PbI_2$ .

Эта связь хорошо аппроксимируется полиномом третьей степени (он приведен на самом графике) с коэффициентом корреляции 0,96. Для малых значений количества израсходованного на одно облако реагента, величина концентрации  $Pb^{++}$  в осадках меняется незначительно. Так, например, при значениях количества диспергированного  $PbI_2$  10 ÷ 90 кг, содержание иона свинца в осадках меняется в пределах 3,8 ÷ 4,3 мкг/л. Значительное увеличение израсходованного количества  $PbI_2$  (100 кг и больше) приводит к быстрому росту концентрации свинца в осадках.

Зависимость между значениями концентраций ионов свинца и йода в атмосферных осадках носит линейный характер (см.рис.3). Коэффициент корреляции между этими величинами высокий ( $r_{кор}=0,95$ ). Это можно было ожидать, т.к. в Алазанской долине источником йода в атмосферных осадках является исключительно реагент воздействия -  $PbI_2$ .

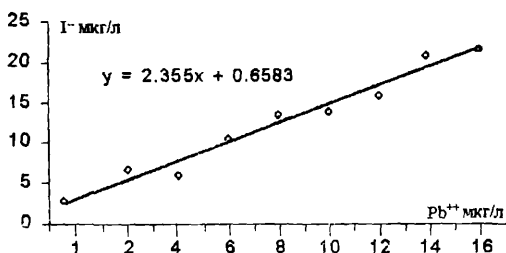


Рис.3. График зависимости между значениями концентраций ионов свинца и йода в атмосферных осадках

Была оценена связь между концентрациями  $Cu^{++}$  и  $Pb^{++}$  в осадках. В случае только теригенного происхождения свинца в атмосферных осадках, корреляция между концентрациями  $Cu^{++}$  и  $Pb^{++}$  должна была быть высокой, т.к. эти элементы являются геологически аналогичными. Однако, расчеты показали, что  $r_{кор}=0,21$ . Это может быть еще одним доказательством того, что ион свинца в атмосферных осадках, в случае искусственного воздействия, не только теригенного происхождения.

#### Л и т е р а т у р а

1. Г.Д.Супаташвили, Н.А.Карсанидзе, Л.Ш.Абесалашвили - Формирование химического состава атмосферных осадков в условиях активного воздействия на облака. Материалы XXII Гидрометеорологического Совещания. Новочеркасск. Гидрометеоиздат. Вып. 1, 1968. 80.
2. Г.Д.Супаташвили, А.И.Карцивадзе, Л.Ш.Абесалашвили, Н.А.Карсанидзе - Микроэлементы в атмосферных осадках Алазанской долины. Вестник Академии Наук Грузии, 66, №1, 1972. 121-124.
3. Л.Ш.Абесалашвили, А.И.Карцивадзе, Н.А.Карсанидзе, Г.Д.Супаташвили - Исследование химического состава атмосферных осадков в районе активного воздействия на облака. Труды Института геофизики Академии Наук Грузии. т. XXXVIII, 1972. 125-130.

## გემოქმედებაქმნილი და არაგემოქმედებაქმნილი სხვადასხვა ტიპის სინოპტიკური სიტუაციის ღრუბლებიდან მოსული ატმოსფერული ნალექების ქიმიური შემადგენლობა

მ. სალუქვაძე, ლ. აბესალაშვილი, თ. სალუქვაძე

### რეზიუმე

სტაგიაში გამოკვლეულია აღმოსავლეთ საქართველოს ატმოსფერულ ნალექებში ზოგიერთი იონებისა და მიკროელემენტების (მთავარი იონების ჯამში -  $\Sigma i$ ,  $Ca^{++}$ ,  $HCO_3^-$ ,  $Cl^-$ ,  $Pb^{++}$ ,  $I^-$ ,  $Cu^{++}$ ) კონცენტრაციები ატმოსფერული პროცესების ტიპებთან და ღრუბლებზე აქტიური გემოქმედების მასშტაბთან დამოკიდებულებაში. ამასთან ერთად დადგენილია მოცემული რეგიონისათვის ხსენებული იონებისა და მიკროელემენტების კონცენტრაციათა ფონური მნიშვნელობები.

სტატისტიკურად უზრუნველყოფილ მასალაზე ნაჩვენებია, რომ ფრონტალური ღრუბლებიდან მოსული ნალექები უფრო მინერალიზებულია (საშუალოდ 20-30%-ით), ვიდრე შიდამასიური ღრუბლებიდან მოსული ნალექები.

დადგენილია, რომ  $Pb^{++}$ -სა და  $I^-$ -ის საშუალო მნიშვნელობების გაზრდა ფონურ მნიშვნელობასთან შედარებით ღრუბლებზე ხელოვნური გემოქმედების შედეგია.

## Chemical composition of precipitation from seeding and not seeding clouds of various synoptical situations

M.T. Salukvadze, L.Sh. Abesalashvili, T.G. Salukvadze

### Abstract

It is investigated of concentration of some ions and microelements (sum of ions -  $\Sigma i$ ,  $Ca^{++}$ ,  $HCO_3^-$ ,  $Cl^-$ ,  $Pb^{++}$ ,  $I^-$ ,  $Cu^{++}$ ) in precipitation depending on synoptical situations (air-mass and frontal situations) and scale of artificial influence on clouds in East Georgia. Together with it the background importance of concentration of these ions and microelements for given region are established.

The statistically supplied material shows that precipitation from frontal clouds is more mineralized (on the average on 20-30 of %) than from air-mass clouds.

It is established that the increased average values of concentration  $Pb^{++}$  and  $I^-$  after comparison with background are a consequence of artificial influence.

## **Распределение плотностей вероятностей значений радиолокационных и аэрологических параметров, подвергнутых и не подвергнутых воздействию конвективных облаков различных синоптических ситуаций**

**Т.Г. Салуквадзе, Э.И. Хелая**

Искусственное воздействие на конвективные облака, с целью регу-лирования протекающих в них процессов, давно стало предметом практического применения. Однако применяемые, как у нас, так и за рубежом, практические методы воздействия на облака не отличаются высокой эффективностью и надежностью.

В разработке новых, а также в усовершенствовании существующих методов воздействия на погоду, значительный вклад может внести знание реакции конвективного облака на внесение в них кристаллизующего реагента.

Многолетний опыт борьбы с градом в нашей стране и накопленный экспериментальный материал радиолокационного наблюдения за конвективными облаками с соответствующей метеорологической, аэрологической, синоп-тической и др. информацией, позволяет проанализировать ранее проведенные практические работы, и выявить причины методологического характера, видимо, нередко приводящие к отрицательным результатам.

В настоящей работе делается попытка проанализировать имеющийся у нас материал и показать какие облака, связанные с различными атмосферными процессами, лучше поддаются искусственному воздействию методами, разработанным у нас в Грузии.

С этой целью были проанализированы данные радиолокационных наблюдений за внутримассовыми и фронтальными облаками, как естественного развития, так и подвергнутых воздействию. Изучались плотности распределения статистических вероятностей известных радиолокационных параметров [ 1.2].

В анализ включены такие случаи, когда имелись:

- данные радиолокационных наблюдений за конвективными облаками в течение длительного времени (для облаков, подвергнутых воздействию, не менее 15 - 20 мин. до начала воздействия, и столько же после его окончания. А для неподвергнутых воздействию облаков - не менее 25 - 30 мин. до достижения параметром своего максимума, и столько же после него.);

- информация о виде осадков, выпавших из данного облака;

- информация о синоптической ситуации, в которой проходили развитие и диссипация данного облака.

На данном этапе исследования мы ограничились 171 случаем наблюдения за облаками естественного развития, из которых 57 относятся к одноячейковым облакам внутримассового процесса, 71 - к многоячейковым и 43 - суперячейковым облакам фронтального процесса.

Среди подвергнутых воздействию облаков, общее число которого составляет 217, 84 относятся к одноячейковым облакам внутримассового процесса, 83 и 50 к фронтальным многоячейковым и суперячейковым облакам соответственно.

Для всех случаев были исследованы плотности распределения статистических вероятностей радиолокационных параметров, используемых в практических работах по активным воздействиям на градовые процессы. Результаты исследований для одноячейковых облаков внутримассового процесса приведенным на рис. 1. Для облаков, связанных с фронтальными процессами, графики аналогичны приведенным на рис.1, поэтому приводить их здесь не сочли необходимым. Об основном отличии между распределениями плотностей статистических вероятностей облаков внутримассовых и фронтальных процессов будет сказано ниже.

Из приведенных здесь графиков видно, что распределения плотностей статистических вероятностей всех радиолокационных параметров подчиняются почти нормальному закону и характеризуются слабой ассиметрией. Поэтому на данном этапе исследования будем анализировать экстремальные и модальные значения параметров. Эти данные приведены в таблице 1 для всех групп подвергнутых и неподвергнутых воздействию облаков.

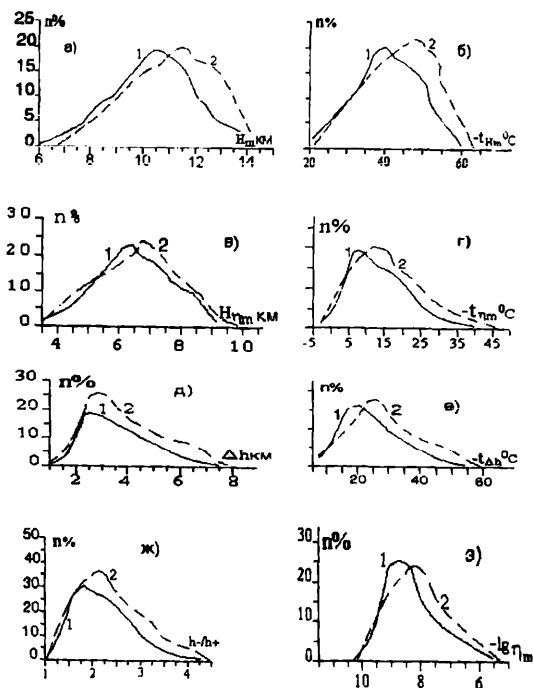


Рис. 1. Плотности распределения статистических вероятностей значений радиолокационных и аэрологических параметров: а)  $H_m$ ; б)  $-t_{H_m}$ ; в)  $H_{nm}$ ; г)  $-t_{nm}$ ; д)  $\Delta h$ ; е)  $-t_{\Delta h}$ ; ж)  $h/h_+$  и з)  $lg \eta_m$  облаков внутримассовых процессов неподвергнутых(1) и подвергнутых воздействию(2).

Таблица 1.  
 модальные и экстремальные значения радиолокационных и аэрологических  
 параметров внутримассовых и фронтальных облаков, подвергнутых и  
 неподвергнутых воздействию.

Облака		внутримассовые одноточечные		Фронтальные				
				многоклеточные		суперклеточные		
воздействие		не было	было	не было	было	не было	было	
Радиолокационные и аэрологические параметры	$H_m$ км	min.	6.1	6.6	6.3	6.3	6.0	6.4
		max.	14.5	14.7	14.5	14.4	14.6	14.9
		мода	10.5	11.6	11.4	12.0	11.5	12.1
	$t_{Hm}$ °C	min.	-60.4	-62.4	-61.0	-63.4	-61.3	-64.3
		max.	-21.0	-22.0	-20.0	-21.0	-22.2	-24.1
		мода	-39.9	-51.0	-40.0	-50.4	-41.2	-51.0
	$H_{\eta m}$ км	min.	3.5	3.5	3.4	3.6	3.7	3.6
		max.	9.2	9.8	9.0	9.3	9.4	9.9
		мода	6.4	7.3	6.6	7.4	6.6	7.4
	$t_{\eta m}$ °C	min.	-38.0	-46.0	-37.8	-44.9	-38.8	-46.1
		max.	+3.0	+2.9	+2.0	+1.0	0.0	-0.6
		мода	-8.6	-15.0	-9.0	-17.1	-9.2	-18.0
	$\Delta h$ км	min.	1.1	1.0	1.1	1.2	1.0	1.1
		max.	7.4	7.8	7.5	7.7	7.5	7.8
		мода	2.8	3.2	2.8	3.1	2.9	3.1
	$t_{\Delta h}$ °C	min.	-54.0	-58.1	-53.0	-52.6	-54.1	-54.4
		max.	-7.0	-7.1	-7.4	-7.3	-8.1	-7.9
		мода	-21.0	28.6	-22.0	-39.8	-22.2	-29.8
	$h/h_+$	min.	1.0	1.0	1.0	1.1	1.1	1.1
		max.	4.3	4.4	4.2	4.4	4.6	4.5
		мода	1.8	2.1	2.0	2.2	2.0	2.1
	$lg \eta_m$	min.	$7.0 \cdot 10^{-11}$	$6.3 \cdot 10^{-11}$	$6.2 \cdot 10^{-11}$	$4.9 \cdot 10^{-11}$	$5.6 \cdot 10^{-11}$	$5.2 \cdot 10^{-11}$
		max.	$2.5 \cdot 10^{-6}$	$5.0 \cdot 10^{-6}$	$3.2 \cdot 10^{-6}$	$5.8 \cdot 10^{-6}$	$7.9 \cdot 10^{-6}$	$6.6 \cdot 10^{-6}$
		мода	$3.2 \cdot 10^{-9}$	$1.2 \cdot 10^{-8}$	$5.0 \cdot 10^{-9}$	$5.6 \cdot 10^{-9}$	$1.0 \cdot 10^{-8}$	$7.9 \cdot 10^{-9}$

Анализ данных, приведенных в табл.1 показывает, что для всех типов облаков внесение в них аэрозоля кристаллизующего реагента, проявляется в увеличении в разной степени модальных значений радиолокационных и аэрологических параметров. Выше сказанное изменение параметров хорошо прослеживается на примере т.н. геометрических параметров:  $H_m$ ;  $H_{nm}$ ;  $\Delta h$  и  $h/h_+$ . Так например, прирост значения радиолокационного параметра  $h/h_+$  для облаков внутримассового процесса вследствие воздействия составляет около 17% по сравнению с облаками такого же процесса, но без воздействия (см. табл. 2). Для облаков фронтального процесса этот прирост лежит в пределах 5 - 10 %.

Для остальных, приведенных в таблице 2 радиолокационных параметров, средний прирост их значений лежит в пределах 5 - 15 %.

Следует отметить, что, как правило, прирост значений радиолокационных параметров облаков внутримассовых процессов всегда больше, чем аналогичная величина для облаков фронтальных процессов.

Если принять во внимание, что более 2/3 всех неудачных опытов (т.е. когда подавление града не удавалось) приходится именно на облаках фронтальных процессов, можно заключить - чем удачнее опыт по подавлению града (например в случае внутримассового процесса), тем больше прирост значений радиолокационных параметров.

Прирост в %% значении некоторых радиолокационных параметров, подвергнутых воздействию облаков внутримассовых и фронтальных процессов по сравнению с неподвергнутыми воздействию облаками

Таблица 2.

радиолокационные параметры	внутримассовые одноячейковые облака	Фронтальные облака	
		многоячейковые	суперячейковые
$H_m$	10.5	5.3	5.2
$H_{nm}$	14.1	12.1	12.1
$\Delta h$	14.3	10.7	5.9
$h/h_+$	16.7	10.0	5.0

Такой вывод позволяет думать, что для надежной оценки физического эффекта воздействия на конвективные облака кристаллизующими реагентами может быть использован факт увеличения значений радиолокационных параметров после проведения воздействия.

#### Л и т е р а т у р а

1. А.М. Боровиков, Р.И. Дореули и др. - Радиолокационные характеристики градовых облаков - "Физика облаков", Труды Института геофизики Академии Наук Грузии, т. XXV, No.1, 1967.
2. A.I.Kartsivadze and T.G.Salukvadze - Radar Characteristics of Cumulinimbus Clouds diuring their nature development and artificial Siiding - Proc.Conf.on Weather Modification, Tashkent,1973.WMO-N.399,1973, 465-472.

**ხედასხვა სინოპტიკური სიგუაციის და ზემოქმედებაქმნილი და არაზემოქმედებაქმნილი კონვექციური ღრუბლების რადიოლოკაციური და აეროლოგიური პარამეტრების მნიშვნელობების ალბათობათა სიმკვრივეების განაწილებები**

თ. სალუქვაძე, ე. ხელაია

**რეზიუმე**

ხელოვნური ზემოქმედების ფიზიკური ეფექტის გამოვლენის მიზნით გაანალიზებულია ალბოსაველეთ საქართველოს ალაზნის ველზე შიდამასიურ და ფრონტალურ ღრუბლებზე რადიოლოკაციური დაკვირვებების მასალები. შესწავლილია ზემოქმედებაქმნილი და არაზემოქმედებაქმნილი კონვექციური ღრუბლების რადიოლოკაციური და აეროლოგიური პარამეტრების მნიშვნელობების ალბათობათა სიმკვრივეების განაწილებები. ყველა ტიპის ღრუბლებისათვის აგებულია შესაბამისი გრაფიკები, მოყვანილია პარამეტრების მოდალური და ექსტრემალური მნიშვნელობები. მიღებული შედეგების ანალიზი უჩვენებს, რომ ღრუბლებში მაკრისგალიზებული ნივთიერების აეროზოლის შეგანა იწვევს პარამეტრების მოდალური მნიშვნელობების საშუალოდ 5 - 10 %-ით ზრდას. აღნიშნულია, რომ პარამეტრების მნიშვნელობათა ნამრდი შიდამასიური ღრუბლებისათვის უფრო დიდია, ვიდრე ფრონტალური ღრუბლებისათვის.

**Distribution of density of probabilities of radar and aerological parameters values of seeding and not seeding convective clouds, of various synoptical situations**

**T.G. Salukvadze, E.I. Khelaya**

**Abstract**

With the purpose of revealing efficiency of artificial influence on convective clouds the data of radar observation on air-mass and frontal clouds are analysed which were received in the Alazani Valley of East Georgia. The density of distribution of importance of statistical probabilities of eight radar and aerologic parameters of convective clouds both natural development, and subjected to influence were studied.

The appropriate diagrams are constructed, the modal and extreme importance of all parameters of air-mass and frontal clouds subjected and not subjected to influence are given. The analysis of the received results shows, that the entering ice-forming aerosol of a reagent causes increase of modal importance of parameters on the average on 5 - 10 %. It is marked, that the gain of importance of parameters of clouds of air-mass processes always is more, than similar size for frontal clouds.



## **Изменение во времени нормированных значений радиолокационных параметров конвективных облаков под влиянием искусственного воздействия**

**Т.Г. Салуквадзе, Э.И. Хелая, Л.Ш. Абесалашвили**

С помощью численного моделирования процессов, проходящих в конвективных облаках во время их развития и приводящих к образованию атмосферных осадков того или иного вида, показано [1,2,3], что внесение в облачную среду аэрозоля кристаллизующего реагента приводит к выделению теплоты кристаллизации, а также теплоты конденсации, что является причиной импульсного увеличения высоты облака на определенную величину. Вместе с тем, чем больше концентрация искусственного кристаллизующего реагента в облачной среде (при достаточной водности в облаке), тем больше выделяемое тепло и значительнее увеличение верхней границы облака. Это положение легло в основу радиолокационной методики индикации физической эффективности результатов искусственного воздействия на конвективные облака аэрозолями кристаллизующего реагента.

Реакция облака на искусственное воздействие, выражающая в увеличении верхней границы радиозоха облака, была замечена нами [5,6] еще в начале семидесятых годов прошлого века.

В настоящей работе мы попытались исследовать изменение во времени не только максимальной высоты радиозоха конвективного облака ( $H_m$ ), но и другого радиолокационного параметра, связанного непосредственно с расположением максимальной радиолокационной отражаемости в облаке -  $H_{nm}$ .

Для упрощения интерпретации результатов исследования изменения радиолокационных параметров во времени, мы изучали их нормированные значения, а нормой была взята величина параметра в момент начала процесса воздействия на облака.

Для наличия фоновой картины поведения радиолокационных параметров было необходимо аналогичным образом исследовать и облака, неподвергнутые искусственному воздействию. Однако, в этом случае имеет место одно затруднение - что выбрать нормой параметра.

Ранние исследования, проведенные нами [6] показали, что радиолокационные параметры облаков, подвергнутых воздействию, своего максимума достигали через 12 - 15 минут после начала воздействия. (Величина этого времени находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами латентного времени реакции облака на искусственное воздействие [7]). Исходя из этого, мы сочли правильным нормирующим значением радиолокационного параметра неподвергнутых воздействию облаков, взять их значения в момент времени, на 15 минут предшествующий достижению параметром своего максимума.

Из архива, имеющихся в нашем распоряжении данных радиолокационных наблюдений за конвективными облаками, проведенными в Восточной Грузии, нами были выделены три группы облаков:

-первая группа - облака подвергнутые воздействию в соответствии существующей методики (по заключений специалистов, проводящих практическую работу по воздействию) и не давших твердых осадков на поверхности земли. Таких случаев было 220;

- вторая группа – облака, подвергнутые воздействию, но по какой-то причине давшие твердые осадки различной интенсивности. Таких случаев было 58;

- третья группа – облака, неподвергнутые воздействию и давшие град. Таких случаев было 63.

Небольшое общее число случаев (всего 341 случаев. В базе данных у нас находится несколько тысяч случаев) объясняется тем, что анализу подверглись данные таких радиолокационных наблюдений, которые проводились в течение 30-40 минут, как в процессе развития облака, так и в процессе его диссипации.

На рисунках 1 и 2 приведены графики хода изменения нормированных значений вышеуказанных радиолокационных параметров для этих трех групп облаков.

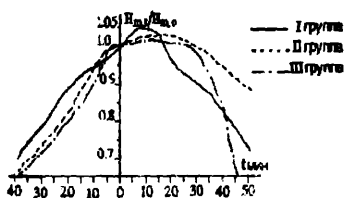


Рис. 1. Изменение во времени нормированных значений радиолокационного параметра  $N_m$  для трех групп облаков

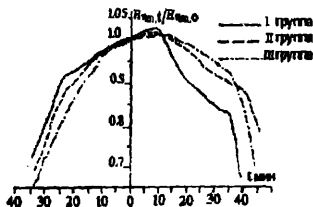


Рис. 2. Изменение во времени нормированных значений радиолокационного параметра  $N_m$  для трех групп облаков.

Анализ приведенных здесь графиков показывает, что если за норму продолжительности жизни радиоэха облаков принять продолжительность жизни облаков третьей группы, то продолжительность жизни первой и второй групп облаков увеличена на 13 и 19%, соответственно. Об аналогичном эффекте говорится и в [3].

Увеличение продолжительности жизни подвергнутых воздействию облаков можно объяснить тем, что искусственное воздействие интенсифицирует естественные процессы осадкообразования без увеличения вероятности образования осадков в виде града. А при сохранении полей восходящих потоков осадки с мелкими (не более 0.5см.) гидрометеорами в облаке могут задержаться более длительное время, соответственно и

облако будет дольше жить, чем при наличии в облаке осадков с частицами таких размеров, поддержку которых, имеющиеся в облаке восходящие потоки не в состоянии.

Рост значений радиолокационных параметров  $N_m$  и  $N_{\eta m}$  для первой и второй групп облаков по сравнению со своей нормой составляют 6 и 3%, соответственно. В тот же интервал времени значения тех же радиолокационных параметров для третьей группы облаков увеличивается незначительно - на 2 и 1 % соответственно.

Величина изменения рассматриваемых параметров под влиянием искусственного воздействия явно меньше по сравнению с изменением, известных из литературы [1,2]. Объяснить это возможно следующим образом:

- В первую группу вошли облака, которые, видимо, были обработаны недостаточно, но твердых осадков не дали из-за небольшой величины их градоопасности;
- Облака, попавшие во вторую группу явно были обработаны тоже недостаточно, вследствие чего, и они дали твердые осадки.

Причиной недостаточной обработки градоопасных облаков могли быть:

1. Недостаточная концентрация кристаллизующего реагента в облачную среду;
2. Неправильный выбор момента начала воздействия;
3. Неправильный выбор места внесения в облаке активного реагента. В реальной ситуации возможна любая комбинация из этих причин.

На основе вышеизложенного можно заключить, что выбранные нами радиолокационные параметры реагируют на искусственное воздействие, но для того, чтоб эта реакция была выражена более четко, необходимо для анализа выбрать таких случаи, когда воздействие было проведено в точном соответствии с требованиями существующей методики.

#### Л и т е р а т у р а

1. Rosenfeld, D., and W.L. Woodley, Effects of cloud seeding in West Texas. *J. Appl. Meteor.*, 28, 1050-1080, 1989.
2. Rosenfeld, D., and W.L. Woodley, Effects of cloud seeding in West Texas: additional results and new insights. *J. Appl. Meteor.*, 32, 1848-1866, 1993.
3. Robert R. Czys. Progress in planned weather modification research: 1991-1994. Atmospheric Sciences Division, Illinois State Water Survey, Champaign, Illinois. U.S. National Report to IUGG, 1991-1994 Rev. Geophys. Vol. 33 Suppl., © 1995 American Geophysical Union.
4. Л.Дж. Баттан "Радиолокационная метеорология" Гидрометеиздат. Ленинград.1962. 106-107.
5. А.И.Карцивадзе, Т.Г.Салуквадзе, Э.И.Парсаданова. "Некоторые данные об изменении характеристик зон радиолокационных отражений от градоопасных облаков, подвергнутых воздействию" Труды Института геофизики Академии Наук Грузии, т. XXVIII, , 1972. 224-228.
6. А.И.Карцивадзе, Т.Г.Салуквадзе - "Трансформация процесса развития и диссипации конвективных облаков под влиянием искусственного воздействия по данным радиолокационных наблюдений"- Труды Института геофизики Академии Наук Грузии, т. XXXII, 1973. 122-128.
7. Л.Г.Качурин - Физические основы воздействия на атмосферные процессы- Гидрометеиздат, Ленинград, 1973.

# ხელოვნური ზემოქმედების გავლენით კონვექციური ღრუბლების რადიოლოკაციური პარამეტრების ნორმირებული მნიშვნელობების დროში ცვალებადობა

თ. სალუქვაძე, ე. ხელაია, ლ. აბესელაშვილი

## რეზიუმე

სტატიაში გამოკვლეულია ზემოქმედებაქმნილი და არაზემოქმედებაქმნილი კონვექციური ღრუბლების ზოგიერთი რადიოლოკაციური პარამეტრის ნორმირებული მნიშვნელობების დროში ცვალებადობა. ნაჩვენებია, რომ სეგკვის დათრგუნვის მიზნით ზემოქმედებაქმნილი ღრუბლების სიცოცხლის ხანგრძლივობა იზრდება არაზემოქმედებაქმნილ ღრუბლებთან შედარებით. ხელოვნური ზემოქმედება იწვევს აგრეთვე რადიოლოკაციური პარამეტრების მნიშვნელობათა ზრდას, თან რაც მეტია ზემოქმედების დადებითი ეფექტი, მით მეტია პარამეტრის მნიშვნელობათა ნაზრდი. პარამეტრების საშუალო ნაზრდი მის ნორმასთან შედარებით შეადგენს 6%-ს, როცა ცდა დადებითია, ხოლო 3%-ს არასრული დადებითი ეფექტის დროს.

## Change in time of the normalized importances of radar characteristics convection clouds under influence by cloud seeding

T.G. Salukvadze, E.I. Khelaya, L.Sh. Abeselashvili

### Abstract

In paper the changes in time of the normalized importances of some radar characteristics of seeding and not seeding convection clouds are investigated. It is shown, that under influence by cloud seeding with the purpose of hail suppression life expectancy of convection clouds are increased in comparison with the same clouds, but without nonseeding clouds. The artificial influence causes also increase of meanings of radar characteristics, and than above positive effect of influence (i.e. is possible complete hail suppression), the more gain of meanings of characteristics. The importance of a gain of characteristics on the average makes 6 % in comparison with norm at positive experiences and 3 % - at partially positive experiences.

## Проверка надёжности радиолокационной индикации грозоопасности облаков методом распознавания образов

Н.В. Хелая, Э.И. Хелая, Т.Г. Салуквадзе,  
Дж.К. Кирия, Ю.М. Колесников

Идентификация грозовых облаков имеет большое научное и практическое значение. Своевременное определение грозоопасности конвективных облаков необходимо для обеспечения безопасности полета летательных аппаратов, подбора облаков, подлежащих искусственному воздействию с целью подавления или регулирования происходящих в них электрических процессов.

За последние десятилетия в Институте геофизики им. М.Нодия АН Грузии разработано несколько алгоритмов распознавания грозовых и ливневых облаков [1,2]. Они основываются на анализе экспериментальных радиолокационных и аэрологических наблюдений за конвективными облаками, проведенных в течение ряда лет в Алазанской долине Восточной Грузии.

В работе [2] приведено решающее правило идентификации грозовых облаков, полученное методом обобщенного портрета [3]. Проверка этого решающего правила на обучающей выборке показала, что распознавание грозовых и ливневых облаков происходит с высокой надежностью. А в настоящей работе оценка достоверности вышеупомянутого решающего правила осуществляется на обширной (несколько сот облаков) дополнительной выборке наблюдений с известной принадлежностью к классу, но не участвующей в обучении. К числу грозовых относились те облака, в которых по визуально-слуховым наблюдениям отмечались грозы.

Суть обобщенного портрета состоит в следующем: если даны два множества векторов  $X(x_1, \dots, x_a)$  и  $\bar{X}(\bar{x}_1, \dots, \bar{x}_b)$ , разделяемых гиперплоскостью, направляющий вектор  $\psi$  гиперплоскости строится таким образом, чтобы разделяя оба множества векторов, максимально отстоять от ближайшего из них. Он может быть представлен в виде:

$$\Psi = \sum_{i,j=1}^M \alpha_{ij} (x_i - \bar{x}_j), \quad i=1, \dots, a; \quad j=1, \dots, b; \quad a+b=\ell.$$

Здесь  $\alpha_{ij}$  - коэффициенты разложения вектора,  $M$  - количество информативных пар векторов, которые удовлетворяют равенству

$$((x_i - \bar{x}_j), \Psi) = 1,$$

а  $\ell$  - длина выборки.

Благодаря тому, что при решении практических задач  $M \ll \ell$ , число членов разложения, определяющих  $\Psi$ , невелико.

Процесс построения оптимальной гиперплоскости сводится к тому, чтобы

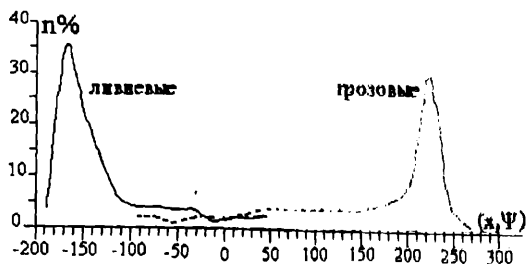


Рис. 1. Распределение значений  $(x, \Psi)$  для грозowych и ливневых облаков

отыскать в положительном квадранте  $\alpha_{ij} \geq 0$  минимальный по модулю вектор  $\psi$ , удовлетворяющий неравенству:  $((x_i - \bar{x}_j), \Psi) \geq 0$ ;  $\Pi = \frac{C_1 + C_2}{2}$ , где  $C_1 = \min(x_i, \psi)$ ,  $C_2 = \max(\bar{x}_j, \Psi)$ .

Гиперплоскость  $(x, \psi) = \frac{C_1 + C_2}{2}$  разделяет множества  $X$  и  $\bar{X}$  и наиболее от них удалена.

По решающему правилу нами были рассчитаны значения  $(x, \Psi)$  для всех случаев первого и второго классов (к первому классу относились грозowych, а второму ливневые облака) экзаменационной выборки. По данным этих расчетов построены графики распределения значений  $(x, \Psi)$ , которые представлены на рис. 1.

Как видно из этих графиков, диапазон изменения значений  $(x, \Psi)$  заключен в интервале  $-190 \div 280$ . Для грозowych облаков значения  $(x, \Psi)$  лежат в пределах от  $-90$  до  $270$ , а для ливневых облаков - от  $-190$  до  $50$ . Модальное значение  $(x, \Psi)$  для случаев первого класса равняется  $228$ , а для случаев второго класса -  $-165$ .

В интервале от  $-90$  до  $50$  с разной частотой встречаются облака обоих классов. Это значит, что если в конкретном случае значение  $(x, \Psi)$  окажется меньше  $-90$ , то облако однозначно можно причислить к второму классу, а если оно больше  $50$ , то облако можно причислить к первому классу.

Наиболее интересным является диапазон значений  $(x, \Psi)$ , в котором попадают облака обоих классов и не представляется возможным однозначно идентифицировать облако того или иного класса. Достоинством предложенного решающего правила является то, что в т.н. интервале неоднозначности попались лишь 36% всех случаев экзаменационной выборки.

Расчеты показали, что пороговое значение разделяющей функции  $(x, \Psi)$  равняется  $-63,5$ . При таком пороговом значении из рассмотренной нами экзаменационной выборки 96% грозowych облаков распознаются правильно, а ливневых - 92%.

Следует отметить что, пороговое значение  $(x, \Psi)$  можно сместить в одну или в другую сторону в зависимости от минимизации возможного риска и с учетом интереса потребителя.

#### Л и т е р а т у р а

I.Nino Kheiaza, Ethery Kheiaza, Tamaz Salukvadze, Zurab Zurabovich - On the investigation of radiolokational characteristics of cloud-burst and thunderstorm clouds and the their recogni-

tion - Journal of Georgyan Geophysical Society I ssue B. Physics of Atmosphere, ocean and Cosmic Reys. vol 3B 1998. "Geoprint" Publishing House, Tbilisi, 2000.

2. Хелая Н.В., Кирия Дж.К., Колесников Ю.М., Салуквадзе Т.Г., Хелая Э.И. - Способ распознавания грозových и ливневых облаков. Депонировано в Техинформе Грузии, 31.07.2000. №1220-2000.

3. Вапник В.Н., Червоненкис А.Я. - Теория распознавания образов. Изд. Наука, М., 1974.

## სახეთა ამოცნობის მეთოდით ღრუბელთა ელჭექსაშიშროების რადიოლოკაციური ინდიკაციის საიმედობის შემოწმება

ნ. ხელაია, ე. ხელაია, თ. სალუქვაძე,  
ჯ. ქირია, ი. კოლესნიკოვი

### რეზიუმე

ნაშრომში შემოწმებულია სახეთა ამოცნობის მეთოდით ღრუბელთა ელჭექსაშიშროების რადიოლოკაციური ინდიკაციის საიმედობა. ამისათვის შერჩეულ იქნა კონვექციური ღრუბლებზე რადიოლოკაციური დაკვირვებების მასალები, რომლებიც მოპოვებულია ალაზნის ველზე აღმოსავლეთ საქართველოში. ხსენებული ამონაკრები შეიცავდა წვიმისა და ელჭექის რამდენიმე ასეულ ღრუბელზე დაკვირვების მასალებს, რომელიც არ ყოფილა გამოყენებული ელჭექსაშიშროების წესის დადგენისას. წვიმისა და ელჭექის ყველა ღრუბლისათვის გამოთვლილ იქნა გამყოფი ფუნქციის მნიშვნელობები და აგებულ იქნა მათი განაწილების გრაფიკები. ანალიზმა აჩვენა, რომ საგამოცნობო ამონაკრების 64% ამოცნობილ იქნა ცალსახად, ხოლო ელჭექის ღრუბლის სწორი ამოცნობის საშუალო საიმედობა 93%-ს შეადგენს.

## Check of reliability of radar indication danger of a thunderstorm of clouds by a method of recognition of images

N.V. Khelaya, E.I. Khelaya, T.G. Salukvadze, J.K. Kiria, I.M. Kolesnikov

### Abstract

In the work the check of a decisive rule of recognition of thunderstorm clouds is carried out which was received with application of a method of the generalized portrait. With this purpose the data of radar observation on the convective clouds which have been carried out in the Alazani Valley of East Georgia are chosen. In sample the data of observation several hundreds by rain shower and thunderstorm clouds were included which did not take part in training by development of a decisive rule. For all cases of rain shower and thunderstorm clouds the importance of dividing function are designed and the diagrams of their distributions are constructed. The analysis of calculations has shown, that in 64 % of cases of examination sample the identification of both types of clouds occurs unequivocally, and the general justification of correct identification makes on the average 93%.

## Очистка дымовых газов теплоэлектростанций (ТЭС) от пыли и сернистого ангидрида

К.М. Чочивили, Н.Ш. Джидженшвили

Проблема охраны окружающей среды является одной из наиболее актуальных на современном этапе.

Основные источники загрязнения - промышленные установки химических, коксохимических, металлургических, нефтеперерабатывающих и других заводов и, прежде всего, ТЭС, работающие на твердом и жидком топливе.

С каждым годом все острее стоит вопрос о защите человека, животных и растительности от пагубного воздействия выхлопных газов, в том числе и сернистых, т. к. загрязнение атмосферы приводит к заметному изменению климатических условий всей планеты. В результате проведенных исследований установлено, что содержание в воздухе  $0,5 \text{ мг/м}^3$  сернистого ангидрида приводит к потере роста хвойных пород деревьев почти на 48 %.

Как указывается в работе [1], в добываемом в России ежегодно угле содержится около 100 млн. т. серы. Больше половины углей, добываемых в европейской части страны, имеют в своем составе более 2,5 % серы, а угли, содержащие менее 1,5 % серы, составляют около 20 %.

В настоящее время имеется несколько технологических направлений решения проблемы [2], позволяющих полностью или частично извлекать серу до или после сжигания топлива.

Заслуживает внимания разработанный в ИНХЭЛ АН Грузии способ очистки отходящих газов теплоэлектростанций, который характеризуется высокой степенью очистки от пыли и сернистого ангидрида [5].

Как известно, отходящие газы содержат пыль в количестве  $6-8 \text{ г/м}^3$ , сернистого ангидрида –  $11-15 \text{ г/м}^3$ .

При развитии современной техники, когда атмосфера насыщена  $\text{SO}_2$ , часто бывают «кислотные дожди», что дает достаточно тяжёлые результаты.

Особенно актуальна эта проблема для нашей страны, т. к. известно, что на базе Ткибульского месторождения каменного угля, вблизи от г. Ткибули, руководством концерна запланировано строительство ТЭС мощностью 150 мегаватт. Она за год потребует примерно миллион тонн каменного угля, в котором содержание серы составляет 1,2-5 %.

Разработанные за последние годы методы поглощения  $\text{SO}_2$  относятся к т. н. мокрым методам, когда нейтрализация диоксида производится суспензией щелочными или щелочноземельными металлами. Но, когда в выхлопных газах концентрация диоксида мала, существующий метод не эффективен. Это послужило поводом для разработки новых методов.

Для поглощения сернистого ангидрида и пыли была использована суспензия, изготовленная из твердого остатка продуктов сгорания ТЭС.

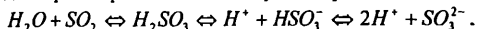
### Теоретические основы вопроса

Взаимодействие сернистого ангидрида с суспензией золы, которая представляет собой сложную гетерогенную систему, не изучена в достаточной степени. Вместе с этим в золе содержатся частицы несгоревшего топлива, что обусловлено неустойчивостью

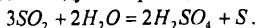


режима горения. По этой причине твердые отходы содержат частички несгоревшего топлива от 5 до 30% по массе.

Известно, что сернистый ангидрид хорошо растворяется в воде и является сильным восстановителем. В водных растворах имеются следующие равновесия:



Но уже при 150°С происходит следующая реакция:



При пропускании через зола-шлаковые суспензии  $SO_2$  наряду с химическими реакциями протекают процессы адсорбции на оксиде алюминия и на поверхности несгоревшего угля. Адсорбированный на  $Al_2O_3$  сернистый ангидрид при нагревании легко десорбируется, однако поверхность несгоревшего угля, которая является т.н. окисленным активированным углем (ОАУ), приобретает совершенно особые каталитические и адсорбционные свойства.

В отличие от обыкновенных углей окисленные угли (ОУ) из растворов электролитов поглощают не анионы, а-катионы [5].

Для объяснения такого рода ионообменного поведения выдвинуты теории, которые условно можно сгруппировать как химические и электрохимические теории (Шилова-Чмутова и Фрумкина). С помощью различных физических и химических методов установлено, что на поверхности окисленных углеродистых сорбентов (в том числе (ОАУ) существуют различные кислородсодержащие функциональные группы. Именно эти поверхностные образования обуславливают сорбционные, ионообменные и каталитические свойства.

Таким образом, на ОУ при взаимодействии с электролитами происходят различные поверхностные реакционные обмены, поверхностное комплексообразование, окисление-восстановление и др. Зная механизмы происходящих явлений, можно находить оптимальные условия их протекания.

#### Экспериментальные исследования

Ткибульский угольный концентрат, который подвергался сжиганию, имел следующий состав в процентах:

$$W^a - 7,50\%; A^d - 13,50\%; V - 40,02\%; S_t^d - 1,12\%.$$

В таблице приводится состав золы, полученный путём сжигания навески в атмосфере кислорода которая является продуктом полного окисления образца и термических преобразований минеральных компонентов:

#### Химический состав зол

ЗОЛА			
Состав %%	Ткибульский уголь	Формированный кокс	ТЭС
SiO <sub>2</sub>	47,10	52,20	49,20
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	27,40	33,60	28,20
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4,24	8,10	3,40
FeO	3,43	-	2,40
TiO <sub>2</sub>	1,10	-	1,36
P <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	0,16	-	0,14
H <sub>2</sub> O	0,40	-	0,08
P	-	0,06	-
Mn	-	1,42	-
CaO	4,40	1,69	3,50
HgO	0,56	1,15	0,60

SO <sub>3</sub>	0,37	-	0,63
Na <sub>2</sub> O	0,10	-	0,10
K <sub>2</sub> O	0,70	-	0,90

Из таблицы видно, что зола, полученная путём сжигания ткибульского угля, характеризуется достаточно высоким содержанием глинозема (~30%). Кроме этого, зола содержит ~8% окислов железа ( $Fe_2O_3 + FeO$ ), CaO – 4,4 %, TiO<sub>2</sub> -1,1 %; а также MnO, P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>, MgO и оксидов щелочных металлов (суммарное количество 0,8%).

Методом рентгено-структурного анализа на дифрактометре DRON-3 был изучен минеральный состав золы. Было установлено, что кремнезём представлен в виде кварца и частично входит в состав глинистых материалов каолинитовых групп.

Опыты проводили в лабораторных условиях следующим образом: готовили водную суспензию, содержащую 30-40% твёрдой фазы и 1,5-2,0 г/л BaS. В суспензию добавляли сульфид бария для извлечения тяжёлых металлов. Твёрдой фазой служили отходы ТЭС, образующиеся при сжигании угля. В суспензии барботировали SO<sub>2</sub>.

Полученные анализы показали высокую степень очистки от пыли и SO<sub>2</sub>, которая составляет 86,6-88,6 % и 98,4-99,3 % соответственно.

В заключении можно сделать следующие выводы:

1. Разработан способ очистки отходящих газов ТЭС от пылевидных частичек и сернистого ангидрида суспензией твёрдых отходов сжигания углей
2. Концентрация суспензии составляет 30-40 г/л твердого остатка. Для удаления тяжёлых металлов добавляется раствор сульфида-бария с концентрацией 1,5-2,0 г/л.

#### Литература

1. А. А Кричко; И. И. Черненко; Т.В. Агеева- Газификация угля-эффективный метод защиты окружающей среды- Угол, 1990.
2. Альтшулер В. С- Новые процессы газификации топлива, -М.: Недра, 1976.
3. Джиджейшвили Н. Ш; Дгебуадзе М. К и др.  
А.С. СССР №1 711 956. Опубл. Б. И. №6 15.02.92
4. Гриссбах Р. Теория и практика ионного обмена. М. Изд. ИЛ 1963
5. Тарковская И. А. Окисленный уголь. Киев. Наукого думка. 1981 с 112.

## მყარ სათბობებზე მომუშავე თბოელექტროსადგურების გამონაბოლქვი აირების მგერისა და გოგირდოვანი აირისაგან გაწმენდა

ქ. ჩოჩიშვილი, ნ. ჯიჯიშვილი

რეზიუმე

დამუშავებულია თბოელექტროსადგურების გამონაბოლქვი აირების მგერისა და გოგირდოვანი ანჰიდრიდისაგან გაწმენდის მეთოდი. ამ მიზნით გამოყენებულია ქვანახშირის წვის შედეგად მიღებული მყარი ნარჩენების სუსპენზია, რომლის

კონცენტრაცია შეადგენს 30-40 გ/ლ. მძიმე მეტალების მოცილების მიზნით ხსნარს ემატება 1,5-2,0 გ/ლ კონცენტრაციის ბარიუმის სულფიდის ხსნარი.

## **Cleaning of the hydroelectric power plant working or solid fuel from exhaust gases**

**Q. Chochishvili, N. Jijeishvili**

### **Abstract**

Cleaning method of hydroelectric power plant exhaust gas from dust and Sulpher anhydride was determined. Solid leavings Suspension with concentration of 30-40 g/l obtained by coal combustion was used for this reason. 1,5-2,0 g/l concentration barium Sulpher Solution was added to the Solusition to remove heavy metals.

## **Углеродные адсорбенты на основе газовых и слабоспекающихся углей Ткибульского месторождения**

**К. М. Чочишвили, Н. Ш. Джидженшвили, М. К. Дгебуадзе**

Углеродные адсорбенты, так называемые активные угли, широко применяются в различных областях народного хозяйства. Наиболее распространенное сырье для их получения – ископаемые угли, главным образом неспекающиеся и слабоспекающиеся, на основе которых получают как дешевые зернистые адсорбенты одноразового действия, так и более дорогие гранулированные активные угли с высокой прочностью и развитой системой микропор. В последнем случае необходимо добавление дефицитного и дорогостоящего связующего вещества, что в значительной степени сдерживает дальнейшее развитие производства гранулированных адсорбентов.

Фундаментальные исследования свойств спекающихся углей и разработка на их основе процессов коксования и получения бездымного топлива [1,2] являлись предпосылкой для разработки нового метода получения углеродистых адсорбентов из спекающихся углей.

Способность спекающихся углей переходить при нагреве в пластическое состояние с образованием монолита, была использована для создания гранул адсорбентов с высокой механической прочностью, что позволило исключить добавление связующего, значительно снизить себестоимость адсорбентов, а также упростить технологию.

Опыт работы сотрудников ИГИ по гранулированию ископаемых углей и других материалов на тарельчатых грануляторах послужил основой для разработки процесса гранулирования спекающихся углей с целью получения гранул адсорбентов сферической формы небольшого размера (0,5-0,4 мм) [3].

Однако в этом случае необходимо применять дефицитные и дорогостоящие вяжущие материалы, что исключает использование углей, характеризующихся низкими пластическими свойствами, в том числе газовых и слабоспекающихся углей Ткибули-Шаорского месторождения.

Однако исследования, проводимые в направлении изучения термохимических свойств углей Ткибульского месторождения показали, что при нагреве этих углей под давлением собственных летучих веществ создаются весьма благоприятные условия развития реакции поликонденсации, что приводит к увеличению толщины пластического слоя.

Таким образом, увеличение т. н. псевдо-жидкого состояния со своей стороны обуславливает получение твердого монолита из зерен угля [4].

Следует отметить, что на основе этих исследований была разработана технология получения окускованного формованного кокса из Ткибульских газовых и слабоспекающихся углей.

### **Экспериментальные исследования**

Как известно, производство активных углей состоит из двух основных стадий: карбонизации и активации. На основе вышеуказанных технологических факторов (давление

собственных летучих веществ) был разработан одностадийный, простой технологический процесс, в котором объединены процессы карбонизации и активации. Тяжёлые смолы, содержащиеся в летучих веществах, пластифицируют уголь, вследствие чего повышается твердость карбонизата.

Получение окатышей из Ткибульского угля производилось на вращающемся тарельчатом грануляторе, диаметром 750 мм, с неподвижным ножом.

Для получения гранул Ткибульский уголь предварительно измельчался в шаровой мельнице до крупности 0,5-0,8 мм, а затем в количестве 4-5 кг подавался в чашу гранулятора. Одновременно с подачей угля в чашу гранулятора с помощью форсунки подавалась вода.

Изменением скорости вращения чаши гранулятора, количеством подаваемой воды и временем окатывания был подобран оптимальный режим работы гранулятора (угол наклона чаши -  $45^\circ$ , скорость вращения 11 об/мин, продолжительность гранулирования - 50 мин), который позволял полностью гранулировать подаваемый в чашу гранулятора уголь и получать окатыши диаметром 25-30 мм при влажности 22-24%. Окатыши выдерживали одно - двукратное сбрасывание на стальную плиту с высоты 1,2 метра. После этого они подвергались коксованию- карбонизации в автоклаве.

На рис. 1. даны наиболее характерные кривые температуры и давления, полученные при коксовании окатышей в автоклаве.

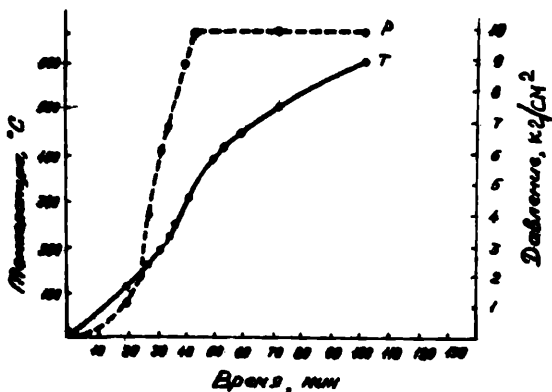


Рис. 1. Изменение температуры и давления в автоклаве во времени.

Полученный в результате спекания окатышей адсорбент подвергался техническому анализу и испытанию на прочность по методу ИГИ. Результаты этих анализов и испытаний приведены в табл. 1.

Таблица 1  
 Качественная характеристика адсорбентов,  
 полученных из окатышей

№№ п/п	Условия спекания окатышей			Качественная характеристика спечённых окатышей							
	Давление в автоклаве, кг/см <sup>2</sup>	Продолжительность опыта, мин.	Скорость спекания °C/мин	Технический анализ %			Истинная плотность г/см <sup>3</sup>	Кажущаяся плотность г/см <sup>3</sup>	Пористость, %	Прочность по ИГИ, Индекс прочности кгм/гм <sup>2</sup>	
				W <sup>a</sup>	A <sup>d</sup>	V <sup>daf</sup>					
1	0	68	9,0	3,11	17,25	7,12	1,712	0,743	46,59	5,60	
2	2	113	5,3	3,81	17,40	7,49	1,688	0,700	58,53	5,20	
3	6	114	5,2	3,30	17,25	5,80	1,675	0,830	50,45	5,35	
4	10	109	5,5	2,95	17,07	4,88	1,692	0,586	59,48	5,63	
5	15	78	9,1	3,03	16,35	8,43	1,605	0,538	66,48	4,79	

Как видно из таблицы 1, адсорбент (кокс), полученный из окатышей, даже без дополнительной прокалки имеет высокую пористость и вполне удовлетворительную прочность на удар.

Выводы:

1. На основе технологии коксования Ткибульских углей под давлением собственных летучих веществ, получены углеродные адсорбенты с хорошо развитой пористой структурой.
2. Полученные адсорбенты можно применять в разных областях промышленности

Литература:

1. Сапожников Л. М. Каменные угли и металлургический кокс. Изд. АН СССР, 1941.
2. Джапаридзе П. Н.; Дракин Л. А. Теоретические предпосылки к разработке новой техники коксования. Тбилиси, Изд. АН ГССР, 1957.
3. Кричко А. А.; Лебедев В. В.; Фарберов И. Л. Нетопливное использование углей. М., Недра 1978.
4. Джапаридзе П.Н., Дракин А.А., Джиджейшвили Н.Ш. Коксование слабоспекающихся углей под давлением собственных летучих веществ. «Химия твердого топлива», №2, 77, 1969.

# ტყიბულის საბადოს აირადი და სუსტადშეცხობადი ნახშირებისაფუძველზე მიღებული ადსორბენტები

ქ. ჩოჩიშვილი, ნ. ჯიჯეიშვილი, მ. დგებუაძე

რეზიუმე

ტყიბულის ნახშირის საკუთარი აქროლადი პროდუქტების წნევის ქვეშ დაკოქსვის ტექნოლოგიით მიიღება ადსორბენტები, რომლის გამოყენებაც შესაძლოა მრეწველობის სხვადასხვა დარგში.

## **Carbon adsorbents on the basis of gas and weakly stuck together of Tkibuli layer's deposits**

**Q. Chochishvili, N. Jijeishvili, M. Dgebuadze**

**Abstract**

Adsorbents with well developed porous structures, which can be used in various spheres of industry, can be obtained based on the elaborated technology.

## Влияние высоты местности на среднесезонное и минимально ожидаемое число градовых случаев

Р. И. Дореули

Как было отмечено в предыдущих работах [1,2], территория Кахетинского региона была разбита на равные 334 квадрата (участка) с площадью  $5 \times 5$  км<sup>2</sup>. Средняя высота местности  $H_R$  в каждом квадрате определялась путем осреднения по 5-6 значениям в них высот поверхности земли над уровнем моря. В каждом квадрате территории было установлено среднесезонное число повторяемости градовых и градоопасных облаков ( $n$ ) и среднее значение потенциальной степени градоопасности ( $\bar{k}$ ), что со своей стороны представляет статистическую вероятность выпадения града из данного облака в зависимости от комплекса разных радиолокационных параметров [1,5].

В каждом квадрате территории нами были установлены значения  $N = n \cdot k$ , которые удовлетворительно характеризуют участки территории по среднесезонным ожидаемым числам градовых случаев. По этим данным составлено поле распределения среднесезонного ожидаемого числа градовых явлений на территории Кахетинского региона (Рис.1)

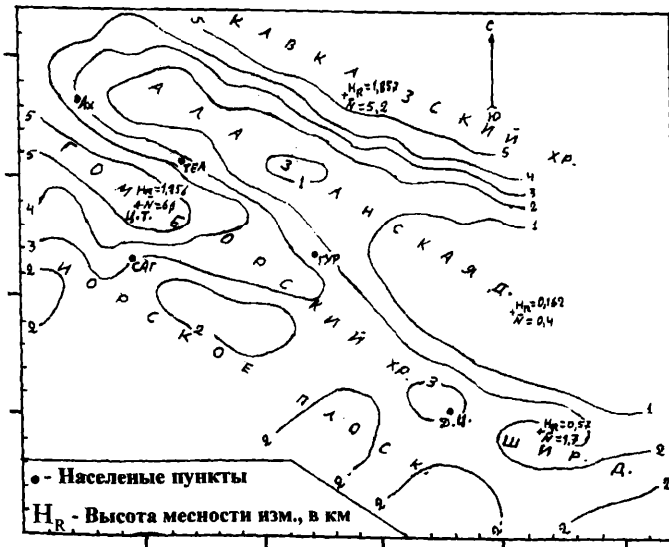


Рис. 1

Поле распределения среднесезонного минимально ожидаемого числа градовых случаев ( $N_{min}$ ) на территории Кахетинского региона



Из рис. 1 видно, что так же, как для полей [1,2], наибольшие значения  $\bar{N}$  наблюдаются над Гомборским хребтом в окрестности горы Циви Тура (Ц.Т.)  $5,1 \leq \bar{N} \leq 6,1$  и над верхней частью южных склонов Кавказского хребта -  $4,5 \leq \bar{N} \leq 5,2$ , которые характеризуются большими значениями  $H_R$ . Вдоль склонов Кавказского и Гомборского хребтов, в сторону Алазанской долины и Иорского плоскогорья, со снижением высоты местности снижается и среднесезонное ожидаемое число градовых явлений.

Относительно большие значения  $\bar{N}$ , в основном, совпадают с водоразделяющими отрогами хребтов, а меньшие значения попадают между этими отрогами хребтов.

Вдоль Гомборского хребта по направлению с северо-запада на юго-восток (в сторону уменьшения высоты хребта), в среднем, происходит уменьшение значений  $\bar{N}$ . В центральной части Ширакской долины  $1,1 \leq \bar{N} \leq 1,7$ .

В 20 км юго-западнее г. Сагареджо  $1,6 \leq \bar{N} \leq 2$ . От этого участка, вдоль Иорского плоскогорья, по направлению с северо-запада на юго-восток (в сторону увеличения  $H_R$  значений),  $\bar{N}$  возрастает в 20 км южнее от г. Сагареджо  $2,1 \leq \bar{N} \leq 3$ . После этого происходит уменьшение значений  $\bar{N}$ , в 7,5-35 км юго-восточнее от г. Сагареджо  $1,3 \leq \bar{N} \leq 2$ . Далее, в том же направлении (в сторону увеличения  $H_R$ ), значение  $\bar{N}$  опять возрастает, и в окрестности Дедоплис-цкаро  $3 \leq \bar{N} \leq 3,2$ .

В Алазанской долине, по направлению с северо-запада на юго-восток (уменьшается  $H_R$ ), значение  $\bar{N}$  уменьшается от 2 до 0,4.

Таким образом, изучение настоящего вопроса позволило выявить, в каком участке Кахетинского региона, сколько раз, в среднем, в течение сезона ожидаются градовые явления.

Например: в юго-восточной части Алазанской долины, на участке территории с координатами 102,5 км 47,5 км, в течение одного сезона градовые явления, (в среднем), ожидаются 0,5 раз. С повышением высоты местности среднесезонное ожидаемое число градовых явлений увеличивается. Возле Циви Тура, на участке территории с координатами 27,5 км, 67,5 км, в течение одного сезона градовые явления могут наблюдаться, в среднем, 6,1 раз и т.д.

Для нахождения зависимости между  $\bar{N}$  и  $H_R$ , как и в предыдущих работах, мы ограничились анализом данных наблюдений, проведенных на территории Алазанской долины, где число участков составляет 190.

Допуская, что  $H_R$  является факторным признаком, который меняется от 0,156 до 1,857 км, а  $\bar{N}$  является результативным признаком, который меняется от 0,4 до 6,1, с использованием известной формулы Стерджесса получим:

$$h = \frac{X_{\max} - X_{\min}}{1 + 3,322 \lg \Sigma n} \quad (1)$$

где  $h$  - ширина интервала;  $\Sigma n$  - общее число измерений

Диапазон изменения  $H_R$  разделен по интервалам, равным 0,2 км; диапазон изменения  $\bar{N}$  - по интервалам 0,6. Для каждого интервала высоты местности ( $H_R$ ) установлено среднее значение среднесезонного ожидаемого числа градовых случаев ( $\bar{N}$ ), и построена кривая зависимости  $\bar{N}$  от  $H_R$ , которая представлена на рис. 2 (пунктирная линия). Эта кривая удовлетворительно описывается уравнением:

$$\bar{N}_T = 0,19 \cdot H_R^3 + 3,5 \cdot H_R + 0,13 \quad (2)$$

где коэффициенты регрессии: -0,19; 3,5; 0,13 были найдены методом наименьших

квдратов. Кривая, соответствующая уравнению (2) представлена на рис. 2 (сплошная линия). Корреляционное отношение  $\eta=0,97$ , а среднее квадратическое отклонение находится в пределах  $0,2: \div 0,4$ .

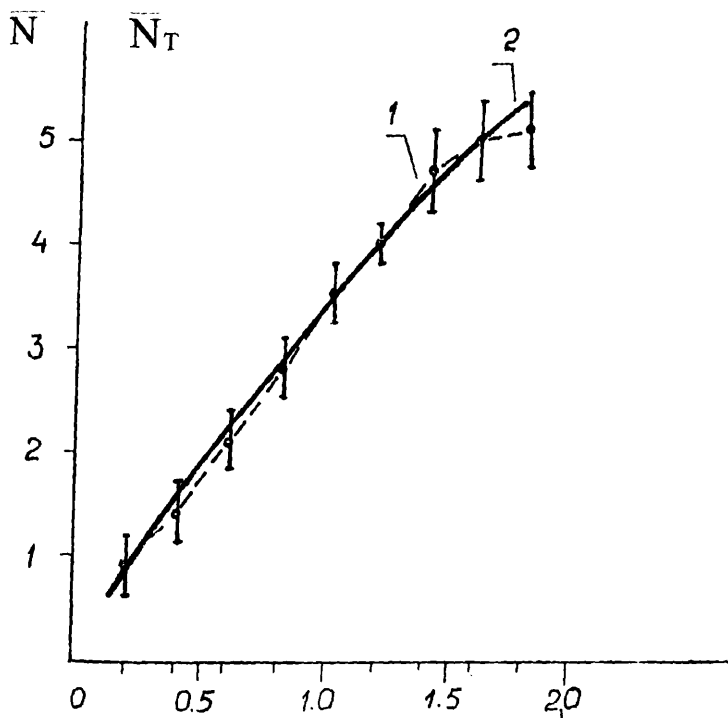


Рис. 2.

1. Зависимость  $\bar{N}$  от  $H_R$ ; 2. Зависимость  $\bar{N}_T$  от  $H_R$ .

С использованием уравнения (2) в каждом квадрате исследуемой территории вычислены среднесезонные ожидаемые числа градовых случаев  $\bar{N}_T$ .

Сравнивая эти значения со статистическими данными, можно заметить, что в соответствующих квадратах исследуемого региона значения  $\bar{N}_T$  от значений  $\bar{N}$  отличаются не более, чем на 8%, за исключением 4 кварталов, находящихся в верхней части склонов Кавказского хребта, где значения  $\bar{N}_T$  относительно значений  $\bar{N}$  повышены на 15%. Это обусловлено недостаточным числом статистических данных, которые скорректированы при помощи теоретических расчетов.

В настоящее время эффективность воздействия на облака, с целью предотвращения градовых явлений, оценивается многими способами [5]. Однако, практика показала, что использование этих способов связано с большими сложностями, и результаты не всегда удовлетворяют возрастающим требованиям.

Эффективность воздействия на облака, с целью предотвращения градовых явлений, можно оценить более простым и достоверным радиолокационным способом.

В каждом участке защищаемой территории нами были установлены значения  $\bar{N}_{\min} = n \cdot k_1$  (где  $\bar{n}$  - среднесезонное количество облаков в данном участке территории, а  $\bar{K}_1$  - нижняя граница доверительного интервала потенциальной степени градоопасности в этом же участке). Эти величины удовлетворительно характеризуют участки данной территории по среднесезонным минимальным ожидаемым числам градовых случаев.  $\bar{K}_1$  с достоверностью  $\beta=99\%$ , при значении обратной функции Лапласа  $t_\beta = 2,57$ , рассчитано по известной формуле [6]

$$K_1 = \frac{K' + \frac{1}{2n} t_\beta^2 - t_\beta \cdot \frac{1}{n} K'(1-K') + \frac{1}{4(n)^2} t_\beta^2}{1 + \frac{1}{n} t_\beta^2}, \quad (3)$$

где  $K'$  - исправленные значения  $K$ , взятые из графика зависимости  $K$  от  $p$ , что со своей стороны представляет среднее значение вероятности выпадения града для семи радиолокационных параметров [4]

По данным  $\bar{N}_{\min}$  построено поле распределения среднесезонного минимально ожидаемого числа градовых случаев над Кахетинским регионом (рис. 3).

Из рис.3 следует, что наибольшие значения  $\bar{N}_{\min}$  приходятся на высокие места территории, а меньшие значения отмечаются в низинах. В юго-восточной части Алазанской долины, на участке территории с координатами 102,5 км и 47,5 км, в течение одного сезона градовые явления ожидаются минимум 0,06 раз. С увеличением  $H_R$  значения  $\bar{N}_{\min}$  увеличиваются. В окрестности Циви Тура в течение одного сезона градовые явления ожидаются минимум 3,1 раза.

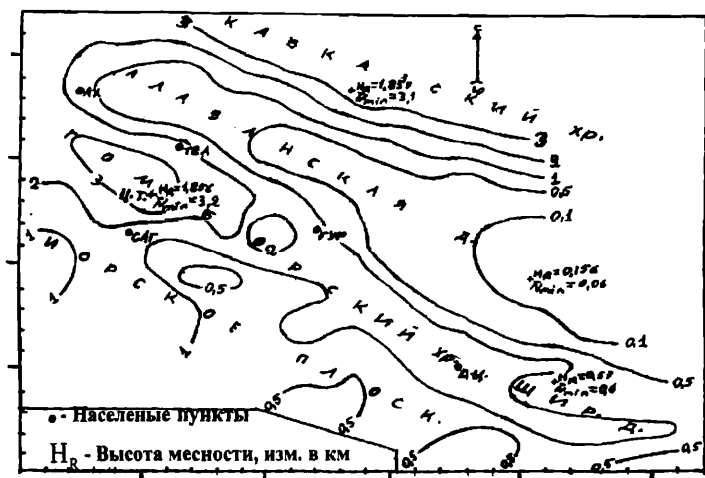


Рис. 3

Поле распределения среднесезонного минимально ожидаемого числа градовых случаев ( $\bar{N}_{\min}$ ) на территории Кахетинского региона

Для успешного проведения противорадовых работ очень важное значение имеет правильное размещение пунктов воздействия и командных пунктов на защищаемой территории. Этот вопрос будет решен, если пункты воздействия и командные пункты будут размещены в соответствии с распределением, представленном на рис. 1. Это распределение можно использовать и в сельском хозяйстве. На участках территории, где велико число среднесезонных ожидаемых градовых случаев  $\bar{N}$ , могут выращиваться те культуры, которые сильно не поражаются градом (кукуруза, картофель, свекла и др.), а на участках, где малы значения  $\bar{N}$ , можно располагать культуры, сильно поражаемые градом (виноград, помидоры и др.).

Нами предлагается более простой и достоверный радиолокационный способ оценки эффективности противорадовых работ. Как видно из рис.3, каждый участок исследуемой территории характеризуется определенными значениями  $\bar{N}_{\min}$ . Сравнивая фактическое число случаев выпадения града со значением  $N_{\min}$ , можно сделать заключение об эффективности противорадовых мероприятий.

Допустим, что на участке территории, где ведутся противорадовые работы, в течение сезона град выпал  $n'$  раз:

если  $n' < N'_{\min}$  - воздействие считается эффективным;

если  $N'_{\min} \leq n' < N$  - воздействие считается малоэффективным;

если  $n' \geq \bar{N}$  - воздействие считается неэффективным.

Для градобитных регионов, где не имеется статистических данных радиолокационных наблюдений, можно построить вышеупомянутые поля распределений при помощи уровней (2).

#### Литература

1. Отчет отдела физики облаков Института геофизики АН ГССР, 1990 г., глава IV, стр. 1-55.
2. Р. И. Дореули. Влияние рельефа на формирование и перемещение градовых облаков". Тр. Всесоюзной конференции по активным воздействиям на гидрометеорологические процессы. Нальчик 22-25 октября 1991 г. Санкт-Петербург "Гидрометеоздат", 1995, стр. 145-151.
3. А. М. Боровиков, Р. И. Дореули, А. И. Карцивадзе, В. В. Костарев, В. А. Лапинкас, Т. Г. Салуквадзе. Радиолокационные характеристики градовых облаков. "Физика облаков", Тр. ИГАН ГрССР. Издательство "Мецниереба", т. XXV:1, Тбилиси, 1967, стр. 176-189.
4. А. И. Карцивадзе, Т. Г. Салуквадзе, В. А. Лапинкас. Некоторые вопросы методики воздействия на градовые процессы с использованием противорадовой системы "Алазани". Тр. Института геофизики АН ГрССР, т. XXXVI Издательство "Мецниереба", 1975 г, стр. 13-27.
5. А. В. Бухникашвили, А. И. Карцивадзе, Б. И. Кизирия, Г. Г. Тодуа. Организация оперативно-производственной защиты от градобитий в Алазанской долине. Тр. Всесоюз. Научного совещания по активным воздействиям на градовые процессы. Тбилиси, 1964, стр. 325- 337.
6. Е. С. Венцель. Теория вероятностей. Гос. Издательство физико-математической литературы. Москва, 1962, стр. 301-352.

## სიმაღლის გავლენა სეკცვის შემთხვევების საშუალო სემონურ და მინიმალურ მოსალოდნელ რაოდენობაზე

რ. ღორეული

რეზიუმე

კახეთის რეგიონისათვის აგებულია:

1. საშუალოდ სემონში მოსალოდნელი სეკცვის შემთხვევების განაწილების ველი;
2. საშუალოდ სემონში მინიმალურად მოსალოდნელი სეკცვის შემთხვევების განაწ-

იღების ეელი.

მიღებულია რეგრესიის განტოლება, რომელიც დამაკმაყოფილებლად აღწერს სიდიდეთა განაწილების ეელს კახეთის რეგიონისათვის.

შემუშავებულია მარტივი რადიოლოკაციური ხერხი, რომელიც სამუალებას გვაძლევს, სემონის განმავლობაში ჩატარებული სეტყვის საწინააღმდეგო სამუშაოების ეფექტურობის შემოწმებას.

## **The influence of place height on numbers of forthcoming seasonal hailstorms**

**R. I. Doreuli**

### **Abstract**

Conclusions were drawn for each observed territory:

1) The meanings of  $K$ , characterizing the sections of observed territory by forthcoming numbers of seasonal hailstorms.

2) The meanings of characterizing the sections of observed territory by forthcoming numbers of seasonal hailstorms.

According to given data following was composed for Kaheti region:

1) Distributional field of forthcoming numbers of seasonal hailstorms end

2) Distributional field of forthcoming numbers of seasonal hailstorms

Regression equation is obtained, which satisfactorily describes the meaning of  $N$ - Distributional field of forthcoming numbers of seasonal hailstorms.

Simple radio-locating method was developed, which affords an opportunity to estimate the efficiency of anti-hail actions.

## Некоторые результаты исследований аэрозольного загрязнения атмосферы в Тбилиси

Д.Д. Киркитадзе

Одной из важнейших компонент атмосферы, обуславливающей климатические и экологические эффекты, является атмосферный аэрозоль. Учитывая важность указанных выше проблем, исследованиям атмосферного аэрозоля в Грузии всегда придавалось важное значение. Особое внимание в этих работах уделялось исследованиям изменчивости аэрозольной оптической толщи атмосферы AOD, являющейся одной из важнейших характеристик уровня аэрозольного загрязнения атмосферы в оптически активном диапазоне их размеров. В этом плане в нашей стране имеются многолетние традиции, основанные на разработанной в Институте географии АН Грузии проф. Таварткиладзе К.А. методики определения AOD по данным стандартных актинометрических измерений интенсивности прямой солнечной радиации у поверхности земли при ясном небе [1]. Данные о среднемесячных значениях AOD в Тбилиси имеются для периода с 1928 по 1991 гг. и с их использованием, особенно в последнее время, было опубликовано достаточно много работ [2-8].

В 2003 г. Институты геофизики и географии АН Грузии возобновили актинометрический мониторинг AOD в Тбилиси. В том же году с использованием методики [1] были рассчитаны дневные значения AOD в Тбилиси для периода 1980-1991 гг. и создана соответствующая компьютерная база данных. Ниже представлены некоторые результаты исследований вариаций дневных, средних месячных, сезонных, полугодовых и годовых значений AOD (для длины волны 1 мкм) в Тбилиси, проведенных в последние годы Институтами геофизики и географии АН Грузии.

Изучены статистические характеристики среднемесячных значений аэрозольной оптической толщи атмосферы для 9 различных периодов времени с 1931 по 1990 гг. (6 последующих периодов по 10 лет, 2 периода по 30 лет и 1 период за 60 лет). В частности получено, что за исключением периодов 1931-1940 и 1941-1950 гг. во всех последующих десятилетиях по сравнению с предыдущими происходило увеличение значений AOD. Минимальное значение AOD менялось от 0,018 в 1931-1950 гг. до 0,047 в 1981-1990 гг., максимальное – от 0,090 в 1941-1950 гг. до 0,325 в 1971-1980 гг.

Получены функции распределения среднемесячных значений AOD для указанных периодов времени, имеющие один и тот же вид – положительно асимметричный. В зависимости от периода времени эти функции можно представить в виде экспоненциальной с показателем экспоненты в виде полинома второй степени, измененной гамма-функции, полиномов шестой и седьмой степени.

Анализ рядов среднегодовых значений аэрозольной оптической толщи атмосферы в Тбилиси различной длительности на наличие в них автокорреляции показал следующее. В период с 1931-1945 гг. в ряде среднегодовых значений AOD автокорреляция отсутствует. Затем, в ряде наблюдений 1931-1950 гг. автокорреляция появляется и присутствует во всех дальнейших рядах по мере возрастания годов (1931-1950 гг., 1931-1960 гг., ..., 1931-1990 гг.). Внутри двадцатилетних периодов наблюдений: 1931-1950, гг. 1951-1970 гг., 1971-1990 гг. – автокорреляция отсутствует только в последнем из них (1971-1990 гг.). Результаты анализа рядов наблюдений на автокоррелированность позволили внести поправки в значения доверительных

интервалов для среднегодовых величин AOD в Тбилиси в различные промежутки времени .

Внутригодовой ход среднемесячных значений аэрозольной оптической толщи атмосферы в Тбилиси, осредненный по шести десятилетним периодам с 1931 по 1990 гг., двум тридцатилетним – 1931-1960 и 1961-1990, а также полного периода времени (1931-1990) вне зависимости от периодов времени вполне удовлетворительно описывается полиномом седьмой степени с максимумом в июле и минимумом в декабре-январе. Со временем происходит сдвиг кривых внутригодового хода AOD в сторону увеличения. Однако внутригодовой ход аэрозольной оптической толщи атмосферы нормированных на июльское значение величин AOD, в целом, достаточно устойчив и мало различим для всех указанных выше периодов времени. Математически этот ход, как и для ненормированных значений AOD, хорошо описывается полиномом седьмой степени. Нормирование на среднегодовые значения AOD практически дает аналогичные результаты - наблюдается полная устойчивость во времени соотношений между среднесезонными и среднегодовыми значениями AOD, несмотря на автокоррелированность в рядах наблюдений последних. Наличие устойчивости во внутригодовом ходе нормированных значений AOD оказывается весьма полезным при решении задач восстановления внутригодового хода AOD для случаев, если эти данные имеются лишь для некоторых месяцев или сезонов года.

Изучена временная устойчивость корреляционных связей между среднемесячными, сезонными и полугодовыми значениями аэрозольной оптической толщи атмосферы в Тбилиси для двух периодов времени 1931-1990 и 1961-1990 гг. В частности получено, что в 1961-1990 гг по сравнению с 1931-1990 гг. в целом произошло снижение уровня корреляционных связей между указанными выше значениями аэрозольной оптической толщи атмосферы в разные месяцы и сезоны. Тем не менее уровень корреляционных связей среднемесячных и сезонных значений AOD с полугодовыми и годовыми его значениями в 1961-1990 гг остался достаточно высоким. Получены соответствующие уравнения линейной регрессии, связывающих среднегодовые значения аэрозольной оптической толщи атмосферы с их среднемесячными, сезонными и полугодовыми значениями. С использованием этих уравнений проведена оценка среднегодового значения AOD в Тбилиси в 2003 г. по данным измерений в июле указанного года, составившей с 95% уровнем достоверности величину  $0,119 \pm 0,058$ .

Исследованы статистические характеристики дневных значений аэрозольной оптической толщи атмосферы в Тбилиси в 1980-1990 гг. Среднее значение полуденных величин AOD для указанного периода времени составляет: зимой – 0,123, весной – 0,172, летом – 0,200, осенью – 0,146, в теплый период – 0,189, в холодный период – 0,128, за год – 0,164. Диапазон изменения дневных величин AOD от минимального до максимального значения составляет: зимой – от 0,025 до 0,342, весной – от 0,024 до 0,476, летом – от 0,048 до 0,488, осенью – от 0,019 до 0,334, в теплый период – от 0,024 до 0,488, в холодный период – от 0,019 до 0,450, за год – от 0,019 до 0,488.

Предложено два вида функций распределения дневных значений AOD в различные сезоны и периоды года: в виде полиномов и в виде измененной гамма-функции. Полиномиальное распределение несколько точнее описывает реальные функции распределения дневных значений аэрозольной оптической толщи атмосферы.

Оценка репрезентативности методики проф. Таварткиладзе К.А. для расчета среднемесячных значений аэрозольной оптической толщи атмосферы по данным стандартных актинометрических измерений интенсивности прямой солнечной радиации при ясном небе применительно и к расчету дневных значений AOD показала полную ее пригодность для этих целей. Эта репрезентативность также подтверждается удовлетворительным согласием данных измерений AOD в Тбилиси в 2003 г по

указанной методике с аналогичными данными для некоторых станций (Испра, Минск) мировой сети мониторинга аэрозольной оптической толщи атмосферы AERONET, использующей по сравнению с нами гораздо более современную и дорогую аппаратуру [10].

Изучена повторяемость дневных уровней загрязненности атмосферы в Тбилиси в соответствии с предложенной в Институте географии АН Грузии девятидиапазонной шкалой градаций аэрозольной оптической толщи атмосферы [8]. Наибольшая повторяемость загрязненности атмосферы в 1980-1990 гг во все сезоны и периоды года приходится на градацию № 9 ( очень замутненная атмосфера). При этом в среднем за год, теплое полугодие, весной и летом на эту градацию приходится более половины всех случаев измерения AOD (соответственно 50,7; 66,2; 54,9 и 71,5 %). В холодное полугодие и осенью больше половины случаев измерений AOD приходится на градации № 8 и 9 ( замутненная и очень замутненная атмосфера) – соответственно 50,1 и 61,5 %. Зимой больше половины случаев измерений AOD приходится на градации № 7 - 9 ( достаточно замутненная, замутненная и очень замутненная атмосфера) – 59,3 %. Что касается современных данных, в Тбилиси среднемесячное значение AOD в июле 2003 года составляло 0,157 (градация 9) , а среднегодовое значение AOD в том же году при 95% уровне достоверности оценено величиной  $0,119 \pm 0,058$  . Эти значения аэрозольной оптической толщи атмосферы охватывают с градации с 4 по 9 (в основном чистая, нормальная,немного замутненная, ( достаточно замутненная, замутненная и очень замутненная атмосфера). Таким образом, несмотря на то, что 2003 год был дождливым, что существенно влияет на очищение атмосферы от примесей, уровень загрязненности воздуха в Тбилиси остался достаточно высоким и соизмеримым с этим уровнем в 1980-1990 гг. Диапазон же изменений дневных величин AOD в Тбилиси с июля по октябрь 2003 г охватывает градации с 5 по 9 (соответственно 0,068 и 0,329).

Исследование дневного хода значений AOD в 9,30 , 12,30 и 15,30 час показало, что в среднем за год и в холодное полугодие значение аэрозольной оптической толщи атмосферы в 9,30 час несколько выше той же самой величины в 12,30 и 15,30 час. Для всех указанных периодов года средние значения AOD в 12,30 и 15,30 час статистически неразличимы. Для теплового полугодия в среднем дневной ход AOD отсутствует.

Анализ корреляционных соотношений между значениями аэрозольной оптической толщи атмосферы в разное время наблюдений показал, что в среднем за год коэффициенты корреляции  $R$  между дневными значениями AOD в 9,30 и 12,30 час, а также в 12,30 и 15,30 час выше  $R$  для AOD в 9,30 и 15,30 час ( соответственно 0,76; 0,74 и 0,67). В теплое полугодие коэффициенты корреляции между дневными значениями AOD в 9,30 и 12,30 час выше  $R$  для AOD в 9,30 и 15,30 , а также в 12,30 и 15,30 час (соответственно 0,78;0,71 и 0,66). Наконец в холодное полугодие все комбинации коэффициентов корреляции между дневными значениями AOD в 9,30; 12,30 и 15,30 час. статистически неразличимы с уровнем значимости  $\alpha$  не хуже 0,1.

Анализ недельного хода аэрозольной оптической толщи атмосферы показал, что в среднем за год и в теплое полугодие уровень аэрозольного загрязнения атмосферы в выходные дни несколько ниже, чем в будние . Разница составляет около 4% с уровнем значимости по критерию Стьюдента соответственно  $\alpha = 0,25$  и  $\alpha = 0,20$ . В холодное полугодие значимой разницы между величинами AOD в будние и выходные дни не наблюдается.

Изучены связи счетной концентрации приземного аэрозоля с аэрозольной оптической толщиной атмосферы в Тбилиси. Получено, что с увеличением размера аэрозолей корреляция AOD с их счетной и весовой концентрацией в приземном слое воздуха быстро ослабевает (соответственно  $R= 0,60; 0,45$  и  $0,39$  для размеров частиц 0,4-0,5 мкм, 0,5-0,6 мкм и 0,6-0,7 мкм). Сходная картина наблюдается и для связи AOD с интегральными значениями счетной и весовой концентрации аэрозолей в различных



диапазонах размеров. Однако здесь ослабление корреляционных связей между указанными параметрами происходит медленнее, чем в предыдущем случае (соответственно  $R = 0,60; 0,59; 0,57$  и  $0,52$  для аэрозолей размерами  $0,4-0,5$  мкм,  $0,4-0,6$  мкм,  $0,4-0,7$  мкм и  $0,4-0,8$  мкм). Незначимой величина  $R$  становится для диапазона размеров аэрозолей  $0,4-0,9$  мкм ( $R=0,49$ ) и выше. Таким образом, аэрозольная оптическая толща атмосферы является достаточно репрезентативной характеристикой загрязненности приземного воздуха аэрозолями малых размеров (по крайней мере до диаметра  $0,8$  мкм).

#### Литература

1. Таваркиладзе К.А. – Моделирование аэрозольного ослабления радиации и методы контроля загрязнения атмосферы, Тбилиси, Мецниереба, 1989, 1-203.
2. ამირანაშვილი ა., ამირანაშვილი ვ., თავართქილაძე კ., ლაულაინენი ნ. ატმოსფეროს აეროზოლური დაჰუჭყიანების მონიტორინგი საქართველოში, პიღრომეტეოროლოგიის ინსტიტუტის შრომები, ISSN 1512-0902, ტომი 108, 2002, 19-23.
3. Amiranashvili A.G., Amiranashvili V.A., Kirkitadze D.D, Tavartkiladze K.A. -Some results of investigation of variations of the atmospheric aerosol optical depth in Tbilisi , Proc. 16<sup>th</sup> International Conference on Nucleation&Atmospheric Aerosols, Kyoto, Japan, 26-30 July 2004,416-419.
4. Amiranashvili A., Amiranashvili V.,Tavartkiladze K. – Dynamics of the aerosol pollution of the atmosphere in Georgia in 1956-1990, J.Aerosol Sci, Pergamon, vol.30, Suppl.1, 1999, S667-S668.
5. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Tavartkiladze K.- Aerosol Pollution of the Atmosphere and Its Influence on Direct Solar Radiation in Some Regions of Georgia,Proc.15th Int.Conf. on Nucleation and Atmospheric Aerosols, Rolla, Missouri, USA, 2000, August, 6-11,AIP, Conference Proc.,vol.535,Melville,New York,2000,605-607.
6. Amiranashvili A.G., Amiranashvili V.A., Tavartkiladze K.A.- Influence of cloudiness and aerosol pollution trends on the total solar radiation in some non industrial regions of Georgia , Proc. 14<sup>th</sup>International Conference on Clouds and Precipitation , Bologna , Italy ,18-23 July2004, 3\_1\_217, 1-2.
7. Amiranashvili A.G., Amiranashvili V.A., Tavartkiladze K.A.- Effect of the variability of atmospheric aerosols on the short-wave solar radiation fluxes , Proc. 16<sup>th</sup> International Conference on Nucleation&Atmospheric Aerosols, Kyoto, Japan, 26-30 July 2004,706-709.
8. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Tavartkiladze K., Sajaia E. – Some peculiarities of atmospheric pollution in Georgia, Bull. of the National Climate Res. Centre, Tbilisi, No 5(E), 1997, 41-47.
9. Tavartkiladze K, Shengelia I.,Amiranashvili A., Amiranashvili V. – The influence of relative humidity on the optical properties of atmospheric aerosols, J.Aerosol Sci, Pergamon, vol.30, Suppl.1, 1999, S639-S640.
10. Aerosol Robotic Network (AERONET), <http://aeronet.gsfc.nasa.gov>.

ატმოსფეროს აეროზოლური გაჭუჭყიანების გამოკვლევის

ზოგიერთი შედეგები

დ. კირკიტაძე

რეზიუმე

წარმოდგენილია ქ. თბილისში ატმოსფეროს აეროზოლური გაჭუჭყიანების კვლევის ზოგიერთი შედეგი. გამოკვლევები ჩატარებულია უკანასკნელ წლებში გეოფიზიკის ინსტიტუტში.

## **Some results of studies of the aerosol pollution of the atmosphere in Tbilisi**

**D.D. Kirkitadze**

### **Abstract**

Some results of studies of the aerosol pollution of the atmosphere in Tbilisi, which were carried out by the Institutes of Geophysics and Geography of GAS in recent years are represented.

## Результаты исследований вариаций концентрации приземного озона в Тбилиси в 1984-2003 гг

В.А. Чихладзе

Усиление в последнее время внимания в мире к наблюдениям приземного озона связано со следующими основными факторами: 1) озон является токсичным загрязнителем атмосферы, концентрация которого нередко превышает предельно допустимую, вследствие чего Всемирная организация здравоохранения включила его в список пяти основных загрязнителей, содержание которых необходимо контролировать при определении качества воздуха; 2) озон играет ключевую роль в химических и фотохимических процессах в тропосфере, обуславливая ее окислительную способность; 3) обеспокоенность вызывают наблюдаемый в обширных континентальных районах Северного полушария как общий рост тропосферного и приземного озона, так и эпизоды с его повышенными значениями, что может играть существенную роль в прямых и косвенных радиационных эффектах, обуславливающих изменение регионального и глобального климата [1-3].

В Грузии имеются давние традиции исследований атмосферного озона, которые были начаты в Абастуманской Астрофизической Обсерватории АН Грузии в 1957 году путем организации систематических наблюдений за общим содержанием озона, и продолжают в настоящее время [2,4]. С 1980 г по сей день Институтом геофизики в Тбилиси ведутся регулярные исследования концентрации приземного озона, а в Руисири и других районах Грузии – экспедиционные работы. Результаты исследований представлены в одной монографии, а также более чем в 100 научных статьях, значительное количество которых опубликовано или передано в печать в последнее время [2-10]. Помимо научного интереса эти исследования имеют и практическую ценность – прогнозирование глобальных и локальных климатических эффектов, изменений в экосистемах, защита здоровья населения и др. В данной работе представлены результаты исследований вариаций концентрации приземного озона в Тбилиси в 1984-2003 гг., выполненных в Институте геофизики АН Грузии в последнее время.

1. Проведен линейный корреляционный анализ данных о концентрации приземного озона (КПО) различных масштабов осреднения друг с другом в период с 1984 по 2003 гг. В частности получены следующие результаты:

1.1 Корреляционные связи между среднемесячными, сезонными, полугодовыми и годовыми величинами КПО в Тбилиси с уровнем значимости  $\alpha = 0.1$  наблюдаются в 125 случаях из всех 171 пар коэффициентов корреляции  $R$  (или в 73% случаев). В целом среднемесячные значения КПО достаточно неплохо коррелируют как друг с другом (особенно для соседних месяцев), так и со средними значениями КПО для зимы, весны, лета, осени, теплого и холодного периодов года, а также года.

1.2. Лучше всего коррелируют средние значения КПО за теплое полугодие и год со всеми остальными средними концентрациями приземного озона (для всех 18 пар  $R$  его величины значимы). Хуже всего коррелируют средние значения КПО за июль и летний сезон со всеми остальными средними концентрациями приземного озона (соответственно имеется всего лишь 7 и 8 пар значимых величин  $R$ ).

2. Проведен статистический анализ концентрации приземного озона различного масштаба осреднения в 1984-2003 гг

2.1 Статистический анализ среднемесячных значений концентрации приземного озона в частности показал, что среднее значение КПО меняется от 23 мкг/м<sup>3</sup> в декабре до 63 мкг/м<sup>3</sup> в апреле, минимальное значение КПО меняется от 3 мкг/м<sup>3</sup> в январе до 48 мкг/м<sup>3</sup> в июне, максимальное – от 38 мкг/м<sup>3</sup> в декабре до 107 мкг/м<sup>3</sup> в марте. Коэффициент асимметрии меняется от -0,59 в августе до 0,78 в октябре, коэффициент эксцесса – от -1,35 в ноябре до 1,8 в июне. В генеральной совокупности функции распределения среднемесячных значений КПО для всех месяцев года близки к нормальным.

2.2 Статистический анализ среднесезонных, полугодовых и годовых значений концентрации приземного озона в частности показал, что среднее значение КПО меняется от 33 мкг/м<sup>3</sup> зимой до 6 мкг/м<sup>3</sup> весной, минимальное значение КПО меняется от 11 мкг/м<sup>3</sup> в зимой до 42 мкг/м<sup>3</sup> в теплое полугодие, максимальное – от 53 мкг/м<sup>3</sup> зимой до 83 мкг/м<sup>3</sup> весной. Коэффициент асимметрии меняется от -0,44 летом до 0,15 осенью, коэффициент эксцесса – от -1,26 зимой, весной и в холодное полугодие до 0 в теплое полугодие. В генеральной совокупности функции распределения среднемесячных значений КПО для всех сезонов года, полугодий и года близки к нормальным.

3. Проведен анализ устойчивости рядов КПО различного масштаба осреднения в 1984-2003 гг

3.1. Анализ устойчивости временных рядов среднемесячных значений концентрации приземного озона показал, что коэффициент линейной корреляции между среднемесячными значениями КПО и годами меняется от 0,15 в июле до 0,55 в ноябре, значение коэффициента ранговой корреляции Кэндела меняется от 0 в июле до 0,45 в феврале, значение коэффициента ранговой корреляции Спирмена меняется от 0 в июле до 0,52 в феврале, значение коэффициента автокорреляции при лаге 1 год меняется от 0,03 в апреле до 0,61 в декабре. Таким образом временные ряды среднемесячных значений КПО в основном являются неслучайными и автокоррелированными. Близким к случайным неавтокоррелированным рядам относятся ряды за июнь, июль и август.

3.2 Анализ устойчивости временных средних сезонных, полугодовых и годовых значений концентрации приземного озона показал, что коэффициент линейной корреляции между указанными значениями КПО и годами меняется от 0,25 летом до 0,52 в холодное полугодие и год, значение коэффициента ранговой корреляции Кэндела меняется от 0,14 летом до 0,4 в холодное полугодие, значение коэффициента ранговой корреляции Спирмена меняется от 0,21 летом до 0,52 зимой, значение коэффициента автокорреляции при лаге 1 год меняется от 0,15 летом до 0,65 в год. Таким образом во временных рядах средних сезонных, полугодовых и годовых значений КПО признаки неслучайности и автокоррелированности выражены еще более ярко, чем в рядах среднемесячных значений КПО. Относительно слабая автокорреляция и слабые признаки неслучайности наблюдаются лишь во временном ряде средних летних значений КПО.

3.3 Учет автокорреляции в рядах наблюдений за средними значениями КПО для целого ряда случаев существенно расширяет диапазон доверительного интервала средних. Так, например, эти доверительные интервалы без учета и с учетом автокорреляции в рядах наблюдений соответственно составляют: для января 6,5 и 9,6 мкг/м<sup>3</sup>, феврале 7,2 и 11,9 мкг/м<sup>3</sup>, марте 9,5 и 19,1 мкг/м<sup>3</sup>, октябре 5,1 и 8,0 мкг/м<sup>3</sup>, ноябре 6,4 и 9,7 мкг/м<sup>3</sup>, декабре 4,2 и 8,5 мкг/м<sup>3</sup>, зимой 5,4 и 10,3 мкг/м<sup>3</sup>, весной 6,3 и 10 мкг/м<sup>3</sup>, осенью 4,3 и 7,7 мкг/м<sup>3</sup>, теплое полугодие 3,2 и 5,1 мкг/м<sup>3</sup>, холодное полугодие 5,5 и 12,9 мкг/м<sup>3</sup>, год 4,0 и 8,7 мкг/м<sup>3</sup>. Соответственно относительная ошибка средних значений КПО без учета и с учетом автокорреляции составляет: для января 19 и 28%, февраля 16,5 и 27,5%, марта 15,9 и 31,8%, октября 12,6 и 19,8%, ноябре 19,2 и 28%, декабре 18,2 и 37,1, зимой 16,1 и 30,8%, весной 10,4 и 16,4%, осенью 10,5 и 18,9%, теплое полугодие 5,7 и 9,1%

холодное полугодие 14,1 и 33 %, год 8,4 и 18,3% . ( Для всех указанных в этом абзаце величин для простоты представления опущен знак  $\pm$  ).

4. Проведен анализ изменчивости концентрации приземного озона в Тбилиси в 1984-2003 гг. В частности получены следующие результаты:

4.1 За исключением летних месяцев временной ход среднемесячных значений КПО для всех остальных 9 месяцев года в период с 1984 по 2003 гг достаточно удовлетворительно ( $\alpha$  не хуже 0,01) описывается полиномом третьей степени. Для этих последних месяцев в линиях регрессии хорошо прослеживается рост среднемесячных значений КПО в первые 14-15 лет исследуемого периода, а затем спад в течение 5-6 последующих лет . Что касается летних месяцев, то в данном случае временная зависимость среднемесячных значений КПО выражена достаточно слабо.

4.2 Рассмотрена изменчивость внутригодового хода среднемесячных значений КПО в Тбилиси в различные периоды времени. Выявилось, что максимум КПО в его внутригодовом ходе с течением времени постепенно перемещался от мая-июня к марту и обратно. В 1984-1988 гг максимум КПО в среднем отмечался в мае-июне (54,8 и 55,2  $\text{мкг/м}^3$  соответственно), в 1989-1993 гг – в марте-апреле (60,6 и 60  $\text{мкг/м}^3$  соответственно) , в 1994-1998 гг в марте (84  $\text{мкг/м}^3$ ), в 1999-2003 гг – в апреле-мае ( по 63  $\text{мкг/м}^3$  ), за весь период наблюдений с 1984 по 2003 гг – в апреле (63  $\text{мкг/м}^3$ ), в советский период – 1984-1991 гг – в июне (53,4  $\text{мкг/м}^3$ ), в постсоветский период – 1992-2003 гг – в марте (71,9  $\text{мкг/м}^3$ ). Минимальные концентрации приземного озона во внутригодовом его ходе для всех периодов осреднения наблюдались в декабре и менялись в пределах от 11,2 до 32,1  $\text{мкг/м}^3$ .

4.3 Изучена изменчивость средних КПО за сезон, полугодия и год в период с 1984 по 2003 гг. В указанных рядах наблюдений был выделен тренд (антропогенная составляющая КПО) и случайная составляющая КПО. Как и для временного хода среднемесячных значений КПО, за исключением летнего сезона, тренды средних КПО зимой, весной, осенью, в теплое и холодное полугодия, и за год вполне удовлетворительно описываются полиномами третьей степени.

4.4 В среднем в период с 1984 по 2003 гг случайная составляющая КПО составляла: зимой – 12  $\text{мкг/м}^3$ , весной – 16,8  $\text{мкг/м}^3$ , летом – 15,9  $\text{мкг/м}^3$ , осенью – 15,5  $\text{мкг/м}^3$ , в теплое полугодие – 10  $\text{мкг/м}^3$ , в холодное полугодие – 11,6  $\text{мкг/м}^3$ , в среднем в год – 9  $\text{мкг/м}^3$ . За этот же период времени антропогенная составляющая КПО составляла: зимой – 21,1  $\text{мкг/м}^3$ , весной – 44,4  $\text{мкг/м}^3$ , летом – 38,4  $\text{мкг/м}^3$ , осенью – 25,2  $\text{мкг/м}^3$ , в теплое полугодие – 45,8  $\text{мкг/м}^3$ , в холодное полугодие – 27,4  $\text{мкг/м}^3$ , в среднем в год – 38,4  $\text{мкг/м}^3$ .

4.5 При примерно равных значениях случайной составляющей КПО ее антропогенная составляющая в 1984-1991 гг и в 1992-2003 гг соответственно составляли: зимой – 12,8 и 27,3  $\text{мкг/м}^3$ , весной – 33,7 и 51,6  $\text{мкг/м}^3$ , летом – 14,8 и 16,6  $\text{мкг/м}^3$  (практически не изменилось), осенью – 18,6 и 29,6  $\text{мкг/м}^3$ , в теплое полугодие – 41,3 и 48,8  $\text{мкг/м}^3$ , в холодное полугодие – 17,4 и 34,1  $\text{мкг/м}^3$ , в среднем в год – 31,3 и 43,1  $\text{мкг/м}^3$ .

4.6 В период с 1984 по 2003 гг в среднем доля случайной составляющей КПО от измеренных значений соответственно составляла: зимой – 35,7%, весной – 27,4%, летом – 29,3 %, осенью – 38%, в теплое полугодие – 18%, в холодное полугодие – 29,6%, в среднем в год – 18,9%. В 1984-1991 гг и в 1992-2003 гг эти доли соответственно составляли: зимой – 44,7 и 32,3 %, весной – 30,9 и 25,8 %, летом – 28,9 и 29,5 % (практически неизменность), осенью – 45,4 и 34,3%, в теплое полугодие – 18 и 18 %, в холодное полугодие – 37,5 и 26,5%, в среднем в год – 20,3 и 18,3%.

4.7 Изучены корреляционные связи между случайными составляющими КПО различного масштаба осреднения . В частности, среднегодовое значение случайной составляющей КПО, как и в случае с суммарной концентрацией озона, также находится в достаточно хорошей корреляционной связи с КПО зимой ( $R = 0,58$  ), весной ( $R = 0,84$  ),

летом ( $R = 0,43$ ), осенью ( $R = 0,68$ ), в теплое ( $R = 0,84$ ) и холодное ( $R = 0,82$ ) полугодие. По сравнению со случаем с общей концентрацией озона для зимы, весны, осени и холодного полугодия эта корреляционная связь несколько ослабла, а для лета и теплого полугодия – не изменилась. Таким образом, автокорреляция в рядах КПО лишь несколько повысила уровень их коррелированности, который был обусловлен действием внешних антропогенных источников образования озона в тропосфере. В то же время в вариациях КПО существенную роль играют и природные процессы, что проявилось в достаточно хорошей взаимокоррелированности случайных составляющих КПО различного масштаба осреднения.

#### Литература

1. <http://www.epa.gov/airnow>.
2. Харчилава Д.Ф., Амиранашвили А.Г. – Исследование вариаций атмосферного озона в Грузии, Результаты исследований по международным геофизическим проектам, Москва, МГК, 1988, 1-114.
3. Amiranashvili A.G., Amiranashvili V.A., Gzirishvili T.G., Kharchilava J.F., Tavartkiladze K.A. – Modern Climate Change in Georgia. Radiatively Active Small Atmospheric Admixtures, Institute of Geophysics, Monograph, 1-128, ( in press).
4. Amiranashvili A.G. – National Report on ongoing and planned ozone research and monitoring and on calibration and archiving of measurements in Georgia, Report of the 5<sup>th</sup> meeting of the ozone research managers of the parties to the Vienna Convention for the protection of the ozone layer, Geneva, March 25-27, 2002, 12, 83-85.
5. ამირანაშვილი ა., ამირანაშვილი ვ., დავითულიანი, ნოდია ა., ხარჩილავა ჯ., ჩხილაძე ვ., ჭელიძე ლ. - ქ. თბილისის ატმოსფეროს ფოტოქიმიური სმოგი და მისი გააღებნა ადამიანების ჯანმრთელობაზე, ქ. თბილისის ეკოლოგიური პრობლემები, ქ. თბილისის შერის გარემოს დაცვისა და ბუნებრივი რესურსების რეგულირების კომიტეტი, თბილისი, 2002, 147-152.
6. ხარჩილავა ჯ., ამირანაშვილი ვ., ჩხილაძე ვ. - ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში, ოზონისა, ჰაერის ტემპერატურისა და სინოტივეს შორის ურთიერთდამოკიდებულება თბილისის მაგალითზე, გეოგრაფიის ინსტიტუტის შრომები, ტომი 21, თბილისი, 2003, 100 – 109.
7. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Gzirishvili T., Gunia G.,Intskirveli L., Kharchilava J.- Variations of the Weight Concentrations of Dust,Nitrogen Oxides,Sulphur Dioxide and Ozone in the Surface Air in Tbilisi., Proc.15th Int.Conf. on Nucleation and Atmospheric Aerosols, Rolla, Missouri, USA, 2000, August, 6-11.AIP, Conference Proc.,vol.535, Melville, New York, 2000, 793-795.
8. Amiranashvili A.G., Chikhladze V.A., Kharchilava J.F, Buachidze N.S., Intskirveli L.N. - Variations of the weight concentrations of dust, nitrogen oxides, sulphur dioxide and ozone in the surface air in Tbilisi in 1981-2003 , Proc. 16<sup>th</sup> International Conference on Nucleation&Atmospheric Aerosols, Kyoto, Japan, 26-30 July 2004, 678-681.
9. Kharchilava D., Amiranashvili A., Amiranashvili V., Chikhladze V., Gbedava V. - Long-term variations of atmospheric ozone in Georgia and their connection with human health, Proc. I International conference on Ecology and Environmental management in Caucasus. Tbilisi, Georgia, 6 – 7 October 2001, Foundation “Caucasus Environment”, Tbilisi, 2001, 80 – 82.
10. Харчилава Дж.Ф., Амиранашвили А.Г., Чихладзе В.А. - Некоторые результаты исследований концентрации приземного озона в Руиспири и Тбилиси в 2002 году, Сб. докл. 3-ей Межд. конф “Состояние и охрана воздушного бассейна и водно-минеральных ресурсов курортно-рекреационных регионов”, Кисловодск, 21-24 апреля 2003, 37 – 38.

ქ. თბილისში, 1984-2003 წლებში, ოზონის კონცენტრაციის  
ვარიაციის გამოკვლევის შედეგები

ე. ჩიხლაძე

რეზიუმე

წარმოდგენილია ქ. თბილისში, 1984-2003 წლებში, ოზონის კონცენტრაციის ვარიაციის  
გამოკვლევის შედეგები. გამოკვლევები ჩატარებულია უკანასკნელ წლებში  
გეოფიზიკის ინსტიტუტში.

**The results of studies of variations of surface ozone concentration  
in Tbilisi in 1984-2003**

**V. Chikhladze**

**Abstract**

The results of studies of variations of surface ozone concentration in Tbilisi in 1984-2003,  
carried out in the Institute of Geophysics of GAS recently are represented.

## Основные результаты исследований изменчивости числа дней с градом в теплое полугодие в Грузии в 1941-1990 гг

Т.В. Хуродзе

Исследованиям градовых процессов в Грузии всегда уделялось и уделяется особое внимание. Новым импульсом в развитии этих работ, и особенно изучения динамики градовых процессов в Грузии, как одного из важных составляющих климата, послужили широкомасштабные исследования современного изменения климата этой страны, начатые в 1996 году и продолжающиеся по сей день [1-8].

Ниже представлены основные результаты исследований динамики градовых процессов в Грузии, выполненных Институтом геофизики АН Грузии совместно с Институтом вычислительной математики АН Грузии за последние пять лет.

На основании созданной компьютерной базы данных о числе дней с градом в Грузии проведено исследование статистической структуры числа дней с градом в теплый период года (ЧДГ) для 123 метеорологических станций, 15 климатических районов, территории Грузии в целом, а также ее Западной и Восточной частей для периода с 1941 по 1990 гг. Краткая характеристика и перечень климатических районов Грузии представлены в работе [7], опубликованной в настоящем сборнике. В тексте используются обозначения:  $\bar{Y}_i$  - среднее на метеостанцию число дней с градом для  $i$ -го климатического района;  $R$  - линейный коэффициент корреляции;  $N$  - количество случаев града в теплое полугодие.

Получены следующие основные результаты.

1. Определены основные статистические характеристики ЧДГ (среднее, параметры рассеяния, коэффициенты асимметрии и эксцесса, вертикальное распределение среднего ЧДГ, функции распределения ЧДГ, корреляционные связи между метеостанциями по ЧДГ).

1.1 Из 123 случаев функций распределения ЧДГ биномиальное встречается 34 раза; обратное рациональное второго порядка – 27 раз; экспоненциальное – 19 раз; полиномиальное шестой степени – 11 раз; полиномиальное четвертой степени – 6 раз. Пуассона и полиномиальное пятой степени – по 5 раз; полиномиальное седьмой и восьмой степени – по 3 раза; линейное, полиномиальное второй и третьей степени, обратное рациональное первого порядка и тригонометрическое – по 2 раза.

1.2 Корреляционные связи между метеостанциями по ЧДГ низкие. В 85,3 % случаев линейная корреляционная связь между метеостанциями по ЧДГ отсутствует. В 1,76 % случаев эта связь отрицательна, в 12,9 % случаев – положительна (для  $R$  от 0,25 до 0,95).

1.3 Для случая анализа с 15 климатическими районами связь среднего на метеостанцию числа дней с градом в этих районах с высотой (диапазон высот 50 – 2702 м) достаточно удовлетворительно аппроксимируется полиномом третьей степени, а для случая 14 климатических районов (без района N 12, диапазон высот 50 – 1668 м) – линейным уравнением регрессии.

1.4 Во всех климатических районах, кроме районов No 6, 14 и 15, повторяемость ЧДГ имеет 1-образное распределение с максимумом при ЧДГ = 0. Для некоторых районов (например No 1, 4, 5, 10) эти распределения вполне удовлетворительно описываются простым экспоненциальным распределением, в



других случаях (районы No 2, 3, 7, 13) – экспоненциальным с показателем экспоненты в виде полинома второй степени. Для районов No 8, 9 и 12 распределения ЧДГ имеют вид полиномов, соответственно четвертой, седьмой и шестой степени. Для климатического района No 11 распределение ЧДГ обратное рациональное второго порядка.

1.5 Функции распределения ЧДГ для территории Грузии и ее Западной части имеют степенной вид, для Восточной Грузии - показательный вид.

1.6 Значения коэффициентов линейной корреляции между климатическими районами по среднему на метеостанцию ЧДГ в этих районах в 51,4 % случаев значимы. При этом наличие корреляции не обязательно обусловлено близостью районов друг к другу. В ряде случаев отмечается отсутствие корреляции между соседними климатическими районами по ЧДГ.

1.7 Проведена оценка средней площади выпадения града в день с градобитием, составляющая 25 кв. км. На основании этого проведен анализ репрезентативности данных метеостанций по числу дней с градом для характеристики градобитий в различных климатических районах Грузии, ее Западной и Восточной частях и территории Грузии в целом.

2. Исследована устойчивость временных рядов наблюдений за ЧДГ в Грузии для отдельных метеорологических станций, климатических районов, Грузии в целом, а также Западной и Восточной ее частей. Исследована временная устойчивость основных статистических параметров вариации числа дней с градом в теплое полугодие (стандартное отклонение, коэффициент вариации). Уточнены доверительные интервалы среднего числа дней с градом для метеостанций Грузии с учетом автокорреляции в рядах наблюдений.

2.1 На большинстве метеорологических станций (91 из 123) в рядах наблюдений за ЧДГ отмечаются признаки неслучайности, а также автокоррелированности (33 станции). Случайные неавтокоррелированные ряды наблюдений имеются лишь для 32 станций.

2.2 Аналогичная ситуация и для климатических районов, на территориях большинства которых (13 из 15) в рядах наблюдений за средним на метеостанцию ЧДГ также отмечаются признаки неслучайности, а также автокоррелированности (6 районов). То же самое для среднего на метеостанцию ряда ЧДГ в Восточной и Западной Грузии, а также ее территории в целом. Случайные неавтокоррелированные ряды наблюдений имеются лишь для 2 климатических районов.

2.3 Стандартное отклонение и коэффициент вариации являются степенными функциями от среднего ЧДГ и эти функции не зависят от времени и местоположения станций.

2.4 В 96 случаях из 123, средние ЧДГ за 50-летний период наблюдений (1941-1990), весь имеющийся период (50 лет и более) и за период до 1965 г (данные справочника [9]) попадают в 99% доверительный интервал для среднего ЧДГ за 50-летний период. В 27 случаях (в том числе 13 станций с автокоррелированным рядом наблюдений) данные о среднем ЧДГ, приведенные в справочнике [9], выходят за пределы 99% доверительного интервала для средних за 50-летний период. В основном данные этого справочника (25 метеостанций из 27) превышают верхний уровень указанного доверительного интервала.

3. Исследована изменчивость и тренды ЧДГ в Грузии (включая отдельные метеорологические станции, климатические районы, территорию Грузии в целом, ее Западную и Восточную части, а также вертикальное распределение). Путем сопоставления данных метеостанций о числе дней с градом с данными о градоопасности территории Кахетии, полученной на основании радиолокационных наблюдений, оценена репрезентативность последних для всей территории Грузии.

3.1 Из 123 метеостанций Грузии уменьшение среднего числа градобитий в период времени с 1941 по 1965 гг по сравнению с периодом с 1966 по 1990 гг отмечается на 66 станциях, увеличение – на 14 станциях, неизменность – на 43 станциях.

3.2 Если судить по количеству метеостанций с превалярованием того или иного направления изменения ЧДГ, тенденция к уменьшению среднего количества ЧДГ в период с 1966-1990 гг по сравнению с 1941-1965 гг наблюдается в 8 климатических районах ( № 3, 5, 6, 8, 9, 11, 14, 15 ), неизменность – на 5 ( № 1, 2, 4, 10, 12 ). В двух районах ( № 7 и 13 ) число станций с уменьшением и неизменным ЧДГ одинаковое.

3.3 Анализ данных среднего на метеостанцию числа дней с градом в климатических районах Грузии показал, что в 13 из 15 районах наблюдается уменьшение среднего на метеостанцию ЧДГ во второй период времени по сравнению с первым, и только в двух климатических районах ( № 1 и 8 ) – неизменность ЧДГ.

3.4 Характер изменчивости во времени среднего на метеостанцию числа дней с градом в 13 из 15 климатических районах Грузии имеет самый разнообразный вид – от линейного до полинома пятой степени. Для 5 климатических районов ( № 3, 5, 6, 14 и 15 ) из ряда наблюдений за  $Y_i$  удалось выделить линию тренда. Для остальных 8 районов ( № 2, 4, 7, 9, 10, 11, 12 и 13 ) изменчивость  $Y_i$  описывается в виде обычных линий регрессии . В районе № 1 чисто случайный ряд изменчивости  $Y_1$ . В районе № 8 линия регрессии  $Y_8$  имеет вид полинома второй степени без заметных видимых отличий в среднем на метеостанцию ЧДГ в периоды времени с 1941-1965 и 1966-1990 гг.

3.5 В 1966-1990 гг по сравнению с 1941-1965 гг как на всей территории Грузии, так и в ее Западной и Восточной частях происходит существенное уменьшение среднего на метеостанцию числа дней с градом. Функции распределения ЧДГ в три периода времени ( 1941-1990, 1941-1965 и 1966-1990 гг.) в Грузии и ее Западной части имеют  $U$ -образный вид с максимумом при ЧДГ = 0 и эмпирическую зависимость от  $N$  в виде степенного закона . В Восточной Грузии в периоды 1941-1990гг и 1966-1990 гг эта функция распределения имеет также  $U$ -образный вид с максимумом при ЧДГ = 0 и аппроксимируется показательной функцией . Однако для периода 1941-1965 гг функция распределения для ЧДГ в Восточной Грузии имеет максимум при ЧДГ = 1. В этом случае эмпирическое распределение описывается экспоненциальной функцией с показателем экспоненты в виде полинома второй степени.

3.6 Линии тренда среднего на метеостанцию ЧДГ в Грузии, а также ее Восточной и Западной части, имеют вид полинома второй степени с хорошо выраженным монотонным уменьшением во времени, особенно в последние тридцать лет исследуемого периода. Линия же тренда отношения среднего на метеостанцию ЧДГ в Восточной и Западной Грузии имеет вид полинома второй степени с тенденцией роста в последний двадцатилетний промежуток времени исследуемого периода. То есть, в этот промежуток времени в Восточной Грузии по сравнению с Западной отмечается некоторый рост градобитий.

3.7 Для территории Грузии в целом в 1966-1990 гг по сравнению с 1941-1965 гг происходит уменьшение осредненного по 9 диапазонам высот среднего на метеостанцию ЧДГ для всех указанных высот. При этом степень изменчивости ЧДГ зависит от высоты местности. Меньше всего ЧДГ уменьшается на высотах до 100 м, больше всего – в диапазоне высот от 200 до 300 м. Выше 500 м вариации этого уменьшения незначительные.

3.8 Характер изменчивости ЧДГ на разных высотах в Западной и Восточной Грузии разный. Так в Восточной Грузии по отношению к Западной среднее на метеостанцию ЧДГ в диапазоне высот 300-700 м уменьшилось (298 и 186 % соответственно), в диапазоне высот 700-1200 м увеличилось (149 и 175 %

соответственно), в диапазонах высот 1200-2200 и 300-2200 практически не изменилось ( 73-76 и 119 % соответственно). Слабый положительный тренд отношения ЧДГ в Восточной и Западной Грузии в последний двадцатилетний промежуток исследуемого периода и должен быть обусловлен ростом ЧДГ в Восточной Грузии по сравнению с Западной лишь в диапазоне высот 700-1200 м .

3.9 Сравнение данных метеостанций о ЧДГ с данными о вероятности выпадения града в Кახეთი, полученными на основании радиолокационных исследований облаков, показали высокую репрезентативность последних для картирования всей территории Грузии по уровню градоопасности.

## ლიტერატურა

1. ამირანაშვილი ა., ამირანაშვილი ვ., ბლიაძე თ., ნოდია ა., ჩხილაძე ე., ბახსოლიანი მ., ხუროძე თ. – კახეთში სეტყვიანობის მრავალწლიური ცვალებადობის თავისებურებანი, საქ. მეცნ. აკად. ვახუშტი ბაგრატიონის სახ. გეოგრაფიის ინსტიტუტის შრომები, ტომი № 21, USSN 1512-1224, თბილისი, 2003, 58-79.
2. ამირანაშვილი ა., დორეული რ., ჭუმბურიძე ზ. – ელჭექისა და სატყვის ურთიერთკავშირი, მეცნიერება და ტექნიკა, № 4-6, 1999, 104-108.
3. Amiranashvili A., Amiranashvili V., Doreuli R., Khurodze T., Kolesnikov Yu.-Some Characteristics of Hail Processes in the Kakheti Region of Georgia, Proc.13th Int. Conf. on Clouds and Precipitation, Reno, Nevada, USA, August 14-18, vol.2, 2000, 1085-1087.
4. Amiranashvili A.G., Amiranashvili V.A., Nodia A.G. Khurodze T.V., Toronjdzhe A.F., Bibilashvili T.N.- Spatial-temporary characteristics of number of days with a hails in the warm period of year in Georgia, Proc. 14<sup>th</sup>International Conference on Clouds and Precipitation . Bologna , Italy ,18-23 July2004, 2\_2\_215,1-2.
5. Amiranashvili A.G., Gzirishvili T.G., Chumburidze Z.A. – On the role of artificial iceforming reagents and radioactive intermixtures in the variation of convective clouds thunderstorm and hail activity, Proc. 12<sup>th</sup> Int. Conf. on Clouds and Pricipitation, Zurich, Switzerland, August 19-23, vol. 1, 1996, 267-270.
6. ამირანაშვილი ა.გ., ბახსოლიანი მ.გ., ბეგალიშვილი ნ.ა., ბერაძე ნ.ი., ბერიტაშვილი ბ.შ., რეხვაიშვილი რ.გ., ცინცაძე თ.ნ., რუხაძე ნ.პ. – О возобновлении работ по регулированию осадков в Восточной Грузии, Тр. Института гидрометеорологии , ISSN 1512-0902, том 108, 2002, 249-260.
7. ამირანაშვილი ა.გ., ნოდია ა.გ., ტორონჯაძე ა.ფ., ხუროძე თ.ვ. - Некоторые статистические характеристики числа дней с градом в тепле полугодие в Грузии в 1941-1990 гг, Труды Института геофизики АН Грузии, том 58, 2003 .
8. ამირანაშვილი ა.გ., ნოდია ა.გ., ტორონჯაძე ა.ფ., ხუროძე თ.ვ. - Изменчивость числа дней с градом в Грузии в 1941-1990 гг, Труды Института геофизики АН Грузии, том 58, 2003 .
9. Справочник по климату СССР – Облачность и атмосферные явления, Грузинская ССР, Л., Гидрометеоздат, 1970, 1-315.

1941-1990 წწ-ში საქართველოში წლის თბილ პერიოდში  
სეტყვიანი დღეების რიცხვის ცვალებადობის ძირითადი  
შედეგები

თ. ხუროძე

რეზიუმე

1941-1990 წწ. საქართველოში წლის თბილ პერიოდში წარმოდგენილია სეტყვიანი დღეების რიცხვის ცვალებადობის გამოკვლევის ძირითადი შედეგები, რომლებიც ჩატარებულ მიღებულია ხუთი წლის განმავლობაში საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის გეოფიზიკის ინსტიტუტისა და საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის გამოთვლითი მათემატიკის ინსტიტუტის მიერ.

**The basic results of studies of the changeability of the  
number of days with the hail into the warm half-year in Georgia  
in 1941-1990**

**T. Khurodze**

**Abstract**

The basic results of studies of the changeability of the number of days with the hail into the warm half-year in Georgia in 1941-1990, which were carried out by the Institute of Geophysics of GAS and by the Institute of Computational Mathematics of GAS for the last five years are represented.

## Спектры поглощения атмосферных парниковых газов ( $\text{CH}_4$ , $\text{N}_2\text{O}$ , $\text{CO}$ )

**М. А. Одишария,** **Н. Г. Чиabriшвили, Т. М. Каландадзе, Д.Д. Киркитадзе**

Изложены экспериментальные результаты по исследованию спектров поглощения атмосферных парниковых газов при прохождении солнечной радиации в толще атмосферы.

Установлены интервалы частот ( $\Delta\nu$ ) солнечного инфракрасного излучения, в которых находятся спектры поглощения изучаемых газов.

Земная атмосфера влияет на спектральный состав проходящей через неё солнечной радиации. Во многих участках оптического диапазона от 0,01 до 1000 мкм атомами и молекулами, кроме рассеяния, имеют место поглощение, излучение и переизлучение. В этих процессах существенную роль играют так называемые парниковые газы – диоксид углерода ( $\text{CO}_2$ ), метан ( $\text{CH}_4$ ), оксиды азота ( $\text{NO}_x$ ), моноксид углерода ( $\text{CO}$ ) и хлорфторуглероды –  $\text{CFCl}_3$ ,  $\text{CF}_2\text{Cl}_2$ . Парниковые газы беспрепятственно пропускают видимое излучение солнечного спектра, но задерживают как отраженное от поверхности Земли, а также излучаемое Землей длинноволновое – инфракрасное излучение. Увеличение концентрации парниковых газов в атмосфере способствует усилению так называемого парникового эффекта и, таким образом, повышению средней температуры на Земле.

Парниковые газы образуются на Земле в результате горения любого топлива (природного газа, нефтепродуктов, угля и т.д.), а также в засушливые сезоны (особенно в Южном полушарии), когда случается большинство естественных пожаров и наиболее интенсивно ведется сжигание биомассы человеком [1]. В результате происходит эмиссия парниковых газов в атмосферу и увеличение их концентрации.

Значения эмиссии парниковых газов от нашей планеты в атмосферу в 1990 и 1995 годах для таких газов как – диоксид углерода ( $\text{CO}_2$ ), метан ( $\text{CH}_4$ ), углерод (C), оксиды азота ( $\text{NO}_x$ ), и галогены (F, Cl, ...) даются в Таблице 1 [2].

Таблица 1

Выбросы парниковых газов, миллион тонн						
Год	Общая эмиссия	Диоксид Углерода ( $\text{CO}_2$ )	Метан ( $\text{CH}_4$ )	Остаточный Углерод (C)	Оксиды Азота ( $\text{NO}_x$ )	Галогены (F, Cl, ...)
1990	1583	1353	170	125	36	24
1995	1676	1422	177	117	40	37

Особенно интерес к атмосферным парниковым газам возрос после того, как было замечено изменение климата планеты, в частности, – увеличение её температуры. По данным конференции, посвященной эмиссии парниковых газов в атмосферу и проведенной под эгидой ООН, в декабре 1997 г в Киото (Япония), с 1960 г средняя температура на Земле поднялась на 0,6–0,7°C. Научные оценки, связанные с потеплением климата, подтверждают, что средняя температура на Земле может к 2010 г. повыситься на 1,3 °C. В результате это может вызвать повышение уровня Мирового океана на 0,3 – 1 м и затопление значительных прибрежных территорий [2]. Исходя из

этого, понятен тот научный интерес, который связан с вопросами исследования как спектрального, так и количественного характера атмосферных парниковых газов.

В научной литературе опубликовано достаточное количество работ, посвященных изучению парниковых газов оптическими методами как методического, так и экспериментального характера [3–8]. Исследования в этом направлении осуществляются как наземными способами измерений, а также на воздушных шаров-зондов и искусственных спутников земли. При анализе полученных данных внимание уделяется происходящим в атмосфере фото-химическим реакциям между газами, и влиянию на эти реакции динамики атмосферы и метеосудов.

На рис. 1 для газов  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ,  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ , и  $\text{O}_3$  стрелками указаны те длины волн, которые соответствуют средним значениям  $\Delta\lambda$ -интервалов спектров поглощения солнечного инфракрасного излучения в атмосфере:  $\lambda_1 = 2,1\text{ мкм}$  ( $\text{CO}_2$ );  $\lambda_2 = 3,5\text{ мкм}$  ( $\text{CH}_4$ );  $\lambda_3 = 3,9\text{ мкм}$  ( $\text{N}_2\text{O}$ );  $\lambda_4 = 4,6\text{ мкм}$  ( $\text{CO}$ );  $\lambda_5 = 9,6\text{ мкм}$  ( $\text{O}_3$ ) [7]. Следует отметить, что на фоне спектра поглощения атмосферного водяного пара ( $\text{H}_2\text{O}$ )  $\Delta\lambda$ -интервалы – “окна”, позволяющие экспериментально регистрировать спектры поглощения атмосферных парниковых газов.

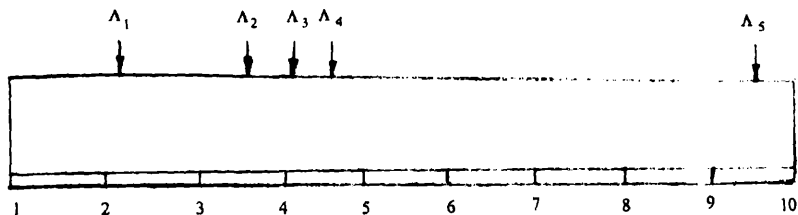


Рис. 1. Длина волны,  $\lambda$ , мкм.

Что касается методики выполненной работы, нами была разработана и практически реализована экспериментальная установка для исследования спектральной прозрачности атмосферы, в которой источником света является Солнце (интервал исследуемого спектра  $4200 - 400\text{ см}^{-1}$ ). Установка смонтирована в г. Тбилиси на экспериментальной базе Института геофизики и подробно описана в [9]. Заметим лишь, что для регистрации качественных спектров поглощения необходимо, чтобы в процессе измерений атмосфера была прозрачной и турбулентность её минимальной.

На рис. 2–4 приведены спектры поглощения инфракрасного излучения солнца парниковых газов: метана ( $\text{CH}_4$ ), окиси азота ( $\text{N}_2\text{O}$ ) и углекислого газа ( $\text{CO}$ ). Спектры полосатые и полосы четко выделены друг от друга. Стрелками показаны максимумы поглощения отдельных полос;  $t$  – время начала измерений;  $T$  – температура воздуха;  $p$  – атмосферное давление;  $f$  – относительная влажность воздуха.

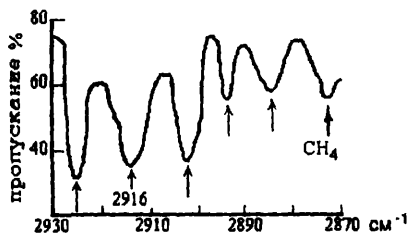


Рис. 2. Спектр поглощения метана ( $\text{CH}_4$ )  
 $t = 13\text{ ч. } 32\text{ мин. } T = 19^\circ\text{C.}, p = 968\text{ мбар, } a = 58\%$ .

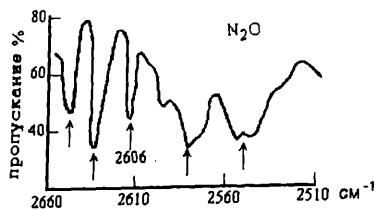


Рис. 3. Спектр поглощения оксида азота ( $N_2O$ )  
 $t = 13$  ч. 55 мин.  $T = 19^\circ C$ .,  $p = 968$  мбар.,  $f = 58\%$ .

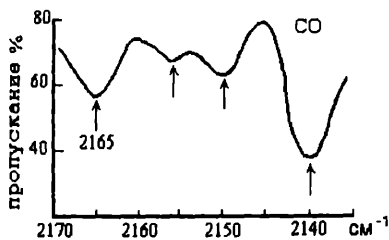


Рис.4. Спектр поглощения углекислого газа ( $CO$ )  
 $t = 13$  ч. 10 мин.  $T = 19^\circ C$ .,  $p = 968$  мбар.,  $f = 58\%$ .

Спектры, приведенные на рис. 2–4, позволяют установить для атмосферных парниковых газов ( $CH_4$ ,  $N_2O$  и  $CO$ ) интервалы частот ( $\Delta\nu$ ) поглощения солнечного инфракрасного излучения, а также величины частот ( $\nu_{max}$ ), соответствующих максимумам отдельных полос поглощения. Эти результаты приведены в таблице № 2.

Таблица 2

№	Парниковый газ	Интервал частот, в котором находится спектр поглощения, $\Delta\nu$ , $cm^{-1}$	Частота соответствующий максимуму поглощения $\nu_{max}$ , $cm^{-1}$
1	$CH_4$	2930-2870	2925
			2916
			2902
			2893
			2884
			2873
2	$N_2O$	2660-2510	2645
			2635
			2606
			2582
			2547
3	$CO$	2170-2140	2165
			2155
			2150
			2140

При изучении атмосферных парниковых газов оптическим методом определённую роль играет географическое положение (например, Тбилиси – Санкт-Петербург) местности, где ведутся измерения. Независимо от наличия этого фактора, полученные нами экспериментальные результаты хорошо согласуются с данными [7], соответствующими более высоким географическим широтам.

Следует отметить, что выполненная работа является первой попыткой регистрации спектров поглощения парниковых газов в Институте геофизики им. М.Нодия АН Грузии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Реджинальд Э. Ньюэлл, Генри Дж. Рейль, Вольфганг Зайлер. – Моноксид углерода в атмосфере: Неожиданные источники. В Мире науки, "Мир", М., № 12, 1989.
2. CSE Down To Earth Feature Service. 17. IV.1998.
3. Goldberg L. – The abundance and vertical distribution of methane in the Earth's atmosphere. *Astrophys. J.*, vol. 113, № 3, 1951/
4. Shaw J.H. – The abundance of atmospheric carbon monoxide above Columbia, Ohio. *Astrophys. J.*, vol. 28, № 2, 1958.
5. Goody R. – Time variations in atmospheric N<sub>2</sub>O in Eastern Massachusetts. *Planetary and Space Science.*, vol. 17, № 6, 1996.
6. Данилов-Клоков В.Н. – Спектроскопические исследования фонового содержания газовых примесей в атмосфере. – Вестник АНССР, № 4, 1980.
7. Шашков А.А. – Интегральные спектроскопические методики определения CO<sub>2</sub>, CO, CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O: Порядок проведения измерений и алгоритм обработки. – Вопросы инфракрасной спектроскопии атмосферы. Вып. 496, Л., 1985.
8. Браунштейн А.М., Демидов В.В., Сакин И.А. – Стандартная экспериментальная установка для исследования спектральной прозрачности атмосферы в инфракрасной области спектра. Труды ГГО, вып. 279, 1972.
9. Odisharia M., Chiabrishvili N., Kirkitadze D. – Stationary Experimental Installation for the Spectral Transparency of the Atmosphere. *Bulletin of the Georgian Academy of Sciences*, vol.161, № 3 2000.

### ატმოსფერული სათბური გაზების (CH<sub>4</sub>, N<sub>2</sub>O, CO) შთანთქმის სპექტრები

მ. ოდიშარია, ნ. ჭიებრიშვილი, თ. კალანდაძე, დ. კირკიტაძე.

#### რეზიუმე

მოყვანილია ატმოსფეროში არსებული სათბური გაზების შთანთქმის სპექტრების ექსპერიმენტული მონაცემები, მზის რადიაციის ატმოსფეროს ვერტიკალურ სექტში გაეღისას.

დადგენილია მზის ინფრაწითელი გამოსხივების სიხშირეთა ( $\Delta\gamma$ ) ინტერვალები, რომლებიც შეესაბამება შესასწაველი გაზების შთანთქმის სპექტრებს.



# Absorption spectrums of the atmospheric green-house gases ( $\text{CH}_4$ , $\text{N}_2\text{O}$ , $\text{CO}$ )

M. Odisharia,

N. Chiabrishvili, T. Kalandadze, D. Kirkitadze

## Abstract

The experimental results on a research of absorption spectrums of the atmospheric green-house gases during penetration of solar radiation through the thickness of an atmosphere are given an account.

The intervals of frequencies ( $\Delta\gamma$ ) of a solar infrared radiation are established here; the absorption spectrums of investigated gases are represented in these intervals.

## К вопросу о природе смерча

Г. Н. Берия

Смерч или торнадо – грозное явление природы – по сей день остается головоломкой для науки. Существует множество гипотез, основанных на конвективных, фронтальных, термодинамических, гравитационных и других теориях. В первом приближении они дают объяснение явления в целом, но испытывают серьезные трудности при попытках интерпретации отдельных специфических характеристик и особенностей поведения.

В объемистом труде академика Наливкина подробно изложены истории и характеристики смерча [1,2]. Они настолько неординарны, что этот академический труд читается как детективные новеллы с их трагическими сюжетами и чудесными спасениями. Для исследования характеристик этого явления из книги можно набрать более 50, но мы их не будем перечислять досконально, а выберем из них наиболее типичные, аномальные и трудно объяснимые, т. е. такие, которые достоверно установлены, но не укладываются в рамки здравого смысла. По нашим соображениям объяснение именно подобных свойств и является веским аргументом для любой теории, претендующей на верность. На рис. 1 изображена схематическая структура смерча.

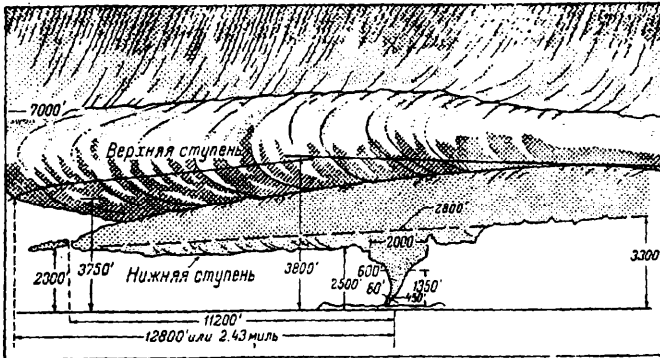


Рис. 1. Строение и размеры смерчевого облака (взято из книги [1]).

Обязательные элементы смерча: низкое грозовое облако, из которого к земле опускается воронкоподобный отросток, который переходит ближе к земле в хоботоподобную трубу. Она быстро вращается и извивается змееподобно. Иногда она охвачена оболочкой, называемой каскадом. Поверхность хобота может быть как гладкой, резко очерченной, так и расплывчатой, с неопределенными границами. Бывают и безхоботные смерчи. Это фактически быстро вращающееся облако, распластавшееся прямо на земле. Такие смерчи особенно разрушительны.

Размеры смерча различны. Грозовое облако может иметь в диаметре от нескольких, до десятков и более километров. Диаметр воронки и хобота варьирует в пределах метров и десятков и сотен метров. Высота от нуля до 2 километров.

В некоторых случаях замечено с опережением на полчаса, до появления воронки, светло-голубое или кирпично-красное слабое свечение, названное "генератором импульса", природа которого неясна, но, судя по названию, предполагается, что именно оно и порождает смерч.

Электрические эффекты: в некоторых случаях смерчи не проявляют никакой электрическую активность, но часто эти эффекты весьма интенсивны и разнообразны. Возникают как обычные линейные молнии, так и редкие шаровые молнии. Наблюдались совсем необычные, нигде более не встречающиеся, кольцевые, спиральные, с углом наклона в 45 градусов электрические разряды, бегущие и вращающиеся огни. В некоторых случаях светился вес хобот с воронкой в виде колонны и столба.

Довольно частый спутник смерча град с необычными размерами. С неба падали ледяные булжники с диаметром в 15, 20, 40 см. В 1888 году в Техасе смерч сопровождал град такой интенсивности, что толщина градового слоя достигала 2 метров. "Лопнувшие облака" – так называют ливневые потоки воды, сбрасываемые смерчем на землю. Сила водосброса была настолько велика, что вымывала ямы шириной 5–6 и глубиной 0,5–1,5 метров.

Шум: в некоторых случаях смерч совершенно бесшумен, но наблюдалось и нечто противоположное. Его рев не поддается описанию, сравнивают с жужжанием миллиона пчел, с канонадой тысячи артиллерийских залпов, с гудением тысяча поездов. В некоторых случаях рев слышен издали, но бывает и так, что его можно услышать только с близкого расстояния.

Максимальная скорость вращения по непрямым оценкам, по оставленному следу, оценивается выше скорости звука в воздухе. 100 метров в секунду – характерная скорость.

Время существования: как правило, несколько минут, не более. Но бывают случаи, когда смерчи существовали и несколько часов, сохраняя при этом свою огромную разрушительную силу до самого исчезновения. Максимальное зарегистрированное время 7 часов 20 минут (Метусский смерч 26 мая 1987 года). Длина пройденного пути – 500 км.

Подъемная сила: В 1969 году из озера Воскана (Канада) смерч откачал и поднял в воздух воду, вес которого был оценен по уменьшению уровня озера и он равнялся 0,5 миллион тонн.

Разрушительная сила смерча поистине фантастична. Воздействие на объекты, попавшие на его пути бывают четырех видов: взрыв, кручение, боковой удар и подъем в воздух. Известны случаи уничтожения целых поселков и городков. В 1913 году в Иллиноисе смерч сорвал с рельсов 20 товарных вагонов и полностью уничтожил их. 27 мая 1931 года в Миннесота смерч налетел на середину остановившегося поезда. Удар был настолько силен, что из поезда вырвал вагон со 117 пассажирами, отнес его на несколько метров и мягко положил набок. Погиб только один пассажир. Внезапно налетевший смерч сорвал с дома стены и крышу и унес в небо так быстро, что не успели даже заметить куда они исчезли. Люди, которые при этом находились в доме остались целыми и невредимыми. Таких истории известно множество.

Бывают случаи групповых смерчей. 11 апреля 1965 года в центральных штатах Америки появилось одновременно 47 смерчей. Среди них был редчайший, двурогий. Особой разрушительной силой обладает безхоботное, движущееся прямо по земле сплошной стеной ревущее и вращающееся облако.

На экранах радиолокаторов смерчи, как правило, фиксируются в форме запятой, что, по-видимому, указывает на его вихревую природу.

Следы, оставленные смерчем, порой озадачивают своей замысловатостью: аккуратно содрал шкуру с деревьев, оставив целыми их стволы. Опрокинул капитально построенный каменный дом и оставил невредимыми стоявшие в нескольких метрах ветхие хижины. В местах прохождения смерча часто находят твердые предметы, вроде досок и листов железа, которые насквозь проткнуты более мягкими предметами, вроде соломинок или палок.

Сведения об энергии, сконцентрированной в смерче, в литературе отсутствуют. Объясняется это тем, что количественные измерения непосредственно в гуще смерча, или вблизи него не проводились по вполне понятным причинам. Можно только предположить, что она ненамного уступает энергия тропического циклона. Фактически смерч - это тоже циклон с фокусированным в меньшем объеме энергией.

Далее в статье изложена предлагаемая автором гипотеза о природе смерча. Предварительно дано разъяснение концептуальной, методологической сущности гипотезы.

Атмосферные явления так или иначе связанные с электричеством, такие как, например, грозы, шаровые молнии, тропические циклоны содержат в себе высокую степень аномальности, т. е. проявляют свойства, которые не укладываются в понятия классических представлений. Это утверждение особенно относится к шаровой молнии. Это редкое и довольно невзрачное явление выделяется тем, что занимает первое место своей аномальностью. Вокруг него уже создано более двухсот гипотез, но оно по сей день остается таким же загадочным, каким было с самого начала. Смерч занимает второе место на шкале аномальности. В отличие от шаровой молнии, смерч позволял собирать о себе в неограниченном количестве фото, кино, видео и радио наблюдении, оставляя после себя массу "улик" в виде разрушений различного характера. Это позволяло исследователям составить фотороботный портрет "преступника" [3], однако он мало что дал для его окончательного "разоблачения".

Согласно классической методологии причину такого положения можно объяснить, казалось бы, чрезвычайной сложностью атмосферных процессов и выход из положения искать в дальнейшем накоплении и обработке информации и в создании все более и более сложных теории. Однако, существует и другая, новая методология, которая появилась сравнительно недавно, в середине XX века в основном благодаря работам Карла Попера и Томаса Куна [4]. Была создана, так называемая, парадигмальная концепция развития науки, согласно которой наука в процессе развития испытывает скачкообразные, революционные переходы на различные уровни, которых Кун называет парадигмами. Вызываются эти скачки почти неизбежными субъективными ошибками в постулатах старой парадигмы. Рано или поздно постулатные ошибки подвергают парадигму в интеллектуальный кризис и приводят к необходимости ее смены новой.

Мы допускаем, что именно с такой ситуацией столкнулась наука в области атмосферных экстремальных явления и, в частности со смерчем. Может быть это явление не столь уж сложно, но постулатная ошибка блокирует решение задачи о природе его происхождения и создает видимость сложности. Если это так, то созрело время поставить вопрос о смене парадигм, по крайней мере, в какой-то части метеорологии.

Для объяснения природы шаровой молнии нами в атмосферном электричестве было допущено существование объекта, изображенного на рисунке 2

Это тороподобно замкнутые потоки напряженности электрического поля, которые были сформированы аperiодическим импульсом тока, при пробое линейной молнии, а за тем были захвачены и удержаны в потенциальном "мешке" атмосферного электростатического поля. Структура эта обнадеживающе работает при объяснении свойств шаровой молнии [5, 6]. Дальнейший анализ показал, что она дает неплохие

результаты и при объяснении свойств смерча, что и побудило нас их опубликовать. (В дальнейшем для простоты назовем ее именем **ТОРОН**).

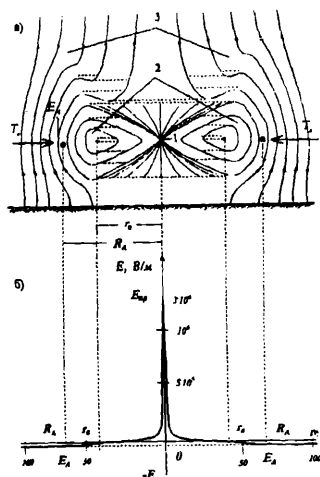


Рис. 2. Атмосферная, стационарная, тороподобная электрическая структура (торон). 1-плотное ядро. 2-генератор импульса. 3-электростатическое поле, энергетический "мешок".

При этом мы допускаем, что силовые линии, введенные еще Фарадеем, реально существующие образования в виде струно- или трубкоподобных электрических и магнитных дискретных объектов имеющих свой закон сохранения, инвариантных по отношению систем отсчета. Они являются элементарными универсальными постоянными. Их произведение равно универсальной постоянной Планка:

$$\hbar = \frac{\Phi_{\text{ог}} \Phi_{\text{он}}}{2\alpha} = \frac{1,602177 \cdot 10^{-19} \cdot 6,035867 \cdot 10^{-17} \cdot 137,035989}{2} = 6,626074 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{с} \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{\text{ог}} &= CU = It = 1,602177 \cdot 10^{-19} \text{ Фарада} \cdot \text{Вольт}, \\ \Phi_{\text{он}} &= LI = Ut = 6,035867 \cdot 10^{-17} \text{ Генри} \cdot \text{Ампер} \end{aligned} \quad (2)$$

универсальные, дискретные, элементарные электрические и магнитные объекты, существующие независимо друг от друга, но которые могут объединиться и совместно создать устойчивые динамические структуры. Условия объединения представлены в уравнениях Максвелла. В этом заключается сущность изменения, которое вносит новая парадигма в электродинамику. Эти уравнения не описание процесса в едином электромагнитном поле, как это предполагается в настоящее время, а представление условия, при которых два независимых объекта (условно назовем их *струнотрубками*) могут взаимодействовать. Само же взаимодействие определяется тензорами натяжения, которые существуют в этих объектах:

$$W_E + W_H = \hbar_{\text{ш}} \frac{1_E}{S_E} + \hbar_{\text{ш}} \frac{1_H}{S_H} = \hbar_{\text{ш}} \left( \frac{1_E}{\delta l_H} + \frac{1_H}{\delta l_E} \right) = \hbar v + mc^2. \quad (3)$$

Здесь в левой части уравнения - энергии электрических и магнитных струнотрубок, в правой части - известные выражения энергии фотона и частицы с

массой покоя. В центральной части – представлена энергетическая структура струнотрубок, их физическая и геометрические компоненты:

$h_{IE} = h_{IH} = 1,45 \cdot 10^{-27}$  Джоуль · метр – универсальная константа, пространственный эквивалент постоянной Планка, определяет дискретное (квантованное) состояние постоянных полей;  $l_E, l_H$  – длины струнотрубок, определяют энергию циркуляции и тензор натяжения струны;  $S_E, S_H$  – сечения струнотрубок, определяют плотностную энергию и тензор отрицательного натяжения (давления) между струнотрубками;  $\delta$ -эквивалент длины волны. После простых алгебраических преобразований в центральной части уравнения (3), уравнение струнотрубок преобразуется в уравнение фотона и частицы.

Динамика электромагнитных процессов однозначно определяются тензорными натяжениями в струнотрубках. Уравнения Максвелла представляют кинематику процесса при равновесном состоянии. В случае нарушения равновесия структура распадается. Именно следствием такого распада и является образование торона. Магнитные струнотрубки разлетаются вдоль вертикальной оси под воздействием отрицательного натяжения (давления), а электрические струнотрубки испытывают сжатие со стороны атмосферного поля в экваториальной плоскости. Условием равновесия, по всей видимости, будет на поверхности соприкосновения атмосферного поля и поля торона соблюдение соотношения:

$$E_A = \frac{Q_A \cdot \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 R_A^2} = \frac{\Phi \cdot \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 R_T^2} (e^{-\kappa_1(R_0/r)} - e^{-\kappa_1(R_0/r)}) = E_T \quad (4)$$

Здесь  $E_A$  и  $E_T$  – напряженности атмосферного и торонного поля на их общей поверхности;  $R_A$  – радиус площади заряженного облака;  $R_T$  – радиус торона;  $R_0$  – радиус нулевого значения напряженности торона;  $r$  и  $\theta$  – текущие координаты в сферической системе;  $Q$  – величина заряда в облаках;  $\Phi$  – величина потока поля в тороне. В скобках представлена аperiодическая пространственная структура торона.

Размеры и формы торонов могут меняться в весьма широких пределах. В принципе диапазон его масштабов может простирается от элементарных частиц до космических расстояний. Практически, в пределах метеорологических явлений размеры могут иметь величины от нескольких метров до десятков километров. Соответственно и энергия будет колебаться в весьма широком диапазоне. Верхний предел размеров торона будет ограничен проводящими слоями поверхности земли и атмосферы на уровне нижней части ионосферы, называемой электросферой. По Дж. Чалмерсу [7] электросфера находится на уровне от 40 до 60 км, постоянно заряжена положительным потенциалом около  $2,9 \cdot 10^5$  В и имеет энергию порядка от  $10^9$  до  $10^{10}$  Дж. Следует ожидать, что максимальный радиус торона ограничен расстоянием между землей и электросферой, а общая энергия торона также будет находиться в пределах всей энергии электростатического поля земли.

В доступных нам публикациях данные об энергоёмкости торнадо отсутствуют. Мы можем сделать только прикидочные расчеты энергий по известным параметрам, в частности, по массе и скорости увлеченного смерчем воздуха:

$$W = \frac{\rho \cdot 2\pi R \Delta R \cdot H \cdot v^2}{2} \quad (5)$$

$\rho$  – плотность воздуха;  $R$  – радиус хобота;  $\Delta R$  – толщина стенки хобота;  $H$  – высота воронки с хоботом;  $v$  – скорость вращения воздуха.

Все эти данные известны из наблюдений. Подставляя их усредненные значения, мы получаем энергию порядка  $10^{11}$  Дж. Расчеты не претендуют на точность, на самом деле величина полной энергии смерчевого облака будет превосходить на два или три порядка энергии самого смерча, но в первом приближении дает представление о порядке уровня энергии, которая высвобождается непосредственно в виде

кинетической энергии вращения. Параметры торона, которые могут удовлетворить данной величине энергии, определяются по формуле [5]:

$$W_t = \frac{4\pi^3 \Phi_E^2 L}{3 \cdot 2\epsilon_0 S} \quad (6)$$

$\Phi_E$  – величина потока струнотрубок (Квантов электрического потока);  $L$  – средняя длина струнотрубок;  $S$  – площадь сечения торона.

Если допустим, что имеем максимальные размеры торона соответствующие высоте электросферы порядка 40+60 км, то получим величину потока  $\Phi_E$  равной порядка несколько тысячам кулонам, что вполне вероятно. Таким образом, в первом приближении энергетическое условие смерча торон удовлетворяет.

Вторая задача предлагаемой торонной модели касается природы генератора импульса, который иногда замечается в виде светящегося пятна за полчаса до появления воронки. Плотность энергии торона распределена неравномерно. По формуле (4) очевидно, что она нарастает по мере приближения к оси симметрии обратно пропорционально квадрату расстояния. В результате в центре торона образуется плотное ядро. Следует заметить, что радиолокационным зондированием грозовых облаков действительно регистрируется существование такого ядра [8]. Взаимодействие между тороном и воздухом начнется при приближении напряженности поля к предельной величине пробоя  $E_{пр} = 3 \cdot 10^6$  В/м. Однако локализованные микроскопические разряды на частицах воды и льда начнется значительно раньше благодаря усилению напряженности поля на их поверхности и этим процессом будет охвачен объем радиусом порядка сотен метров. Эти разряды в отдельности неразличимы, но общее количество крупных капелек воды в одном кубическом метре воздуха около 3000 [8]. Плотное ядро торона с радиусом сотен метров таких капелек будет содержать миллиардами. В целом они будут создавать фоновое свечение. Именно этим можно объяснить появление так называемого генератора импульса.

Следующая задача – вопрос о механизме возникновения ураганного ветра в сравнительно малом объеме. В научном мире давно уже известно такое явление, как электрический ветер, движение воздуха искусственно создаваемое коронным разрядом высокого напряжения. Значительный интерес представляет публикации И. Верещагина [9]. По его данным при напряжении в 50 кВ и токе в 5 мкА возникает ветер, скорость которого достигала 3+10 м/с. Нами были проведены аналогичные эксперименты, которые подтвердили результаты Верещагина и установили следующие особенности этого явления: ветер создается униполярно, т. е. каждым электродом независимо от другого электрода. На электрод действует сила отдачи и он ускоряется в противоположном направлении. механизм ускорения проявляется только в неоднородном поле и уже при мощности разряда всего лишь в десятые доли Ватта, что свидетельствует о его высокой эффективности.

Конструкция торона удовлетворяет всем этим условиям. Мощности развиваемые разрядами в ядре торона будут достигать миллиардов Ватт. Соответственно следует ожидать и усиления ускорительного процесса молекул воздуха. Налицо поле высокой напряженности и высокой неоднородности выше и ниже экваториальной плоскости. Фактически это два независимо существующих полюса, которые будут создавать ветер в противоположных направлениях. В верхней части положительные ионы ускоряются вверх, а в нижней части отрицательные ионы будут гнать молекулы воздуха вниз. Торон работает как насос, который выбрасывает воздух вдоль вертикальной оси и всасывает в горизонтальной плоскости и создает радиально направленный горизонтальный ветер.

$$\frac{df}{dz} = \epsilon_0 E \frac{dE}{dz} = - \frac{dp}{dz} + \rho_1 \frac{\partial w_1}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial w_2}{\partial t} = \rho \frac{dv}{dt} \quad (7)$$

$f$  – плотность вертикально направленных сил создаваемых электрическим полем торона;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – плотность воздуха в верхней и нижней части торона;  $\rho$  – плотность горизонтально ускоряемого воздуха;  $v$  – горизонтальная скорость воздуха;  $w_1$  и  $w_2$  – вертикальные скорости воздуха;  $z$  и  $r$  – координаты.

В результате возникнет два горизонтальных тороидальных вихря рис. 3.

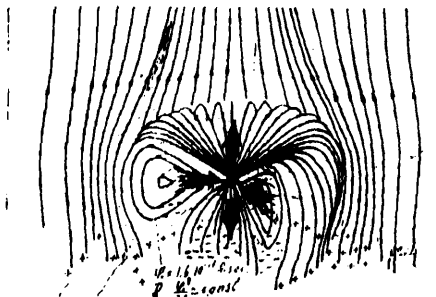


Рис. 3. Начальная фаза образования торнадо (стрелки показывают направление циркуляции воздуха).

Кариолисова сила, или любое случайное возмущение в радиальной скорости вызовет завихрение вокруг вертикальной оси, как это обычно наблюдается с жидкостью при переходе из радиального течения в осевую. В результате возникнет сложная спиральная циркуляция с горизонтально-вертикальными компонентами. Следует ожидать, что циркуляция ионов частично увлечет за собой торон. Появится спиральная компонента поля, торон будет скручиваться в гибко-пластичную трубу, состоящую из поля струнотрубок, ионов и нейтральных молекул. Этим можно объяснить особенности поведения воронки и разнообразные электрические разряды рис. 4.

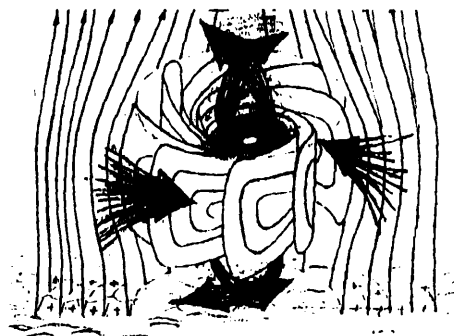


Рис. 4. Возможная структура полностью сформировавшегося торнадо.

#### Литература:

1. Д. В. Наливкин. Ураганы, бури и смерчи. Л., "Наука", 1969.
2. Д. В. Наливкин. Смерчи. М., "Наука", 1984.



3. Т. Фудзита. Материнское облако торнадо, наблюдавшегося 1 июня 1969 г в районе Фарго. Динамика кучевых облаков. М., "Мир", пер. с англ., 1964, с. с. 239 – 244.
4. T. S/ Kuhn. The Structure of Scientific Revolution/. The University of Chicago Press. Chicago. 1970. p. 256.
5. Г. Н. Берия. Вопросу о природе шаровой молнии. Georgian Engineering News, 1997, № 2. p. 15.
6. G. N. Berria. Ball Lightning – Outcome Peculiar Condition of Matter. Bulletin of the Georgian Academy of Sciences. Volume 169, number 3, 2001, p. 463.
7. Дж. Чалмерс. Атмосферное электричество. Госметеиздат, Л., пер. с англ. 1974, стр. 420.
8. თ. სალუქვაძე, ზ. ხვედელიძე, ე. ხელაია. კონვექციური ღრუბლების რადიოლოკაცია. საქ. მეცნ. აკ. მ. ნოდის სახ. გეოფიზიკის ინსტიტუტის შრომები, ტ. LVII, გვ. 358.
9. И. П. Верещагин. Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. Энергоатомиздат, М., 1985, стр. 234.

## ტორნადოს ბუნების საკითხის შესახებ

გ. ბერია

რეზიუმე

ტორნადო ბუნების უძლიერესი და საიდუმლოებით მოცული მოვლენაა. მისი წარმოქმნის მექანიზმის ახსნის მიზნით დაშვებულ იქნა, რომ ატმოსფეროში არსებობს უცნობი ფაქტორი, რომელიც ჩვენ განვსაზღვრეთ როგორც გრიგალური ელექტრული ველის მიერ შექმნილი ტორისმაგვარი სტრუქტურა. ის შედგება ელექტრული ველის დაძაბულობის ნაკადის ქვანტებისაგან და იმყოფება წონასწორობის მდგომარეობაში ატმოსფერული ელექტროსტატიკური ველის პოტენციალურ "ტომარაში". ჩვენ მას ეუწოდეთ სახელი "ტორონი". ცენტრალურ ნაწილში მას აქვს შედარებით მკერძი ბირთვი, რომელიც ურთიერთმოქმედებს ჰაერთან და ალაგზნებს მძლავრ გრიგალურ მოძრაობას. მოდელი ხსნის ტორნადოს თვისებებს ხარისხობრივად და რაოდენობრივად.

## To a question on a nature of a tornado

G. N. Berria

Abstract

Tornado - powerful and mysterious natural phenomenon. Is accepted, that in an atmosphere there is still to unknown science a factor, which we define as toroidal structure of an electric field of a whirlwind origin. It consists from is quantum of streams of an electric field and is in an equilibrium state in potential "sack" of an atmospheric electric field. We have termed it as the "Toron" name. In a central part it has a comparatively dense nucleus, which interacts with air and excites a powerful vortex motion.. The model explains properties of a tornado qualitatively and quantitatively.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РЕЛЬЕФА КАВКАЗСКОГО РЕГИОНА НА ПОЛЕ ВЕТРА В ОКРЕСТНОСТЯХ ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ ЧЁРНОГО И ЗАПАДНОЙ ЧАСТИ КАСПИЙСКОГО МОРЕЙ

А. А. Кордзадзе, А. А. Сурмава, Д. И. Деметрашвили

Аннотация

На основе интегрирования неадиабатических уравнений гидротермодинамики атмосферы исследуется влияние рельефа Кавказского региона (КР) на распределение скорости ветра над прибрежными зонами Чёрного и Каспийского морей. Показано, что взаимодействие рельефа с основными для региона типами крупномасштабных движений может вызвать существенное изменение поля течения в нижней тропосфере и формировать в окрестностях прибрежных зон локальные мезомасштабные структуры поля ветра.

В настоящее время решение экологических и инженерных проблем прибрежных зон морских акваторий требует разработки локальных моделей расчёта гидрофизических полей Чёрного (ЧМ) и Каспийского (КМ) морей [1-3]. В этих моделях одним из основных входных параметров является поле ветра над поверхностью моря. Последнее, как правило, берётся из карт морских ветров или же из моделей краткосрочного прогноза погоды. Они, из-за недостаточной пространственной разрешимости, не учитывают мезомасштабных особенностей поля ветра, сформированного влиянием локального рельефа поверхности Земли. Это особенно важно для поля ветра в окрестностях Кавказской части прибрежной зоны ЧМ и КМ. Данная территория характеризуется весьма сложным рельефом с большими перепадами высот. Она, несомненно, должна вызвать соответствующие локальные изменения поля крупномасштабного течения воздуха.

В предложенной работе, на основе опыт разработок полных численных моделей атмосферных, локальных и региональных процессов [4-6], построена численная модель развития среднемасштабных атмосферных процессов, и исследованы некоторые особенности распределения поля ветра в окрестностях восточной и западной прибрежных зон ЧМ и КМ, соответственно.

Используется известная  $(x, y, \zeta)$  система координат, которая позволяет максимально полно учесть форму рельефа [7]. Рассматривается слой атмосферы, который ограничен сверху меняющейся во времени и пространстве и непроницаемой для воздуха поверхностью тропопавзы, а снизу приземным и приводным слоями воздуха. Под приводным слоем воздуха находятся квазиоднородные слои вод Чёрного, Азовского (АМ) и Каспийского морей, а под приземным слоем - деятельный слой почвы.

Основные уравнения модели имеют следующий вид:

для атмосферы:

$$\frac{du}{dt} = -\frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + lv + g(1 + 0.6q)\vartheta \frac{\partial z}{\partial x} + \mu \tilde{\Delta} u + \frac{1}{\rho h^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \rho v_u \frac{\partial u}{\partial \zeta},$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\bar{P}}{\bar{\rho}} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - lu + g(1 + 0.6lq)\vartheta \frac{\partial z}{\partial y} + \mu \tilde{\Delta} v + \frac{1}{\rho h^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \rho v_v \frac{\partial v}{\partial \zeta},$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} = \frac{g}{R\bar{T}}(1 + 0.6lq)\vartheta h, \quad \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial u h}{\partial x} + \frac{\partial v h}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w} h}{\partial \zeta} - \sigma w h = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \vartheta'}{\partial t} + u \frac{\partial \vartheta'}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta'}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \vartheta'}{\partial \zeta} + S_w = \mu \Delta \vartheta' + \frac{1}{\rho h^2} \frac{\partial}{\partial \zeta} \rho v_s \frac{\partial \vartheta'}{\partial \zeta} + \frac{L}{\rho C_p} \phi_{\text{con}} - \frac{\partial \theta}{\partial t},$$

$$\frac{\partial q'}{\partial t} + u \frac{\partial q'}{\partial x} + v \frac{\partial q'}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial q'}{\partial \zeta} = \mu \Delta q' + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \zeta} \rho v_q \frac{\partial q'}{\partial \zeta} - \phi_{\text{con}} - \frac{\partial Q}{\partial t},$$

$$\frac{\partial m'}{\partial t} + u \frac{\partial m'}{\partial x} + v \frac{\partial m'}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial m'}{\partial \zeta} + w_0 \frac{\partial m'}{\partial z} = \mu \Delta m' + \frac{\partial}{\partial \zeta} v_m \frac{\partial m'}{\partial \zeta} + \phi_{\text{con}} - \frac{\partial M}{\partial t} - \frac{\partial N}{\partial t}, \quad w = \frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} + \bar{w} h;$$

для почвы:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} D(c) \frac{\partial C}{\partial z} - \frac{\partial E(c)}{\partial z}, \quad \frac{\partial T_{\text{soil}}}{\partial t} = K_{\text{soil}} \frac{\partial^2 T_{\text{soil}}}{\partial z^2}, \quad \text{при } \delta_1 > z > Z_{\text{soil}}; \quad (1)$$

для морской воды:

$$\frac{\partial T_{\text{sea}}}{\partial t} = K_{\text{sea}} \frac{\partial^2 T_{\text{sea}}}{\partial z^2} + \frac{1}{\rho c_{\text{sea}}} \frac{\partial I_{\text{sum}}}{\partial z}, \quad \text{при } \delta_1 > z > Z_{\text{sea}},$$

где  $t$  - время;  $x$ ,  $y$  и  $z$  - декартовы координаты, направленные на восток, север и вертикально вверх, соответственно;  $\zeta = (z - \delta)/h$  - безразмерная вертикальная координата;  $\delta = \delta_0(x, y) + 100m$  - высота приземного слоя;  $\delta_0$  - высота рельефа;  $h = H - \delta$  - толщина слоя атмосферы;  $H(t, x, y)$  - высота тропопаузы;  $u$ ,  $v$ ,  $w$  и  $\bar{w}$  - составляющие скорости ветра, направленные вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $z$  и  $\zeta$ , соответственно;  $\vartheta = T'/\bar{T}$  и  $\varphi = P'/\bar{P}(z)$  - аналоги температуры и давления, соответственно;  $T'$  и  $P'$  - отклонения температуры и давления от стандартного вертикального распределения;  $\bar{T}(z) = \bar{T} - \gamma z$  и  $\bar{P}(z)$ , соответственно;  $\theta$  и  $\vartheta'$  - фоновое значение и отклонение от фонового значения аналога температуры;  $q$  и  $Q$  - полная и фоновая массовые доли водяного пара, соответственно;  $q' = q - Q$ ;  $m$  и  $M$  - полная и фоновая массовые доли облачной воды, соответственно;  $m' = m - M$ ;  $T_{\text{soil}}$  и  $T_{\text{sea}}$  - температуры почвы и морской воды, соответственно;  $C$  - объёмное содержание почвенной воды;  $\rho(z)$  - стандартное вертикальное распределение плотности сухого воздуха;  $\sigma = -dp/\rho dz$ ;  $g$  - ускорение свободного падения;  $R$  - универсальная газовая постоянная для сухого воздуха;  $L_1 = L/\rho C_p$ ;  $C_p$  - удельная теплоёмкость сухого воздуха при постоянном давлении;  $S$  - параметр термической устойчивости;  $L$  - скрытая теплота конденсации;  $F$  - скорость конденсации;  $\mu$  - коэффициент горизонтальной турбулентности;  $v$ ,  $v_s$ ,  $v_q$ ,  $v_m$  - коэффициенты вертикального турбулентного обмена для скорости ветра, температуры, водяного пара и облачной воды, соответственно;  $\partial N/\partial t$  - интенсивность выпадения осадков;  $D$  - коэффициент диффузии воды в почве;  $E$  - коэффициент фильтрации воды в почве;  $I_{\text{sea}}$  - поток суммарной солнечной радиации в морской воде;  $K_{\text{soil}}$  и  $K_{\text{sea}}$  коэффициенты теплопроводности в почве и морской воде, соответственно. Операторы  $d/dt = \partial/\partial t + u\partial/\partial x + v\partial/\partial y + \bar{w}\partial/\partial \zeta$ ,  $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ .

Для решения системы уравнений (1) задаются соответствующие начальные и граничные условия. В начальный момент времени горизонтальные составляющие скорости ветра задаются геострофическими соотношениями, высота тропопаузы считается постоянной по горизонтали, отклонения метеорологических элементов от их фоновых значений равны нулю, температура и влажность почвы, температура морской воды задаются равными средним значениям для июня месяца.

На боковых границах области горизонтальные составляющие скорости ветра равны фоновым значениям, горизонтальные градиенты отклонения других искомым метеорологических элементов от их фоновых значений равны нулю.

На верхней границе атмосферы отсутствуют потоки количества движения и тепла, влажности и водности. Отклонение давления определяется из условия неразрывности давления на тропопаузе [7]. На нижней границе атмосферы турбулентный поток водности равен нулю, а

турбулентные потоки количества движения, тепла, влажности считаются известными функциями и задаются с помощью широко используемых параметрических формул [4, 5, 8].

На поверхности разделов почва-атмосфера и вода-атмосфера в качестве граничных условий используется уравнение баланса потоков количества тепла. Водность почвы равна пористости почвы в случае выпадения осадков, или определяется из условий равенства диффузионного потока водности в почву и турбулентного потока влажности в атмосферу.

Высота рельефа изменяется от -15м до 4100м. Постоянные коэффициенты и метеорологические параметры имеют общепринятые значения [9]. Фоновые поля метеозлементов считаются известными функциями.

Численное интегрирование модели (1)-(5) осуществлено с помощью схемы Ф. Шумана и Л. Говермейла [10]. Использована прямоугольная конечно-разностная сетка  $26 \times 24 \times 17$  с горизонтальными шагами 50 км и вертикальным шагом 1/17.

С помощью модели проведён цикл численных экспериментов, в которых исследовано влияние рельефа Кавказского региона на течение воздуха. Моделированы случаи обтекания рельефа западным, северным, восточным и южным фоновыми ветрами. Во всех экспериментах скорость фонового ветра росла от 2 м/с на уровне  $z = 100$  м до 25.3 м/с - на уровне тропопаузы  $z = 14$  км.

Анализ результатов расчётов показал, что рельеф КР существенно влияет на пространственное распределение метеорологических полей над прибрежными районами Чёрного и Каспийского морей. На рис. 1 а) и б) показаны поля  $\vec{V} = \vec{u} + \vec{v}$  вектора скорости ветра, изолинии  $p'$  отклонения давления от фонового значения и вертикальной скорости ветра  $w$  на уровнях приземного слоя  $z = \delta(x, y)$  и  $z = 1$  км соответственно, полученные к моменту  $t = 12$  часов, в случаях обтекания рельефа стационарным крупномасштабным западным ветром. Видно, что рассчитанное поле приземного ветра над прибрежными районами Чёрного и Каспийского морей, существенно отличается от поля фонового ветра. Получено это из-за кинематического воздействия рельефа региона и эффекта турбулентного трения. Горные хребты, окружая с трёх сторон поток воздуха в окрестностях восточного побережья ЧМ, препятствуют его дальнейшему распространению на восток. В результате этого воздух накапливается в районе Колхидской низменности (КН), растёт приземное давление и происходит соответствующее изменение направления и скорости ветра. Западный ветер в отдельных мезомасштабных участках в восточной части ЧМ меняет направление и постепенно становится юго-западным, южным и юго-восточным ветрами. В окрестностях юго-восточной части АМ фоновый ветер не встречает значительного орографического препятствия, и, поэтому его направление и модуль изменяется незначительно. По мере ослабления влияния приземного турбулентного трения с высотой уменьшается отклонение ветра от фонового распределения (рис. 1 б), и выше пограничного слоя ( $z \geq 3$  км) ветер опять становится западным.

С приближением к береговой линии скорость ветра постепенно растёт по величине, и на отдельных участках она достигает 5-6 м/сек. В целом взаимодействие рельефа с фоновым западным ветром в окрестностях в восточной части ЧМ проявляется в формировании ярко выраженного антициклонического вихря скорости ветра.

В окрестностях западной прибрежной полосы КМ влияние рельефа на направление ветра в приземном слое атмосферы относительно слабое. Поток воздуха на данном участке не встречает высокого препятствия. Поэтому полученное распределение ветра сформировано под влиянием тех кинематических и динамических эффектов, которые обычно имеют место при боковом обтекании и переваливании потока через горный хребет средней высоты. В окрестностях северной части прибрежной полосы КМ рельеф равнинный, его влияние слабое, и направление ветра совпадает с направлением фонового течения. Пространственная ориентация восточных частей Главного Кавказского (ГКХ) и Малого Кавказского (МКХ) хребтов меняет направления подветренного течения воздуха таким образом, что над центральной частью западной прибрежной полосы КМ формируется северо-западный ветер, над южной частью - юго-западный. На высоте  $z = 1$  км влияние МКХ незначительно и направление определяется мезомасштабным рельефом региона - оно северо-западное.

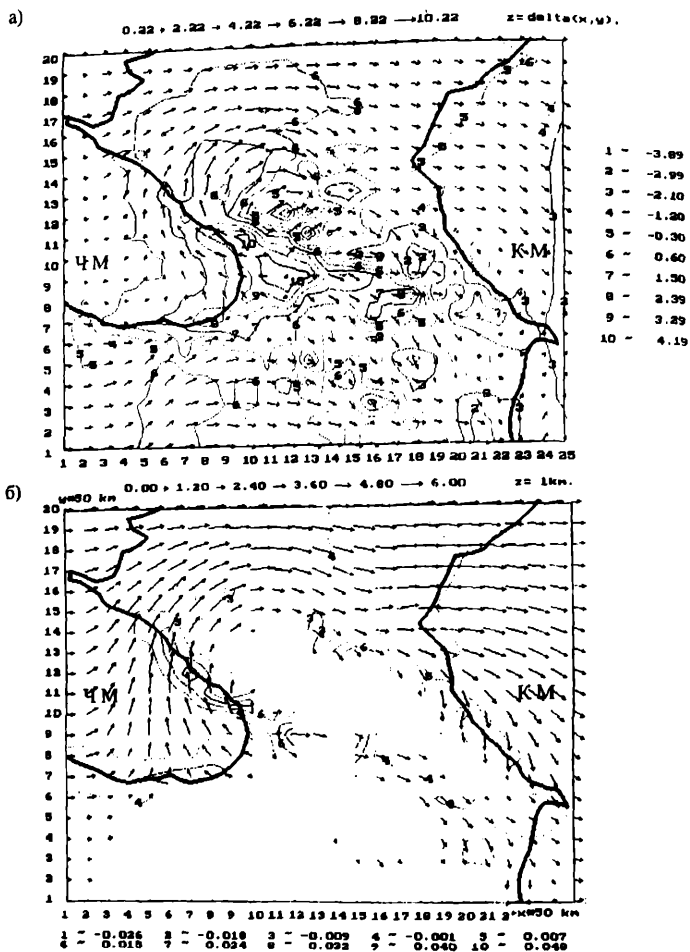


Рис. 1. Поля  $\vec{V} = \vec{u} + \vec{v}$  (м/с) вектора скорости ветра, изолинии  $p'$  (мб) отклонения давления от фоновых значений  $\sim$  (а) и  $w$  (м/с) вертикальной скорости  $\sim$  (б) в случае западного фонового ветра на уровнях  $z = \delta$  и  $z = 1$  км при  $t = 12$  ч.

В приземном слое воздуха скорость ветра максимальна в северной части прибрежной полосы КМ ( $V \approx 5-6$  м/сек). Над центральной и южной частями КМ её значение несколько меньше и приблизительно равно к 2-3 м/сек. На высоте  $z = 1$  км скорость ветра приблизительно равна 5-6 м/сек.

При моделировании процесса обтекания рельефа КР северным фоновым ветром, поток воздуха делится на два потока: западный и восточный (Рис. 2 а) и б). Западный поток, обтекая ГКХ с северо-восточной стороны и встречая на пути своего распространения Понтийский хребт (ПХ) средней высоты ( $\approx 1$  км), образует чётко выраженный циклонический вихрь ветра над восточной частью ЧМ. Скорость ветра постепенно растёт от восточной границы области моделирования в направлении к береговой линии. На побережий КН она достигает 20 м/сек. На уровне  $z=4$  км эффект влияния рельефа уменьшается, циклоническая завихренность ослабевает. Течение выше пограничного слоя атмосферы становится волновым, совпадающим по направлению с фоновым ветром.

В окрестностях западной береговой части КМ ветер, главным образом северный. В окрестностях Дагестанского участка побережья направление ветра северо-западное. Здесь же получено также и увеличение скорости ветра до 7 м/сек.

При моделировании процесса обтекания рельефа КР южным фоновым ветром получено, что пространственное распределение ветра над ЧМ существенно отличается от фонового распределения. Над ЧМ в окрестностях КН и ПХ побережья ветер восточный (Рис. 3 а) и б)). С удалением от береговой зоны он постепенно изменяет направление, становясь последовательно юго-восточным и южным ветрами, образуя мезомасштабный антициклонический вихрь. На уровне приземного слоя скорость максимальна над прибрежной зоной ЧМ, в окрестностях северо-восточной части КН в полосе шириной 200 км. Здесь её величина почти в 3 раза превышает фоновое значение. На высоте 1 км скорость ветра над территорией восточной части ЧМ приблизительно равна приблизительно 6 м/сек. Поле ветра над КМ в основном южное. Только на малом участке у Дагестанского и Калмыцкого побережий получен юго-восточный ветер, который является частью сформированной циклонической низровой системы. В количественном отношении влияние рельефа способствует увеличению скорости ветра. Рассчитанная скорость ветра почти в 4-4,5 раза больше фоновой скорости, и её максимальное значение достигает 10 м/сек.

Мезомасштабные особенности распределения поля ветра получены и при моделировании процесса обтекания рельефа КР восточным фоновым ветром (Рис. 4 а) и б)). В данном случае, в окрестностях Дагестанского и Азербайджанского побережий восточный фоновый ветер преобразован на северо-западный, северный и северо-восточные ветры. Рассчитанное поле ветра над ЧМ качественно отличается от фонового ветра лишь в непосредственной близости от береговой линии в полосе до 50-100 км. В различных частях этой территории получены восточный, северо-восточный и юго-восточный ветры.

Анализ изменения во времени поля ветра показал, что не имеет место её периодическое суточное колебание. Получено только последовательное и медленное изменение пространственного распределения ветра, которое вызвано размытием орографического антициклона. В результате возмущённая гидротермодинамическая система постепенно переходит в новое устойчивое квазистационарное состояние.

Поля вертикальной скорости в прибрежных частях области зависят как от взаимной ориентации хребта и фонового движения, так и от горизонтальной кривизны рельефа. Однако, в пограничном слое и нижней тропосфере, для большей части территории получены восходящие движения воздуха с наветренной стороны, и нисходящие - с подветренной стороны. В верхней тропосфере такое распределение вообще не имеет места.

В заключение нужно заметить, что из-за отсутствия мезомасштабных аэрологических наблюдений на поле ветра над КР невозможно однозначно подтвердить реальность полученных результатов. Однако их правдивость подтверждается косвенно с помощью анализа результатов синоптических и климатических исследований [11,12].

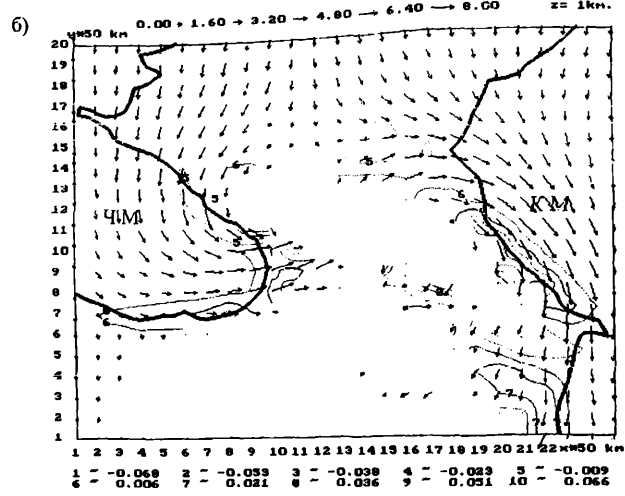
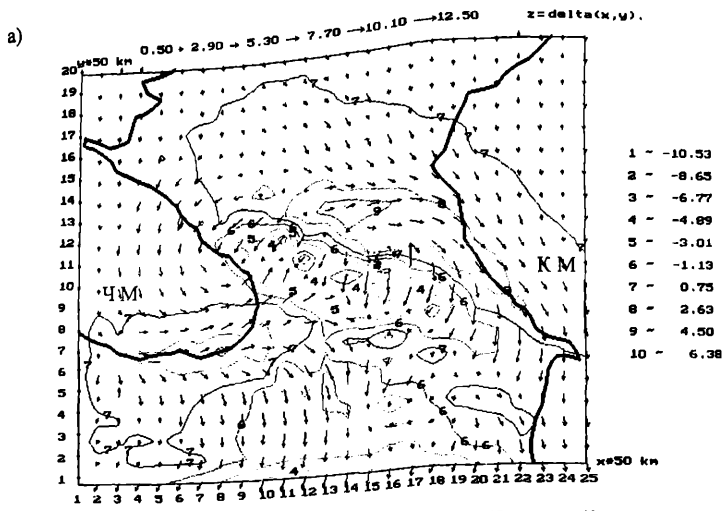


Рис. 2. Поля  $\vec{V} = \vec{u} + \vec{v}$  (м/с) вектора скорости ветра, изолинии  $p'$  (мб) отклонения давления от фонового значения ~ (а) и  $w$  (м/с) вертикальной скорости ~ (б) в случае северного фонового ветра на уровнях  $z = \delta$  и  $z = 1 \text{ км}$  при  $t = 12 \text{ ч}$ .

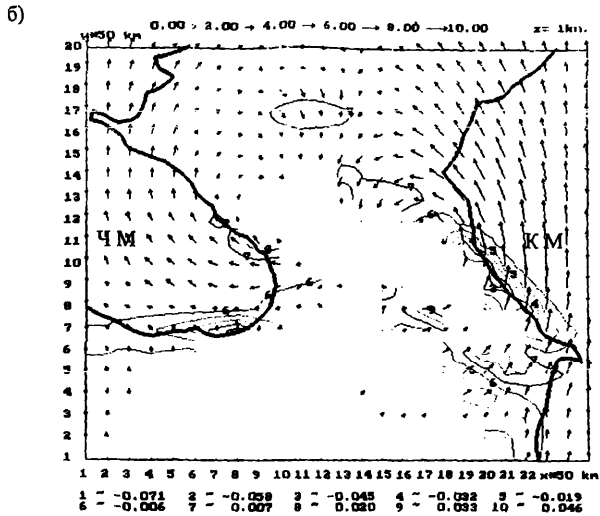
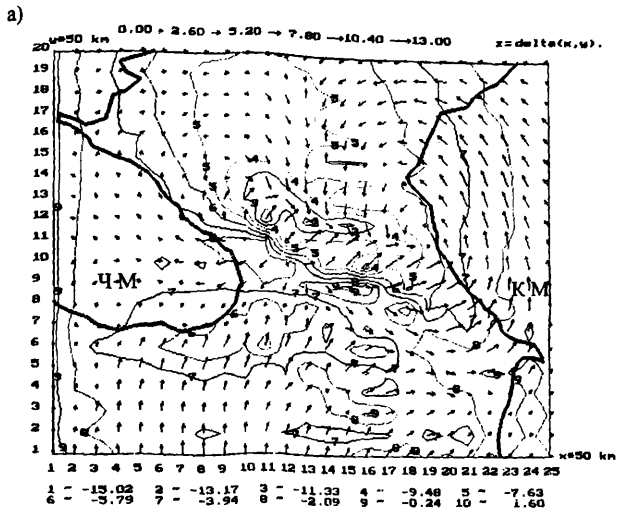
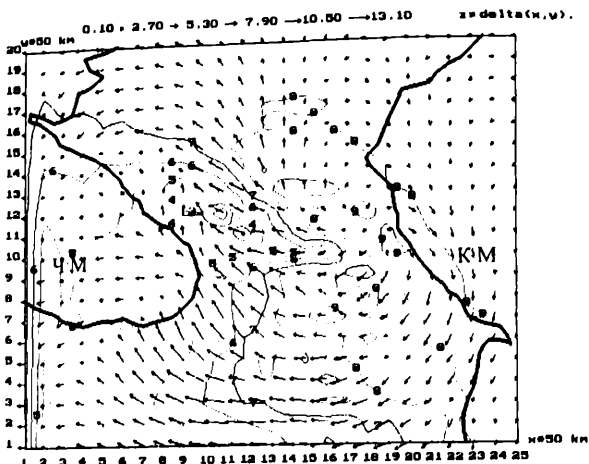


Рис. 3. Поля  $\vec{V} = \vec{u} + \vec{v}$  (м/с) вектора скорости ветра, изолинии  $p'$  (мб) отклонения давления от фонового значения  $\sim$  (а) и  $w$  (м/с) вертикальной скорости  $\sim$  (б) в случае южного фонового ветра на уровнях  $z = \delta$  и  $z = 1$  км при  $t = 12$  ч.



а)



б)

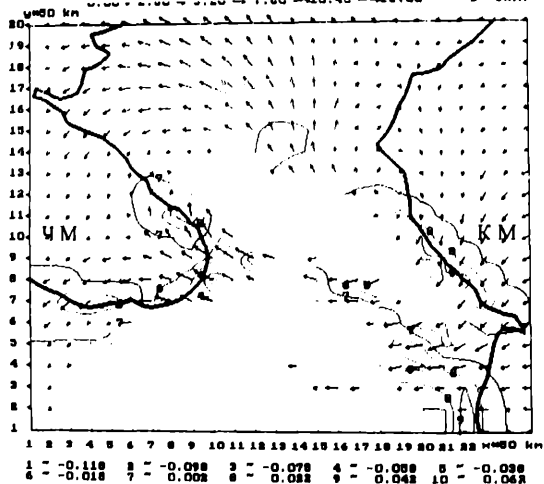


Рис. 4. Поля  $\vec{V} = \vec{u} + \vec{v}$  (м/с) вектора скорости ветра, изолинии  $p'$  (мб) отклонения давления от фонового значения  $\sim$  (а) и  $w$  (м/с) вертикальной скорости  $\sim$  (б) в случае восточного фонового ветра на уровнях  $z = 8$  и  $z = 1$  км при  $t = 12$  ч.

## სტისოკ ლიტერატურა

1. Girvliani A., Marri E. Numerical modelling of the dynamics of the eastern Black Sea coastal zone with the consideration of mobile coastline. J. Georgian Geophys. Soc., 2000, v.5B , p.p. 21- 27.
2. Kordzadze A., Demetrasvili D. Numerical experiments on the determination of the pollution source location in the Black Sea. 3D problem. . J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v.6B , p.p. 3-12
3. Korotenko K. A., Mamedov R. M., Mooers C. N. K. Prediction of the Transport and Dispersal of Oil in the South Caspian Sea Resulting from Blowouts. Environmental Fluid Mechanics, 2001, v.1, p.p 383 – 414.
4. Пененко В. В. Методы численного моделирования атмосферных процессов. Ленинград: Гидрометеოиздат, 1981, 252с.
5. Марчук Г. И. Математическое моделирование в проблеме окружающей среды. Москва: Наука, 1982, 316 с.
6. Kordzadze A., Surmava A. Mathematical model of middle-scale movements over the Caucasian region in free atmosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 1998, v.3B , p.p. 66-73.
7. Гутман Л. Н. Введение в нелинейную теорию мезометеорологических процессов в атмосфере. Л.: Гидрометеოиздат, 1969, 296 с.
8. Марчук Г. И., Дымников В. П., Залесный В. Б., Лысковос В. Н., Галин В. Я. Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы и океана. Ленинград: Гидрометеოиздат, 1984, 320 с.
9. Kordzadze A., Surmava A. A non-adiabatic model of the development of the middle scale atmosphere process above the Caucasian Region. . J. Georgian Geophys. Soc, 2001, vol. 6B, p.p. 33-40.
10. Shuman F. G., Hovermale L. R. An operational six-layer primitive equation model. J. Appl. Mech., 1968, 7, No 4, p.p. 525-547.
11. Климат и климатические ресурсы Грузии. Под ред. Ломинадзе В. П., Л.: Гидрометеოиздат, 1971, 384 с.
12. Руководство по краткосрочному прогнозу погоды. Л.: Гидрометеოиздат, 1986, 703 с..

### ქავკასიის რეგიონის რელიეფის გავლენის გამოკვლევა ქარის ველზე შავი ზღვის აღმოსავლეთ და კასპიის ზღვის დასავლეთ ნაწილის მიდამოებში

ა. კორძაძე, ა. სურმავა, დ. დემეტრაშვილი

#### რეზიუმე

ატმოსფეროს პიდროთერმოდინამიკის არაადიაბატური არასტაციონარული განტოლებათა სისტემის რიცხვითი ინტეგრირების საშუალებით შესწავლილია ქავკასიის რეგიონის რელიეფის გავლენა ქარის განაწილებაზე შავი ზღვის აღმოსავლეთ და კასპიის ზღვის დასავლეთ სანაპიროების მიდამოებში. ნაჩვენებია, რომ რელიეფის გემოქმედებამ ოთხი ძირითადი ტიპის ფონურ დინებებზე შეიძლება გამოიწვიოს ქარის სიჩქარის მნიშვნელოვანი ცვლილება ატმოსფეროს სასაზღვრო ფენაში და წარმოიშვას სანაპირო ზოლის მიდამოებში ქარის მეზომასშტაბური სტრუქტურები.

# **Research of influence of the Caucasian region relief on a wind field in vicinities of east part of the Black Sea and of western part of the Caspian Sea**

**A. Kordzadze, A. Surmava, D. Demetrashvili**

## **Abstract**

By numerical integration of the non-adiabatic non-stationary non-linear equations of hydrothermodynamics of atmosphere, the influence of the Caucasian region relief on a distribution of a wind above coastal zones of the Black and Caspian seas is investigated. It is shown, that interaction of the relief with the basic four types of large-scale movements can cause essential change of a current field in the lower troposphere and form in vicinities of coastal zones local mesoscale structures of the wind field.

## К вопросу исследования вариаций общего содержания озона, в аспекте проблемы Солнечно-земных связей

А. М. Чхетია, Дж. Ф. Харчилава

Исследование вариаций общего содержания озона (ОСО) давно привлекает внимание физиков и биологов. Это объясняется тем, что „озонная проблема“ тесно связана с глобальной проблемой человечества, а именно:

1. Стратосферный озон является щитом Земли от биологически активного ультрафиолетового (уф) излучения.
2. Если учесть, что озонный слой является поглотителем солнечной уф радиации, то роль озонного слоя как механизма, осуществляющего связь солнечной активности с метеорологическими явлениями, представляется неизбежной необходимостью.
3. Обнаружение „озонной дыры“ в стратосфере привлекло внимание ученых разных стран „зеленого движения“ в защиту окружающей среды.
4. В исследованиях вариаций ОСО в аспекте проблемы солнечно-земных связей еще много неясных аспектов.

Таким образом, проблемы исследования вариаций ОСО весьма разнообразны и крайне необходимы.

Целью работы является внести нашего скромного вклада в дело уточнения вопроса-вариации ОСО в аспекте проблемы солнечно-земных связей.

Одной из самых ярко выраженных вариаций ОСО является сезонная (годовая) вариация.

На рис. 1 приведены осредненные годовые вариации ОСО за период 1973 – 1995 годы по данным озонметрических станций Тбилиси (а) и Абастумани (б) [1].

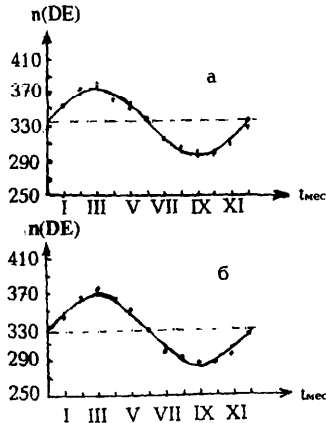


Рис.1

Рис. 1 показывает, что:

1) ОСО достигает максимума в марте, а минимума в сентябре, т. е. ОСО достигает максимального значения весной, а минимального - осенью.

2) ОСО относительно минимума, в среднем, изменяется на 28%.

3) Изменение среднемесячных значений ОСО представляет ярко выраженную годовую волну, мало искаженную гармониками высших порядков. Следовательно, среднегодовые вариации концентрации озона вполне можно аппроксимировать формулой

$$n = n_0 + A \sin \frac{2\pi}{T} t$$

где  $n_0$  - среднегодовой уровень ОСО,  $A$  - амплитуда годовой волны,  $T$  (период) = 12 месяцев,  $t = 0$  соответствует декабрю (разумеется  $n_0$ ,  $A$ ,  $t$  зависят от данного года).

Для того, чтобы иметь представление о том, каковы отклонения наблюдаемой годовой волны ОСО от аппроксимированной волны, были построены экспериментальные и вероятностные (синусоидальные) значения за каждый год исследуемого периода-1973 - 1995 годы. Оказалось, что если в одних случаях совпадение экспериментальных и аппроксимированных значений вполне удовлетворительное ( $\frac{\delta n}{n_0} \approx \pm 4\%$ ), то в других

случаях наблюдаются существенные отклонения ( $\frac{\delta n}{n_0} > 10\%$ ). В качестве примера на рис.

2 приведены экспериментальные (точки) и аппроксимированные значения (сплошные кривые) годовых вариаций ОСО по измерениям станции Абастумани за разные годы исследуемого периода.

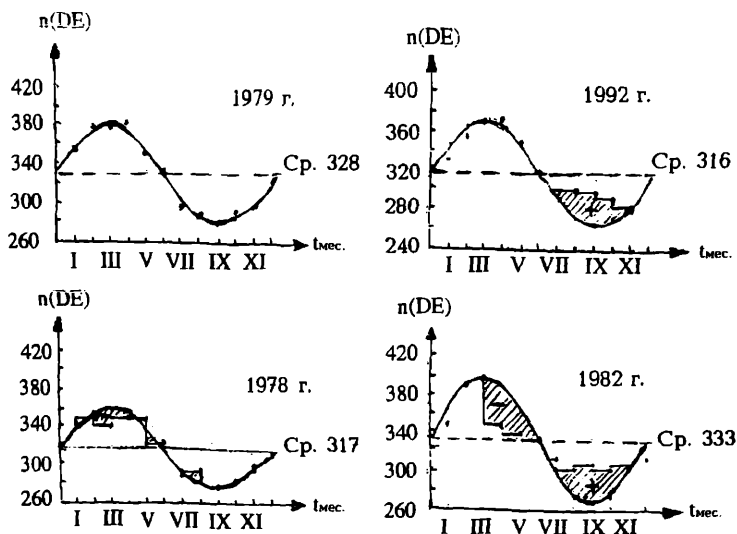


Рис. 2

Анализ вышеприведенных кривых наводит на логический вывод, что годовые вариации ОСО можно разделить на две части:

1. „Нормальная“ проявляющаяся в виде синусоидальной волны (достигающего максимума значения весной, а минимума-осенью).

2. „аномальная“, проявляющаяся в существенном искажении в „нормальном“ физическом режиме (наблюдаются существенные уменьшения или увеличения среднего содержания концентрации озона).

К числу существенного искажения „нормального“ годового хода ОСО, по данным Тбилиси и Абастумани, относится и 1982 год (наблюдается эффект уменьшения и увеличения среднего содержания озона  $\sim \pm 10\%$ ). Первым делом необходимо было установить, что эффект «аномального» поведения ОСО в 1982 году носит локальный или региональный характер. С этой целью нами был проанализирован экспериментальный материал ряда озонметрических станций [1]. В качестве примера на рис. 3 приведены аппроксимированные и экспериментальные годовые вариации ОСО за 1982 год по станциям Тбилиси (1), Абастумани (2), Одесса (3), Душанбе (4), Гурьев (5), Аральское море (6), Цимлянск (7), Феодосия (8), (охватывающих широты  $\varphi = 38-48^\circ$ ).

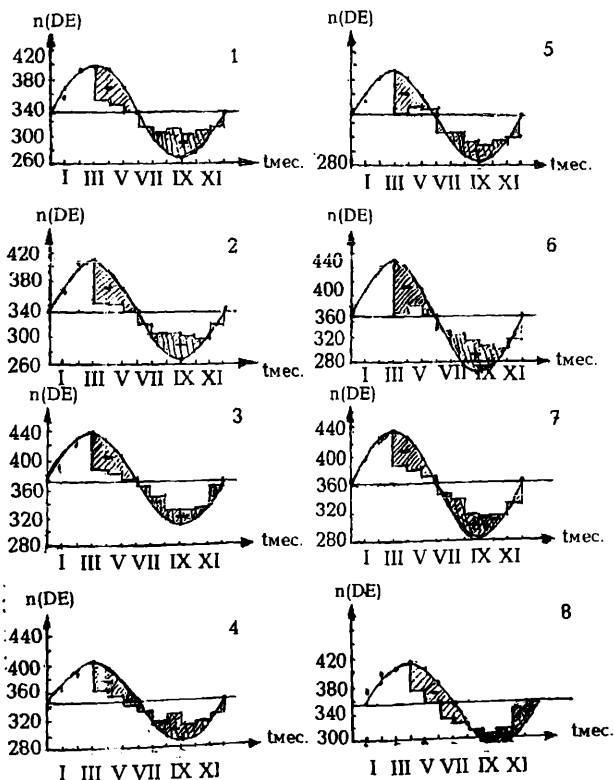


Рис. 3.

Рис. 3 показывает, что эффект существенного искажения «нормального» годового хода ОСО в 1982 году носит региональный характер. Так, как эффект носит региональный характер, логично возникает вопрос какова же причина? Было решено за физическую основу эффекта принять гелиофизические факторы. С этой целью в качестве исходных данных был использован следующий экспериментальный материал [1-5].

1. Общее содержание приземного озона ( по озонотрическим станциям Тбилиси и Абастумани);
  2. Индексы геомагнитной активности –Кр, Ар, аа и  $D_{st}$ ;
  3. Интенсивность нейтронной компоненты космических лучей -  $N_{en}$  ( по станциям - Киль, Клаймакс, Тбилиси);
  4. Относительное Цюрихское число солнечных пятен – числа Вольфа -  $W_{fb}$ ;
  5. Числа групп солнечных вспышек -  $N_{гв}$ ;
  6. Вспышки солнечных космических лучей(испускающие протоны с энергиями  $E_p > 500$  МэВ);
  7. Площади солнечных вспышек в максимуме яркости ( в миллионных долях диска Солнца);
  8. Интенсивность потока радиоизлучения Солнца генерируемое в короне (метровые волны  $\lambda = 1,44$  м.), в переходной зоне (дециметровые -  $\lambda = 21,2; 49,5; 73,2$  см) и в хромосфере (сантиметровые -  $\lambda = 1,9; 3,4; 6,0; 10,7; 11,1$  см);
  9. Интенсивность потока рентгеновских вспышек ( вспышки в корональной области  $\lambda = 1 - 8 \text{ \AA}$ );
  10. Частотное распределение очень больших магнитных бурь( амплитуды которых больше 120 нТл по данным  $D_{st}$  индекса геомагнитной активности –DR нТл);
  11. Частотное распределение больших Форбуш понижений интенсивности космических лучей ( амплитуды которых по высокоширотным станциям  $A > 8\%$ ) и вспышек солнечных космических лучей -  $\frac{\delta N}{N_0} \%$ ;
  12. Дипольное магнитное поле Солнца [6]  $\frac{M}{R^3}$  нТл ;
  13. Среднее значение магнитного поля Солнца – данные Стенфорда;
  14. В качестве параметров плазмы солнечного ветра из каталога Кинга брались: напряженность межпланетного магнитного поля(ММП)-В, его компоненты-  $V_x, V_y, V_z$ , изменчивость ММП  $-\delta V = (\delta V_x^2 + \delta V_y^2 + \delta V_z^2)^{\frac{1}{2}}$ , измеренные в нТл ( $\gamma$ ), скорости -  $V$  км/сек, концентрация протонов -  $n$  см<sup>-3</sup>, температура протонов -  $T^0$  К;
  15. Солнечная постоянная(по измерениям за пределами земной атмосферы);
- На рис 4(а,б) представлены, особо характерные, временные распределения вышеуказанных гелиогеофизических параметров за период 1981 – 1983 гг. ( в убывающей фазе 21-го цикла солнечной активности). Отметим, что на графиках рис. 4 также приведены, в виде плавных линий, сглаженные кривые, полученные методом скользящих средних.

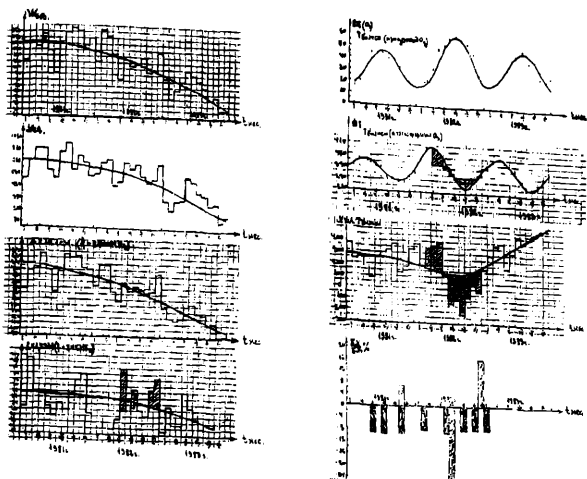


Рис. 4 (а)

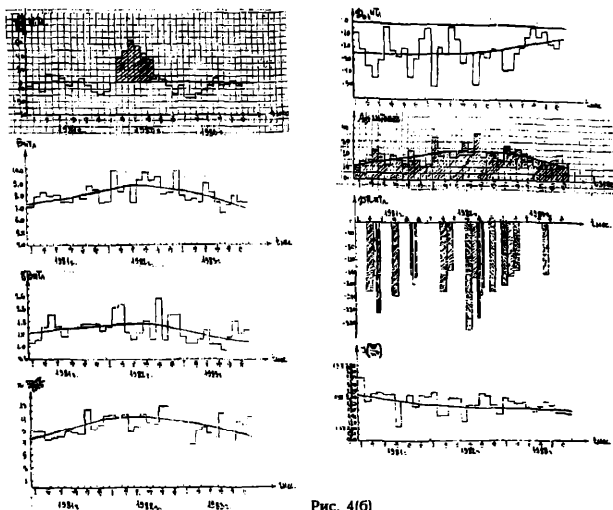


Рис. 4(б)

Анализируя период 1982 год и кривые рис.4, приходим к выводу, что:

1. 1982 год, период аномального изменения ОСО, насыщен весьма редкими геофизическими явлениями:

А) Наблюдается переполосовка и аномальное возрастание дипольного магнитного момента Солнца [ 6].

Б) Наблюдается наиболее мощная солнечная вспышка (29.IX)- площадь в момент максимальной яркости в миллионных долях солнечной полусферы  $S = 62.89$  ( тогда, как вспышки у которых  $S = 1200$  Мдп, считаются крупными).



В) В интенсивности нейтронной компоненты космических лучей (по высокоширотным станциям) наблюдалось - Форбуш-понижение с амплитудой  $\Delta\text{Эф} = 24\%$  (в июле) и вспышка солнечных космических лучей с амплитудой  $\Delta\text{вс} = 16\%$  (в декабре),

Г) Наблюдались 3 мощные вспышки с выбросом частиц (испускающие протоны с энергиями  $E_p > 500$  Мэв), которые сопровождаллись крупными вспышками рентгеновского излучения (интенсивность излучения  $y_{\text{max}} \geq 10^{-1} \frac{\text{Эр}^2}{\text{см}^2 \text{с}}$ ):

$$1) \text{ 31/I, } E_p = 830 \text{ Мэв, } y_{\text{max}} = 10^{-1} \frac{\text{Эр}^2}{\text{см}^2 \text{с}},$$

$$2) \text{ 11/ VII, } E_p = 2900 \text{ Мэв, } y_{\text{max}} = 9 \cdot 10^{-1} \frac{\text{Эр}^2}{\text{см}^2 \text{с}},$$

$$3) \text{ 8/XII, } E_p = 1000 \text{ Мэв, } y_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{-1} \frac{\text{Эр}^2}{\text{см}^2 \text{с}}.$$

Д) Наблюдалась серия последовательных мощных солнечных вспышек, возникающих в одной и той же активной области (т.н. гомологические вспышки-3/III, 6/VI, 12/VII, 4/IX, 15/XI, 15/XII).

Необходимо отметить, что если формирование Эффекта Форбуша в космических лучах связано с мощными гомологическими вспышками, то после первой вспышки, последующих, в период геомагнитной бури, на Земле, можно наблюдать эффект возрастания интенсивности космических лучей [7, стр. 181].

Е) За период 1973-1985 гг., 21.IX, 1982. наблюдалось максимальное возрастание скорости солнечного ветра  $-V_{\text{max}} = 1021$  км/с (тогда, как  $V_{\text{max}} = 140$  км/с, а  $V_{\text{ср}} = 400$  км/с).

Ж) Наблюдаются значительные изменения солнечной постоянной.

2. За период 1981-1983 годы динамика протекания относительных чисел солнечных пятен (числа Вольфа), радиоизлучения солнца на волнах в сантиметровом диапазоне ( $\lambda = 3.4; 6.0; 10.7; 11.1$ ; см, генерируемых в хромосфере) и числа групп солнечных вспышек ( $N_{\text{г.к}}$ ) проявляют довольно синхронную тесную корреляционную связь между собой. Однако, они не участвуют в формировании аномальных изменений ОСО в 1982 г.

3. Относительно « нормального » фонового режима 1981-1983 гг. в 1982 году (в период аномального измерения ОСО) наблюдалось увеличение активности ряда параметров Солнечно-земных явлений -индексов геомагнитной активности (Кр, Ар, аа) концентрации приземного озона, интенсивности потока радиоизлучения солнца, генерируемого в короне (метровые волны  $\lambda = 1.44$  м), концентрации плазмы солнечного ветра (п), напряженности межпланетного магнитного поля (В) и ее изменчивости (6В).

4. Вариации ОСО и интенсивность нейтронной компоненты космических лучей, выявляют тенденцию антикорреляционной (т.е. отрицательной) связи. Следовательно, логично за физическую основу эффекта существенного искажения «нормального» годового хода в 1982 г принять вариации галактических космических лучей.

На рис. 5 приведены временные распределения относительных отклонений за 1982 г:

1. Разность экспериментальных значений от « нормального » годового хода ОСО (среднее по данным озонометрических станций-Тбилиси и Абастумани);

2. Разность экспериментальных значений от медленно меняющихся 11-летних вариаций (полученных методом скользящих средних) интенсивности нейтронной компоненты космических лучей ( $\frac{\delta N_0}{N_0} \%$ , среднее по данным космических станций-Киль,

Клаймакс, Тбилиси).

3. Зависимость относительных отклонений от «нормы физического режима» -  $\frac{\delta n}{n_0} \%$

и  $\frac{\delta N_0}{N_0} \%$ .

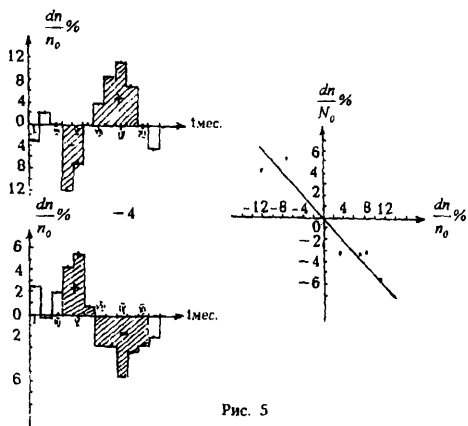


Рис. 5

Анализируя кривые рис. 5 приходим к выводу, что,

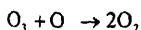
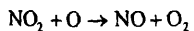
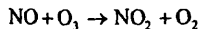
1. Ответственным за нарушение «нормального» годового хода ОСО в 1982 году вполне могут быть галактические космические лучи (ГКЛ);

2. Между вариациями ОСО ( $\frac{\delta n}{n_0} \%$ ) и ГКЛ ( $\frac{\delta N_0}{N_0} \%$ ) наблюдается антикорреляционная

(т.е. отрицательная) связь и это можно выразить соотношением  $\frac{\delta N_0}{N_0} \% \approx -2,0 \frac{\delta n}{n_0} \%$

Обсуждение полученных результатов

Предположения о возможной обратной связи между вариациями - концентрации озона в стратосфере и корпускулярным источником ионизации - были предложены, еще 1975 году, Николетом /8/, Рудерманом и Чемберленом /9/ и др. Их объяснение таково: энергичные частицы галактического происхождения (ГКЛ) способны изменять химический состав атмосферы, так как, во время вторжения ГКЛ образуются вторичные электроны с энергиями в десятки и сотни электровольт. Эти вторичные частицы вызывают ионизацию и диссоциацию молекулярного азота, что приводит к появлению  $N_2 + N^*, N$ ; затем N вступает в реакцию с  $O_2$  и образует окись азота  $NO(N + O_2 \rightarrow NO + O)$ . В следствие повышения концентрации окиси азота уменьшается количество озона в стратосфере в результате следующих реакций:



Следовательно, между вариациями ГКЛ и стратосферным озоном должна существовать обратная связь. Исследования в этом аспекте ведутся более ста лет

различными группами исследователей разных стран. Однако, в настоящее время все еще нет полной экспериментальной обоснованной ясности в этом вопросе. Так например, А.Х. Хргиан [10, стр.4 / указывает, что изменения « общего количества озонного многолетнего тренда – не обнаруживается отчетливо; разные авторы считают его сейчас положительным, то отрицательным. По мнению Дж. Пеннер даже « вряд-ли тренд озона удастся обнаружить в XX столетии». В этой задаче будущее пока, видимо, еще не в наших руках».

Учитывая вышесказанное и полученный нами экспериментальный факт, логично заключить, что вскрытие истинной физической природы данного эффекта требует дальнейших тщательных исследований.

#### Общие выводы

Выявлено, что в годовых вариациях ОСО в 1982 г. наблюдался эффект существенного уменьшения и увеличения среднего содержания озона ( $\sim \pm 12\%$ )

1. На основе комплексного анализа гелиогеофизических явлений выявлено, что 1982 год, период аномального изменения ОСО, насыщен весьма редкими гелиогеофизическими явлениями.

2. Основным ключевым фактором ответственным за формирование эффекта существенного искажения «нормального» годового хода ОСО в 1982 году являются галактические космические лучи.

3. Установлено, что связь между вариациями ОСО и ГКЛ антикорреляционная (т.е. отрицательная) и можно выразить соотношением:  $\frac{\delta n}{n_0} \% \approx -2,0 \frac{\delta N}{N_0} \%$

#### Заключение

Хотя, энергия, связанная с вторжением высокоскоростных корпускулярных потоков в атмосферу Земли на несколько порядков меньше, чем электромагнитная солнечная радиация, тем не менее ее роль в определенные периоды может быть вполне весомым фактором модуляции годовых вариаций ОСО.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность всем исследователям экспериментальные данные которых и использовались в настоящей работе а также издательствам журналов « Космические данные » и «Solaz – Geophysical Data» в которых публикуются столь богатый экспериментальный материал.

#### Литература

1. Общее содержание атмосферного озона и спектральная прозрачность атмосферы. 1981 – 1983 годы. Изд-во «Гидрометеоздат», 1983 – 1985 гг.
2. Solar – Geophysical Data, for the years 1981 to 1984. United states of America.
3. King J. H. Interplanetary medium data book. Supplement 3A, 1977 – 1985. April 1986.
4. Sugiura M., Poros P. J. Hourly values of equatorial. Dst, for the years 1981 to 1983 CSFC. 1985.
5. «Космические данные» за период 1981-1984 гг. Издательство «Наука», Москва.
6. Nagashima K, Ueno H, Fujimoto K. Heliomagnetic dipole moment and doily Uariation of cosmic rays underground. Nature, U. 328, 6131, 1987, p. 600.
7. Чхетия А. М. Результаты исследования основных геофизических явлений комплексной проблемы солнечно – земных связей. Изд – во ССУ, Тбилиси, 1998, 257с.
8. Nikolet M. On the production of nitrie oxide by cosmic rays in the mesosphere and stratosphere. Planet. Space Sci 23, 1975, P. 637.
9. Ruderman M. A. J. W Chambezlain Origin of the Sunspot modulation of ozone; its implications for stratospheric NO injection Planet. Space Sci 23, 1975, P. 247 – 268.

## მაღალსიჩქარული კორპუსკულარული ნაკადის გავლენა ოზონის საერთო რაოდენობის ცვალებადობაზე

ა. ჩხეგია, ჯ. ხარჩილავა

რეზიუმე

შრომში განხილულია ოზონის საერთო რაოდენობის (ოსრ) სეზონური ვარიაციების ხასიათის დამუხტება მშედედამიწის კავშირების პრობლემის ასპექტში. ამისათვის ოსრ-ის წლიური ვარიაციები დაყოფილ იქნა ორ ნაწილად: 1. „ნორმალური“, რომელიც გამოსახულია სინუსოიდალური ტალღის სახით (მაქსიმალურ მნიშვნელობას აღწევს გაზაფხულზე, ხოლო მინიმალურს – შემოდგომაზე) და გადახრა საშუალო მნიშვნელობიდან არ აღემატება  $\pm 4\%$ -ს.

2. „ანომალური“, როცა ოსრ-ის წლიური ვარიაცია არსებითად განსხვავებულია „ნორმალური“ ფიზიკურ რეჟიმისაგან. დაიკვირება ოსრ-ის არსებითი შემცირება  $\pm 10\%$ -ით ან მეტად. შესწავლილ იქნა ოსრ-ის წლიური სელა 1982 წელს თბილისსა და აბასთუმანში, რომლებიც მიეკუთვნებიან „ანომალურს“. დადგენილ იქნა, რომ ოსრ-ის წლიური ვარიაციის „ანომალური“ ტიპი 1982 წელს რეგიონალური ხასიათისაა და მოიცავს 38-40<sup>0</sup> განედს. მიზეზის დასადგენად გაანალიზირებულ იქნა პელიოგეოფიზიკური პარამეტრები, რის შედეგადაც აღმოჩნდა, რომ ძირითად ფაქტორს, რომელიც პასუხისმგებელია ოსრ-ის „ნორმალური“ წლიური სელის დამახინჯებაზე 1982 წელს, წარმოადგენს გალაკტიკური კოსმოსური სხივები (გკს). დადგინდა, რომ ოსრ-სა და გკს-ის ვარიაციებს შორის კავშირი არის უარყოფითი.

## An influence of a high-speed corpuscular stream on change of Total Quantity of Ozone

A.Chkhetia, J. Kharchilava

Abstract

There is considered a specification of character seasonal variations of Total Quantity of Ozone (TQO) in aspect of a problem of Solar-Earthly relationships in the article. For this purpose, annual variations TQO have been divided into two parts: 1. „Normal“ which is expressed in the form of a sine wave (the maximal value reaches in the spring, and minimal – in the autumn), and its deviation from average value is no more  $\pm 4\%$ . 2. „Abnormal“ when annual variation TQO essentially differs from the „normal“ physical mode. The essential deviation from average value is observed: downturn or increase on  $\pm 10\%$  or more. The annual values of TQO of 1982 in Tbilisi and Abastumani which belong to „abnormal“ have been investigated. It has been confirmed, that the „abnormal“ type of annual variation of TQO of 1982 is caused by regional character and combines 38-40<sup>0</sup> latitude. There have been analysed Heliogeophysical parameters for an establishment of the reason. Therefore appeared, that a major factor responsible for distortion of „normal“ annual current TQO of 1982, galactic space beams (GSB) are. There have been established, that the ratio between variations of TQO and GSB is the opposite.

## Роль параметров плазмы солнечного ветра в формировании начальной фазы геомагнитных бурь

А.М.Чхетия

Результаты теоретических исследований Чепмена - Ферраро и Мида [1, 2] показали, что начальная фаза геомагнитной бури (DCF возмущение) объясняется двумя факторами - поджатием дневной границы магнитосферы и увеличением интенсивности индуцированных токов на поверхности магнитопаузы, за счет увеличения динамического давления солнечного ветра на геомагнитное поле. Связь между увеличением DCF поля на поверхности Земли ( $V_{DCF}$ ) и давлением солнечного ветра ( $P = m_p n v^2$ ) выражается формулой

$$V_{DCF} = k(v_t \sqrt{n_t} - v_0 \sqrt{n_0}), \quad (1)$$

где  $V_{DCF}$  - увеличение поля DCF тока на поверхности геомагнитного экватора, выражаемое в нанотеслах;  $v$  - скорость потока солнечного ветра в км/сек;  $n$  - концентрация протонов в  $\text{см}^{-3}$ ; индекс  $t$  относится к моменту времени максимального увеличения DCF-поля, а индекс  $0$  - спокойному уровню, непосредственно предшествующему началу магнитной бури,  $k$  - коэффициент связи с размерностью  $\text{нТл.см}^{3/2} \cdot \text{с.км}^{-1}$ . Коэффициент связи у Мида равен  $3.05 \cdot 10^{-2}$ , тогда как у Чепмена-Ферраро  $-6.4 \cdot 10^{-3}$ .

В экспериментальных работах, для проверки формулы (1), параметры динамического давления плазмы солнечного ветра ( $n, v$ ) определялись по непосредственным измерениям, выполненным в межпланетном пространстве (с помощью межпланетных станций и искусственных спутников Земли), а геомагнитное поле по  $D_{st}$  индексу. Поскольку  $D_{st}$  индексы отражают временные вариации интенсивности внеионосферных токовых систем, текущих на магнитопаузе (DCF) и в радиационной зоне (DR), то увеличение поля DCF тока на поверхности Земли определяют по формуле

$$\Delta D_{st} = k(v_t \sqrt{n_t} - v_0 \sqrt{n_0}) + b, \quad (2)$$

где  $b = -(V_{DCF}^q + V_{DR}^q)$ , индекс  $q$  означает, что он относится к самым спокойным дням геомагнитного поля; член  $-b$  определяет нулевой уровень отсчета  $N$  компоненты. По данным отдельных работ,  $b$  характеризуется значительным разбросом, что объясняется неопределенностью нулевого уровня отсчета, за счет заметного изменения величин  $V_{DCF}^q$  и  $V_{DR}^q$ , от бури к буре.

Исследования, проведенные автором, на основании сопоставления данных прямых измерений параметров плазмы солнечного ветра и геомагнитной активности ( $D_{st}$ -индекса) во время начальной фазы геомагнитных бурь (DCF-возмущения), позволили установить [3-7]:

1. DCF возмущения нельзя объяснять только усилением динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли [3].

На основе корреляционного анализа, методом наименьших квадратов, было найдено, что увеличение DCF поля на поверхности Земли, в период начальной фазы геомагнитной бури ( $V_{DCF}$  определяемое по  $D_{st}$ -индексу, в нТл-ах) с давлением солнечного ветра можно выразить соотношением

$$\Delta D_{st} = 18.9 + 0.98 \cdot 10^{-2} (\sqrt{p_1 v_1} - \sqrt{p_0 v_0}),$$

следовательно, значение  $K = 0.98 \cdot 10^{-2} \text{ нТл} \cdot \text{см}^{3/2} \cdot \text{с} \cdot \text{км}^{-1}$ . Если учесть диамагнетизм Земли, который увеличивает значение однородной гармоники на экваторе в 3/2 раза, то получим, что с учетом поправочного коэффициента (Земля)  $K = 0.65 \cdot 10^{-2}$ , что в 4.7 раза меньше чем в модели Мида, и практически совпадает с моделью Чепмена-Ферраро. Коэффициент корреляции между искомыми величинами низкий  $r = 0.58 \pm 0.04$

На рис. 1. приведена связь между разностями  $D_{st}$ -индекса ( $\Delta D_{st}$ ) и квадратным корнем из давления солнечного ветра ( $\Delta \sqrt{p}$ ).

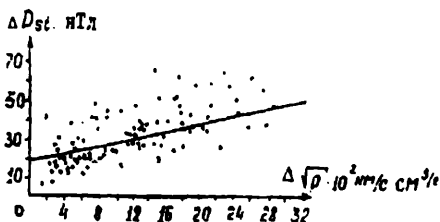


Рис.1 Зависимость амплитуды DCF-возмущений от величины  $\Delta(\text{пмв}^2)^{\frac{1}{2}}$

Из рис. 1 видно, что имеется довольно сильный разброс точек, а коэффициент корреляции между  $D_{st}$ -индексом и квадратным корнем из динамического давления солнечного ветра мал:  $r = 0.58 \pm 0.04$ . Низкий коэффициент корреляции между искомыми величинами указывает на то, что увеличение напряженности геомагнитного поля в начальной фазе геомагнитных бурь (DCF-возмущение) нельзя объяснить только усилением динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли.

2. Ключевыми параметрами плазмы солнечного ветра, ответственными за формирование начальной фазы геомагнитной бури (DCF - возмущения), являются - концентрация солнечного ветра ( $n$ ) и северноразрушенная  $B_z$  компонента ММП ( $B_z > 0$ ) [4].

Для выявления влияния отдельных параметров солнечного ветра на развитие DCF и DR-возмущений, бури были объединены в четыре группы:

- 1) малые бури, содержащие только начальную фазу ( без главной фазы);
- 2) умеренные бури, содержащие DCF-возмущения, со слабо выраженной главной фазой ( $DR \leq 50$  нТл);
- 3) типичные геомагнитные бури с хорошо выраженной начальной фазой и сильной депрессией геомагнитного поля в главной фазе ( $DR > 50$  нТл);
- 4) большие бури без начальной фазы, но с сильной депрессией геомагнитного поля в главной фазе ( $DR > 50$  нТл).

На рис. 2 приведены усредненные методом наложения эпох кривые вариации геомагнитного поля ( $D_{st}$ ) и параметров плазмы солнечного ветра для вышеуказанных четырех групп магнитных бурь. При построении графиков рис.2 было отобрано 158 случаев магнитных бурь, которые по группам распределились следующим образом: I-60, II-41, III-28, IV-29.

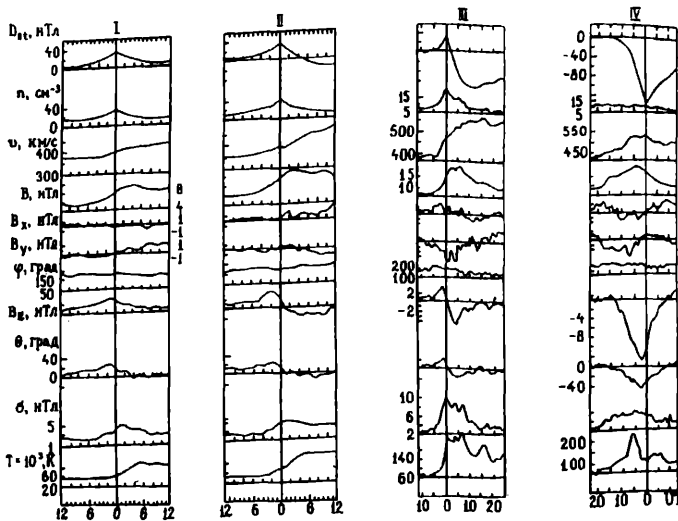


Рис. 2. Усредненные вариации  $D_{st}$ -возмущений и параметров плазмы солнечного ветра для четырех групп магнитных бурь. Пояснения в тексте.

Анализ кривых рис. 2 показывает, что в период начальной фазы геомагнитных бурь , проявляются следующие закономерности:

1. между вариациями  $D_{st}$ -индекса и протонной концентрацией плазмы солнечного ветра ( $n$ ) наблюдается явно выраженная корреляционная связь с синхронным ходом.

2. компоненты напряженности межпланетного магнитного поля  $B_x, B_y$  и долготный угол  $\varphi^0$  не коррелируют с  $D_{st}$ -индексом. Следовательно, изменения напряженности межпланетного магнитного поля как по модулю, так и по направлению в плоскости эклиптики не влияют на развитие DCF-возмущений.

3.  $B_z$ -составляющая межпланетного магнитного поля и широтный угол  $\theta^0$  с опережением на 1-2 ч обнаруживают тесную корреляционную связь с  $D_{st}$ -индексом.

Из вышесказанного следует, что основными ключевыми параметрами плазмы солнечного ветра , ответственными за формирование начальной фазы геомагнитной бури (DCF-возмущения), являются - концентрация солнечного ветра ( $n$ ) и северно направленная  $B_z$ -компонента ММП ( $B_z > 0$ ). Следовательно, логично согласиться с мнением Т.В.Кузнецовой и Т.В.Шевнино [8], что "классическая методика определения DCF-поля на поверхности Земли (формула Мида (1)) может оказаться неверной, так как она не зависит от  $B_z$ - компоненты ММП".

3. Если исключить влияние  $B_z$  компоненты ММП на DCF-возмущения (критерием отбора данных в период DCF-возмущений  $B_z > 0$ ), то связь DCF-поля на поверхности Земли с изменением динамического давления солнечного ветра, лучше проявляется не в зависимости от разности  $(\sqrt{p_1} - \sqrt{p_0})$ , (как принято в работе Мида), а от логарифма отношения  $p_1 / p_0$  [5] -

$$B_{DCF} = 20 \ln \frac{P_t}{P_0}, \quad (3)$$

где индексы  $t$  и  $o$  характеризуют значения динамического давления солнечного ветра в моменты максимума и минимума (до бури) DCF- возмущений, соответственно.

На рис. 3 показана зависимость поля  $B_{DCF}$ -тока на поверхности Земли (вычисленных по эмпирической формуле -3) от экспериментальных значений  $\Delta D_{st}$ .

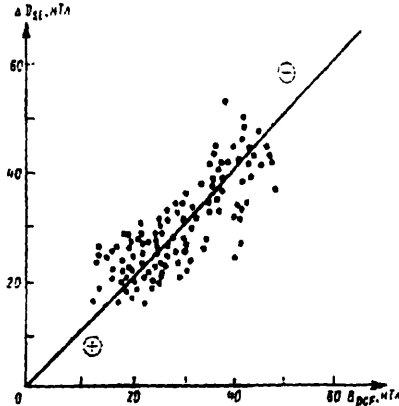


Рис. 3. Зависимость вычисленных по формуле (3) значений DCF-поля от экспериментальных значений  $\Delta D_{st}$ .

На рис 3 видно, что разброс точек относительно биссектрисы угла, образованного осями координат, находится в относительно узком интервале. Следовательно, предлагаемую формулу можно считать вполне приемлемой. Сравнение формул (2) и (3) показывает, что формула (3) легко реализуема для конкретных случаев бурь, так как в нее не входит поправка "постоянного" члена  $b$ .

4. Эффект DCF тока на поверхности Земли, кроме динамического давления солнечного ветра, зависит и от азимутальной компоненты электрического поля в солнечном ветре. Связь DCF-поля на поверхности Земли ( $B_{DCF} = \Delta D_{st}$ , в нТл) с параметрами плазмы солнечного ветра выражается соотношением [6] –

$$B_{DCF} = A \ln \frac{P}{P_0} - B(\bar{E}_{y,t-1} - \bar{E}_{y,o-1}), \quad (4)$$

где  $A=18.8$  нТл;  $B=3,5 \cdot 10^{-3}$ ;  $P$ - динамическое давление солнечного ветра;  $E_y$  -азимутальная компонента электрического поля в солнечном ветре ( $E_y = -B_z v$ , где  $B_z$  в нТл, а  $v$  км.сек $^{-1}$ );  $\bar{E}_{y,t-1} = -\bar{B}_{z,t-1} V_{t-1}$ .  $\bar{B}_{z,t-1} = \frac{B_{z,t} + B_{z,t-1} + B_{z,t-2}}{3}$  индексы  $o, t$  относятся к моментам времени (в часах) минимума (до начала бури) и максимума DCF-возмущений, соответственно. Из формулы (4) следует, что если  $\Delta E_y < 0$  ( $B_z > 0$ ), даже при постоянстве динамического



давления солнечного ветра, DCF - поля в начальной фазе геомагнитной бури должны увеличиваться, однако таких случаев обнаружить нам не удалось.

5. Окончательно была построена эмпирическая формула, связывающая DCF поля токов на поверхности Земли в период начальной фазы геомагнитных бурь со среднечасовыми параметрами солнечного ветра и межпланетного магнитного поля [4,7] -

$$\begin{cases} B_{DCF} = A \exp[-a(\bar{E}_{y,t-1} - \bar{E}_{y,0-1})] \ln \frac{P_t}{P_0}, \\ \text{при } E_y < 0.5 \frac{\text{мВ}}{\text{М}}, \end{cases} \quad (5)$$

где  $A = 18.8$  нТл,  $a = 65 \cdot 10^{-6}$ ,  $P$  - динамическое давление солнечного ветра ( $P = \rho n v^2$ ),  $E_y$  - азимутальная компонента электрического поля в солнечном ветре ( $E_y = -B_z v$ ),  $\bar{E}_{y,t-1} = -\bar{B}_{z,t-1} v_t$  (нТл.км/сек),  $\bar{B}_{z,t-1} = \frac{\bar{B}_{z,t} - \bar{B}_{z,t-1} - \bar{B}_{z,t-2}}{3}$ , индексы  $0, t$  относятся к моментам времени (в часах) минимума (до бури) и максимума DCF-возмущений, соответственно. Индекс  $(t-1)$  учитывает физический факт того, что эффект усиления поля DCF-тока на Земле (обусловленное увеличением динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли  $P_t/P_0$ ) обусловлен заранее (в среднем на 1 час) сформировавшимся состоянием магнитосферы (связанное азимутальной компонентной электрического поля в солнечном ветре). Критерии отбора данных  $-E_y < 0.5 \frac{\text{мВ}}{\text{М}}$  указывает, что в период DCF возмущений магнитосфера находилась в закрытом состоянии, т.е. не происходила эрозия границы магнитосферы, а следовательно, отсутствовало условие для дополнительной инъекции частиц солнечного ветра в область кольцевого DR-тока.

На рис. 4 представлена зависимость между DCF-полями на поверхности Земли  $B_{DCF}$  - рассчитанная по параметрам плазмы солнечного ветра ( по формуле -5),  $\Delta D_{st}$  - экспериментальные значения (определяемые по  $D_{st}$ -индексу)

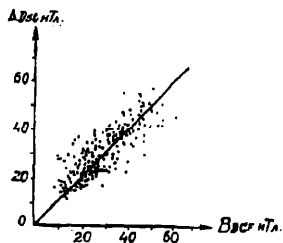


рис. 4. Зависимость вычисленных по формуле (5) значений DCF-поля на поверхности Земли ( $B_{DCF}$ ) от экспериментальных значений  $\Delta D_{st}$ .

Из рис. 4 видно, что разброс точек относительно биссектрисы угла, образованный осями координат, находится в относительно узком интервале (коэффициент корреляции между величинами  $B_{DCF}$  и  $\Delta D_{st}$   $\gamma = 0.83 \pm 0.02$ ). Отметим, что между изменением динамического давления солнечного ветра (вычисленным по формуле Мида) и  $\Delta D_{st}$   $\gamma = 0.58 \pm 0.04$ . Следовательно, предлагаемую формулу (5) можно считать вполне приемлемой.

На рис. 5 и 6 показано, как при помощи среднечасовых параметров межпланетной среды (по данным каталога Кинга [9]), формула (5) может воспроизводить временные вариации  $D_{st}$ -индекса [10] в период начальной фазы некоторых магнитных бурь [11]. На рис. 5 приведены классические геомагнитные бури - бури с хорошо выраженной начальной фазой и последующей депрессией геомагнитного поля в главной фазе. На рис. 6 приведены возмущения типа  $S_1$ - малые бури, содержащие только начальную фазу (DCF-возмущения) без развития главной фазы.

На рис. 5 и 6 введены следующие обозначения - сплошные кривые, DCF-возмущения, наблюдаемые на поверхности Земли по  $D_{st}$ -индексу, а пунктирные - по формуле (5) вычисленные DCF-поля на поверхности Земли.

В таблице 1 даны характеристики магнитных бурь (приведенных на рис. 5 и 6) - моменты максимумов DCF-возмущений, классификация бурь, амплитуды DCF-возмущений ( $\Delta D_{st}$  - наблюдаемые увеличения по  $D_{st}$ -индексу,  $V_{DCF}$  - вычисленные DCF поля на поверхности Земли по формуле Мида  $V_{DCF,1}$  и по формуле (5)  $V_{DCF,2}$ ).

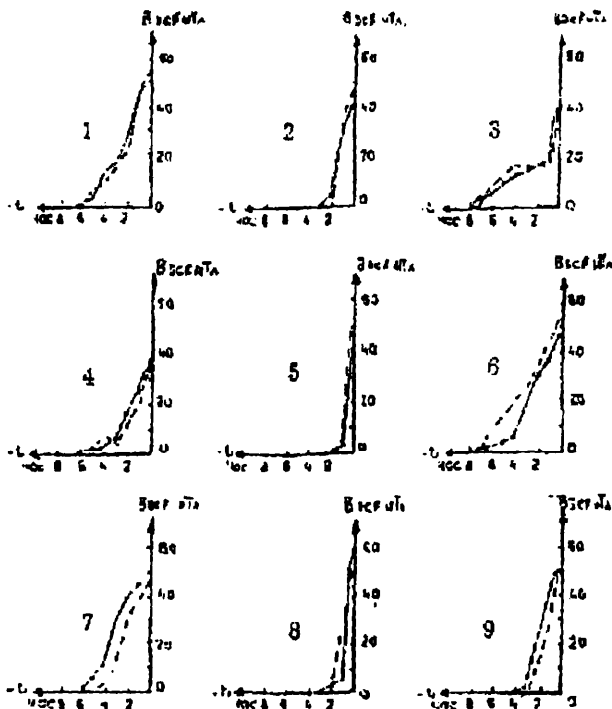


Рис. 5 Сопоставление наблюдаемых (сплошные кривые) и моделированных значений (пунктирные кривые) начальной фазы, для ряда случаев, классических геомагнитных бурь.

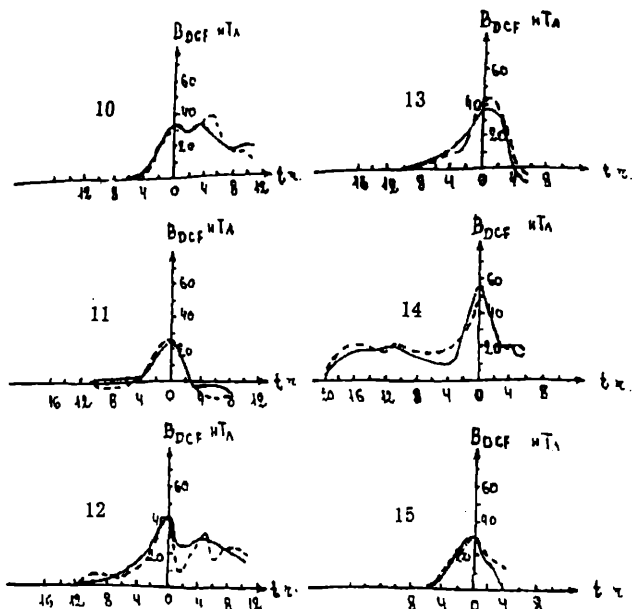


Рис. 6. Сопоставление наблюдаемых (сплошные кривые) и моделированных значений (пунктирные кривые) начальной фазы, для ряда случаев, геомагнитных возмущений типа  $S_i$  (малые бури, содержащие только начальную фазу, без развития главной фазы).

Таблица 1.

N	Момент максимума DCF				Классификация бурь	DCF- возмущения		
	год	месяц	день	час		$\Delta D_{st}$	$V_{DCF,1}$	$V_{DCF,2}$
1	1968	5	7	5	умеренная	51	93	55
2	1971	1	18	10	малая	37	48	37
3	1972	3	6	22	умеренная	44	74	50
4	1974	10	24	1	- « -	44	65	54
5	1977	11	25	16	- « -	39	63	46
6	1978	12	14	4	- « -	46	41	42
7	1979	4	25	1	большая	58	59	51
8	1982	3	1	13	оч. Большая	50	69	45
9	1983	11	28	14	малая	51	75	50
10	1973	1	3	24	$S_i$	33	36	30
11	1973	2	5	4	- « -	24	27	23
12	1974	12	16	24	- « -	44	40	39
13	1976	6	3	23	- « -	38	41	42
14	1979	7	3	9	- « -	58	37	42
15	1981	7	11	7	- « -	28	39	28

Из анализа таблицы 1 и рис. 5 и 6 следует, что:

а) вычисленные по формуле автора амплитуды начальной фазы геомагнитных бурь гораздо ближе к экспериментально наблюдаемым значениям, чем это получается при определении по формуле Мида;

б) вычисленные по формуле (5) значения DCF-поля на поверхности Земли достаточно хорошо описывают динамику развития начальной фазы геомагнитных бурь. Следовательно, предложенную формулу (5) можно считать вполне приемлемой при модельных представлениях DCF-поля на поверхности Земли в период начальной фазы геомагнитных бурь, по среднечасовым параметрам межпланетной среды.

### Общие выводы

1. DCF-возмущения нельзя объяснить только усилением динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли.

2. Эффект DCF-тока на поверхности Земли, кроме динамического давления солнечного ветра, зависит и от азимутальной компоненты электрического поля в солнечном ветре.

3. Построена эмпирическая формула (5), связывающая поля DCF-токов на поверхности Земли в период начальной фазы геомагнитных бурь с динамическим давлением солнечного ветра и с азимутальной компонентой электрического поля в солнечном ветре.

4. Вычисленные формулой (5) значения DCF-поля на поверхности Земли достаточно хорошо описывают динамику развития начальной фазы геомагнитных бурь. Следовательно, предложенную формулу можно считать вполне приемлемой при модельных представлениях DCF-поля на поверхности Земли в период начальной фазы геомагнитных бурь, по среднечасовым параметрам межпланетной среды.

5. Существующие в настоящее время теоретические модели, объясняющие начальную фазу геомагнитной бури (модификации теории Чепмена-Ферраро и Мида) не полностью отражают физическую природу DCF-возмущений, так как они разработаны в предположении, что DCF-возмущения являются следствием лишь увеличения динамического давления солнечного ветра на магнитосферу Земли. Для полного объяснения физической природы начальной фазы геомагнитной бури в основу теории, кроме динамического давления солнечного ветра, следует внести и магнитное давление, и рассмотреть взаимодействие гидромагнитного потока плазмы с магнитосферой Земли.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Chapman S., Ferraro V. C. Terr. magnet. and atmos. electr. Vol. 37, p. 147, 1932.
2. Mead G. D., J. Geophys. Res. Vol 69, N7, p. 1181, 1964.
3. Чхетия А. М. Исследования по геомагнетизму аэронавигации и физике Солнца. Вып. 74. Изд. Наука. Москва. с. 3. 1985.
4. Чхетия А. М. Исследования по геомагнетизму аэронавигации и физике Солнца. Вып. 81. Изд. Наука. Москва. с. 67. 1988.
5. Чхетия А. М. Магнитосферные исследования. №12. Москва. с. 26. 1969.
6. Чхетия А. М. Геомагнетизм и аэронавигация Том 26. №12. Изд. „Наука“. Академия наук СССР, Москва. с. 835. 1988.
7. Чхетия А. М. Результаты исследования основных геофизических явлений комплексной проблемы Солнечно-земных связей. Изд. GCI. Тбилиси, 1998, 257 с.
8. Кузнецова Т. Е., Шевнин А. Д. Геомагнитные вариации и электрическое поле. Москва. Наука, с. 35, 1984.
9. King J. H. Interplanetary medium data book. Appendix. September 1977. Supplement 1. December 1979. Supplement 2. January 1983. Supplement 3A. 1977-1985. April 1986.
10. Sugiura M. Poros D. J. Hourly values of equatorial  $D_{st}$  for the years 1963 to 1985. CSFC 1987.
11. ჩხეტიანი ა. დედამიწის ცელადი მაგნიტური ველის ელექტრომაგნიტური და ბიოსფერული ეფექტების შესახებ. საქართველოს რესპუბლიკის მამუელთა კორპუსი, საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის მ. ნოღიას სახ. გეოფიზიკის ინსტიტუტი. ქ. თბილისი. გვ. 18. 1994.

# მზის ქარის პლაზმის პარამეტრების როლი გეომაგნიტური ქარიშხლის დასაწყისი ფაზის ფორმირებაში

ა. ჩხეგია

რეზიუმე

გეომაგნიტური ქარიშხლის დასაწყისი ფაზის (DCF-აღრევების) პერიოდში, საპლანეტათაშორისო სივრცისა და გეომაგნიტური აქტივობის D – ინდექსის ერთობლივი ანალიზის შედეგად დადგინდა იქნა, რომ:

- 1) DCF – აღრევები არ შეიძლება აიხსნას ლედამიწის მაგნიტოსფეროზე მხოლოდ მზის ქარის დინამიური წნევის გამრღობით. ამდენად, არსებული თეორიული მოდელები (ს. ჩეპმენ – ვ. ფერეროსა და ჯ. მილასი) არასრულყოფილად აღწერენ გეომაგნიტური ქარიშხლის დასაწყისი ფაზის ფიზიკურ ბუნებას.
- 2) ლედამიწაზე დანაკვირვები DCF – ველის მომატებული მნიშვნელობა, გარდა მზის ქარის დინამიური წნევისა, დამოკიდებულია მზის ქარში ელექტრული ველის ამომუტალურ მდგენელზე.
- 3) მიღებულია ფორმულა, რომელიც გეომაგნიტური ქარიშხლის დასაწყისი ფაზის პერიოდში ლედამიწაზე დანაკვირვები DCF – ველის მომატებულ მნიშვნელობას აკავშირებს მზის ქარის დინამიურ წნევასთან და მზის ქარის ელექტრული ველის ამომუტალურ მდგენელთან.
- 4) მიღებული ფორმულით გათვლილი DCF – ველი საკმაოდ კარგად აღწერს გეომაგნიტური ქარიშხლის დასაწყისი ფაზის განვითარების დინამიკის სურათს.

## The Role of Solar Wind Plasma Parameters in Formation of the Initial Phase of the Geomagnetic Storms

A. Chkhetia

Abstract

Combined analysis of Dst – index of interplanetary medium and geomagnetic activity at the initial phase of geomagnetic storm (DCF disturbance) made us to conclude the following:

- 1) DCF disturbances can't be explained as solely due to an increased dynamic pressure of solar wind on the Earth's magnetosphere. Therefore, existing theoretical models (Chapman-Ferraro and G. Mead) don't reflect comprehensively the physical nature of geomagnetic storm's initial phase.
- 2) Increased value of DCF- field, observed on the Earth's surface, depends not only the solar wind dynamic pressure, but also on the azimuthally component of electric field in solar wind.
- 3) Received formula connects observed DCF- field's increased value during the initial phase of geomagnetic storm with dynamic pressure of solar wind and the azimuthally component of solar wind electric field.
- 4) Calculated by the received formula DCF-field describes quit well dynamics of development of initial phase of the geomagnetic storm.



## Уточнение ключевых параметров плазмы солнечного ветра и ММП, ответственных за формирования геомагнитных бурь и эффектов Форбуша в космических лучах

А. М. Чхетия

В настоящее время общепризнано, что общей причиной формирования геомагнитных бурь и эффектов Форбуша в космических лучах являются ударные волны и магнитные оболочки от хромосферных вспышек. Сопоставление геомагнитных бурь (ГБ) и эффектов Форбуша в космических лучах (ЭФ) показали [1], что:

1. не все геомагнитные бури сопровождаются эффектами Форбуша в космических лучах;
2. не все эффекты Форбуша в космических лучах сопровождаются геомагнитными бурями.

Из приведенных экспериментальных фактов следует, что существует значительное количество высокоскоростных потоков от хромосферных вспышек, которые можно считать негеоэффектными, если судить по их проявлениям либо только в геомагнетизме, либо только в космических лучах. Следовательно, реакция галактических космических лучей и геомагнитного поля на высокоскоростные потоки от хромосферных вспышек, должна зависеть от качественно разных структур межпланетных ударных волн и магнитных облаков.

Известно, что депрессия геомагнитного поля в главной фазе геомагнитной бури обусловлена усилением кольцевого DR-тока. Усиление DR-тока в радиационной зоне связано с проникновением электрического поля солнечного ветра ( $\vec{E} \sim -[\vec{B}\vec{v}]$ ), и соответственно частиц в глубь магнитосферы. Исследования, проведенные на основании сопоставления данных прямых измерений параметров межпланетной среды и вариаций напряженности геомагнитного поля, показывают, что у исследователей нет единого мнения о механизме, приводящему к дополнительной инжекции частиц солнечного ветра в область кольцевого DR-тока. Усиление кольцевого DR-тока одни авторы связывают с азимутальной компонентой электрического поля в солнечном

ветре,  $E_y = -[\vec{B}_z \vec{v}] > 0.5 \frac{mv}{M}$  [2], другие - также с азимутальной компонентой

электрического поля в солнечном ветре, но с учетом изменчивости ММП- $\delta B$ ,  $E_y = v(0.5\delta B - B_z) \cdot 10^3$  [3], а третьи - предполагают, что это происходит при совместном действии  $B_z$  и  $B_y$  компонент ММП,  $\vec{E}_y = [\vec{B}_1 \vec{v}]$ , где  $\vec{B}_1 = \vec{B}_z + \vec{B}_y$  [4].

Форбуш-понижения интенсивности космических лучей, главным образом, должны зависеть от структуры ММП, т.е. от магнитной области. Существуют, в основном, три концепции, объясняющие Форбуш-понижения. Согласно Моррисону [5] – магнитные поля, которые уносятся от Солнца облаком плазмы, имеют сильный неупорядоченный характер, ослабляют проникновение космических лучей в область, занимаемую облаком плазмы и рассеивают их. Голд [6] предположил, что солнечная плазма уносит солнечные магнитные поля в виде „языка” или „магнитной бутылки”. Эти поля отклоняют приходящие галактические космические лучи, выметают их и позволяют солнечным протонам достичь Земли. Паркер [7] считал, что межпланетное магнитное поле сдавливается на фронте взрывной волны. Ясно, что уплотнения ММП-

„магнитные пробки” должны становиться отражателями галактических космических лучей. Сопоставление данных измерений в межпланетном пространстве и вариаций интенсивности космических лучей [8] показывают, что степень модуляции ГКЛ в большей мере зависит от изменчивости ММП- $\delta B$ , нежели от величины (модуля) напряженности ММП – В.

Для того, чтобы внести определенную ясность в вопросе о том, какие ключевые параметры вспышечных потоков являются ответственными за формирование геомагнитных бурь, и какие – за эффекты Форбуша, целесообразно исследовать данные непосредственных межпланетных изменений, вариаций интенсивности космических лучей и напряженности магнитного поля, в едином комплексе.

В процессе исследования были использованы следующие исходные данные. В качестве параметра, характеризующего изменения геомагнитного поля, взяты  $D_{st}$  индексы Сигоури и Пороса [9], отражающие временные вариации интенсивности внеионосферных токовых систем на магнитопаузе DCF и в радиационной зоне DR. Для характеристики вариаций космических лучей использовались данные наблюдений интенсивности нейтронной компоненты высокоширотных станций Алерт и Туле (С.Ш.А. с жесткостью

геомагнитного обреза  $P_c \approx 0$ ), [10]. Выбор высокоширотных станций обусловлен тем, что данные этих станций, практически, свободны от геомагнитных эффектов в космических лучах. Помимо этого, при исследовании энергетического спектра ФП, в исходные данные были включены низкоширотные станции Японии [10] - Уанкайю ( $P_c = 13,01$  ГВ) и Токио ( $P_c = 11,50$  ГВ). В качестве параметров плазмы солнечного ветра и ММП из каталога Кинга [11] брались: скорость потока  $V$ , концентрация протонов  $n$  и температура протонов  $T$ , напряженность ММП  $B$ , его компоненты  $B_x, B_y, B_z$  и изменчивость ММП -  $\sigma = \delta B$ .

Из всех магнитных бурь, (отобранных по  $D_{st}$  индексу) и эффектов Форбуша в космических лучах, наблюдающихся в период 1963- 1985 гг., исследовались лишь те, которые удовлетворяли следующим критериям данных:

1. магнитные бури и Форбуш-понижения ГКЛ, должны быть изолированными, т.е. не должны содержать периоды фаз восстановления предшествующих бурь;

2. фазы геомагнитных бурь должны быть четко выражены- амплитуды начальных фаз должны превосходить 20 нТл, а амплитуды главных фаз должны превосходить 50нТл;

3. эффекты Форбуша в космических лучах должны быть достоверными. Для увеличения статистики, было решено отбирать эффекты Форбуша с амплитудой  $A > 2\%$ . При таком критерии отбора, величина эффекта Форбуша намного превышает утроенную среднеквадратичную(флуктуационную) ошибку.

4. В период исследуемых геомагнитных бурь и Форбуш эффектов параметры межпланетной среды, по каталогу Кинга, должны быть полными.

Необходимо отметить, что за период 1963-1985 гг., было отобрано 800 случаев магнитных бурь и эффектов Форбуша в космических лучах, однако, исследованию подверглись лишь 136 случаев, поскольку остальные не удовлетворяли критериям отбора.

Для выяснения вопроса о том, какие параметры облака плазмы солнечного ветра являются ответственными за формирование геомагнитных бурь, а какие за эффекты Форбуша в космических лучах, логично и необходимо отделить и раздельно исследовать случаи наблюдения геомагнитных бурь, которые не сопровождались Форбуш эффектами и отдельно Форбуш эффекты, которые не сопровождались геомагнитными бурями.

В связи с вышеизложенным, было решено геомагнитные бури и Форбуш эффекты объединить в шести группах (типах).

1. Классические спорадические геомагнитные бури с хорошо выраженной начальной фазой и сильной депрессией геомагнитного поля в главной фазе, сопровождаемые Форбуш-понижениями в космических лучах (обозначим эту группу  $ГБ=DCF+DR, ЭФ \neq 0$ ),

2. Геомагнитные бури, содержащие только начальную фазу ( $DCF$  возмущения без развития главной фазы), не сопровождаемые Форбуш-понижениями в космических лучах ( $ГБ=DCF, DR = 0, ЭФ=0$ ).

3. Геомагнитные бури, содержащие только начальную фазу, сопровождаемые Форбуш понижениями в космических лучах ( $ГБ=DCF, DR=0, ЭФ \neq 0$ ).

4. Геомагнитные бури без начальной фазы, с сильной депрессией геомагнитного поля в главной фазе, не сопровождаемые Форбуш-понижениями в космических лучах ( $ГБ=DR, DCF=0, ЭФ=0$ ).

5. Геомагнитные бури без начальной фазы, с сильной депрессией геомагнитного поля в главной фазе, сопровождаемые Форбуш-понижениями в космических лучах ( $ГБ=DR, DCF=0, ЭФ \neq 0$ ).

6. Форбуш-понижения интенсивности космических лучей, не сопровождаемые геомагнитными бурями ( $ГБ=0, ЭФ \neq 0$ )

Для выявления ключевых параметров плазмы солнечного ветра и ММП, ответственных за формирование геомагнитных бурь и эффектов Форбуша в космических лучах, был использован метод вероятности исследуемого события – для каждого отдельного события ( $ГБ$  и  $ЭФ$ ) по каталогу Кинга определялись (находились) основные вероятные параметры плазмы солнечного ветра и ММП, ответственные за формирование  $ГБ$  и  $ЭФ$ . В таблице 1 приведены результаты анализа.

Таблица 1.

Группы	Параметры плазмы солнечного ветра и ММП, ответственных за формирование $ГБ$ и $ЭФ$ (выраженные в %-ах)								Показатели энергетического спектра $ЭФ$	Число случаев
	$V$	$V_x$	$V_y$	$V_z$	$v$	$n$	$T$	$\sigma$		
I. $ГБ=DCF+DR, ЭФ \neq 0$	97.4	71.1	89.5	$V_z > 0 \rightarrow$ $V_z < 0$ 97.4	63.2	89.5	57.9	84.2	$\gamma_1 = -0,8 \pm 0,03$	38
II. $ГБ=DCF, DR=0, ЭФ=0$	42.3	15.4	42.3	$V_z > 0$ 46.2	29.6	96.3	33.3	26.9		27
III. $ГБ=DCF, DR=0, ЭФ \neq 0$	78.9	52.6	94.7	$V_z > 0$ 78.9	94.1	93.3	35.3	77.8	$\gamma_3 = 0,36 \pm 0,04$	18
IV. $ГБ=DR, DCF=0, ЭФ=0$	73.3	40.0	40.0	$V_z < 0$ 100.0	26.7	33.3	20.0	40.0		15
V. $ГБ=DR, DCF=0, ЭФ \neq 0$	71.4	50.0	85.7	$V_z < 0$ 100.0	45.5	27.3	36.4	76.9	$\gamma_5 = -0,70 \pm 0,03$	14
VI. $ЭФ \neq 0, ГБ=0$	70.8	37.5	62.5	$V_z > 0$ 70.8	50.0	45.8	37.5	62.5	$\gamma_6 = -0,82 \pm 0,05$	24

Из анализа таблицы следует, что :

1. Основным ключевым параметром плазмы солнечного ветра, ответственным за формирование начальной фазы геомагнитной бури ( $DCF$ ), является концентрация солнечного ветра ( $n$ ).



2. Основным ключевым параметром плазмы солнечного ветра, ответственным за формирование главной фазы геомагнитной бури (DR) является южнонаправленная  $B_z$  компонента ММП ( $B_z < 0$ ). Установлено, что  $V_x, V_y$  и  $\sigma B$  параметры ММП или вовсе не участвуют в формировании главной фазы бури (в усилении магнитного поля кольцевого DR тока), или же их роль настолько мала, что они имеют второстепенное значение.

3. Основными ключевыми параметрами плазмы солнечного ветра, ответственными за формирование эффекта Форбуша в космических лучах (ЭФ), являются – скорость потока  $v$ ,  $V_y$  и  $B_z$  компоненты ММП и изменчивость ММП- $\sigma B$ . Этот результат исследования дает автору основание высказать мнение относительно того, что в формировании эффекта Фрбуша в космических лучах решающее значение имеет высокоскоростное магнитное облако, с замороженным магнитным полем ММП  $\vec{B}_1 = \vec{B}_z + \vec{B}_y$ , с высоким уровнем турбулентности.

По газокинетическим и магнитным параметрам плазменные облака солнечного ветра, по нашей группировке, можно представить так:

I тип – высокоскоростное магнитное облако с ударной волной и высоким уровнем турбулентности ММП (I-группа,  $ГБ=DCF + DR, ЭФ \neq 0$ );

II тип – плазменное облако ( II-ая группа,  $ГБ=DCF, DR=0, ЭФ=0$ );

III тип – высокоскоростное магнитное облако ( замороженным магнитным полем ММП ( $\vec{B}_1 = \vec{B}_z + \vec{B}_y$ ) с ударной волной и высоким уровнем турбулентности ММП (III группа,  $ГБ=DCF, DR=0, ЭФ \neq 0$ );

IV тип - магнитное облако с южнонаправленным ( $B_z < 0$ ) замороженным магнитным полем (IV группа,  $ГБ=DR, DCF=0, ЭФ=0$ );

V тип – магнитное облако с замороженным магнитным полем ММП ( $\vec{B}_1 = \vec{B}_z + \vec{B}_y$ ) и высоким уровнем турбулентности ММП (V и VI группы –  $ГБ = DR, DCF=0, ЭФ \neq 0$ ;  $ГБ = 0, ЭФ \neq 0$ ).

Известно, что энергетический спектр Форбуш-понижения интенсивности космических лучей является чувствительным зондом для характеристики интегральной картины изменения структур магнитных неоднородностей межпланетной среды-Солнце-Земля. Исследования [12] выявили, что параметры, характеризующие энергетический спектр Форбуш-понижения, изменяются в широких пределах. В работе Начкебия [13], на основе статистического анализа, было показано, что показатель энергетического спектра Форбуш-понижения для рекуррентных ЭФ является более жестким ( $\gamma_p = -0,45 \pm 0,04$ ), чем для нерекуррентных ( $\gamma_{nr} = -0,84 \pm 0,04$ ).

В связи с тем, что для предлагаемой классификации случаев по группам имеем определенное физическое представление о состоянии магнитосферы и процессах происходящих в околоземном космическом пространстве [1,12,14] было решено рассчитать показатель энергетического спектра Форбуш-понижения интенсивности космических лучей для четырех групп (I, III, V, VI).

Энергетический (жесткостный) спектр вариации интенсивности космических лучей  $\left[ \frac{\delta D}{D}(R) \right]$  во время Форбуш-понижений вычислялся в предположении:

$$\frac{\delta D}{D}(R) = \begin{cases} \text{const. } R^\gamma, & R \leq R_{\max} \\ 0, & R > R_{\max} \end{cases}, \quad (1)$$

где  $R$ – жесткость частиц,  $R_{\max}$  - верхняя жесткостная граница эффекта Форбуш-понижения,  $\gamma$ -показатель спектра.

Учитывая выражение (1), вариации вторичной компоненты интенсивности космических лучей (наблюдение в период эффекта Форбуша, исправленную на метеорологические эффекты), можно выразить формулой (см. [12]):

$$\frac{\delta J_k}{J_k} = \int_{R_{k,\min}}^{\infty} \frac{\delta D^j}{D} (R) W_k(R) dR = C \int_{R_{\min}}^{R_{\max}} R^j W_k(R) dR, \quad (2)$$

где  $\frac{\delta J_k}{J_k}$  амплитуды Форбуш-понижения интенсивности космических лучей в пункте наблюдения «К»,  $W_k(R)$ -коэффициент связи между вариациями первичного потока ( $\frac{\delta D^j}{D}$ ) и вариациями вторичных компонент ( $\frac{\delta J^j}{J}$ ) космических лучей,  $R_{k,\min}$  - геомагнитный порог обрезания,  $R_{\max}$  - верхняя граница модуляции,  $j$ - указывает на тип вариации.

Согласно (2), отношение амплитуд Форбуш-понижения интенсивности космических лучей двух станций, жесткость обрезания которых отличается друг от друга, определяется выражением:

$$A(\gamma) = \frac{\frac{\delta J_1}{J_1}}{\frac{\delta J_2}{J_2}} = \frac{\int_{R_{1,\min}}^{R_{\max}} R^j W_1(R) dR}{\int_{R_{2,\min}}^{R_{\max}} R^j W_2(R) dR} \quad (3)$$

Формула (3) дает возможность определить показатель энергетического спектра Форбуш-понижения интенсивности космических лучей ( $\gamma$ ) путем сравнения экспериментально наблюдаемого отношения амплитуд (по данным нейтронной компоненты высокоширотной станции к низкоширотному) с теоретически ожидаемой. Показатель энергетического спектра Форбуш-понижения интенсивности космических лучей ( $\gamma$ ) найден путем сравнения экспериментально определенного отношения амплитуд (по данным нейтронной компоненты высокоширотных станций – Алерт или Туле, к низкоширотным – Уанкао или Токио) с аппроксимированной кривой зависимости отношения амплитуды ФП  $\frac{A_1}{A_2}$  в функции от показателя энергетического спектра  $\gamma$  (взятого из работы Деспоташвили [15]).

Исследование выявило, что величины показателя энергетического спектра ( $\gamma$ ) для вышеуказанных групп Форбуш-понижения интенсивности космических лучей имеют следующие значения: III группа  $\gamma_{3,sp} = -0,36 \pm 0,04$ , V группа  $\gamma_{5,sp} = -0,70 \pm 0,03$ , I группа  $\gamma_{1,sp} = -0,80 \pm 0,03$ , VI группа  $\gamma_{6,sp} = -0,82 \pm 0,05$ .

Резюмируя анализ исследования данных показателя энергетического спектра Форбуш-понижения интенсивности космических лучей по группам, можно заключить: 1) для вышеуказанных четырех групп Форбуш-понижения интенсивности космических лучей показатели энергетического спектра разделяются друг от друга – III группа  $\gamma_3 = -0,36$ , V- $\gamma_5 = 0,70$ ; I-  $\gamma_1 = -0,80$ ; VI-  $\gamma_6 = -0,82$ . Это объясняется тем, что эффекты Форбуша космических лучей разного типа соответствуют качественно разным структурам магнитосферы и межпланетной среды – Солнце-Земля.

2) энергетический спектр Форбуш-понижения III и V групп является более жестким, нежели I и VI групп. Следовательно, процесс на Солнце DCF возмущениях и G-бурях менее возмущен, чем при  $S_c$ -бурях, размер магнитных неоднородностей при DCF возмущениях G-бурях больше, чем при хромосферных вспышках (при  $S_c$ -бурях) -

$$L_{3,5} > L_{1,6} .$$

Общие выводы:

1. Предложена новая методика классификации эффектов Форбуш-понижения (ФП) и геомагнитных бурь (ГБ), основанная на принципе – разделить и отдельно исследовать случаи геомагнитных бурь, которые не сопровождались Форбуш-понижениями и отдельно Форбуш-понижения, которые не сопровождались геомагнитными бурями. Все рассмотренные случаи сводятся к 6 типам. Показано, что выделенные группы классификации ФП и ГБ представляют собой плазменные и магнитные облака разной структуры.

2. Уточнены основные ключевые параметры солнечного ветра и ММП, ответственных за формирования ГБ и ФП. Установлено, что: а)  $V_x$ ,  $V_y$  и  $\sigma V$  параметры ММП или вовсе не участвуют в формировании главной фазы бури, или же их роль настолько мала, что они имеют второстепенное значение; б) степень модуляции галактических космических лучей в большей степени зависит от напряженности ММП  $V_{\perp} = V_y + V_z$ , нежели от величины (модуля) напряженности ММП-В

3. Установлено, что показатели энергетического спектра ФП отдельных групп, четко разделяются друг от друга: I группа  $\gamma_1 = -0,80 \pm 0,03$ ; III группа  $\gamma_3 = -0,36 \pm 0,04$ ; V группа  $\gamma_5 = -0,70 \pm 0,03$ ; VI группа  $\gamma_6 = -0,82 \pm 0,05$ . Это объясняется тем, что эффекты Форбуша космических лучей разного типа соответствуют качественно разным структурам магнитосферы и межпланетной среды Солнце-Земля.

4. Энергетический спектр ФП III и V групп является более жестким, нежели I и VI. Следовательно, процесс на Солнце при DCF возмущениях и G-бурях менее возмущен, чем при  $S_c$ -бурях.

#### Литература

1. Чхетия А.М. Результаты исследования основных геофизических явлений комплексной проблемы солнечно-земных связей 1998. Изд-во GCI. Тбилиси, 258 с.
2. Russel C.T., McPherron R.L., Burton R.K. J.Geophys.Res. Vol. 79, p. 1105, 1974.
3. Bobrov M.C. Plan,Space,Sci.,23,1975.
4. Kane R.P. J.Geophys.Res., vol.79,p.64,1974.
5. Morison P. Phys.Rev., vol.101,p.1937,1956.
6. Gold T.J.Geophys. Res., vol.64,p.1665,1959.
7. Parker E.N. Interplanetary dynamical processes, Interscience, New-York, 1963(русский перевод: Паркер Е., Динамические процессы в межпланетной среде, изд. "Мир", Москва, 1975).
8. Zhan G.,Burlaga L.F. J.Geophys.Res.,vol.93,p.2511,1988.
9. Sugiura M., Poros D.J. Hourly values of equatorial  $D_{st}$  for the years 1963 to 1985: CSFC. 1987.
10. Nagashima K., Tatsuoka R., Orito M., Sakakibara S., Fujimoto K., Fujii Z., Satake H., Demura S. Solar-rotation diagram of cosmic-ray intensities and interplanetary plasma elements. Jap., 1964-May, 1985. Part I and part II. Nagoya, Japan, 1988.
11. King J.H. Interplanetary medium data book. Appendix, September 1977; Supplement 1, December 1979; supplement 2, January 1983; supplement 3A, 1977-1985, April 1986.
12. Дорман Л.И. Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей. Изд-во "Наука", Москва, 1975.
13. Начкебия Н.А. Солнечно-земные связи и космические лучи. Труды Института геофизики АН ГССР. Тбилиси, "Мецниереба", т. 611, ст. 72, 1985.
14. Barton R.K., McPherron R.L., Russel C.T. J Geophys.Res., vol. 80, p.4204,1975.

## გეომაგნიტური ქარიშხლებისა და კოსმოსურ სხივებში ფორბუშ დაცემის ფორმირებაში, მზის ქარის პლამზისა და საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველის, ძირითადი საკვანძო პარამეტრების როლის დამუშავება

ა. ჩხეგია

რეზიუმე

გეომაგნიტური ქარიშხლებისა (გქ) და კოსმოსურ სხივებში ფორბუშ დაცემის (ფდ) ჯგუფების და საპლანეტათაშორისო სივრცის მონაცემების ანალიზის შედეგად დადგენილ იქნა, რომ:

1. გქ და კოსმოსურ სხივებში ფდ კლასიფიკაციით გამოყოფილი ჯგუფები ხასიათდება მზის ქარის - პლამზური და მაგნიტური ღრუბლების სხვადასხვა სტრუქტურით.
2. როგორც მოსალოდნელი იყო, გქ დასაწყისი ფაზის ფორმირებას უზრუნველყოფს მზის ქარის კონცენტრაცია ( $n$ ), ხოლო გქ მთავარ ფაზას - მზის ქარის პლამზის სამხრეთმიმართულების ჩაყინული მაგნიტური ველი ( $B < 0$ ). დადგენილ იქნა, რომ სმე  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  პარამეტრები ან საერთოდ არ მონაწილეობენ გეომაგნიტური ქარიშხლის ფორმირებაში, ან მათი წვლილი უმნიშვნელოა.
3. კოსმოსურ სხივებში ფდ ფორმირებას უზრუნველყოფენ მზის ქარის სიჩქარე ( $V$ ), ჩაყინული მაგნიტური ველის  $B_y$ ,  $B_z$  კომპონენტები და სმე  $B$ -ს დისპერსია -  $\delta B$ . გალაქტიკური კოსმოსური სხივების მოდულაციის ხარისხი ძირითადად დამოკიდებულია სმე-ს  $B_y$  და  $B_z$  კომპონენტების ერთობლივ მოქმედებაზე ( $B_{\perp} = B_y + B_z$ ), ვიდრე სმე-ის  $B$ -ს მოდულზე.
4. სხვადასხვა ჯგუფებისათვის ფდ ენერგეტიკული სპექტრის მაჩვენებლები ერთმანეთისაგან გაიყოფა -

I ჯგუფი -  $\gamma_1 = 0,80 \pm 0,03$ ; III-  $\gamma_3 = -0,36 \pm 0,04$ ;

V-  $\gamma_5 = -0,70 \pm 0,03$ ; VI-  $\gamma_6 = -0,82 \pm 0,05$ ,

რაც იმით აიხსნება, რომ კოსმოსურ სხივებში ფდ სხვადასხვა ჯგუფს შეესაბამება მზე-დედამიწის საპლანეტათაშორისო სივრცისა და მაგნიტოსფეროს სხვადასხვა სტრუქტურა.

ფორბუშ ეფექტის სპექტრი III და V ჯგუფისათვის უფრო ხისტია, ვიდრე I და VI ჯგუფისათვის. აქედან გამომდინარე DCF აღრევებისა და - ქარიშხლების დროს მზეზე მიმდინარე ფიზიკური პროცესები ნაკლებად აღრეულია, ვიდრე Sc ქარიშხლების დროს, მაგნიტური არაერთგვაროვნებების ზომები  $k_i - L_{3,5} > L_{1,6}$

# Specification of the Role of Key Parameters of Solar Wind Plasma and Interplanetary Magnetic Field in Formation of Geomagnetic Storms and Forbush Decreases in Cosmic Rays

A. Chkhetia

## Abstract

Based on analysis of geomagnetic storm (GS) and Forbush decreases (FD) groups as well as interplanetary medium data, we came to the following conclusions:

- 1) GS and FD groups are characterized by different structures of plasmatic and magnetic clouds of solar wind.
- 2) As it was expected, formation of GS initial phase depends on the solar wind concentration ( $n$ ), while main phase depends on IMF's frozen magnetic field directed to the north ( $B < 0$ ). As far as IMF's  $B_x, B_y$  and  $B_z$  parameters are concerned, they either do not take part in the formation of GS main phase, or their role is insignificant.
- 3) Formation of FD in cosmic rays depends on solar wind velocity ( $v$ ),  $B_y$  and  $B_z$  components of  $B$  ( $\delta B$ ). Modulation degree of galactic cosmic rays on the whole depends on IMF's  $B_y$  and  $B_z$  components joint action ( $B_{\perp} = B_y + B_z$ ) rather than on IMF's module of  $B$ .
- 4) For separate groups energy spectrum exponents of FD are separated from each other –  
I group -  $\gamma_1 = -0,80 \pm 0,03$     V group -  $\gamma_5 = -0,70 \pm 0,03$   
III group -  $\gamma_3 = -0,36 \pm 0,04$     VI group -  $\gamma_6 = 0,82 \pm 0,05$

Which can be explained by the following: different structures of solar – terrestrial interplanetary space and magnetosphere correspond to various groups of FD in cosmic rays. Spectrum of FD For III and V groups are more rigid than for I and VI groups. Hence the physical processes on the Sun during DSF – disturbances and G – storms are less disturbed than during Sc – storms, and magnetic inhomogeneous dimensions –  $L_{3,5} > L_{1,6}$ .

## К вопросу о неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в магнитосфере Земли

А. И. Гвелесиани

Для решения задачи гидродинамической или магнитогидродинамической устойчивости нужно исследовать решение нелинейной системы уравнений с частными производными. Здесь возникают большие математические трудности, поэтому для установления неустойчивости или устойчивости нужно линеаризовать нелинейные уравнения. Система линейных уравнений зависит от времени  $t$ . Следовательно, существуют решения, содержащие как множитель  $e^{\mu t}$ . Система линейных уравнений обычно однородна, поэтому возникает задача о собственных значениях с параметром  $\lambda$ . Если все собственные значения  $\lambda$  имеют отрицательные вещественные части, то решение устойчиво по отношению к бесконечно малым возмущениям. Если некоторые из собственных значений  $\lambda$  имеют положительные вещественные части, то говорят, что решение неустойчиво (теоремы Ляпунова) [10]. В том случае, когда все характеристические числа чисто мнимые комплексные числа, тогда имеется критическое положение или имеем только колебательное решение. Следовательно, для установления неустойчивости следует рассматривать бесконечно малые возмущения, для которых можно применить линеаризованные системы уравнений [1 - 14].

Критерии линейной теории являются только достаточными условиями потери устойчивости. Как известно, течение жидкости, которое по линейной теории считается устойчивым, может оказаться неустойчивым относительно возмущений конечной величины. Существует энергетический анализ, который приводит к глобальным утверждениям об устойчивости, которые принимают форму критериев, достаточных для устойчивости.

В определённом смысле линейная и энергетическая теории дополняют одна другую, причём первая (линейная теория) приводит к достаточным условиям для неустойчивости, в то время как вторая (энергетический анализ) даёт достаточные условия устойчивости [6 - 9].

Ниже мы будем следовать работе [1], что же касается других типов неустойчивости, то они изложены в работах [8 - 13]. В работах [1, 12, 13] обсуждаются лишь те вопросы устойчивости, которые должны играть важную роль в динамике радиационных поясов. Существуют магнитогидродинамические неустойчивости, которые исследуются с помощью линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики, куда входят интересующие нас вопросы неустойчивости Кельвина-Гельмгольца. Мы не будем касаться ниже вопроса микронеустойчивости. Математическое описание неустойчивости поверхности раздела неизбежно является приближённым, так как при выводе математических уравнений мы вынуждены игнорировать многие физические явления. В дополнение к физическим упрощениям обычно делаются вынужденные математические упрощения, либо же сложная система нелинейных математических уравнений не может

быть решена нами. Поэтому нужно быть весьма осторожным при выводе условий (критериев) неустойчивости или, в особенности, условий устойчивости. После нахождения собственных значений исследуется реакция системы на малое возмущение. Нужно уяснить, растёт или не растёт амплитуда возмущения при росте времени  $t$ . Как было сказано в начале, решение линеаризованного уравнения должно содержать множитель  $e^{\lambda t}$ ; нужно определить, является ли  $\lambda$  комплексным числом и является ли его действительная часть положительным или отрицательным числом. Если  $\text{Re}(\lambda) > 0$ , тогда течение асимптотически неустойчиво, и это достаточное условие неустойчивости течения; когда же  $\text{Re}(\lambda) < 0$ , тогда по линейной теории течение жидкости устойчиво, но это условие не гарантирует достаточности критерия устойчивости.

При исследовании неустойчивости Кельвина-Гельмгольца [1 - 4, 8, 11] мы будем пользоваться уравнениями магнитной гидродинамики:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (v \nabla) v = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot } \mathbf{B} \mathbf{B}], \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot} [v \mathbf{B}], \quad (2)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho v) = 0, \quad (4)$$

где  $\mathbf{B}$ - вектор напряжённости магнитного поля,  $v$ ,  $\rho$  и  $p$  - соответственно, скорость, плотность и давление среды.

Предположим, что имеется плоская поверхность разрыва тангенциальных составляющих скорости и напряжённости магнитного поля  $z = 0$ , разделяющая два полупространства, 1 и 2, занятых однородной недиссипативной плазмой. Магнитное поле  $\mathbf{B}$  параллельно скорости  $\mathbf{u}$  и направлено вдоль оси  $x$ . Равновесие поверхности определяется балансом давлений:

$$p_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} = p_2 + \frac{B_2^2}{8\pi} \quad \text{при } z = 0. \quad (5)$$

Для исследования устойчивости рассматриваются малые отклонения от состояния равновесия. Обозначим возмущения скорости, плотности, давления и магнитного поля соответственно так:

$$\mathbf{u}(u, v, w), \quad \delta\rho, \quad \delta p \quad \text{и} \quad \mathbf{b}(b_x, b_y, b_z). \quad (6)$$

Предположим, что пространственно-временная зависимость возмущённой величины  $f(\mathbf{r}, t) = f(z) \exp(\lambda t + ikx)$ . (7)

Возмущения, нормальные к магнитному полю, не оказывают влияния на развитие неустойчивости. Возмущения вдоль поля представляют интерес при исследовании устойчивости системы.

Линеаризованные уравнения движения имеют вид:

$$\rho \sigma u = -ik\delta p, \quad (8)$$

$$\rho \sigma v = -\frac{ikB}{4\pi} b_y, \quad (9)$$

$$\rho\sigma w = -\frac{d}{dz}(\delta p) - \frac{B}{4\pi}\left(\frac{db_x}{dz} - ikb_z\right), \quad (10)$$

$$\sigma = n + ikU. \quad (11)$$

Уравнение непрерывности, уравнения Максвелла и уравнение адиабаты соответственно принимают вид:

$$\sigma\delta\rho = -\rho(\nabla u), \quad (12)$$

$$\sigma b_x = ikBu - B(\nabla u), \quad (13)$$

$$\sigma b_y = ikBv, \quad (14)$$

$$\sigma b_z = ikBw, \quad (15)$$

$$ikb_x + \frac{d}{dz}b_z = 0. \quad (16)$$

$$\delta p = c_s^2 \delta\rho, \quad c_s = \left(\gamma \frac{P}{\rho}\right)^{1/2}, \quad (17)$$

где  $c_s$  - скорость звука.

Величины  $v$  и  $b_y$  связаны только уравнениями (14) и (9). Исключая из этой системы  $v$ , получим:

$$(\sigma^2 + k^2 V_A^2)b_y = 0, \quad (18)$$

где  $V_A = \frac{B}{(4\pi\rho)^{1/2}}$  - альвеновская скорость.

Если  $b_y \neq 0$ , тогда

$$\sigma = \pm ikV_A. \quad (19)$$

Из (19) и (11) следует, что

$$n = \pm ik(V_A \pm U). \quad (20)$$

Колесания представляют собой альвеновские волны.

Из системы (8), (10), (12), (13), (15), (16) и (17) можно определить зависимости:

$$w = \frac{ic_s^2}{\sigma^2 + c_s^2 k^2} \frac{dw}{dz}, \quad (21)$$

$$[\sigma^2(c_s^2 + V_A^2) + V_A^2 c_s^2 k^2] \frac{d^2 w}{dz^2} = (\sigma^2 + c_s^2 k^2)(\sigma^2 + V_A^2 k^2)w. \quad (22)$$

Решения, обращающиеся в нуль при  $z = \pm \infty$ , записываются так:

$$w_1 = A_1 \exp(m_1 z), \quad z < 0; \quad w_2 = A_2 \exp(-m_2 z), \quad z > 0; \quad (23)$$

$$m_j^2 = \frac{(\sigma_j^2 + k^2 V_A^2)(\sigma_j^2 + k^2 c_y^2)}{\sigma_j^2(c_y^2 + V_A^2) + k^2 V_A^2 c_y^2}, \quad j = 1, 2. \quad (24)$$

Полученные решения должны удовлетворять следующим граничным условиям.

1. Нормальная компонента смещения должна быть непрерывной при  $z = 0$ ; действительно,  $\frac{w}{\sigma}$  непрерывно при  $z = 0$ , поэтому

$$A_1 \sigma_2 = A_2 \sigma_1. \quad (25)$$



2. Нормальная компонента магнитного поля  $b_z$  должна быть непрерывной при  $z = 0$ ; действительно, согласно (15),  $b_z = ikB \frac{W}{\sigma}$ , в силу условия (25), непрерывна при  $z = 0$ .

3. Нормальная компонента напряжения должна быть непрерывна при  $z = 0$ , а это приводит к граничному условию:

$$\delta p_1 + \frac{1}{4\pi} (Bb_1) = \delta p_2 + \frac{1}{4\pi} (Bb_2), \quad (26)$$

$$\delta p_j = \frac{(-1)^j \rho_j \sigma_j c_y^2}{\sigma_j^2 + c_y^2 k^2} \frac{dw}{dz}, \quad \frac{(Bb)}{4\pi} = (-1)^j T_j \frac{dw_j}{dz}, \quad (27)$$

$$T_j = \frac{\sigma_j^2 (c_y^2 + V_{A1}^2) + c_y^2 k^2 V_{A1}^2}{\sigma_j^2 + c_y^2 k^2}, \quad j = 1, 2, \quad (28)$$

где

$$\sigma_j = n + ik\alpha_j. \quad (29)$$

Из (26), с учётом (25), (27) - (29), получим:

$$\frac{\rho_1 m_1 T_1 A_1}{\sigma_1} = - \frac{\rho_2 m_2 T_2 A_2}{\sigma_2}. \quad (30)$$

Из (30), с учётом (25) и (24), получим характеристическое уравнение относительно  $n$ :

$$\rho_1 T_1^{1/2} (\sigma_1^2 + k^2 V_{A1}^2)^{1/2} = (-1)^j \rho_2 T_2^{1/2} (\sigma_2^2 + k^2 V_{A2}^2)^{1/2}. \quad (31)$$

Решить (31) относительно  $n$  очень трудно, но, в принципе, возможно, а если рассмотреть частный случай, когда  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $V_{A1} = V_{A2}$ ,  $c_{s1} = c_{s2}$ ,  $U_1 = U$ ,  $U_2 = -U$ , получим:

$$n^4 + 2n^2 (k^2 U^2 + c_s^2 k^2) + k^4 U^4 - 2c_s^2 k^2 U^2 + \frac{2c_s^4 k^4 V_A^2}{V_A^2 + c_s^2} = 0. \quad (32)$$

Полагая  $U_p = \frac{in}{k}$ , получим:

$$U_p^4 - 2U_p^2 (c_s^2 + U^2) + \left( U^4 - 2U^2 c_s^2 + \frac{2c_s^2 V_A^2}{V_A^2 + c_s^2} \right) = 0, \quad (33)$$

$$U_p^2 = c_s^2 + U^2 \pm c_s \left[ c_s^2 + 4U^2 - \frac{2c_s^2 V_A^2}{c_s^2 + V_A^2} \right]^{1/2} \quad (34)$$

Случай 1.

Допустим, что дискриминант (34)  $D > 0$ . Если  $U_p^2 = c_s^2 + U^2 \pm c_s [D]^{1/2} > 0$ , тогда  $n^2 = -k^2 U_p^2$ ,  $n = \pm ikU_p$ . Имеем колебательное решение, т.е. имеем неопределённость, вообще имеем неустойчивое состояние. Если  $U_p^2 < 0$ , тогда  $n = \pm ik|U_p|$ , следовательно, опять имеем неустойчивость. Вспомним определение устойчивости. Если  $D < 0$ , тогда  $U_p^2 = a + ib$ ,  $n = \pm i\sqrt{a \pm ib} = \pm i\sqrt{r} \exp(\pm i\varphi)$ ,  $n = \pm i\sqrt{r} (\cos\varphi \pm i\sin\varphi) =$

$\pm i\sqrt{r} \cos \varphi \mp \sqrt{r} \sin \varphi$ . Здесь имеем колебательную неустойчивость. Исследование, проведённое Хессом, правильное.

В работе Хесса в формуле (31) отсутствует знак (-). Но это опечатка. Действительно, допустим имеем:

$$\frac{\rho_1 m_1 T_1 A_1}{\sigma_1} = + \frac{\rho_2 m_2 T_2 A_2}{\sigma_2}. \quad (35)$$

Рассмотрим случай, когда  $\rho_1 = \rho_2$ ,  $V_{A1} = V_{A2} = V_A$ ,  $c_{s1} = c_{s2} = c_s$ ,  $U_1 = U$ ,  $U_2 = -U$ ; получим:

$$\sigma_1^2 + V_A^2 k^2 = \sigma_2^2 + V_A^2 k^2, \quad \sigma_1 = n + ikU, \quad \sigma_2 = n - ikU; \quad (36)$$

$$\sigma_1^2 = n^2 + 2knUi - k^2 U^2, \quad \sigma_2^2 = n^2 - 2knUi - k^2 U^2. \quad (37)$$

Отсюда получаем, что  $n = 0$ .

А если взять со знаком (-), как в (31), то получим:

$$2(n^2 - k^2 U^2 + k^2 V_A^2) = 0. \quad (38)$$

Следовательно,

$$n^2 = k^2 (U^2 - V_A^2). \quad (39)$$

Если  $U > V_A$ , тогда

$$n_{1,2} = \pm k \sqrt{U^2 - V_A^2}, \quad (40)$$

и имеем неустойчивость, а если взять  $V_A > U$ , тогда

$$n = \pm ik \sqrt{V_A^2 - U^2}, \quad (41)$$

имеет место колебательная неустойчивость.

Допустим, что Хесс не знал этого, тогда рассмотрим уравнение (33) и перейдём к пределу, когда  $c_s \rightarrow \infty$  (при этом  $U_p$  по модулю конечное число). Получим

$$2(U_p^2 - U^2 + V_A^2) = 0, \quad (42)$$

$$U_p^2 = V_A^2 - U^2, \quad (43)$$

а если вспомнить, что  $U_p = \frac{ni}{k}$ , получим

$$n^2 = k^2 (U^2 - V_A^2). \quad (44)$$

Следовательно, (44) совпадает с (39), а это значит, что там опечатка.

Теперь вспомним работу Сыроватского [11], где корни характеристического уравнения имеют вид:

$$\omega = k \left( \frac{v_0}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{2(u_{01}^2 + u_{02}^2) - v_0^2} \right), \quad (45)$$

где

$$u = \frac{H}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (46)$$

При переходе через плоскость  $z = 0$  скорость получает приращение  $v_0$ , а у Хесса  $v_0 = 2U$ .

Следовательно,

$$u_{01} = u_{02} = V_A, \quad (47)$$

$$\omega = k(U \pm \sqrt{V_A^2 - U^2}). \quad (48)$$

Вместе с тем  $n = -i\omega$ ,  $\omega = in$ , следовательно,

$$n = -ik(U \pm \sqrt{V_A^2 - U^2}), \quad (49)$$

и имеем колебательную неустойчивость.

В книге Ландау и Лифшица [4] приводится доказательство того, что условие устойчивости, полученное Сыроватским [11] из линейной теории, т.е. с помощью первого приближения, не является достаточным условием устойчивости. Это условие устойчивости характеризует то, что по мере роста времени  $t$  поверхность разрыва остаётся такой же, какой она была до возмущения [7 - 9]. В работе [7] доказывается, что течение, устойчивое согласно критерию линейной устойчивости, вовсе не обязательно будет устойчивым. Для понимания основных физических особенностей неустойчивости таких течений требуется анализ нелинейной задачи.

#### Литература

- [1] Хесс В. Радиационный пояс и магнитосфера. М.: Атомиздат, 1972, 352 с.
- [2] Ламб Г. Гидродинамика. М. – Л.: ОГИЗ ГИТТЛ, 1947, 928 с.
- [3] Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. т. 1. М.: ГИТТЛ, 1955, 560 с.
- [4] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 736 с.
- [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, 620с.
- [6] Линь Цзя-Цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М.: ИЛ, 1958, 194 с.
- [7] Джозеф Д. Устойчивость движений жидкости. М.: Мир, 1981, 638 с.
- [8] Гидродинамическая неустойчивость. М.: Мир, 1964, 372 с.
- [9] Йосс Ж., Джозеф Д. Элементарная теория устойчивости и бифуркаций. М.: Мир, 1983, 300 с.
- [10] Понтрягин Л.С. Обыкновенные дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1982, 331 с.
- [11] Сыроватский С. И. Об устойчивости тангенциальных разрывов в магнитогидродинамической среде. ЖЭТФ, т. 24, вып. 6, 1953, сс. 623 – 630.
- [12] Talwar S. P. Hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary. J. Geophys. Res., 1964, v. 69, pp. 2707 – 2713.
- [13] Fejer I. A. Hydromagnetic stability at a fluid velocity discontinuity between compressible fluids. Phys. Fluids. 1964, v. 7, p. 499.
- [14] Gervin R. A. Stability of the interface between two fluids in relative motion. Rev. Mod. Phys., 1968, v. 40, N 3, pp. 652 – 658.

# კელვინ-ჰელმჰოლცის არამდგრადობის საკითხისათვის დელაპიწის მაგნიტოსფეროში

ა. გველესიანი

რეზიუმე

განიხილება მაგნიტოჰიდროდინამიკური არამდგრადობის წრფივი თეორიის ზოგიერთი შედეგი კელვინ-ჰელმჰოლცის კუმულირებული პლაზმის არამდგრადობის შემთხვევისათვის, რომელთა სარწმუნოება არ უნდა იწვევდეს ეჭვს.

## **To the problem of the Kelvin-Helmholtz instability in the Earth's magnetosphere**

A. Gvelesiani

**Abstract**

Here it is discussed some results of the linear theory of the magnetohydrodynamical instability of the compressible plasma in the case of Kelvin-Helmholtz's instability reliability of which does not cause doubt.

## Некоторые аспекты проблемы магнитного геодинamo и геодинамики

А. И. Гвелесани<sup>\*</sup>, Р.А. Цицкишвили<sup>\*\*</sup>, А.Р. Цицкишвили<sup>\*\*\*</sup>

<sup>\*</sup>380193 Грузия, Тбилиси, ул. М. Алексидзе, 1, Институт геофизики АН Грузии,  
e-mail, <anzor\_gvelesiani@yahoo.com>

<sup>\*\*</sup>380143 Грузия, Тбилиси, Университетская ул., 2, им. Ив. Джавахишвили Тбилисский  
государственный университет, Механико-математический факультет,

<sup>\*\*\*</sup>380193 Грузия, Тбилиси, ул. М. Алексидзе, 1, Институт математики им. А. Размадзе  
АН Грузии

### I. Проблема магнитного геодинamo

1. Не останавливаясь на перечислении и анализе существующих гипотез и доказанных теорем, относящихся к проблеме земного гидромагнитного динамо, достаточно хорошо известных для того, чтобы требовать рассмотрения здесь, сразу же отметим одно несомненное обстоятельство, что до сих пор ни одна из многочисленных гипотез не может удовлетворительно объяснить происхождения и механизма действия геомагнитного динамо (ГМД) [1 - 9].

В первом приближении магнитное поле Земли представляется в виде поля, созданного простым диполем, помещённым вблизи центра Земли и наклонённым под углом около  $11.5^\circ$  к оси вращения Земли. Прямая линия, соединяющая два геомагнитных полюса, проходит мимо центра Земли на расстоянии в несколько сот километров от него.

Здесь предлагается астрономическая модель механизма действия ГМД [10].

2. Как известно, электрический ток в металлах представляет собой упорядоченное движение свободных электронов, доказанное экспериментально опытами Толмена и Стюарта [6]. Ускоренное движение металлического проводника порождает в нём электрический ток. Твёрдое металлическое ядро Земли находится при высокой температуре, поэтому электроны в нём перемещаются в большем количестве и более свободно, чем при обычных условиях. Металлическое ядро Земли (с радиусом около 1300 км) движется всё время ускоренно по эллиптической орбите, в одном из фокусов которой находится Солнце. Одновременно Земля вместе с ядром вращается равномерно вокруг своей оси. Причём, Земля от афелия до перигелия движется с положительным ускорением, а от перигелия до афелия - с отрицательным ускорением. При этом, что весьма важно, направление оси вращения Земли остаётся неизменным. Ускоренное движение Земли по орбите Земли порождает упорядоченное движение свободных электронов в её металлическом ядре. Движение свободных электронов в металлическом ядре происходит против направления движения часовой стрелки (и дополнительно в жидком ядре, её движением под напором твёрдой коры), если смотреть на Землю с северного полюса. Таким образом, в ядре Земли должен появиться электрический ток, порождающий магнитное поле Земли.

Отметим ещё один момент: из-за лунного притяжения твёрдое ядро давит на жидкую оболочку ядра в виде катящегося шара-катка в процессе вращения Земли, что

может привести к вращательному движению жидкой оболочки, образованию вихрей, волн сжатия и медленных волн Россби.

3. Магнитные поля распространены во вселенной. Из предложенной астрономической модели может быть объяснена изменчивость геомагнитного поля, её колебания и ряд процессов, происходящих внутри Земли и на её поверхности.

Несколько слов о прецессионных взаимодействиях с ядром Земли. Ядро Земли обладает меньшей эллиптичностью, чем мантия Земли. Поэтому при прецессии Земли Луна и Солнце воздействуют на мантию Земли с большими крутящими моментами, чем на ядро Земли. Чтобы мантия и ядро Земли прецессировали вместе, мантия должна действовать на ядро с некоторым крутящим моментом. Учётом крутящего момента, ввиду его слабости, вряд ли можно объяснить порождение магнитного поля Земли. Но прецессия, как результат взаимодействия Луны и Солнца с Землёй, вызывает изменение направления оси вращения Земли. Ось вращения Земли прецессирует таким образом, что полюс мира описывает вокруг полюса эклиптики малый круг радиуса  $23,5^{\circ}$  с периодом около 26 000 лет. В настоящее время орбита Земли растянута незначительно ( $\sim 0.01$ ). Согласно расчётам Леверье за последние сто тысяч лет значение эксцентриситета (отношения расстояния между полюсами к длине большой полуоси) орбиты Земли колебалось в пределах от 0.01 до 0.06. Д. Кроль установил циклический характер изменения эксцентриситета, а именно, что интервалы времени большой растянутости орбиты Земли ( $\sim 0.06$ ) составляли несколько десятков тысяч лет, чередуясь с такой же длительности интервалами времени орбиты Земли с эксцентриситетом  $\sim 0.01$ . При этом Кроль опирался на прецессионные циклы и циклы изменения формы орбиты Земли. М. Миланкович получил внушительные результаты, пользуясь тремя астрономическими факторами: изменение эксцентриситета земной орбиты, прецессионные циклы и наклон оси вращения Земли ( $23.5^{\circ} \pm 1.5^{\circ}$ ), [10].

4. Для обоснования предлагаемой астрономической модели геомагнитного динамо необходимо использовать эти факторы – периодические циклы изменения эксцентриситета, прецессию и наклон оси вращения Земли. Далее следует установить связи между фактами, перечисленными ниже, согласно [7]. Величина поля магнитного диполя изменяется около среднего значения, близкого к современному. Известно, что только один период такого колебания магнитного диполя составляет  $\sim 8\,000$  лет. Минимальное значение дипольного поля примерно в два раза меньше наибольшего значения. Продолжительность одной полярности диполя в среднем составляет около  $2 \cdot 10^5$  лет. Более ранние периоды были  $10^6$ ,  $10^7$  лет. Геомагнитные изменения представляют собой сложную автоколебательную систему, которая характеризуется определённым спектром колебаний. Теория и эксперимент доказывают, что в спектре этих колебаний содержатся частоты трёх значительно различающихся величин: 1) основная частота с периодом около  $7.5 \cdot 10^3$  лет; 2) ряд колебаний средних частот с периодом  $\sim 10^3$  лет (период западного дрейфа); 3) колебания высоких частот с периодами  $\sim 10^3$  лет и менее. Даже среднее геомагнитное поле (осевой диполь) не является стационарным, а колеблется с периодом  $\sim 7.5 \cdot 10^3$  лет.

Обоснованными являются средние периоды колебаний геомагнитного поля, имеющие значения  $\sim 10^3$  лет, и, в частности, периоды, равные 550, 700, 1200, 1800 и 7000 лет и др. Эти цифры приводятся для увязки их с периодами прецессии, с периодами изменения эксцентриситета орбиты Земли, с периодами наклона оси вращения Земли. Наконец, принимая во внимание вышесказанное и результаты работы [9], нужно учесть все факторы изменения параметров геомагнитного динамо.

## II. Проблема геодинамики

1. Выше обсуждался новый возможный механизм генерации геомагнитного поля на основе эффекта Стюарта-Толмена, обусловленного неравномерным вращением Земли вокруг Солнца и вращательным по часовой стрелке движением в жидкой коре Земли под действием и напором металлического ядра, как катка [10].

Естественно, что для получения значимых результатов необходим учёт сложной картины полей температурных напряжений в многослойной, различной толщины, сферической среде с усложнёнными граничными условиями на поверхностях геодных оболочек. Математикам, работающим в области теории упругости, хорошо известны математические трудности, возникающие при решении подобных задач. Поэтому они вынуждены прибегать к различным упрощённым моделям. Вместе с тем следует учесть собственные и вынужденные колебания отдельных оболочек. Эти вопросы в настоящей работе не рассматриваются.

Ниже в геодинамическом аспекте будет рассматриваться вопрос о взаимодействии между небесными телами, причём, в отличие от [7, 9, 11 - 13], рассматриваются силы и эффекты, дополняющие геодинамическую картину возможных последствий их действия; учитываются неравномерность вращения Земли вокруг Солнца и её гравитационное взаимодействие с Луной и Солнцем. Силы притяжения Луны и Солнца действуют на Землю и образуют приливные выступы на поверхностях океанов и морей и заставляют их двигаться по направлению движения часовой стрелки [14].

2. Благодаря действию силы притяжения Луны на Землю, с двух диаметрально противоположных сторон на поверхности Земли возникает плавное поднятие уровня океана на несколько десятков сантиметров. Это правило часто нарушается, так как Земля покрыта не только океанами и морями, а также сушей со сложной формой очертаний континентов и островов. Между местами поднятия происходит соответственно опускание уровня океана. Благодаря вращению Земли эти места поднятия и опускания перемещаются по поверхности Земли. Плавно поднятый горб – это трёхмерное тело. Если через точку максимальной толщины провести меридианную плоскость, в сечении получим луночку. При движении Земли вокруг своей оси Луна притягивает горб луночки. Так как Земля вращается вокруг своей оси быстрее, чем Луна обращается вокруг Земли (28 раз), силы притяжения, действующие на луночку-горб, вынуждают её двигаться по направлению движения часовой стрелки. Земля вращается против направления движения часовой стрелки. Это весьма существенное обстоятельство. Если считать, что большой горб находится в северном полушарии, тогда маленький горб будет находиться в нижнем полушарии, или, наоборот, маленький горб может находиться в северном полушарии, а большой горб в нижнем полушарии. Здесь заметим, что когда маленький горб находится в южном полушарии, то он тоже движется по часовой стрелке, если смотреть на Землю со стороны южного полюса. Луночки на теле Земли появляются приблизительно в пределах широт ( $-75^{\circ}$ ,  $75^{\circ}$ ). Когда большая луночка перемещается в северном полушарии, тогда маленькая луночка перемещается в южном полушарии. Такой вариант допускается, когда Луна находится в северном полушарии. А когда маленькая луночка находится в северном полушарии эклиптики, тогда большая луночка находится в южном полушарии. Такой вариант допускается, когда Луна находится в южном полушарии эклиптики.

Следует учитывать и солнечные приливные луночки-горбы, хотя их амплитуды в три раза меньше лунных. Мы учитываем также совместное вращение Луны и Земли вокруг Солнца. Когда большой горб находится в южном полушарии, тогда маленький горб окажется в верхней полусфере Земли. Лунные и солнечные горбы инегда суммируются. Это может случиться тогда, когда Солнце, Луна и Земля находятся на одной линии.

3. Можно думать, что основные поверхностные течения Мирового океана создаются постоянно действующими лунно-солнечными силами в виде лунных горбов, которые вращаются постоянно по часовой стрелке на теле Земли. Весьма любопытно, что следуя траектории Луны в указанном выше интервале широт, можно заметить, что приливные горбы следуют по траекториям известных течений в Мировом океане и, по-видимому, накладываются на них.

Следуя лунной траектории, можно заметить, что приливные горбы описывают траектории хорошо известных поверхностных течений Мирового океана как в северном, так и в южном полушариях, и они накладываются друг на друга.

Когда большая луночка перемещается вдоль экватора, тогда образуется экваториальное движение и возникает соответственно противотечение, вызванное маленькой луночкой. Если большая луночка перемещается в северной части, тогда образуются Северное Пассатное и Канарское течения, Гольфстрим, Северо-Атлантическое и Норвежское течения. В эту схему не входит течение Ирмингера, Восточно-Гренландское и пр. течения, так как они косвенно порождены движениями луночек, но и другими причинами, которые связаны с очертаниями или границами множеств островов и проливов и др. причинами. Почти симметричное движение возникает ниже экватора, только движение осуществляется в противоположном направлении. Здесь имеем Бразильское течение, течение Западных Ветров, Южное Пассатное течение, течение Мыса Игольского, экваториальное противотечение, Северное Пассатное течение, Куроисио, Северо-Тихоокеанское Калифорнийское течения, Южное Пассатное, Восточно-Австралийское, Перуанское и течение Западных Ветров и т.д. Совершенно аналогичное поверхностное движение имеем в Тихом океане как в его северной, так и соответственно в южной частях (Рис. 1).

Вблизи северного и южного полюсов направления течений поверхностных вод совпадают с направлением вращения Земли против часовой стрелки, если соответственно смотреть со стороны полюсов.

Всё вышеизложенное может быть полностью распространено на движение солнечных приливных горбов. Перечисленные поверхностные течения Мирового океана, вызванные приливными силами Луны и Солнца, должны рассматриваться с учётом очертаний суши, температурных полей и др.

4. Аналогичные силы действуют и на твердую кору Земли, вызывая, естественно, слабее выраженные вздутия и углубления на ней. Благодаря вращению Земли, эти места поднятия и опускания уровня суши должны будут испытывать действие горизонтально направленных сил инерции. Что касается плит твёрдой коры различных размеров, то они, в зависимости от их массы, испытывают подобное действие Луны, видимо, наиболее эффективное для плит оптимальной массы (равных и несколько меньших по массе в сравнении с массой Луны), движение которых неизбежно приводит к землетрясениям.

5. Периодически повторяющиеся на орбите Земли процессы её торможения (от перигелия к афелию) и ускорения (от афелия к перигелию); приливные колебания твёрдой оболочки Земли; перманентное уменьшение угловой скорости вращения Земли; действие центробежных сил при винтовом движении вращающейся пары Земля-Луна вокруг их общего центра масс (направление оси вращения оставаться неизменным); неравномерность распределения масс; асимметрия рассматриваемых движений, деформации и формы Земли; несовместимость сферической и эллипсоидальной поверхностей с плоской поверхностью, не подверженных деформации, и т. д. – всё это в совокупности должно приводить, согласно теории устойчивости и сопротивления материалов, к неизбежной усталости и разрушению материала - твёрдой коры Земли, т.е. к землетрясению.



### III. Приливные эффекты

1. О роли лунного и солнечного притяжений в главном течении вод с востока на запад в океанах, геодинамических процессах и компенсационных перемещениях, вызванных действием инерционных сил, мы коснулись выше. Здесь же остановимся на их роли в движениях и взаимодействии литосферных плит Земли, что, как известно, в свою очередь вызывает землетрясения вблизи границ последних.

В связи с вопросом об асимметричности поверхности земной суши относительно экваториального сечения Земли заметим, что, по-видимому, она связана с наклоном её оси вращения к эклиптике и движением вокруг Солнца.

2. Вышеприведённые рассуждения нам должны помочь для определения дополнительных сил, действующих на тектонические плиты. Как известно, непосредственно под литосферными плитами, в самой верхней части мантии находится тонкий слой горячего, местами расплавленного вязкого вещества (астеносфера), по которому и скользят плиты. В отдельных местах, скажем, в Срединно-Атлантическом хребте расплавленный материал выдавливается из астеносферы вверх в литосферу, где остывает и образует новую кору. Например, этот процесс отодвигает Южно-Американскую плиту от Африканской, а Северо-Американскую – от Евразийской. Описанный процесс называется разрастанием океанского дна. Эти силы, главные, которые вызывают перемещение и столкновение тектонических плит. Но кроме этих сил существуют силы притяжения Луны и Солнца, действующие на тектонические силы. Бесконечно малое замедление или ускорение вращательного движения Земли из-за асимметричности суши относительно экватора, могут появиться дополнительные напряжения и крутящие моменты вблизи экваториальной плоскости. Эти силы будут накладываться на давление, вызванные морскими течениями с востока на запад. На течения, вызванные контурами континентов и островов.

3. Океанскими течениями переносится огромная масса воды на многие тысячи километров. Сколько воды занято в этом огромном круговороте? Один только Гольфстрим переносит её приблизительно в 20 раз больше, чем все реки Земли. Ясно, с какими силами мы имеем дело. Между движущимися океанскими водами и тектоническими плитами возникают напряжения. Для примера возьмём северо- и южно-американский континенты. Вокруг этих континентов движутся поверхностные воды океанов. Движущиеся воды Атлантического океана с востока на запад вследствие притяжения Луны и Солнца взаимодействуют с континентом Северной Америки и стремятся повернуть Северо-Американский континент против направления движения часовой стрелки, а воды поверхностных океанских течений стремятся повернуть континент Южной Америки по направлению движения часовой стрелки. Указанные движения океанских вод создают вокруг обоих континентов Америки крутящие моменты сил. До определённого момента времени крутящие моменты сил будут увеличиваться, а затем в конце-концов произойдёт срыв, что вызовет землетрясение. Аналогично можно рассмотреть другие литосферные плиты. Например, движущиеся воды Атлантического океана стараются повернуть Северную Америку против часовой стрелки, аналогично тихоокеанское течение стремится повернуть против часовой стрелки свой американский континент. Силы течения океанских вод стараются повернуть континент Южной Америки в сторону движения часовой стрелки. В сумме эти силы стараются отделить Северную Америку от Южной Америки. Вследствие этого к этим силам добавляется действие силы притяжения Луны: если Луна находится в северном полушарии, тогда сила притяжения, направленная на запад, будет действовать на континент Северной Америки с большей силой, чем на континент Южной Америки. Силы кручения накапливаются на глубине континента Северной Америки будут действовать компенсационные силы, которые будут стараться вернуть континент в прежнее положение. Здесь будет происходить срыв или скольжение Северо-американской плиты. Подобные силы стремятся замедлить

движение Земли вокруг своей оси. В этом случае плиты по инерции будут продолжать движение с запада на восток. Гигантский материк Евразии по инерции будет стремиться подмять под себя Японскую плиту и её соседей.

4. Следует принять во внимание следующий вариант: в Восточно-тихоокеанском поднятии образование новой коры приводит к раздвиганию плит Тихоокеанской и Наска. В результате процесса раздвигания медленно движущиеся плиты сталкиваются друг с другом в других местах. В зонах столкновения поднимаются горные системы, возникают вулканы и другие явления. А если вести рассуждения наоборот, например Южный континент Америки стремится повернуться по направлению движения часовой стрелки. Тогда он будет сталкиваться с плитой Наска, вследствие чего Южно-Американская плита будет стремиться надвинуться на плиту Наска, а потом можно провести известные рассуждения о поднятии гор Анд, о глубоких землетрясениях и т.д. А в прилегающей зоне с севера (Северо-Американская плита) и с юга (Южно-Американская плита) закручивают Центрально-Американский жёлоб с одной стороны и вытесняют Карибскую плиту – с другой. Кроме вышеуказанных сил нужно учесть силы притяжения Луны и Солнца, действующие непосредственно на северный и южный континенты, на Центрально-Американский жёлоб и Плиту Кокос. А если окажется, что эти силы достаточны для сдвига с места вышеуказанных плит, то налицо нарушение равновесия, - и произойдёт землетрясение в указанном регионе. Аналогичные рассуждения можно провести применительно к другим тектоническим плитам и жёлобам (напр., Зондский, Филиппинский, Японский и др.).

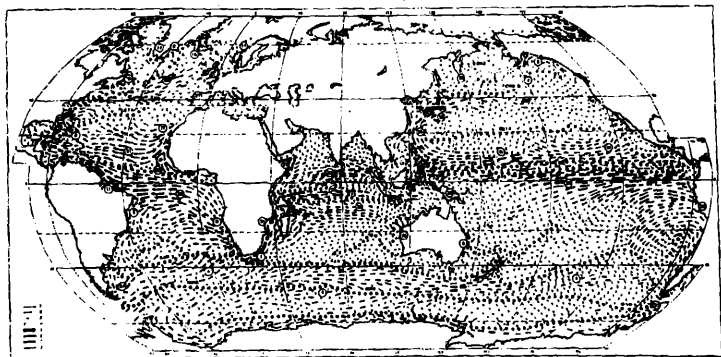


Рис. 1. Схема средних многолетних течений Мирового океана для зимы северного полушария (Schott, 1943), [11].

## Литература

- [1] Паркер Е. Н. Космические магнитные поля, тт. 1, 2. М.: Мир, 1982, 608с., 479 с.
- [2] Моффат Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. М.: Мир, 1980, 340 с.
- [3] Паркинсон В. Д. Введение в геомагнетизм. М.: Мир, 1986, 528 с.
- [4] Каулинг Т. Магнитная гидродинамика. М.: ИЛ, 1975, 132 с.
- [5] Яновский Б. М. Земной магнетизм. Л.: ЛГУ, 1959, 482 с.
- [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, 620 с.

- [7] Жарков В. Н. Внутренняя структура земли и планет. М.: Наука, 1983, 415 с.
- [8] Буссе Ф. Г. Магнитная гидродинамика геодинamo. Механика. N 33, Вихри и волны. М.: Мир, 1984, сс. 199 – 223.
- [9] Долгинов М. М. О движущей силе планетных динамо. Доклады РАН, 1994, т. 335, сс. 784 – 788.
- [10] Gvelesiani A., Tsitskishvili R, Tsitskishvili A. On the mechanism of the Earth's hydromagnetic dynamo. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8B, pp. 146 - 148.
- [11] Океанология. Физика океана, т. 1 под ред. В. М. Каменковича и А. С. Моница. М.: Наука, 1978, 455 с.
- [12] Океанология. Геофизика океана, т. 2 под ред. О. Г. Сорохтина. М.: Наука, 1979, 416 с.
- [13] Гир Дж., Шах Х. Зыбкая твердь. М.: Мир, 1988, с. 125.
- [14] Gvelesiani A., Tsitskishvili R, Tsitskishvili A. Some aspects of the Earth's dynamics in light of the tidal forces. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8A, pp. 117 – 119.

(Поступила в редакцию 20 декабря 2003 г)

## მაგნიტური გეოდინამოს და გეოდინამიკის პრობლემების ზოგიერთი ასპექტი

ა. გველესიანი, რ. ციციქიშვილი, ა. ციციქიშვილი

### რეზიუმე

1. შემოთავაზებულია ვეგომაგნიტური ველის გენერირების, დედამიწის საკუთარი ღერძის გარშემო ბრუნვის და ელიპსურ ორბიტაზე მზის გარშემო მოძრაობისას, ახალი შესაძლო პერმანენტულად მოქმედი მექანიზმი, დაკავშირებული სტიუარტ-ტოლმანის ელექტრომაგნიტურ ეფექტთან დედამიწის აჩქარებული და შენელებული მოძრაობის დროს.

2. შემოთავაზებულია მიწისძვრების სტიმულირების შესაძლო მექანიზმი, განპირობებული დედამიწის ფორმის და მასათა განაწილების ასიმეტრიით, განხილული მოძრაობების, დეფორმაციების, სხვადასხვა სახის გეოდინამიკური, მიმოქცევითი და ტალღური მოძრაობების ოკეანეებსა, დედამიწის მყარ ქერქსა და თხევად ბირთვში, ასიმეტრიით და ბრტყელ ზედაპირთან სუერული და ელიპსოიდალური ზედაპირების შეუთავსებლობით, როდესაც დეფორმაციებს არა აქვს ადგილი.

## Some aspects of the magnetic geodynamo and geodynamics problems

A. Gvelesiani, R. Tsitskishvili, A. Tsitskishvili

### Abstract

1. It is suggested a new permanently acting mechanism of the magnetic field generation during both the Earth's rotation about its axis and circulation around the Sun, connected with the electromagnetic Stuart-Tolman effect both during the accelerated and

slowed down motions of the Earth. It is interesting to consider the problem with well-known various variations of the geomagnetic field.

2. It is suggested a possible mechanism of stimulation of the earthquakes, determined by asymmetry of the Earth's form and the mass distribution, both by asymmetry and periodicity of considered motions, deformations, various kind of the geodynamical, tidal and wave motions in the oceans, solid crust, and liquid core, incompatibility of the spherical or ellipsoidal surface with plane surface when deformations don't take place.

## Классическая теория подобласти плавучести турбулентной проводящей атмосферы

А. И. Гвелесиани

1. Вывод основных характеристик среды с развитой турбулентностью

1.1. В проблеме энергобюджета верхней и нижней атмосферы турбулентность мезосферы и нижней термосферы всё ещё остается „белым” пятном. В рассматриваемых областях атмосферы и в других плазменных средах с развитой турбулентностью важен учёт сил обычной и магнитной плавучести. В данной работе турбулентная среда рассматривается как ансамбль альфвеновских волн и волн плавучести. Здесь предпринята попытка обобщения известных достижений классической теории турбулентности нейтральной и электропроводящей атмосфер на основе [1 – 8], а также результатов [9 – 11]. Знание структуры турбулентности и ее параметров при различных гелиогеофизических условиях важно для соответствующих геофизических исследований, практических работ по дальней радиосвязи, астрономических наблюдений и др. [1 – 9].

1.2. Методом подобия и анализа размерностей для характерных значений флуктуаций подобласти плавучести турбулентной нейтральной атмосферы получаем выражения:

$$l_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{3/4} \omega_b^{-1} \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2}, v_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/4} \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2}, \theta_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-1/4} \omega_b \left(\frac{\varepsilon}{\omega_b}\right)^{1/2} \frac{\theta}{g},$$

$$\omega_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-1/2} 2\pi\omega_b, \tau_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/2} \omega_b^{-1}, P_* = \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{1/2} \frac{\rho\varepsilon}{2\omega_b}, \frac{\nabla\bar{P}_*^2}{\rho^2} = 183 \left(\frac{Ri_{*cp}}{0.81}\right)^{-3/2} \varepsilon \omega_b, (1)$$

где

$l_*$  – характерный масштаб вихрей,  $v_*$  – скорости,  $\theta_*$  – температуры,  $\omega_* = \frac{2\pi v_*}{l_*}$  – частоты

$\tau_* = \frac{v_*^2}{\varepsilon}$  – времени диссипации турбулентности,  $P_*$  – давления,  $\frac{\nabla\bar{P}_*^2}{\rho^2}$  – среднего квадрата

градиента давления;  $\rho$  – плотность воздуха.  $\varepsilon$  скорость диссипации турбулентности,  $\frac{g}{\theta}$

параметр плавучести Архимеда,  $N = \frac{v_T}{Ri_{*cp}} \left(\frac{d\theta}{dz}\right)^2$  скорость турбулентной диссипации тепла,

$g$  – ускорение силы тяжести,  $\theta$  – потенциальная температура,  $v_T = \frac{0.81\varepsilon}{\omega_B^2}$  – коэффициент

турбулентной вязкости,  $Ri_{*cp}$  – критическое значение числа Ричардсона,  $\omega_B^2 = \frac{g}{\theta} \frac{d\theta}{dz}$  – квадрат частоты Брэнта – Вайсля.

Для расчета характеристик турбулентности подобласти плавучести используем трехмерное спектральное распределение энергии  $E(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$  [9], обозначив их индексом 1. Интегрируя в интервале от вязкой подобласти ( $k \rightarrow \infty$ ) до подобласти плавучести с волновым числом  $k_1 = \omega_1 v_1^{-1}$ , где полагается  $\omega_1 = \omega_B$ , получим:

$$v_1^2 = \alpha \epsilon^{2/3} (v_1 / \omega_B)^{2/3}. \quad (1.2)$$

Отсюда  $\epsilon = \alpha^{-3/2} v_1^2 \omega_B$ , тогда  $\frac{v_1}{\epsilon} = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}$ , но в то же время  $\frac{v_1}{\epsilon} = \alpha \epsilon^{-1/3} k_1^{-2/3}$ .

Приравняв правые части и имея в виду, что  $k = \frac{2\pi}{l_1}$ ,  $v_1 = \frac{\omega_B}{2\pi}$ ,  $\tau = \frac{v_1^2}{\epsilon}$ , для  $\theta_1$ , по

аналогии с  $\theta_* = \frac{v_*^2}{l_* g}$ , окончательно получаем:

$$l_1 = 2\pi \alpha^{3/4} \frac{1}{\omega_B} \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B}}, \quad v_1 = \alpha^{3/4} \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B}}; \quad (1.3)$$

аналогично зависимости  $\theta_*$  от параметров  $l_*$  и  $v_*$  имеем:  $\theta_1 = \frac{v_1^2}{l_1 g}$ , откуда непосредственно получаем:

$$\theta_1 = \frac{1}{2\pi} \alpha^{3/4} \omega_B \sqrt{\frac{\epsilon}{\omega_B g}}, \quad \omega_1 = \omega_B, \quad \tau_1 = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}, \quad P_1 = \frac{\rho \alpha^{3/2} \epsilon}{2 \omega_B}, \quad \frac{\overline{\nabla P_1^2}}{\rho^2} = \frac{183}{(2\pi)^3} \epsilon \omega_B. \quad (1.4)$$

Между характеристиками, обозначенными звездочками и индексом „1“, получаются соотношения (где  $Ri_{*1} = 1/4$ ):

$$l_1 = 2\pi (1,8)^{3/2} \alpha^{3/4} l_*, \quad v_1 = (1,8)^{1/2} \alpha^{3/4} v_*, \quad \theta_1 = 2\pi (1,8)^{3/2} \alpha^{-3/4} \theta_*, \quad (1.5)$$

$$\omega_1 = (2\pi \cdot 1,8)^{-1} \omega_*, \quad \tau_1 = 1,8 \alpha^{3/2} \tau_*, \quad P_1 = 1,8 \alpha^{3/2} P_*, \quad \frac{\overline{\nabla P_1^2}}{\rho^2} = \frac{1}{(2\pi \cdot 1,8)^3} \frac{\overline{\nabla P_*^2}}{\rho^2}.$$

очевидно, что вместо потенциальной температуры можно брать абсолютную температуру  $T^\circ K$ ; для колмогоровской постоянной берётся значение  $\alpha \approx 1,6$  [9, 10].

Для описания неоднородностей вязкой подобласти и инерционного интервала были использованы колмогоровский микромасштаб,  $\eta = \sqrt[4]{\nu^3 \epsilon^{-1}}$  и внутренний масштаб турбулентности  $l_0 = a_0 \eta$ , где постоянная  $a_0 = 3$  [11], 5,5 [11], 7,4 [12] для нейтральной атмосферы и для электронной компоненты  $a_e \approx 9$  [13],  $l_{0e} \approx 9\eta$ . В мелкомасштабную

турбулентность вносится вклад и от пульсаций температуры  $\eta_T = \sqrt[4]{\frac{\nu^3}{\epsilon}} = \eta Pr^{-3/4}$ , где

$Pr = \frac{\nu}{\chi}$  - число Прандтля. Для воздуха  $Pr \approx 0,7$ ;  $\eta_T \approx 1,3\eta$  находится в вязкой подобласти турбулентности, порядка колмогоровского микромасштаба. Параметры вязкой подобласти связаны соотношением  $\nu \eta / \nu = 1$ , отсюда  $\nu = \frac{\nu}{\eta}$  и  $\omega = \frac{2\pi \nu}{\eta}$ . В вязкой подобласти

использовались: колмогоровский микромасштаб  $\eta = (\nu^3 \epsilon^{-1})^{1/4}$ ; температурные

неоднородности  $\eta_T = \eta Pr^{-3/4} \approx 1,3\eta$ ,  $\theta' = \eta_T \omega_B^2 \frac{\theta}{g}$ . Для зависимости между  $\varepsilon$  и

$v_T$ :  $\varepsilon = C v_T (v_\eta \eta^{-1})^2$ , используя  $v_\eta \eta^{-1} = \frac{\omega_B}{2\pi}$ , получаем  $v_T = \frac{(2\pi)^2}{C} \frac{\varepsilon}{\omega_B^2}$  или

$v_T = C' \varepsilon \omega_B^{-2}$ , где  $C' = 0,81$ , [14]; откуда  $C \approx 49$  и  $\varepsilon = 49 v_T (v_\eta \eta^{-1})^2$ ; для условий

равновесия сил вязкости и инерции ( $Re = 1$ )  $\omega_1 = \frac{2\pi v_1}{\eta}$ ,  $v_1 = \frac{v}{\eta}$ ,  $\tau_1 = \frac{2\pi}{\omega_1} = \frac{\eta^2}{v}$ . Для

области плавных возмущений скорости  $l \ll \eta$  [15] имеем:  $v_\eta = \frac{\Delta u}{L} \eta Re^{1/2}$ , где

$Re = \Delta u L v^{-1}$  – число Рейнольдса потока,  $L$  – внешний масштаб,  $\Delta u$  – изменение скорости потока на расстоянии  $L$ . Рассчитаем характерное время  $\tau = v_\eta^2 \varepsilon^{-1}$ , используя

вычисленное выше значение  $v_\eta$  и формулу  $\varepsilon = (\Delta u)^3 L^{-1}$ ; получаем  $\tau = \eta^2 v^{-1}$ , совпадающее с полученной выше формулой для времени диссипации микромасштабных неоднородностей.

В инерционном интервале использовался внутренний масштаб турбулентности  $l_0 = a_0 \eta$ , где  $a_0$  – постоянная. Для нее берется уточненное значение  $a_0 = 7,4$  [14, 12]

интервал частот спектра турбулентного движения  $\left( \omega_L = \frac{2\pi u}{L}, \omega_\eta = \frac{2\pi u}{\eta} \right)$ , где  $u$  –

средняя скорость потока воздуха [15]. На данных высотах электронная концентрация является пассивной примесью и масштабы ее пульсаций определяются турбулентностью

атмосферы: можно использовать  $l_0 \sim 9\eta_\varepsilon$ , где  $\eta_\varepsilon = (D^3 \varepsilon^{-1})^{1/2}$ , а  $D$  – коэффициент

амбиполярной диффузии плазмы, который пропорционален  $v$ , и тогда  $l_{0,\varepsilon} \approx 9\eta$  [13]

оказывается несколько большей нижней границы инерционного интервала  $l_{0,\varepsilon} \approx 1,2 l_0$ .

На более высоких уровнях плазменные неоднородности уже могут вызываться различного рода (градиентно-дрейфовой, двухпотоковой) неустойчивостями плазмы (со значением спектрального индекса  $\xi \approx 0$ ). Последний вопрос здесь не рассматривается.

1.3. Рассчитанные по приведенным выше формулам значения характеристик турбулентности на уровнях области D высокоширотной ионосферы даны в таблицах 1 – 6 для трех случаев геомагнитной возмущенности: слабой, средней и высокой. Из таблиц видно, что во всех случаях рассмотренных условий масштабы неоднородности длины вязкой подобласти и инерционного интервала монотонно растут с высотой. Мелкомасштабные неоднородности:  $\eta = 0,31 - 10,4$  м,  $l_0 = 2,3 - 77$  м (случай 1);  $\eta = 0,68 - 8,84$  м и  $l_0 = 5 - 66$  м (случай 2);  $\eta = 0,23 - 9,65$  м и  $l_0 = 1,7 - 71,4$  м (случай 3). Что же касается параметров  $l_1$  и  $l_1$ - плавучести, там в вертикальных профилях имеются экстремумы. Случай 1 на высотах  $h_{\min} = 67$  км, 75 км и 90 км имеется минимум  $l_1^{\min} = 9,6$  м, 11,5 м и 6,5 м;  $l_1^{\min} = 201$  м, 239,3 м и 135,85 м на высотах  $h_{\max} = 60$  км, 70 км, 77 км и 85 км – соответственно максимум  $l_1^{\max} = 23,7$  м, 14,3 м, 16,8 м и 284,5 м;  $l_1^{\max} = 496$  м, 300 м, 351 м и 5972 м. Случай 2  $h_{\min} = 62$  км, 67 км и 75 км,  $l_1^{\min} = 3,74$  м, 3,37 м и 3,90 м;  $l_1^{\min} = 77,97$  м, 70,16 м и 81,82 м. Случай 3  $h_{\min} = 65$  км, 70 км, 80 км и 90 км,

$l_1^{\min} = 15,57$  м, 19,69 м, 17,15 м и 2,74 м;  $l_1^{\max} = 325,8$  м, 411,3 м, 358,4 м и 266,2 м;  $h_{\max} = 60$  км, 67 км, 72 км и 85 км -  $l_1^{\max} = 688,4$  м, 506,1 м, 533,5 м и 1198 м;  $l_1^{\max} = 32,87$  м, 24,23 м, 25,53 м и 57,43 м. Следует отметить, что в **случае 1** на высоте  $h = 85$  км имеет место неустойчивость, обусловленная температурной стратификацией. Здесь  $\omega_B^2 < 0$  [56]; в **случае 2**  $\omega_B^2 < 0$  на высоте  $h = 61$  км; а в **случае 3**  $\omega_B^2 < 0$  на высоте 83 км; поэтому на этих высотах расчетные значения  $l_1$  и  $l_1$  получились сильно завышенными, и их значения не могут быть приняты за корректные.

Нетрудно видеть из расположения  $\eta$ ,  $l_0$ ,  $l_1$ , что в **случаях 1 и 3** имеется мелкомасштабная турбулентность наряду с крупномасштабными вихрями, а последняя даже переходит в подобласть плавучести  $\eta < l_0 < l_1$ . **Случай 2** по этому признаку не содержит инерционного интервала, там к вязкой подобласти примыкает подобласть плавучести. Следует также отметить, что в последнем случае наблюдаются очень низкие значения скорости энергии  $\epsilon$  и коэффициента турбулентной вязкости  $\nu_T$  [16]. Можно заключить, что энергия турбулентности затрачивается на преодоление сил плавучести полностью, поэтому  $\epsilon$  оказывается очень малой, и не исключено, что стратификация способствует разрушению турбулентности;  $\nu_T$  также очень мал. Полученный результат согласуется с предположением [56] о возможном отсутствии инерционного интервала. В случаях же 1 и 3 он присутствует, и в этих случаях  $\epsilon$  и  $\nu_T$  имеют довольно большие значения, на порядок и выше, чем в случае 2. Наблюдаемые значения  $\eta$ ,  $l_0$ ,  $l_1$  или  $l_1$  также по порядку близки к расчетным; хотя наблюдения здесь не имеют систематического характера, приводится интервал размеров масштабов неоднородностей на отдельных высотах, относящихся к инерционному, и значение индекса спектрального распределения  $\xi \sim -5/3$  [16]. Эти сведения весьма скудны, даже и в специальных монографиях и программах MAP. Диаграммные данные [17, 18] согласуются с нашими расчетами.

Параметр  $l_1$  дает максимальный размер неоднородностей, обусловленный плавучестью и он ограничивает их диапазон, что хорошо видно из Таблиц 1–6 и формул.

Параметры  $\nu_*$ ,  $\theta_*$ ,  $\omega_*$ ,  $\nu_1$ ,  $T_1$ ,  $\omega_B = \omega_1$  имеют колебательный характер в высотном профиле с несколькими максимумами и минимумами и колеблются соответственно в диапазонах: **случай 1**:  $\omega_* = 0,17 - 0,29$  рад/с,  $\nu_* = 0,29 - 0,68$  м/с,  $\theta_* = 4,46 - 12,65^\circ$ ,  $T_1 = 0,04 - 0,10^\circ$ ,  $\nu_1 = 0,55 - 1,28$  м/с; **случай 2**:  $\omega_* = 0,02 - 0,24$  рад/с,  $\nu_* = 0,13 - 0,87$  м/с,  $\theta_* = 0,34 - 7,68^\circ$ ,  $T_1 = 0,01 - 0,03^\circ$ ,  $\nu_1 = 0,24 - 1,64$  м/с; **случай 3**:  $\omega_* = 0,18 - 0,29$  рад/с,  $\nu_* = 0,41 - 1,12$  м/с,  $\theta_* = 7,45 - 20,9^\circ$ ,  $T_1 = 0,04 - 0,16^\circ$ ,  $\nu_1 = 0,77 - 2,11$  м/с;

Для плазменных неоднородностей электронной концентрации расчеты дают соответственно монотонный рост с высотой пропорционально  $\eta$  в интервале высот от 60 км до 90 км. **Случай 1**: 2,61 – 88,91 м. **Случай 2**: 5,77 – 75,45 м. **Случай 3**: 1,95 – 82,37 м. Наибольшие значения  $\eta$  и  $l_0$ , выпадающие на долю **случая 2**, в котором вся область инерционного интервала перекрывается подобластью плавучести  $l_1$ , превосходят значения случаев 1 и 3 соответственно в 2 и 3 раза. По порядку величины они согласуются с данными [16, 19, 14, 18].

Для времен жизни  $\tau_1 = \alpha^{3/2} \omega_B^{-1}$  неоднородностей наибольшего масштаба  $l_1$  подобласти плавучести получаются для **случаев 1 – 3** соответственно следующие значения: 79 – 135 с; 90 – 158 с; 77 – 124 с. Для вязкой подобласти времена существования мелкомасштабных колмогоровских неоднородностей, соответственно по **случаям 1 – 3** располагаются в интервале: 0,3 – 7,9 с; 9,8 – 21,8 с; 1,1 – 26,0 .



1.4. Следует особо подчеркнуть, что не все параметры измерялись в специальных экспериментах программы средней атмосферы (МАР), и приведенные здесь таблицы, естественно, дают качественное представление о параметрах турбулентности в высокоширотной ионосфере. Согласие соответствующих параметров с наблюдаемыми значениями дает основание считать, что представленная картина восполняет результаты экспериментальных исследований Energy Budget Campaign 1980, опубликованных в [4].

Анализ показывает, что имеет место сужение или расширение инерционной зоны с высотой с геомагнитной возмущенностью. Введенные частоты плаучести и потенциальной температуры для характеристики всех параметров, представленных Обуховым – Большджаном, облегчает запись и использование их как для расчета, так и для более глубокого анализа. Здесь  $\omega_B$  выступает как выборочная частота для максимального размера неоднородностей плаучести, что предполагает возможность обратного определения  $\omega_B$  из наблюдаемых значений  $l_1$ .

Масштабы неоднородностей плаучести  $l$  и  $l_1$ , в отличие от  $\eta$  и  $l_0$ , не имеют тенденции к монотонному росту с высотой, они волнообразно меняются с высотой с несколько убывающей амплитудой (случай 1 и 3), и в случае 2 (если исключить высоты  $h = 60$  км и 90 км, где  $\omega_B^2 < 0$ ) имеется также волнообразное изменение с высотой с растущей амплитудой, а в интервале высот 62 – 75 км. Можно сказать, что масштабы неоднородностей меняются незначительно. Этот момент следует учесть во всех случаях геомагнитной возмущенности при сопоставлении их с наблюдаемыми значениями размеров плазменных неоднородностей. Например, на уровне  $h = 90$  км, согласно данным [19] в случае 2 при  $\xi = -5/3$  для электронной и ионной концентраций:  $l_e \approx 50 - 7000$  м,  $l_i \approx 10 - 7000$  м (переходя к  $\eta$ ,  $\ell_0$ ,  $\ell_1$  будем иметь соответственно  $\eta \approx 5,6$  м,  $\ell_0 = 3600$  м (по расчетам [1]  $\ell_0 \approx 48,6$  м,  $\ell_1 = 1863$  м  $\approx 2$  км, но [12]  $\ell_0 \approx 65$  м, т.е. согласие между расчетными и наблюдаемыми размерами неоднородностей вполне удовлетворительное.

В случае 3, при спектральном индексе  $\xi = -5/3$ ,  $\ell \approx 5,3 - 100$  м ниже 90 км; согласно расчетам  $h = 90$  км,  $\eta = 9,6$  м,  $\ell_0 = 71$  м. Как видим, указанные значения масштабов неоднородностей находятся в инерционном интервале и хорошо укладываются в колмогоровско-обуховский закон ( $-5/3$ ) развитой турбулентности. В случае 1, согласно измерениям  $\ell \sim 10 - 400$  м, и инерционная область должна сохраняться до  $h = 105$  км. Сопоставляя расчетные значения  $\ell$ , видим, что во всем инерционном интервале масштабы неоднородностей охватывают значения от  $\eta = 10,4$  м до  $\ell_1 \approx 136$  м; здесь также согласие с наблюдаемыми значениями вполне удовлетворительное: согласно наблюдениям [16] инерционная область ограничена слева вязкой подобластью, а справа подобластью плаучести.

Случай 2. Согласно наблюдениям [16] рост колмогоровского масштаба с высотой происходит примерно при постоянном значении переходного масштаба к подобласти плаучести. Теоретически это означает, что на некоторой высоте они могут сравняться и, таким образом, привести к исчезновению инерционной подобласти на больших высотах. По нашим расчетам хорошо видно, что переходный масштаб  $\ell$  уже занимает фактически всю инерционную область, начиная с высоты  $h = 62$  км до высоты  $h = 72$  км, затем несколько отодвигается вправо при  $h > 72$  км,  $\ell_0 < \ell_0^{M-A}$ , но  $\ell_0 < \ell_0^K$ ,  $\ell_0^{S-W}$  во всем интервале 60 – 90 км.

Как видим, случай 2 имеет необычное поведение. Эта необычность проявляется и в крупномасштабных циркуляционных движениях атмосферы: в частности, при малом значении  $v_T$  и больших средних скоростях ветра в турбообласти обнаруживается циклон-антициклонная пара вихрей – планетарная волна типа волн Россби [20].

Как уже отмечалось выше, на более высоких уровнях,  $h \geq 105$  км, плазменные неоднородности уже оказываются связанными не с гидродинамическим фактором – развитой турбулентностью при больших числах  $Re$ , – а с плазменными неустойчивостями. В частности, наблюдение белого шума на высотах  $h > 100$  км ( $h \sim 105$  км) в случае 2 [16, 19] не должно привести, согласно нашим расчетам, к полному исчезновению инерционной подобласти, тут  $\eta < \ell_0 < \ell_1$ ,  $< \ell_1$  (Табл. 3 – 6), поэтому наблюдаемое значение спектрального индекса  $\xi = 0$  авторы [16, 19] на наш взгляд справедливо ищут скорее не в механизме плазменной неустойчивости (двухпоточковая неустойчивость), а в возмущении, вносимом измерительной аппаратурой в изучаемую среду. Во всех случаях 1, 2 и 3 геомагнитных возмущений на уровнях  $\omega_B^2 < 0$ , связанных с гидродинамической неустойчивостью (большие значения  $\ell_1$  и  $\ell_2$ ), как известно, создаются условия, способствующие развитию турбулентности и восстановлению существовавшей ранее картины при устойчивой стратификации атмосферы.

## II. Энергетический спектр турбулентности мезосферы и нижней термосферы

2.1. Как известно, формула Колмогорова-Обухова, описывающая инерционную подобласть энергетического спектра турбулентности, известная как закон  $k^{-5/3}$ , была обобщена Новиковым и имеет вид [25]:

$$E(k) = c_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} (k \ell_0)^{2\alpha - \frac{4}{3}} e^{-\alpha(k/\ell_0)^\alpha}, \quad (1.6)$$

где  $E(k)$  – спектральная плотность кинетической энергии,  $\varepsilon$  – диссипация кинетической энергии,  $k$  – волновое число,  $\ell_0 = \eta$  – масштаб Колмогорова,  $c_1 \approx 1$ ;  $0,5 < \alpha < 2$ ,  $\alpha = 2\sqrt{\alpha^2 - \alpha} + 1$ ,  $\varepsilon = \varepsilon_0 \left[ 1 + (k/k_\alpha)^{-4/3} \right]^{1/2}$ ,  $k_\alpha$  – волновое число Догерти. Она, наряду с инерционной подобластью описывает также и вязкую подобласть спектра турбулентности, т.е. весь интервал равновесия. Здесь  $\alpha$ ;  $\alpha = 2\sqrt{\alpha^2 - \alpha} + 1$  статистические параметры, связанные с полем деформаций. Если в качестве дополнительной гипотезы потребовать, чтобы формула (1.6) давала ту же зависимость  $k^{-5/3}$ , что и в [32], то согласно [25],  $\alpha = 2/3$  и

$$E(k) = \frac{\varepsilon^{2/3}}{\Gamma(2/3)} k^{-5/3} e^{-\alpha(k/\ell_0)^\alpha}. \quad (1.7)$$

2.2. Можно записать интерполяционную формулу, охватывающую весь диапазон энергетического спектра от подобласти наиболее крупных вихрей до вязкой подобласти включительно:

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^\alpha (k/k_d)^{2\alpha - \frac{4}{3}}}{\left[ 1 + (k/k_e)^2 \right]^{7/6}} e^{\alpha \left[ (k_e/k_e)^\alpha - (k/k_e)^\alpha \right]}, \quad (1.8)$$

где  $k$ ,  $k_e$  и  $k_d = \ell_0^{-1}$  – значения текущих, энергосодержащих вихрей и равновесного волновых чисел;  $t$  – время. Из (1.7) и (1.8) соответственно ( $\alpha = 2/3$ ) будет иметь:

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^4}{\left[ 1 + (k/k_e)^2 \right]^{7/6}} e^{\alpha \left[ (k_e/k_e)^\alpha - (k/k_e)^\alpha \right]}, \quad (1.9)$$

где  $k_e \ll k_d$ . При  $k \rightarrow 0$  эта формула переходит в хорошо известную формулу для спектральной плотности энергии наиболее крупных вихрей турбулентности  $E(k, t) = 2^{-17/6} \Gamma k^4$ , где  $\Gamma$  – интеграл Лойцянского. Таким образом, (1.8) и (1.9) справедливы в

интервале волновых чисел  $0 < k < \infty$ ; спектр Колмогорова справедлив в интервале  $k_e \ll k \ll k_d$ ; спектр Новикова – в интервале  $k_e \ll k < \infty$ .

2.3. Сначала на основе (1.9) будет проведено исследование экстремума функции спектральной плотности энергии вблизи  $k_e$  – области энергосодержащих вихрей, т.е. будем искать  $k_{e,m}$ , при котором  $E(k, t)$  имеет максимум для различных вариантов, предлагаемых различными авторами. Далее будет истракаться экстремум функции  $k^2 E(k, t)$  вблизи границы  $k_d$  между инерционной и вязкой подобластями. Здесь будут использованы известные результаты теории и эксперимента [21 – 26, 29, 30, 6, 36]. Вблизи основного максимума  $k_e$  формула (1.9) сильно упрощается, ввиду условия:  $k_e \ll k_d$ . Для исследования расположения  $k_{e,m}$  относительно общепринятого  $k_e$  (где находится максимум  $E(k, t)$ ) рассмотрим (1.9) в общем виде:

$$\frac{E(k, t)}{E(k_e, t)^b} = \frac{(k/k_e)^a}{[1 + (k/k_e)^c]^b}, \quad (1.10)$$

Из условий  $E' = 0$ ,  $E' < 0$  легко видеть, что зависимость между  $k_{e,m}$  и  $k_e$  такова:

$$\frac{k_{e,m}}{k_e} = \sqrt[b]{\frac{a}{bc - a}}. \text{ При } 2a = bc, \quad k_{e,m} = k_e - \text{случай симметричной кривой. В Табл. 1}$$

приведены различные варианты, встречающиеся в работах [26, 31], и другие.

Таблица 1

N	a	b	c	$k_{e,m}/k_e$	$E(k_{e,m}, t)/E(k_e, t)$	$k_\infty$
1	4	17/6	2	$\sqrt{12/5} = 1,55, \quad 2a > bc$	1,29	$k^{-5/3}$
2	4	3	2	$\sqrt{2} = 1,44, \quad 2a > bc$	1,19	$k^{-2}$
3	4	4	2	1,00, $2a = bc$	1,00	$k^{-4}$
4	4	11/2	2	$\sqrt{4/7} = 0,76, \quad 2a < bc$	1,08	$k^{-7}$
5	1	1	2	1,00, $2a = bc$	1,00	$k^{-1}$
6	1	4/3	2	$\sqrt{3/5} = 0,77, \quad 2a < bc$	1,61	$k^{-5/3}$
7	1	2	2	$\sqrt{1/3} = 0,57, \quad 2a < bc$	1,30	$k^{-2}$

Первый случай соответствует кармановской формуле, объединяющей закон  $k^4$  – наиболее крупных вихрей (левая ветвь) – с законом инерционной подобласти  $k^{-5/3}$ . Как видно, здесь максимум  $E(k, t)$  смещён вправо от  $k_e$  и соответствует  $k_{e,m} = 1,55 k_e$ . Кривая спектра  $E(k, t)$  асимметрична, энергия на 30% превосходит в максимуме значение  $E(k_e, t)$ .

Во всех работах, аналитических и эмпирических,  $c = 2$ . Мы исходили из этого, строя функции типа (1.10), объединяя вокруг подобласти энергосодержащих вихрей слева и справа соответственно переходные (промежуточные) подобласти (NN 5–7), где согласно [26, 31] имеет место (например, слева) закон  $k^1$  [31] и  $k^{-1}$  [37]. Как показывает анализ, первые 4 случая отвечают попыткам связать подобласть с знаком  $k^4$  слева с вязкой

подобластью таким образом, чтобы максимум  $E(k, t)$  оказался слева и справа от  $k_c$  и совпадал с ним ( $k_{c,m} = k_c$ ). Случай № 4 отражает попытку описать интервал  $k^4 - k^{-7}$  (гейзенберговская вязкая подобласть). В последних двух столбцах указаны связуемые подобласти энергетического спектра. Таким образом, результаты Табл. 7 могут быть соотнесены, соответственно, N 1 и N 6 - к [21, 30, 39, 1], N 2 и N 7 - к [40], N 3 - к [14, 24], N 4 - к [21], N 5 - к [26, 31, 37]. Значения  $k^{-(5+6)}$  даются в [39, 25]  $\sim k^{-17/3}$   $k^{-6,38}$  в [14].

2.4. Исследуем более подробно равновесный интервал вблизи  $k_d$ -границы между инерционной и вязкой подобластями. Составим безразмерные соотношения  $\beta$  для нормированной спектральной плотности энергии, дающие лишь зависимость от  $k/k_d$ .

В случае [25] имеем в общем виде:

$$\beta_n = \frac{E(k, t)}{c_1 \varepsilon^{2/3} k_d^{-5/3}} = k^{2\alpha-3} e^{-\alpha k^3}; \quad (1.11)$$

в случае [21] имеем:

$$\beta_n = \frac{E(k, t)}{\left(\frac{8}{9}\right)^{2/3} (\varepsilon v^3)^{1/4} k_d^{-5/3}} = \frac{\alpha^{-2/3} k^{-5/3}}{\left(1 + \frac{8}{3\alpha^2} k^4\right)^{4/3}}; \quad (1.12)$$

в случае [24]:

$$\beta_{GSM} = \frac{E(k, t)}{\frac{3\varepsilon^{2/3}}{20-5/3} k_d^{-5/3}} = \alpha^{4/3} k^{-5/3} e^{-\sqrt{\alpha} k}. \quad (1.13)$$

Здесь в правых частях, как отмечалось выше, под  $k$  следует понимать  $k/k_d$ . По формулам (1.11) - (1.13) проводятся расчеты зависимости  $\beta(k)$ , где  $\varepsilon$  и  $\alpha$  будут играть роль параметров.

Далее, для указанных случаев энергетического спектра исследуется поведение  $k^2 E(k, t)$  вблизи  $k_d$ , находятся максимумы этой функции и соответствующие значения  $k_{d,m}$ . Составим соотношение  $\gamma$  указанного произведения в точках  $k_{d,m}$  к значению в точке  $k_d$ . Для случая [25] имеем:

$$\gamma_n = \frac{k_{d,m}^2 E(k_{d,m}, t)}{k_d^2 E(k_d, t)} = \left(\frac{2\alpha-1}{2\alpha}\right)^{2\alpha-1} e^{\alpha \left[1 - \left(\frac{2\alpha-1}{2\alpha}\right)^3\right]}; \quad (1.14)$$

в случае [21] имеем:

$$\gamma_n = \frac{15^{3/4} (1 + \alpha_0)^{4/3}}{16^{4/3} \alpha_0^{1/2}}, \quad \alpha_0 = \frac{8}{3\alpha^2}, \quad \frac{15^{3/4}}{16^{4/3}} \approx 0,19; \quad (1.15)$$

в случае [24]:

$$\gamma_{GSM} = \left(\frac{4}{9\alpha}\right)^{1/3} e^{-\frac{2}{3} + \alpha}. \quad (1.16)$$

По формулам (1.14) - (1.16) проводятся численные расчеты зависимости  $\gamma$  и  $\delta = k_{d,m}/k_d$  от  $\alpha$  и  $\varepsilon$  (Рис. 2). Согласно результатам теоретических и экспериментальных исследований брались значения параметров  $\varepsilon$  и  $\alpha$  соответственно (см. Рис. 1 и 2).

На Рис. 1 при построении новиковских кривых  $\beta_n$  для  $\varepsilon$  брались значения для всего интервала (0,5; 2) - пунктирные линии. Прежде всего обратим внимание на

зависимость (1.7), когда  $\alpha = 2/3$ , в случае [25] – кривую  $\beta_N$  ( $\alpha = 2/3$ ) и на кривую  $\beta_N$  ( $\alpha = 0,8$ ), случай [21]. Они оказываются очень близки друг к другу в инерционном интервале,  $k/k_d < 1$ . Можно было бы ограничиться в случае [25] лишь этим значением  $\alpha = 2/3$ . Однако, формула (1.6) заманчива для исследования зависимости  $\beta_N$  от других значений  $\alpha$ . Из Рис. 1 видно, что при  $\alpha = 1,5$   $\beta$  равная 1, имеет максимум на оси ординат. При  $\alpha < 1,5$  максимум исчезает, кривые отходят от оси ординат вправо в область больших значений  $k$ , близких к  $k_d$ , приближаясь к зависимости (1.7), описывающей равновесный интервал. Отметим, что при значении  $\beta = 0,47$  и  $\delta = k/k_d = 0,85$ , т.е. до достижения значения  $k_d$  гейзенберговская кривая, пересекаясь с новиковской, имеет более ускоренный спад, чем новиковская кривая (уточненная для инерционного интервала колмогоровская зависимость  $E(k, t) \sim k^{-5/3} (k/k_d)^{-0,055}$  здесь не приводится). Для сравнения с теорией проведены кривые (фактически гейзенберговские) для различных значений параметра  $\alpha$ , найденного экспериментально Ли, Райтом, Праудменом и др. [26, 22 – 24]. Анализ показывает, что в инерционном интервале уточненные колмогоровская, гейзенберговская и новиковская кривые довольно близки друг к другу. Запись (1.11) – (1.13) позволила нагляднее представить зависимость от  $k$  и параметров  $\alpha$ ,  $\alpha$  нормированной функции спектральной плотности энергии турбулентности.

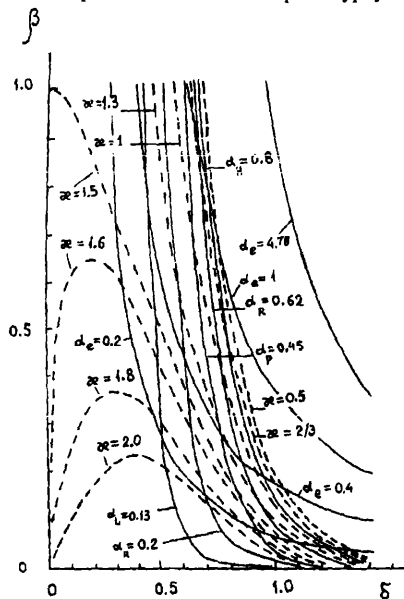


Рис. 1

При значениях  $\alpha > 1,5$  наблюдается опускание, обособление и сдвиг вправо от оси ординат максимума энергетического спектра, сходного с известной энергетической диаграммой, охватывающей весь диапазон спектра турбулентности. [26], с рассмотрения которого начата настоящая глава. Значению  $\alpha = 2$  соответствует закон  $E(k, t) \sim k^1$ , что отвечает промежуточной подобласти, примыкающий слева к максимуму

энергосодержащих вихрей. Этот вопрос требует отдельного осторожного и тщательного анализа; развитие теории [25] представляется перспективным [28]. Эмпирическая формула [24], качественно сходная с формулой Новикова [25], дает для значений  $\alpha_\epsilon = 0,4, 1$  и  $4,78$  более медленный спад кривых, чем кривые  $\alpha_H$  и  $\alpha_N$  в инерционной и вязкой (особенно) подобластях. Согласно Рис. 1 для  $\alpha_\epsilon$  наиболее приемлемы значения, лежащие между  $0,4$  и  $1$ .

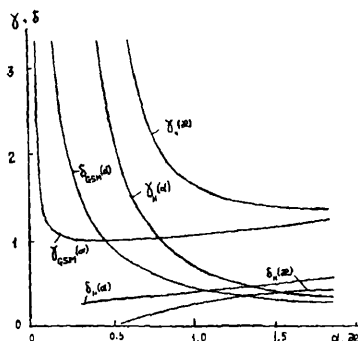


Рис. 2

2.5. На Рис. 2 даны, согласно формулам (1.14) – (1.16), зависимости  $\gamma$  и  $\delta$  от  $\alpha$  и  $\alpha_\epsilon$ . Хорошо видно, что гейзенберговская кривая  $\gamma_H(\alpha)$  занимает промежуточное положение между новиковской  $\gamma_N(\alpha)$  и эмпирической  $\gamma_{GSM}(\alpha)$  [24] в пределах значений  $\alpha$  и  $\alpha_\epsilon$  от 0 до 0,7. Далее, при  $\alpha$  и  $\alpha_\epsilon > 0,7$ , эмпирическая кривая  $\gamma_{GSM}$  приближается асимптотически к новиковской  $\gamma_N$  теоретической кривой. Гейзенберговская кривая  $\gamma_H$ , при  $\alpha > 0,7$ , пересекая эмпирическую кривую  $\gamma_{GSM}$ , резко спадает книзу, удаляясь от обеих кривых,  $\gamma_{GSM}$  и  $\gamma_N$ . Здесь явно проявляются отмеченные в [35, 26] отклонения гейзенберговского  $k^{-7}$  закона в вязкой подобласти от истинной картины.

На Рис. 2 нанесены также кривые зависимости  $k_{d,m}/k_d = \delta$  соответственно от  $\alpha$  и  $\alpha_\epsilon$  для тех же трех случаев. Как видно из Рис. 2, поведение гейзенберговской  $\delta_H(\alpha)$  и новиковской  $\delta_N(\alpha)$  кривых оказывается одинаковым. Лишь спад новиковской кривой, пересекающей ось абсцисс при  $\alpha_\epsilon = 0,5$ , с уменьшением  $\alpha_\epsilon$  происходит быстрее, чем гейзенберговской кривой, не пересекающей, однако, оси  $\alpha$ . Эмпирическая кривая  $\delta_{GSM}(\alpha)$  отлична от теоретических кривых  $\gamma_H$  и  $\gamma_N$ . Видно, что совпадение  $\delta_{GSM}(\alpha)$  с  $\delta_H(\alpha)$  происходит при  $\alpha \approx 1,1$ , а с  $\delta_N(\alpha)$  при  $\alpha \approx 1,3$ .

Для описания инерционной подобласти по Гейзенбергу, естественно, следует с кривых Рис.1 и 2 брать значения  $\alpha = 0,8$ , для равновесного интервала по Новикову – брать  $\alpha_\epsilon = 2/3$ . Из Рис. 2 четко видно, что в случае гейзенберговской и новиковской кривых  $\delta$  не превышает значения 0,5. Гейзенберговская кривая во всем рассматриваемом интервале лежит ниже значения 0,6, а новиковская – ниже 0,4. В третьем случае, эмпирическая кривая расположена выше уровня 1 во всем интервале значений  $\alpha$ , т.е. максимум функции  $\gamma$  оказывается смещенным в вязкую область, что противоречит теоретическим результатам.

Согласно Таунсенду [29, 40] максимум вязкой диссипации достигается при  $\delta \approx 0,2$ , чему на гейзенберговской кривой  $\delta_N$  соответствует значение  $\alpha = 0,34$  (По Гейзенбергу при  $\alpha = 0,8$  получаем  $\delta = 0,38$ ). Согласно же новиковской кривой таунсендовскому значению  $\delta = 0,2$  отвечает  $\alpha = 0,68$  (по Новикову следует брать  $\alpha = 2/3$ ), получаем  $\delta = 0,2$ , т.е. весьма хорошее с законом  $k^{-5/3}$  инерционной подобласти согласие результатов [21, 25, 29, 40]. Таунсендовскому значению  $\delta = 0,2$  на эмпирической кривой  $\delta_{GSM}$  соответствует значение  $\alpha = 4.78$  [23] (в рамках Рис. 2 пределы  $\delta = 0.26 - 3.32$ , а  $\alpha = 1.7 - 0.28$ , соответственно).

Таким образом, имеем, что  $\gamma_N > \gamma_H > \gamma_{GSM}$  и  $\delta_N < \delta_H < \delta_{GSM}$  – распределение участков наибольшей потери турбулентными вихрями кинетической энергии: по Новикову максимум потери энергии расположен ближе остальных к вязкой подобласти, затем левее от него отстоит гейзенберговский максимум, и еще левее (т.е. еще дальше от вязкой подобласти) – эмпирический максимум GSM.

Полученные кривые, содержащие теоретические и эмпирические точки, оказываются удобными для сопоставления с результатами теории и эксперимента.

2.6. В предложенной модели турбулентной мезосферы для шкалы волновых чисел энергетической диаграммы окончательно будем иметь:

$$k_L \leq k_e < k_i < k_B < k_* < k_i < k_d < k_v,$$

где  $k_L$  – волновое число Лойцянского,  $k_e$  – волновое число энергосодержащих вихрей,  $k_i$  и  $k_*$  – волновые числа, соответствующие границам подобласти плавучести,  $k_B = k_D$  – волновое число Догерти подобласти плавучести, занимающей часть инерционной подобласти,  $k_i$  – волновое число чисто инерционной подобласти,  $k_d$  – волновое число начала переходного слоя от инерционной подобласти вязкой подобласти,  $k_d$  – волновое число начала вязкой подобласти,  $k_v$  – волновое число вязкой подобласти.

### III. Инерционные интервалы и подобласти обычной и магнитной плавучести

3.1. Для турбулентной электропроводящей атмосферы (ионосферы) соответственно имеем, внося обозначения для масштабных величин возмущенной плазменной среды:  $l_A$  – длины,  $v_A$  – скорости,  $\gamma_A = 1/l_A$  – коэффициента затухания,  $\epsilon$  – скорости диссипации энергии,  $\omega_A$  – частоты,  $\tau_A$  – времени,  $\nu_A$  – коэффициента турбулентной вязкости,  $a_A$  – коэффициента турбулентного переноса тепла:

$$l_A = \frac{v + v_m}{c_A}, \quad v_A = (\epsilon l_A c_A)^{1/4}, \quad \gamma_A = \frac{v + v_m}{c_A l_A^2}, \quad \epsilon = \frac{v_A^4}{c_A l_A};$$

$$\omega_A = \frac{c_A (\epsilon l_A c_A)^{1/4}}{v + v_m}, \quad \tau_A = \omega_A^{-1}, \quad \nu_A \approx a_A = \epsilon \omega_A^{-2}, \quad (3.1)$$

где  $v$  и  $v_m$  – соответственно обычная и магнитная вязкости,  $c_A$  – скорость Альфвена, индекс А вводится для отличия параметров плазменной среды от нейтральной атмосферы.

3.2. Составляя безразмерные соотношения из данных масштабных величин для чисел Рейнольдса, Ричардсона, Прандтля и Пекле получаем универсальные значения:  $Re^* = Ri_m^* = Pr^* = Pe^* = 1$ . Это согласуется с принимаемым в теории для числа Прандтля

значением 1, а для критического значения числа Ричардсона берётся принимаемое самим Ричардсоном значение  $Ri_{кр} = 1$ , вместо уточненного Тейлором значения  $Ri_{кр} = 1/4$ .

3.3. Используя вышприведённые формулы и результаты [3], для спектральных функций кинетической энергии, полей давления и тепла:

$$E_A(k) = v^2 k^{-1} f(k), \quad E_{pA}(k) = \rho^2 v^4 k^{-1} \phi(k), \quad E_{\theta A} = N v^{-1} k^{-2} \phi(k), \quad (3.2)$$

после соответствующих преобразований получаем для нейтральной атмосферы выражения

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad E_p(k) = \alpha_p \rho^2 \varepsilon^{4/3} k^{-7/3}, \quad E_\theta(k) = \alpha_\theta N \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad (3.3)$$

а для электропроводящей атмосферы выражения

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k^{-3/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon c_A k^{-2}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon^{-1} c_A^{-1} k^{-1}; \quad (3.4)$$

где  $\alpha_A$ ,  $\alpha_{pA}$  and  $\alpha_{\theta A}$  - постоянные, близкие к 1. В подобласти плавучести, как известно, скорость диссипации кинетической энергии имеет вид  $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 \left[ 1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2}$ , где  $k_B = \omega_B^{3/2} \varepsilon_0^{-1/2}$  - назовём числом Догерти, впервые им введённым. Тогда последние выражения для трёх инерционных интервалов, частично заполненных подобластью плавучести, примут вид:

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon_0^{1/2} \left[ 1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/4} c_A^{1/2} k^{-3/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon_0 \left[ 1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2} c_A k^{-2}, \\ E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon_0^{-1} \left[ 1 + (k/k_B)^{-4/3} \right]^{3/2} c_A^{-1} k^{-1}. \quad (3.5)$$

Очевидно, что при  $k \rightarrow \infty$  выражения (3.5) переходят в (3.4), а при  $k \rightarrow 0$  получаем следующие выражения:

$$E_A(k) = \alpha_A c_A^{1/2} \omega_B^{3/2} k^{-5/2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} c_A \omega_B^3 k^{-4}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N c_A^{-1} \omega_B^{-3} k. \quad (3.6)$$

При отсутствии магнитного поля, или в случае нейтральной атмосферы, при  $k \rightarrow 0$ , из (3.3) с учётом выражения для  $\varepsilon(k)$  имеем:

$$E_A(k) = \alpha \omega_B^2 k^{-3}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_p \rho^2 \omega_B^2 k^{-5}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_\theta N \omega_B^{-1} k^{-1}. \quad (3.7)$$

3.4. Составляя отношения:  $\zeta_0 = E(k)/E_A(k)$  для чистого влияния обычной плавучести при отсутствии магнитного поля ( $B = 0$ ), используя (3.3) и (3.7);  $\zeta = E(k)/E_A(k)$  - для чистого влияния магнитного поля ( $B \neq 0$ ), используя (3.3) - (3.5);  $\zeta_* = E_A/E_{*A}$  - для полного влияния обычной плавучести и магнитного поля ( $B \neq 0$ ), используя (3.6) и (3.7), имеем соответственно:

$$\zeta_{0k} \sim k^{4/3}, \quad \zeta_{0p} \sim k^{8/3}, \quad \zeta_{0\theta} \sim k^{-2/3}; \quad \zeta_k \sim k^{-1/6}, \quad \zeta_p \sim k^{-1/3}, \quad \zeta_\theta \sim k^{-2/3}; \quad (3.8), (3.9)$$

$$\zeta_{*k} \sim k^{-1/2}, \quad \zeta_{*p} \sim k^{-1}, \quad \zeta_{*\theta} \sim k^{-2}. \quad (3.10)$$

3.5. Рассмотрим случай, когда турбулентная плазменная среда находится в поле альфвеновских волн с частотой  $\omega_A = c_A k$  и волн плавучести с частотой Брэнта-Вяйсяля  $\omega_B$ . Тогда для инерционных интервалов вместо (3.6) будем иметь формулы:

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} \omega_A^{1/2} k^{-2}, \quad E_{pA}(k) = \alpha_{pA} \rho^2 \varepsilon \omega_A k^{-3}, \quad E_{\theta A}(k) = \alpha_{\theta A} N \varepsilon^{-1} \omega_A^{-1}. \quad (3.11)$$

Составляя отношения  $\zeta_0 = E(k)/E_A(k)$ , используя (3.3) и (3.11), и  $\zeta = E(k)/E_A(k)$  - из (3.8) и (3.11), сохраняя только зависимость от  $k$ , соответственно получим:



$$\xi_{0k} \sim k^{1/3}, \xi_{0p} \sim k^{2/3}, \xi_{0\theta} \sim k^{-5/3}; \quad \xi_k \sim k^{-1}, \xi_p \sim k^{-2}, \xi_{\theta} \sim k^{-1}. \quad (3.12), (3.13)$$

Согласно (3.8) – (3.10) влияние магнитного поля качественно подобно влиянию архимедовой плавучести на турбулентность. Этот эффект сильнее выражен в случае архимедовой плавучести в присутствии магнитного поля, чем чистое влияние магнитного поля в отсутствие архимедовой плавучести. Кроме того, по отношению к флуктуациям кинетической энергии зависимость от  $k$  в поле флуктуаций давления возрастает квадратично, а флуктуации в поле тепла в свою очередь дополнительно возрастают квадратично быстрее, чем в первом случае. В случае действия чистой плавучести “квадратичный закон”, но с противоположным знаком, выполняется в первом и втором интервалах; в третьем интервале эффект плавучести аналогичен чистому эффекту магнитного поля. В (3.12) и (3.13) “квадратичный закон” возрастания зависимости от  $k$  между спектральными функциями полей кинетической энергии и давления остаётся в силе, но он нарушается в поле тепла, как в (3.8), однако слабее.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Обухов А.М. Турбулентность и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988, 414 с.
2. Калгин Ю.А., Данилов А.Д. Вклад мелкомасштабной турбулентности в энергетический баланс мезосферы и нижней термосферы. Геомагнетизм и аэронавигация. 1995, т. 35, № 5, с. 83.
3. Данилов А.Д., Калгин Ю.А. Сезонно–широтные вариации коэффициента турбулентной диффузии в нижней термосфере и мезосфере. Геомагнетизм и аэронавигация. 1992, т. 32, № 4, с. 69.
4. The Energy Budget Campaign 1980 J. Atmos. Terr. Phys., 1985, v. 47, № 1–3.
5. Middle Atmosphere Program. Handbook for MAP. 1983, v. 9
6. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967, 548 с.
7. Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн (под редакцией Яглома А.М. и Татарского В.И.). М.: Наука, 1967.
8. Тептин Г.М. К вопросу об оценке параметров турбулентности в интервале высот 10–100 км. В кн.: Исследование динамических процессов в верхней атмосфере. М.: МО Гидрометеиздат, 1985, с. 79.
9. Weinstock J. On the theory of turbulence in the buoyancy subrange of stable stratified flows. J. Atmos. Sci. 1978, v. 35, pp. 634–649.
10. Middle Atmosphere (Ed. Plumb R.A., Vincent R.A.). Basel–Boston–Berlin: Birkhauser Verlag, 1989, 618 p.
11. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. ч. 2.: Наука, 1967, 720 с.
12. Hill R.J., Clifford S.F. J. Opt. Sci. 1978, v. 62, p. 892.
13. Тептин Г.М., Стенин Ю.М. О спектре неоднородностей электронной концентрации в нижней ионосфере. ДАН СССР, 1977, т. 233, № 1, с. 85.
14. Sinha H.S. Plasma density irregularities in the equatorial D–region produced by neutral turbulence. J. Atmos. Terr. Phys., 1992, v. 54, № 1, p. 49.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986, 736 с.
16. Gvelesiani A. Characteristics of turbulence region of the mesosphere and lower thermosphere. J. Geogr. Geophys. Soc., 1997, v. 2B.
17. Ebel A. Eddy diffusion models for the mesosphere and lower thermosphere. J. Atmos. Terr. Phys., 1980, v. 42, № 7, p. 617.

18. Hocking W.K. The relation between strength of turbulence and backscattered radar power at Fand VHF. Handbook for MAP. 1983, v. 9., p. 289.
19. Gvelesiani A., Eliava A., Kurtshalia E. Analytical study of planetary waves in the anisotropic ionosphere. J. Georg. Geophys. Soc., 1996, v. 1, v. 1B. pp. 103 – 111..
20. Gvelesiani A. On the calculation of the upper atmosphere turbulent region wave field. J. Georgian Geophys. Soc., 1998, v. 3B, pp. 93 – 101.
21. Heisenberg W.Z. On the theory of statistical and isotropoc turbulence. Proc. Roy. Soc. 1948, A195, № 1042, p.402 ; Z. Physik, 1948, v. 124, p. 628.
22. Reid W.H. Quart, Appl. Math., 1956, v. 14, p. 201.
23. Proudman I. A comparison of Heisenberg's spectrum of turbulence with experiment. Proc. Camb. Phil. Soc., 1951, v. 47, p.158.
24. Grant H.L., Stewart R.W., Moilliet A. Turbulence spectra from a tidal channel. J. Fluid Mech., 1962, v. 12, N 2, p. 241.
25. Новиков Е.А. О спектре энергии турбулентного потока несжимаемой жидкости. ДАН СССР. 1961, т. 139, №2, с. 331.
26. Хинце И.О. Турбулентность, её механизм и теория. М.: ФМ, 1963, 680с.
27. Голицын. Г.С. О структуре турбулентности в области малых масштабов. ИПМ, 1960, 24 вып.6, с. 1124.
28. Моффет Г. Некоторые направления развития теории турбулентности. М., Мир, 1984, с. 49-76.
29. Townsend A.A. On the fine-scale structure of turbulence, Proc. Roy.Soc. London. 1952, v. 208A, p. 534.
30. von Karman Th. Progress in the statistical theory of turbulence. Proc. Natl. Acad. Sci. Wash. U.S., 1948, v. 34, p. 530.
31. Handbook of Turbulence, (Eds. W. Frost and T.H. Moulden) v. 1 Fundamentals and Application. Plenum Press. New York and London. 1977 (Турбулентность, принципы и применения. (под ред. У. Фроста, Т. Моулдена), М.: Мир, 1980.
32. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, 1941, т. 30, с.299 -303,
33. Колмогоров А.Н. О дроблении капель в турбулентном потоке. ДАН СССР, 1949, т. 66, с. 825 –828.
34. Kolmogorov A.N. A refinement of previous hypothesis concerning the local structure of turbulense in visicous incompressible fluid at high Reynolds number. – J. Fluid Mech., 1962, v. 13, p. 82.
35. Batchelor G.K. The theory of homogeneous turbulence. Cambridge. 1953. (Дж.К. Бэтчелор. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1956, 198с.
36. Хант Д.Н. Динамика несжимаемой жидкости. М.: Мир, 1967, 184с.
37. Phillips O.M. On the Bolgiano and Lumley-Shur theories of the buoyancy subrange. Atmospheric Turbulence and Radio Wave Propagation. Proc. Int Coll., Moscow, June 15-22, 1965, pp. 121 – 129.
38. Kovasznay L.S.G. Spectrum of locally isotropoc turbulence. J. Aeronaut. Soc., 1948, v.15, pp.745 – 753.
39. Batchelor G.K. Howells I.D. Townsend A.A. J. Fluid Mech., 1959, v. 5, p. 134.
40. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ., 1959, 400 с.
41. Dougherty T.R. The anisotropy of turbulence at the meteor level. T. Atmos. Terr. Physics., 1961, v. 21, pp. 210 – 213.
42. А. И. Гвелесиани, А. Т. Элиава. О подобласти плавучести турбулентной мезосферы.

43. A. Gvelesiani. The energy spectral density of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 68 – 75.
44. A. Gvelesiani. The generalized semiempirical model of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 76 – 83.
45. A. Gvelesiani. The semiempirical model of the turbulent plasma medium. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8B, pp. 136 - 139.
46. A. Gvelesiani, N. Kavtaria. To the classic theory of the turbulence buoyancy subrange. J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8A, pp. 120 - 124.

## ტურბულენტური გამტარი ატმოსფეროს ტივტივის არის კლასიკური თეორია

ა. გველესიანი

რეზიუმე

კინეტიკური ენერჯის, წნევის და ტემპერატურის ფლუქტუირებადი ველებისათვის შემოთავაზებულია ტურბულენტური ნეიტრალური და გამტარი ატმოსფეროს განზოგადებული ნახევრადემპირიული თეორია. ტურბულენტური არე განიხილება როგორც ტივტივის და ალფვეინის ტალღების ანსამბლი. ინერციული ინტერვალებისათვის მიღებული გამოსახულებები საშუალებას იძლევა ატმოსფეროში სხვადასხვა დამყარებული რეჟიმისათვის დადგინდეს ჩვეულებრივი და მაგნიტური ტივტივის ქვეარეების მიერ სათანადო ინერციული ინტერვალების გადაფარვის ხარისხი.

## A classical theory of the turbulent conductive atmosphere buoyancy subrange

A. Gvelesiani

Abstract

It is suggested generalized classic semi-empirical theory of turbulent neutral and electro-conductive atmosphere, which is considered as ensemble of the waves of usual and magnetic buoyancy. Obtained expressions for spectral functions of the energetic, pressure, and temperature fluctuated fields' inertial intervals (including all known subranges of turbulence), allow us to tell about a capture of the inertial subrange by the usual and magnetic buoyancy subranges, partly or completely.

## კ ვიკრუს იბ ინტერპოლიციონიხ ფორმულაჲ ვ თეორი ტურბულენტიჲ ატმოსფერაჲ

ა. ი. გვლესიანი, ნ. გ. კავთარია, ე. ტ. ბაზერაშვილი,  
 ნ. შ. მჩედლიშვილი

1. ვ რიბოტაჲ გეიზენბერგა, კარმანა, ნოვიკოვა დ რ. პრედპრინიმალჲა პოპყტკა იბობიენიი კლასიციკოსი თეორიი იზოტროპიი ტურბულენტიჲ კოლმოგოროვა-იბუხოვა ს იხვოტო ინერციონიი დ ვიკოჲ, ა თაკჲე დრუიხ პიბობლასთჲ, ი - იბ პიბობლასი ნაიბოლეს კრუპნიხ ვიხრეი დო ვიკოჲ პიბობლასი ვკლიციტელიჲ [1-9]. სოგლასო ფორმულე ნოვიკოვა დო სპექტრალნიი პლოტნიი კინეტიციკოსი ენერჯი, იბსყვაიციჲ ვესე ინტერვალ რავნოვსიჲ - ინერციონიუ დ ვიკოჲ პიბობლასი სპექტრა ტურბულენტიჲ - დ რეზულტოტო [2, 3] დო ინერციონიო ინტერვალ, იბსყვაიციჲო ფლუკტუირუიციჲე პილე კინეტიციკოსი ენერჯი ნეიტრალნიი ატმოსფერაჲ, იმეეს ფორმულაჲ, სოთხვესთუიციჲე:

ინერციონიი პიბობლასი

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad (1)$$

$$E(k, t) = (\delta/9\alpha)^{2/3} \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad E(k, t) = 0,25 \alpha^2 \varepsilon^2 v^{-4} k^{-7}; \quad (2)$$

ინტერპოლიციონიე ფორმულაჲ, სოთხვესთუიციჲე ინერციონიჲ-ვიკოჲ პიბობლასი:

$$E(k, t) = (8/9\alpha)^{2/3} (\varepsilon v^5)^{1/4} \frac{(k/k_d)^{-5/3}}{\left[1 + (8/3\alpha^2)(k/k_d)^4\right]^{1/3}}, \quad (3)$$

$$E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} e^{-\alpha_n(k/k_d)^2}; \quad E(k) = \alpha \varepsilon^{2/3} k^{-5/3} e^{-b\sqrt{k/k_d}}; \quad (4)$$

გდე  $\alpha_n = 2\sqrt{7}/3 \approx 1,8$  [1],  $b = \sqrt{4,78} \approx 2,2$  [4];

ინტერპოლიციონიე ფორმულაჲ, სოთხვესთუიციჲე ინტერვალ ნაიბოლეს კრუპნიხ ვიხრეი - ინერციონიი პიბობლასი ვნე ვიკოჲ პიბობლასი [5]

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^4}{\left[1 + (k/k_e)^2\right]^{17/6}}; \quad (5)$$

ინტერპოლიციონიე ფორმულა, იბსყვაიციჲე ვესე ინტერვალ იბ ნაიბოლეს კრუპნიხ ვიხრეი დო ვიკოჲ პიბობლასი ვკლიციტელიჲ, [8],

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^4}{\left[1 + (k/k_e)^2\right]^{17/6}} e^{4\left[(k/k_e)^2 - (k/k_d)^2\right]}; \quad (6)$$

ვ ნიჲეპრვიდომიი იბოჲე ფორმულე ლუხეს ვიძნი ხარაქტერესე მასშტაბე პიბობლასე [8]

$$E(k, t) = E(k_e, t) \cdot 2^{17/6} \frac{(k/k_e)^4 (k/k_d)^{2\frac{4}{3}}}{\left[1 + (k/k_e)^2\right]^{17/6}} e^{4\left[(k/k_e)^2 - (k/k_d)^2\right]}, \quad (7)$$

გდე  $k$  - ვილნოვე ციხო  $k_e$  - ვილნოვე ციხო, სოთხვესთუიციჲე მასშტაბე პიბობლასი ენერჯი-სიბოტენიი ვიხრეი,  $k_d = 1/l_0$  - ვილნოვე ციხო დისიპირუიციჲე ვიხრეი, ნა გრანიცე პერეოდა იბ ინერციონიი პიბობლასი ვ ვიკოჲ პიბობლასე,  $l_0$  - მასშტაბ კოლმოგოროვა;  $\varepsilon$  -

скорость диссипации кинетической энергии;  $N$  – скорость диссипации тепла;  $c_A$  – пульсация скорости альфвеновской волны.

2. Для проводящей атмосферы магнитные турбулентные вихри в инерциальной подобласти и интервале инерциальная-вязкая подобласти соответственно распределены по закону:

$$E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k^{-3/2}, \quad E_A(k) = \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k^{-3/2} e^{-\alpha_A (k/k_d)^3}, \\ E(k) = \alpha_{1A} \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k^{-3/2} e^{-b\sqrt{k/k_d}}. \quad (8)$$

Используя известные соотношения:

$$\frac{3}{2} v^2 = \int_0^{k_0} E(k) dk, \quad \varepsilon(t) = -\frac{3}{2} \frac{dv^2}{dt} = 2v \int_0^{k_0} k^2 E(k, t) dk \quad (9)$$

и формулы (1) и (8), в инерционном интервале для нейтральной атмосферы и для плазменной среды соответственно имеем:

$$\varepsilon = \alpha^{-3/2} v^3 k_0, \quad \varepsilon = (27/8) \alpha^3 v^3 k_0^4, \quad l_0 = (v^3 / \varepsilon)^{1/4}; \quad (10)$$

$$\varepsilon = \frac{9}{16} \alpha^{-2} c_A^{-1} v^4 k_0, \quad \varepsilon = \left( \frac{4}{3} \alpha v c_A^{1/2} \right)^2 k_0^3, \quad l_0 = \left( \frac{4}{3} \alpha c_A^{1/2} \right)^{2/3} \left( \frac{v^2}{\varepsilon} \right)^{1/3}; \quad (11)$$

Из формулы для времени жизни диссипирующей турбулентности  $\tau_t = E / \varepsilon$ , где  $E \sim v^2$ , и из выражений (3) и (4), с использованием результатов [5 - 8], при наличии подобласти плавучести, где  $\varepsilon = \varepsilon_0 \left[ 1 + (k/k_b)^{-4/3} \right]^{3/2}$ ,  $k_b = \omega_b^{3/2} \varepsilon_0^{-1/2}$ ,  $\omega_b$  – частота Брента-Вяйсяля, для нейтральной атмосферы и для плазменной среды соответственно будем иметь:

$$\varepsilon = \alpha^{-3/2} v_b^2 \omega_b, \quad \tau_t = \alpha^{3/2} \omega_b^{-1}, \quad \text{где } \alpha^{3/2} \approx 2, \quad (12)$$

$$\varepsilon = (3/4) \alpha^{-2} c_A^{-1} v_b^3 \omega_b, \quad \tau_t = (4/3) \alpha^2 c_A v_b^4 \omega_b^{-1}, \quad \text{где } (4/3) \alpha^2 \approx 3. \quad (13)$$

Для вязкой подобласти (4), (8) интегралы в формулах (9) берутся аналитически точно:

$$\varepsilon(t) = -2v \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} \int_0^{k_0} k^{1/2} dk = -\frac{4}{3} v \alpha_A \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k_0^{3/2}; \quad (14)$$

$$\varepsilon(t) = -2v \alpha_{1A} \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} \int_0^{k_0} k^{1/2} e^{-b\sqrt{k/k_d}} dk = 20b^{-3/2} v \alpha_{1A} \varepsilon^{1/2} c_A^{1/2} k_0^{3/2} (1 - e^{-b}). \quad (15)$$

Как видим, в вязкой подобласти скорость диссипации кинетической энергии  $\varepsilon(t)$  в  $225b^{-3}(1 - e^{-b})^2 \approx 17,7 \approx 18$  раз превосходит её значение в инерциальной подобласти, где она фактически постоянна. ( $b = \sqrt{4,78} \approx 2,2$ ;  $b^{-3} \approx 0,1$ ;  $e^{-b} \approx 0,11$ )

На рис.1 представлены графики нормированных функций спектральных плотностей энергии  $E(k)$  от безразмерного волнового числа  $k = k/k_d$  согласно формулам (1), (2), (4) и (8). Нас интересует поведение этих функций вблизи  $k = k/k_d = 1$ , границы между инерционной и вязкой подобластями. На рис. 2 приведены кривые зависимости  $f(k)$  экспоненциальных поправочных множителей Новикова и Гранта-Стоарта-Муалье (4) к классическому закону Колмогорова-Обухова (1), обеспечивающих продолжение в вязкую подобласть.

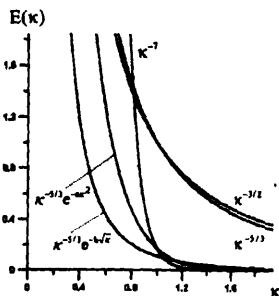


Рис. 1. Поведение спектральных функций в области универсального равновесия.

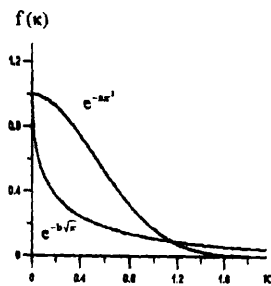


Рис. 2. Теоретическая новиковская [1] и эмпирическая [4] поправки на вязкость.

3. Сопоставление настоящих результатов с экспериментальными измерениями флуктуаций концентрации плазмы, обусловленных турбулентностью атмосферы в мезосфере и нижней термосфере (D-E области), а также с данными, полученными на уровнях F-области ионосферы [12, 13], говорит в пользу колмогоровской теории развитой турбулентности в инерционной подобласти, в то же время в первом случае (D-E области) автор [12] склоняется в пользу гейзенберговского закона “-7” в вязкой подобласти. Однако, согласно нашим расчётам, к реальной картине ближе оказывается новиковская поправка на вязкость. Корректнее при анализе флуктуаций плазменной концентрации на уровнях E-F областей представляется рассмотрение спектральной плотности флуктуаций давления  $E_p(k) = \alpha_p \rho^2 e^{4/3} k^{-7/3}$  [9, 10].

#### Литература

1. Новиков Е. А. О спектре энергии турбулентного потока несжимаемой жидкости. ДАН СССР, 1961, т. 139, №2, с. 331.
2. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса. ДАН СССР, 1941, т. 30, с.299 -303.
3. Heisenberg W. Z. On the theory of statistical and isotropic turbulence. Proc. Roy. Soc. 1948, A195, № 1042, p.402 ; Z. Physik, 1948, v. 124, p. 628.
4. Grant H. L., Stewart R. W., Moilliet A. Turbulence spectra from a tidal channel. J. Fluid Mech. 1962, v. 12, N 2, p. 241.
5. von Karman Th. Progress in the statistical theory of turbulence. Proc. Natl. Acad. Sci. Wash. U.S., 1948, v. 34, p. 530.
6. Townsend A.A. On the fine-scale structure of turbulence, Proc. Roy.Soc. London. 1951, v. 208A, p. 534.
7. Хинце И.О. Турбулентность, её механизм и теория. М.: ФМ, 1963, 680с.
8. Gvelesiani A. The energy spectral density of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 68 – 75.
9. Gvelesiani A. The generalized semiempirical model of the turbulent mesosphere and lower thermosphere. J. Georgian Geophys. Soc., 2001, v. 6B, pp. 76 – 83.
10. Gvelesiani A. The semiempirical model of the turbulent plasma medium. J. Georgian

Geophys. Soc., 2003, v. 8B, pp. 136 - 139.

11. Gvelesiani A., N. Kavtaria. To the classic theory of the turbulence buoyancy subrange.

J. Georgian Geophys. Soc., 2003, v. 8A, pp. 120 - 124.

12. Sinha H.S. Plasma density irregularities in the equatorial D-region produced by neutral turbulence. J. Atmos. Terr. Phys., 1992, v. 54, № 1, p. 49.

13. Raizada S., Sinha H.S.S. Some new features of electron density irregularities over SHAR during strong spread F. Ann. Geophysicae, 2000, v. 18, pp. 141 - 151.

14. Бэтчелор Дж. К. Теория однородной турбулентности. М.: ИЛ, 1956, 198 с.

## ატმოსფეროს ტურბულენტობის თეორიის ინტერპოლაციური ფორმულების საკითხისათვის

ა. გველესიანი, ნ. ქავთარია, ე. ბაზერაშვილი,  
ნ. მჭედლიშვილი

რეზიუმე

ორიგინალურ და ცნობილ ინტერპოლაციურ ფორმულებზე დაყრდნობით გაანალიზებულია ფაზური სივრცის ქვეფენებს შორის გარდამავალ არეებში სპექტრალური ფუნქციების სიმკვრივების ყოფაქცევის თავისებურებანი ნეიტრალურ და გამტარ ატმოსფეროს შემთხვევაში. რიცხვითი გამოთვლების შედეგები წარმოდგენილია გრაფიკების სახით.

## To the problem of interpolation formulas of the turbulent atmosphere theory

A. Gvelesiani, N. Kavtaria, E. Bazerashvili, N. Mtchedlishvili

Abstract

On the basis of suggested generalized classic semi-empirical theory of turbulent plasma mediums it is given analysis of behaviour of different turbulent layers of the neutral and electroconductive atmosphere. Results of the numerical calculations are given in a graphic form.

## **Явление пересоединения магнитных силовых линий в лобовой области магнитосферы в рамках Топологического формализма**

**З. Кереселидзе, М. Чхитунидзе, Н. Лекишвили**

Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой земли является сложным физическим процессом, который в макроскопическом приближении описывается системой уравнений магнитной гидродинамики. Из-за математических осложнений, связанных с получением общего МГД решения, обычно рассматриваются отдельные блоки этого взаимодействия, которые определяются в процессе разбиения полной задачи. К числу таких блоков относится проблема пересоединения магнитных силовых линий в замороженном в солнечный ветер межпланетного магнитного поля (ММП) и граничных силовых линий геомагнитного поля [1].

Известно, что пересоединение магнитных силовых линий обязательно происходит в среде с конечной электрической проводимостью. Плазма солнечного ветра до взаимодействия с магнитосферой является идеально проводящей и поэтому способна без диссипации транспортировать ММП. В переходной области магнитосферы, из-за скачкообразного изменения термодинамических параметров плазмы на фронте ударной волны, солнечный ветер становится средой с высокой, но конечной электрической проводимостью [2]. Таким образом, вблизи границы дневной стороны магнитосферы выполняется первое обязательное условие для пересоединения магнитных силовых линий. Вторым условием для развития процесса пересоединения является существование антипараллельных магнитных полей, которое выполняется при достаточно интенсивной составляющей ММП южного направления ( $B_z < 0$ ).

Наиболее вероятной областью пересоединения в переходной области магнитосферы является ее лобовая часть, т.е. окрестность критической точки. Считается, что после пересоединения в этой области пространства происходит эрозия границы, после чего поток плазмы солнечного ветра может беспрепятственно проникнуть во внутренние области магнитосферы. Результаты этого эффекта практически без запаздывания отображаются на течение внутримангнитосферных процессов, в частности, на интенсивность DR кольцевого тока [1]. Однако, возможна также и такая ситуация, когда после пересоединения энергетическое состояние магнитосферы не терпит особых возмущений, т.е. не является обязательным открытие канала, снабжающего магнитосферу дополнительным потоком частиц солнечного ветра. Такая ситуация фактически означает, что эрозия границы магнитосферы в результате пересоединения не является обязательным явлением. Это соображение косвенно подтверждается существованием порогового значения  $B_z < 0$ . Можно допустить, что пересоединение магнитных силовых линий происходит даже при слабом  $B_z$ , но при этом граница магнитосферы остается стабильной и ее



внутренние структуры не терпят дополнительное возмущение. Для подтверждения справедливости такого соображения воспользуемся топологическим формализмом, в рамках которого процесс пересоединения можно достаточно просто описать при помощи особенностей алгебраических кривых, аппроксимирующих границу поверхности дневной стороны магнитосферы.

Введем прямоугольную пространственную систему координат, начало которой совместим с центром эллипсоида вращения, отождествляемого с дневной стороной невозмущенной магнитосферы. Совместим плоскость  $xoz$  с плоскостью центрального меридионального сечения магнитосферы. Ось  $x$ , на котором расположена одна из малых осей эллипсоида, направлена на Солнце, т.е. Земля и критическая лобовая точка магнитосферы расположены в крайних точках этой полуоси, а контур сечения эллипсоида совпадает с центральной граничной силовой линией геомагнитного поля (рис.1).

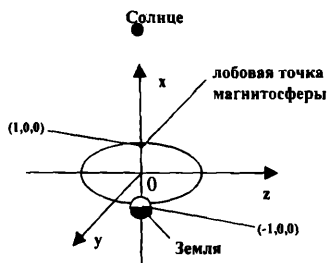


Рис.1. Центральное меридиональное сечение дневной стороны магнитосферы

Единицей длины примем длину малых полуосей в направлении  $x$  и  $y$ , которые для простоты будем считать равными. Величина большой полуоси эллипсоида, направленной вдоль  $z$ , будет зависеть от степени сплюснутости дневной стороны магнитосферы, которая будет описываться уравнением

$$A(x, y, z) = x^2 + y^2 + az^2 - 1 = 0, \quad (1)$$

где  $a < 1$  - обратная величина квадрата большой полуоси эллипсоида.

Для простоты, нижеследующие рассуждения будут проводиться для контура  $F(x, 0, z)$ , который формально является кривой, соответствующей  $y$  компоненте вектор-потенциала геомагнитного поля. Это означает, что  $x$  и  $z$  компоненты напряженности геомагнитного поля на границе магнитосферы будут определяться из выражений

$$H_x = -H_0 \frac{\partial F}{\partial z}, \quad H_z = H_0 \frac{\partial F}{\partial x}, \quad (2)$$

где  $H_0$  - характерная величина напряженности геомагнитного поля на границе магнитосферы, определяемая из дипольной модели,  $x$  и  $z$  - безразмерные величины, нормированные на длину малой полуоси эллипсоида, аппроксимирующего дневную сторону магнитосферы.

Обычно, процессу пересоединения на границе магнитосферы предшествует возрастание динамического давления солнечного ветра. Следовательно, должен измениться аналитический вид кривых, аппроксимирующих границу дневной стороны магнитосферы. Естественно считать, что эти новые кривые сохраняют подобие с первоначальными кривыми, являющимися эллипсами.

Существует определенный произвол в выборе аналитического вида новых кривых. Для нашего анализа, кроме сохранения подобия с эллипсом, является существенным выполнение следующего дополнительного условия, которому должны подчиняться новая центральная кривая а также, возможно, и другие кривые, расположенные вблизи нее

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \frac{\partial F}{\partial z} = 0, \quad \text{при } x = 1, z = 0. \quad (3)$$

С физической точки зрения, исходя из (2), условие (3) означает аннигиляцию магнитного поля в лобовой точке магнитосферы, что обязательно должно происходить перед пересоединением силовых линий ММП и геомагнитного поля либо в некоторой точке, либо в определенной области пространства. То, что в наших рассуждениях выполнение условия (3) востребовано лишь в одной точке, не ограничивает общность задачи. Действительно, если условию (3) будет удовлетворять семейство кривых, расположенных вблизи центральной кривой, то вместо одной точки будем иметь линию пересоединения вдоль  $u$ . Отметим одно дополнительное обстоятельство: для наших рассуждений не является существенным, каким образом произошла аннигиляция магнитного поля. В принципе, этот эффект возможен не только при достаточно интенсивной южной компоненте ММП, но также и из-за особой топологии магнитного поля в основании модельной застойной зоны перед магнитосферой. Согласно [2] эта модель допускает возможность аннигиляции геомагнитного поля вблизи критической точки магнитосферы.

Из теории алгебраических кривых известно, что точка, в которой выполняется условие (3), является особой точкой кривой, в зависимости от величины

$$\text{выражения: } \Delta = \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} - \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial x \partial z} \right]^2 \quad [3]. \quad \text{В общем случае, кривая второго порядка}$$

может иметь три типа особых точек: а) особая точка, в которой кривая пересекает сама себя, т.е. имеет истинный узел ( $\Delta < 0$ ); б) точка, в которой кривая имеет клев ( $\Delta = 0$ ); в) изолированная особая точка, не принадлежащая кривой, т.н. мнимый узел ( $\Delta > 0$  - рис.2). Очевидно, что реализация математически возможных вариантов особой точки связана с физической целесообразностью, исходя из которой потребуем, чтобы новая центральная кривая в особой точке (критическая точка магнитосферы) имела истинный узел.

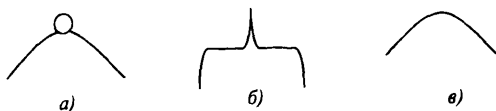


Рис.2. Особые точки алгебраической кривой второго порядка  
а) истинный узел; б) клов; в) мнимый узел.

Из многообразия кривых, подобных эллипсу, выберем пробную кривую, удовлетворяющую условиям (1) и (3) и достаточно хорошо аппроксимирующую экспериментальный контур центрального меридионального сечения дневной стороны невозмущенной магнитосферы

$$F(x, z) = x^2 - 2x - 2 \cos \pi x + 0,7z^2 - 1 = 0 \quad (4)$$

Критерием существования истинного узла в особой точке кривой является неравенство [3]

$$\Delta = \frac{\partial F}{\partial x} \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} < 0, \quad (5)$$

которому действительно удовлетворяет кривая (4) в точке (1,0).

Таким образом, следует, что в критической точке магнитосферы при аннигиляции геомагнитного поля формально возможно появление такой магнитной конфигурации, которая будто бы являлась невозможной без явного включения силовых линий ММП в окончательную топологическую картину поля. Этот результат показывает что аннигиляция и пересоединение магнитных силовых линий не являются различными процессами, но, скорее всего, они грани одного физического феномена, которые в отдельных случаях невозможно различать. Кроме того, эти процессы не должны в обязательном порядке приводить к эрозии границы магнитосферы и открытию нового энергетического канала солнечный ветер-магнитосфера. Что касается характерного размера истинного узла в лобовой точке магнитосферы, то этот параметр в нашем формализме является произвольной величиной. Однако, исходя из факта экранирования геомагнитного поля плазмой солнечного ветра, размер узла в направлении оси  $x$  не должен превосходить толщину магнитопаузы (рис.3).

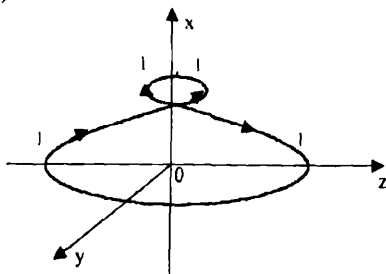


Рис.3. Неявная схема пересоединения  
1-центральная граничная силовая линия геомагнитного поля

Для анализа случая, когда в результате пересоединения силовых линий ММП и геомагнитного поля возникает новый энергетический канал, снабжающий магнитосферу частицами солнечного ветра, необходимо к процессу аннигиляции в явном виде подключить силовые линии ММП. Для этого достаточно постулировать, что кривая, соответствующая силовой линии ММП, приходящей в критическую точку магнитосферы, имеет в этой точке особенность типа а) или б). Мы ограничиваемся качественным рассмотрением эффекта пересоединения, поэтому, как и при выборе новой кривой  $y$  составляющей вектора-потенциала геомагнитного поля, существует произвол и при выборе аналитического вида кривой, соответствующей силовой линии ММП. Для наглядности, удобно воспользоваться одним из вариантов кривой типа полukuбической параболы, например:

$$\Phi = -bz^3 + x^2 - 2x + 1 = 0, \quad (6)$$

где  $b < 1$ .

Иллюстрация сшивания кривой (6), имеющей в точке  $(1,0,0)$  особенность типа клюва, например: при  $b = 0.05$ , с кривой (4), дана на рис.4.

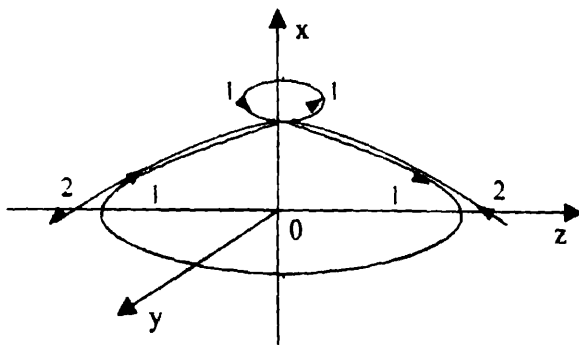


Рис.4. Явная схема пересоединения.

1. Центральная граничная силовая линия геомагнитного поля ;
2. Силовая линия солнечного ветра.

Как видно, выбранное нами одна из ветвей параболы (6) хорошо аппроксимирует снос силовой линии на перифериях переходной области, из за торможения ее центральной части вблизи лобовой точки магнитосферы.

В заключении еще раз отметим, что результаты нашей интерпретации обсуждаемого физического явления, систематически происходящего на границе дневной стороны магнитосферы, являются лишь качественными. Однако, представляется, что использованный математический формализм, в случае большего физического наполнения, вполне может составить основу для дальнейших исследований.

1. М.Н.Пудовкин, В.С. Семенов. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., Наука, 1985, 124 с.
2. З.А.Керселидзе. МГД эффекты конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Тбилиси, из-во ТГУ, 1986, 122 с.
3. Р.Уокер. Алгебраические кривые. М., ИЛ, 1952, 369 с.

მაგნიტური ძალწირების გადაერთების მოვლენა  
მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში ტოპოლოგიური ფორმალიზმის  
ჩარჩოებში

ზ. კერსელიძე, მ. ჩხიტუნიძე, ნ. ლეკიშვილი

რეზიუმე

მაგნიტოსფეროს შუბლა არეში საპლანეტათაშორისო მაგნიტური ველისა და გეომაგნიტური ველის სასაზღვრო ძალწირების გადაერთების მოვლენის მოდელირებისათვის გამოყენებულია ალგებრული მრუდების თეორია. გადაერთების შემდეგ მიღებული მაგნიტური ველის ტოპოლოგიური სურათის მიხედვით, სავალდებულო არ არის მაგნიტოსფეროს საზღვრის ეროზია და მისი შიდა სტრუქტურების შეშფოთების გამომწვევი ენერგეტიკული არხის გახსნა.

**Reconnection phenomenon of magnetic force lines in frontal  
area of magnetosphere within framework of topological formalism**

Z. Kercselidze, M. Chkhitunidze, N. Lekishvili

**Abstract**

To model the phenomenon of reconnection of interplanetary magnetic field and geomagnetic field boundary force lines in frontal area of the magnetosphere, algebraic theory of curves is used.

Topological picture after reconnection shows that erosion of magnetosphere's boundary and opening of it's internal structure, disturbing energetic channels, are not necessary.

## К вопросу моделирования эффекта падения плотности вблизи критической точки на обтекаемой поверхности

З. Кереселидзе, Н. Гурицкая

При газодинамическом обтекании затупленных тел особое внимание следует обратить на поведение вблизи поверхности тела гидродинамических и термодинамических характеристик движущейся среды. В частности, возможно резкое падение плотности в окрестности критической точки на поверхности тела. Точная оценка этого эффекта связана с непреодолимыми математическими осложнениями, связанными с аналитическим решением уравнений движения среды. Однако, полезную информацию о поведении плотности вблизи обтекаемой поверхности можно получить и без точного решения, если воспользоваться кинематическим приближением, т.е. если считать поле скоростей заданным при помощи какой либо модели. Для подтверждения данного соображения рассмотрим одну конкретную модель обтекания плоской поверхности непотенциальной идеальной сжимаемой средой.

Начало цилиндрической системы координат расположим в критической точке обтекаемой плоской поверхности. Ось  $z$ , вдоль которой движется среда на бесконечности, направлена вертикально вверх от поверхности. Аксиально-симметричное поле скоростей задано следующим образом

$$\begin{aligned} V_z &= -u_0 \left( 1 - e^{-\frac{z}{h}} \right), \\ V_r &= u_0 \frac{r}{R} e^{-\frac{z}{h}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $u_0$ -характерная скорость потока (скорость на бесконечности),  $r$ -радиальная координата,  $h$  и  $R$  -характерные масштабы обтекания в соответствующих направлениях. Очевидно, что модель (1) является модификацией популярных кинематических моделей для несжимаемой среды, примененных как в чисто газодинамических задачах, так и в специфической задаче обтекания магнитосферы Земли плазмой солнечного ветра [1-3].

Динамика идеальной сжимаемой среды в стационарном случае определяется уравнениями движения и неразрывности

$$\rho \vec{G} = \text{grad} P, \quad (2)$$

$$\left( \vec{V} \text{grad} \ln \rho \right) + \text{div} \vec{V} = 0, \quad (3)$$

где  $\vec{G} = -\left( \vec{\nabla} \nabla \right) \vec{V}$ ,  $\rho$ -плотность,  $P$ -полное давление среды.

примерим операцию *rot* к уравнению (2), после чего будем иметь

$$\left[ \vec{G} \operatorname{grad} \ln \rho \right] + \operatorname{rot} \vec{G} = 0. \quad (4)$$

В цилиндрической системе координат уравнение (4) имеет только  $\varphi$  проекцию, которая для поля скоростей (1) имеет вид

$$G_z \frac{\partial}{\partial r} \ln \rho - G_r \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho + \frac{\partial G_r}{\partial z} = 0. \quad (5)$$

Вспользуемся обозначением  $\operatorname{div} \vec{V} = -\Theta$ , после чего из (3) получим

$$V_r \frac{\partial}{\partial r} \ln \rho + V_z \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho = \Theta. \quad (6)$$

Исключая  $\frac{\partial}{\partial r} \ln \rho$  из (5) при помощи (6), получим уравнение для  $\frac{\partial}{\partial z} \ln \rho$

$$\left( V_z + v_r \frac{G_r}{G_z} \right) \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho = \Theta + \frac{V_r}{G_z} \frac{\partial G_r}{\partial z}. \quad (7)$$

После определения явного вида  $G_r$ ,  $G_z$ ,  $\frac{\partial G_z}{\partial z}$  и  $\Theta$  при помощи модели (1) и введения

новой переменной  $t = e^{\frac{z}{h}}$ , из (7) получим

$$\ln \frac{\rho}{\rho_0} = \int_0^t \frac{\alpha + \beta t}{\gamma^2 - \delta t + r} dt, \quad (8)$$

где  $\rho_0$  - плотность среды на бесконечном удалении от обтекаемой поверхности ( $t = 0$ ),  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \eta$  определяются параметрами течения и переменной  $r$ :

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{u_0}{Rh} r + \frac{2u_0}{R} - \frac{u_0}{h}, \\ \beta &= \frac{u_0}{h} - \frac{2u_0}{R^3} r - \frac{2u_0}{R} - \frac{2u_0}{Rh} r, \\ \delta &= \frac{2u_0}{h} + \frac{u_0}{Rh} r, \\ \eta &= \frac{u_0}{h}. \end{aligned} \quad (9)$$

Таким образом, решение уравнения (7) при  $\Delta > 0$  будет иметь вид

$$\rho = \rho_0 \left( \frac{\gamma^2 - \delta t + \eta}{\eta} \right)^{\frac{\beta}{2\gamma}} \left( \frac{2\gamma t - \delta - \sqrt{\Delta}}{2\gamma t - \delta + \sqrt{\Delta}} \cdot \frac{\delta - \sqrt{\Delta}}{\delta + \sqrt{\Delta}} \right)^{\frac{1}{\sqrt{\Delta}} \left( \alpha + \frac{\beta \delta}{2\gamma} \right)}, \quad (10)$$

где  $\Delta = \delta^2 - 4\delta\eta$ .

Анализ выражения (10) показывает, что в критической точке на обтекаемой поверхности плотность равна нулю, как и на некоторой условной поверхности, постепенно отходящей от обтекаемой поверхности и ограничивающей область применимости решения. Расстояние между поверхностью тела и условной поверхностью, соприкасающимися в критической точке, возрастает в радиальном направлении, достигая максимума при  $r = R$ . Очевидно, что в области между этими поверхностями решение (10) является мнимым и теряет смысл.

Возникновение поверхности, ограничивающей область применимости решения для задачи газодинамического обтекания плоской поверхности, либо затупленного тела, видимо, является общим недостатком, характерным для кинематических моделей типа (1). Например, результат, качественно подобный нашему, получен также и при аналитическом и численном моделировании картины обтекания магнитосферы солнечным ветром [4,5]. В частности, в [4] использовалась известная кинематическая модель Паркера, в которой компоненты скорости линейно зависят от координаты в соответствующем направлении. Очевидно, что о физической достоверности какой либо кинематической модели можно судить лишь по степени адекватности ее результатов с данными наблюдений. Поэтому, особое значение приобретает информация о крупномасштабной структуре течения плазмы солнечного ветра вблизи границы магнитосферы, которое, хоть и подчиняется законам газодинамики, но в значительной степени контролируется также и межпланетным магнитным полем.

#### литература

1. F.T. Gratton, M.F. Heyn, H.K. Biernat, R.P. Rijnbeek, G.Gnavi. MHD Stagnation Point Flows in the Presence of Resistivity and Viscosity. Journal of Geophys. Res., 1988, Vol 93, № A7, pp.7318-7324.
2. М.И. Пудовкин, В.В. Лебедева. Параметры солнечного ветра в переходной области в модели с магнитным барьером. Геомагнетизм и аерономия, 1987, т. XXXVII, №1, с. 22-27.
3. М.И. Пудовкин, В.С. Семенов. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., Наука, 1985, 124 с.
4. З.А. Кереселидзе, А.Г. Хантадзе. К вопросу моделирования МГД течения плазмы солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Труды ТГУ, 1988, сер. Физика, т. 282, с. 31-42.
5. В.Г. Пивоваров, Н.В. Еркаев. Взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. Новосибир., Наука, 1978, 107 с.

### გარსდენადი ზედაპირის კრიტიკული წერტილის მახლობლად სიმკვრივის ვარდნის ეფექტის მოდელირების საკითხთან დაკავშირებით

ზ. კერესელიძე, ნ. ლურჯაია

#### რეზიუმე

გამოყენებულია კუმშვადი გარემოს აქსიალურად სიმეტრიული დინების მოდელი, რომელიც ითვალისწინებს დამუხრუჭების ეფექტს ბრტყელი ზედაპირის კრიტიკული



წერტილის მახლობლად. ნაჩვენებია, რომ გარემოში ხდება დაბალი სიმკვრივის ფენის ფორმირება, რომელიც შემოსაზღვრულია ნულოვანი სიმკვრივის მქონე ზედაპირით. ამ უკანასკნელს შეხება გარსდენად ზედაპირთან გააჩნია მხოლოდ კრიტიკულ წერტილში.

## **About modeling of density decreasing effect near by critical point on the flow round surface**

**Z. Kereselidze, N. Gurckaia**

### **Abstract**

The axial-sum metrical model of compressible medium which to flow into flat surface and take into account the effect of breking near the critical point is used. Is shown that in the medium is formed layer with fall of density, limited by the zero density surface, which comes into contact with flow round surface only in critical point.

## Модель переменной электрической проводимости плазмы на границе дневной стороны Магнитосферы

Г. Ванишвили, И. Габисония, З. Кереселидзе, Н. Мебагшвили

Известно, что интенсивность протекания внутримангитосферных процессов и изменения динамических параметров магнитосферных структур зависят от направления межпланетного магнитного поля (ММП). В частности особое значение имеет  $B_z$ -составляющая, которая в зависимости от знака либо параллельна, либо антипараллельна граничным силовым линиям Магнито-сферы. При  $B_z < 0$  создаются наиболее благоприятные условия для слияния (пересоединения) силовых линий ММП и магнитного поля Земли, хотя, этот процесс с меньшей вероятностью может протекать и при произвольном направлении ММП [1].

Несмотря на то, что явление пересоединения, в отличие от процесса квазивязкого взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой, имеет дискретный характер, они развиваются по одинаковой физической схеме. Это означает, что на магнитопаузе формируется особая токовая система, параметры которой могут меняться в зависимости от характера взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой. В случае квазивязкого взаимодействия структуру пограничного слоя магнитосферы определяет перманентно действующий крупномасштабный поверхностный электрический ток ВСА. При пересоединении, в лобовой области магнитосферы обязательно формируется особый токовый слой существования которого зависит от типа пересоединения. Различают два типа пересоединения силовых линий магнитных полей: стационарное и нестационарное, т.е. импульсное пересоединение, вероятность которого в обычных магнитосферных условиях значительно выше, чем стационарного.

Различие между двумя типами пересоединения вызвано характером электрической проводимости намагниченной среды. Для развития пропроцесса стационарного пересоединения необходимо, чтобы величина электрической проводимости плазмы была бы меньше некоторого порогового значения. При импульсном пересоединении величина электрической проводимости плазмы может иметь любое конечное значение [2,8].

Известно, что распространение возмущений в плазме порождает локальные флуктуации, влияющие на её параметры. В частности, они способны вызвать понижение электрической проводимости плазмы, что повлияет на структуру токового слоя. Именно по такой схеме происходит импульсное пересоединение силовых линий магнитного поля Земли и ММП, развивающееся из-за локального ухудшения электрической проводимости солнечного ветра в лобовой области магнитосферы, что

может быть вызвано, например: альвеновскими волнами, развитием неустойчивостей на магнитопаузе, или возникновением двойного электрического слоя [5]. Но в последнем случае, наряду с пересоединением, возможно также развитие процесса аннигиляции противоположно направленных магнитных полей солнечного и земного происхождения.

Причиной аннигиляции магнитных силовых линий является омическая диссипация, которая возможна даже в такой высокопроводящей среде, как солнечный ветер. Действительно, если на фоне кулоновского взаимодействия в между заряженными частицами в безстолкнительной плазме включаются некоторые механизмы, возможна значительная диссипация. В качестве таковых можно назвать механизм затухания Ландау, а также возникновение аномального сопротивления, связанного либо с прохождением Ленгмиуровской волны, либо с возникновением волновой турбулентности, связанной с ионно-циклотронной неустойчивостью [2].

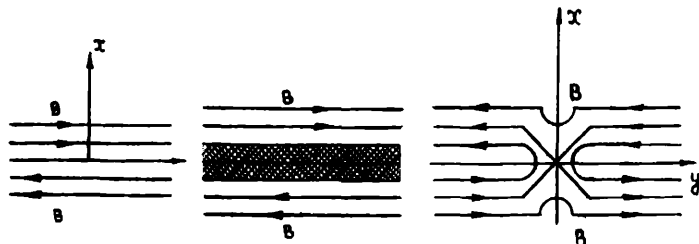


Рис. 1

Рис. 1 моделирует магнитопаузу и внутренний пограничный слой магнитосферы в случае, когда силовые линии ММП антипараллельны граничным силовым линиям магнитного поля Земли. Ось  $x$  направлена к Солнцу, ось  $y$  - вдоль границы магнитосферы, начало системы координат соответствует лобовой точке магнитосферы. DCF кольцевой ток направлен перпендикулярно к плоскости рисунка. Здесь последовательно показаны: а) структура магнитного поля в начальный момент времени; б) спустя некоторый промежуток времени после включения омической диссипации; в) разщепление (разрыв) токового слоя и последующее пересоединение магнитных силовых линий. Случаи а) и б) схематически отображают известную задачу нестационарной диффузии магнитного поля в неподвижной, несжимаемой плазме с конечной электрической проводимостью [3]. В начальный момент времени магнитное поле считается постоянным во всем пространстве:  $B_y = \pm B_0$  при  $x \leq 0$ . Структура магнитного поля определяется из следующего уравнения

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \frac{\partial^2 B_y}{\partial X^2} \quad (1)$$

решение которого имеет вид:

$$B_y(X, t) = \pm \frac{2}{\sqrt{\pi}} B_0 \operatorname{erf} \left( \frac{\pi \alpha X}{c^2 t} \right) \quad (2)$$

где  $\operatorname{erf}(x) = \frac{c^2}{4\pi\sigma} = \lambda_m$  - магнитная вязкость плазмы,  $c$  - скорость света  $\sigma$  - электрическая проводимость.

Из (2) видно, что толщина пограничного слоя (заштрихованная область на рис. 1-б), расположенного по обе стороны от плоскости  $x=0$ , с возрастанием времени увеличивается

$$X_D = \sqrt{\frac{c^2 t}{\pi\sigma}}, \quad (3)$$

$$V_D = \frac{dX_D}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{c^2}{\pi\sigma t} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

В обсуждаемой модели пересоединение силовых линий магнитных полей, направленных по разным сторонам токового слоя является невозможным. Действительно, для реализации пересоединения, схематически изображенного на рис. 1-в, необходимо возникновение нормальной компоненты магнитного поля, что в диффузионном приближении исключается.

Модель диффузии магнитного поля в том виде, в котором она дана в [3,4], вряд ли можно считать полностью справедливой в области магнитопаузы, если вспомнить, что электрическая проводимость плазмы вблизи границы магнитосферы, скорее всего, импульсно падает во времени. Кроме того, в лобовой области магнитосферы непрерывно притекает плазма, что не учитывается уравнением (1), но является важнейшим фактором.

Согласно [1,2,5], продолжительность импульсного пересоединения на границе магнитосферы в среднем составляет в 5-10 минут, что можно считать характерным временем развития нестационарного токового слоя. Формально, в результате распада этой структуры электрическая проводимость плазмы должна резко увеличиться, т.е. топология магнитного поля должна стремиться к конфигурации, когда силовые линии ММП фактически заморожены в солнечный ветер. Такая схема позволяет моделировать магнитную вязкость плазмы выражением

$$\lambda_m = \lambda_{0m} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right) \quad (5)$$

где  $\lambda_{0m}$  - характерная величина магнитной вязкости плазмы в переходной области  $\tau_0$  - время существования токового слоя.

Для учёта эффекта натекания на токовый слой будем считать движение плазмы плоским, а нормальную компоненту скорости пропорциональной координате  $x$ . Если ввести характерные поперечный линейный масштаб и скорость течения плазмы переходной области магнитосферы  $l_0$ , и  $V_0$ , тогда натекание плазмы на токовый слой можно описать следующей кинематической моделью  $V_x = -\frac{V_0}{l_0} X$ ,  $V_y = -\frac{V_0}{l_0} Y$ ,

Таким образом, структура магнитного поля вблизи плоского токового слоя должна определяться из уравнения, отличного от (1)

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} - \frac{V_0}{l_0} \cdot X \cdot \frac{\partial B_y}{\partial X} - \frac{V_0}{l_0} B_y = \lambda_{om} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right) \frac{\partial^2 B_y}{\partial X^2} \quad (6)$$

Для полноты решения уравнения индукции магнитного поля (6), формально, граничные условия надо постулировать, исходя из направления электрического тока в токовом слое, относительно к току DCF. В любом случае, в лобовой области магнитосферы, в результате развития импульсного токового слоя, будет складываться новая структура магнитного поля и индуцированного электрического поля. Таким образом, считаем, что направление импульсного тока может быть произвольным по отношению к направлению. поверхностного DCF –тока. Исходя из этого будем иметь следующие граничные условия:

$$\begin{aligned} B_{y|x \rightarrow 0} &= 0; & B_{y|x \rightarrow \infty} &= B_0; \\ B_{y|x \rightarrow 0} &= B_0; & B_{y|x \rightarrow \infty} &= 0; \end{aligned} \quad (7)$$

где первая пара (7) условно соответствует эрозии границы магнитосферы, т.е. эффекту аннигиляции силовых линий, а вторая - укреплению границы магнитосферы. Отметим, что удовлетворение первой пары условий (7) является обязательной не только для аннигиляции, но и для развития процесса пересоединения силовых линий магнитного поля Земли и ММП.

Физически очевидно что верхние граничные условия (7) вместо бесконечности должны выполняться вместо бесконечности на некотором конечном расстоянии от поверхности токового слоя. Очевидно, что это расстояние зависит от величины электрической проводимости плазмы, которая согласно модели (5) связана с  $\tau_0$ . Поэтому, для решения уравнения (6) логично воспользоваться нестационарной модификацией известного метода последовательных приближений М.Е. Швеца. Согласно которому потребуем выполнение верхних граничных условий (7) на конечном расстоянии  $\delta(t)$  (толщина пограничного слоя). Магнитное поле представим в виде суммы:  $B_y = B_{1y} + B_{2y}$ , где  $B_{1y}$ , является решением однородного уравнения:

$$\frac{\partial^2 B_{1y}}{\partial x^2} = 0 \quad (8)$$

которое удовлетворяет видоизменённым условиям (7). Что касается  $B_{2y}$ , то оно является решением неоднородного уравнения

$$\frac{\partial B_{2y}}{\partial t} - \frac{V_0}{l_0} \cdot X \cdot \frac{\partial B_{2y}}{\partial x} - \frac{V_0}{l_0} B_{2y} = \lambda_{om} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right) \frac{\partial^2 B_{2y}}{\partial x^2} \quad (9)$$

с однородными граничными условиями.

$$B_{2y|x \rightarrow 0} = B_{2y|x \rightarrow \infty} = 0. \quad (10)$$

Рассмотрим первый случай, т.е., когда  $B_{1y}$ , удовлетворяет граничным условиям:

$$B_{1y|x \rightarrow 0} = 0 \quad B_{1y|x \rightarrow \infty} = B_0. \quad (11)$$

Из (8) с учётом (11) получим:  $B_{1y} = \frac{y}{\delta} B_0$ , после чего из (9) путём двукратного интегрирования, используя (10), получим выражение для  $B_{2y}$ . Окончательно, для распределения магнитного поля в пограничном слое будем иметь следующее аналитическое выражение:

$$B = B_0 \frac{x}{\delta} + B_0 \lambda_{om}^{-1} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right)^{-1} \left[ \left[ \frac{\delta'}{6} x - \frac{\delta' x^3}{\delta^2 6} \right] + \frac{V_0}{l_0} \left( \frac{\delta}{3} x - \frac{x^3}{3\delta} \right) \right] \quad (12).$$

Во втором случае  $B_{1y}$  удовлетворяет граничным условиям

$$B_{1y|_{x=0}} = B_0; \quad B_{1y|_{x=\delta}} = 0, \quad (13)$$

т.е.,  $B_{1y} = B_0 \left( 1 - \frac{x}{\delta} \right)$ . Окончательно, для  $B$  будем иметь:

$$B = B_0 \left( 1 - \frac{x}{\delta} \right) + B_0 \lambda_{om}^{-1} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right)^{-1} \left[ \left[ \frac{\delta' x^3}{\delta^2 6} - \frac{\delta' x}{6} \right] + \frac{V_0}{l_0} \left( \frac{x^3}{3\delta} - \frac{x^2}{2} + \frac{\delta x}{6} \right) \right]. \quad (14)$$

Согласно методу последовательных приближений, искомая толщина пограничного слоя  $\delta$  определяется из дополнительного условия  $\left( \frac{\partial B}{\partial x} \right)_{x=\delta} = 0$ , дающего дифференциальное уравнение первой степени по времени, из которого для первого случая, при начальном условии  $\delta(0) = 0$ , имеем:

$$\delta = \left\{ \frac{3\lambda_{om} l_0}{2V_0} \left[ \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} + \frac{l_0}{4V_0} \cdot \frac{1}{\tau_0} \right) - \left( 1 + \frac{l_0}{4V_0} \cdot \frac{1}{\tau_0} \right) \cdot e^{-4\frac{V_0 t}{l_0}} \right] \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

а для второго:

$$\delta = \left\{ 6 \frac{\lambda_{om} l_0}{V_0} \left[ \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} + \frac{l_0}{V_0} \cdot \frac{1}{\tau_0} \right) - \left( 1 + \frac{l_0}{V_0} \cdot \frac{1}{\tau_0} \right) \cdot e^{-\frac{V_0 t}{l_0}} \right] \right\}^{1/2} \quad (16)$$

После аналитического определения толщин магнитного пограничного слоя, можно уже в явном виде получить распределение не только магнитного поля, но также и генерированного в пограничном слое крупномасштабного электрического поля. Для этого необходимо воспользоваться известным уравнением:

$$\text{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}. \quad (17)$$

В нашей модели электрическое поле имеет лишь одну составляющую, перпендикулярную к плоскости рис. 1:

$$E_z = -\frac{1}{c} \int_0^x \frac{\partial B_y}{\partial t} dx. \quad (18)$$

Для распределения (12) электрическое поле даётся выражением

$$\frac{c}{B_0} E_z = \frac{\delta' x^2}{\delta^2 2} + \lambda_m^{-1} \left[ -\frac{\delta''}{12} x^2 + \frac{\delta'' \delta - 2(\delta')^2}{24\delta^3} x^4 + \frac{V_0}{l_0} \left( -\frac{\delta'}{6} x^2 + \frac{\delta'}{12\delta^2} x^4 \right) \right] + (\lambda_{om} \tau_0)^{-1} \left( 1 - \frac{t}{\tau_0} \right)^{-2} \times \left[ \frac{\delta'}{12} x^2 - \frac{\delta'}{24\delta^2} x^4 + \frac{V_0}{l_0} \left( \frac{\delta}{6} x^2 - \frac{1}{12\delta} x^4 \right) \right], \quad (19)$$

где  $\delta'$  и  $\delta''$  означает, соответственно, первую и вторую производную по времени. Для второго случая в (17) необходимо воспользоваться выражением (14), после чего получим аналитически сходное с (19) распределение электрического поля.

В случае постоянной электрической проводимости ( $\lambda_m = \text{const}$ ) в модели (7) необходимо считать  $t=0$ , что равнозначно условию  $\tau_0 \rightarrow \infty$ . В последнем случае, в пределе  $V_0 \rightarrow 0$ , разлагая экспоненциальные члены в (15) и (16) в ряд по малому аргументу, в обоих случаях будем иметь одинаковое выражение

$$\delta \sim (6\lambda_{om} \cdot t)^{1/2}, \quad (19)$$

которое лишь малым численным коэффициентом отличается от точного решения (3) и совпадает с приближённым решением уравнения (1), полученным методом последовательных приближений.

Очевидно, что полученные нами решения корректны лишь при выполнении условия  $t < \tau_0$ , т.е. хотя и для очень большой, но конечной по величине электрической проводимости. Действительно, в идеальном случае вместо (6) имеем другое уравнение:

$$\frac{\partial B}{\partial t} - X \cdot \frac{V_0}{I_0} \frac{\partial B}{\partial X} - \frac{V_0}{I_c} B = 0, \quad (20)$$

для качественного анализа которого, наряду с временем протекания плазмы на

токовый слой  $\tau_0 = \frac{I_0}{V_0}$ , необходимо ввести также и характерное время

изменения магнитного поля  $t_0$ . После этого вместо (20) можно воспользоваться эквивалентным квазистационарным уравнением

$$\frac{B}{t_0} - \frac{X}{\tau_0} \frac{\partial B}{\partial X} - \frac{B}{\tau_0} = 0, \quad (21)$$

решение которого имеет вид:

$$B = B_0 X^{\frac{\tau_0}{t_0} - 1} \quad (22)$$

Очевидно, что физически оправданное, конечное при  $x \rightarrow 0$  решение уравнения (22) будем иметь только при условии  $\frac{\tau_0}{t_0} \geq 1$ , т.е. характерное время изменения магнитного поля должно быть меньше характерного времени протекания плазмы на токовый слой. В противном случае, возможен эффект бесконечного усиления магнитного поля (т.н. магнитный барьер), характерный для идеально проводящей среды [1,8].

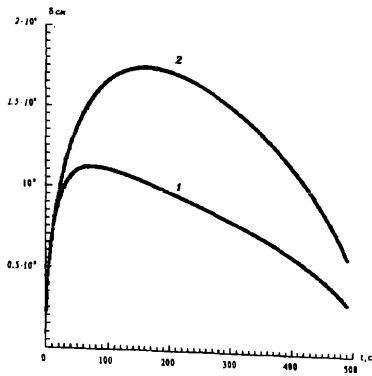


Рис. 2. Изменение толщины магнитного пограничного слоя для характерного набора параметров магнитосферы

$$l_0 = 10^9 \text{ см}, V_0 = 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}, \lambda_{0m} = 10^{14} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}, \tau_0 = 500 \text{ с}.$$

Случай эрозии; 2. Случай укрепления границы магнитосферы.

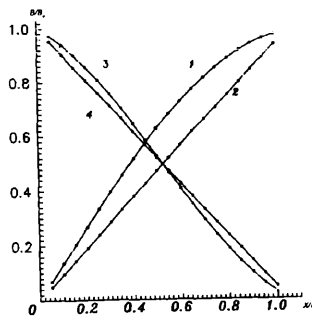


Рис. 3. Распределение магнитного поля для максимумов толщины пограничного слоя:

I. Случай эрозии границы магнитосферы: 1- $B_{1,y}$ , 2- $B_y$ .

II. Случай укрепления границы магнитосферы: 3- $B_{1,y}$ , 4- $B_y$ .



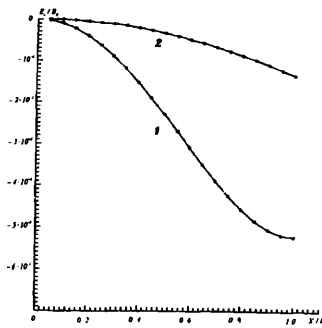


Рис. 4. Распределение электрического поля для максимумов толщины пограничного слоя:  
1. Случай эрозии; 2. Случай укрепления границы магнитосферы

Рис. 2–4 иллюстрируют характер изменения толщины магнитного пограничного слоя и распределений магнитного и электрических полей для типичного набора параметров солнечного ветра и магнитосферы.

В заключении, следует отметить, что использованный метод последовательных приближений оказался вполне корректным для нашей задачи, т.е. второе приближение вносит лишь малую поправку в распределении магнитного поля в пограничном слое (рис. 3).

#### Литература

1. М.И. Пудовкин, В.С. Семёнов. Теория пересоединения и взаимодействие солнечного ветра с магнитосферой Земли. М., Наука, 1985, 125 с.
2. В.А. Липеровский, М.И. Пудовкин. Аномальное сопротивление и двойные слои в магнитосферной плазме. М., Наука, 1983, 179 с.
3. T. Yeh, W.I. Axford. On the re-connection of magnetic field lines in conducting fluids., J. of Plasma Physics, 1970, v. 4, №2, pp. 207-229.
4. С.И. Сыроватский. Ключевые вопросы теории вспышек. Изв. АН СССР, С. Физ., 1979, т. 43, №4, с. 695-707.
5. А.К. Юхимук. Плазменные явления в геофизике. Киев, Наукова Думка, 1982, 162 с.
6. Е.М. Добрышман. Приближённое решение некоторых нестационарных задач пограничного слоя. ПММ, т. XX, 1956, с. 408-410.
7. З.А. Кереселидзе. МГД эффекты конечной электрической проводимости солнечного ветра вблизи магнитосферы Земли. Тбилиси, из-во ТГУ, 1986, 122 с.
8. С. И Вайнштейн. Магнитная гидродинамика космической плазмы и токовые слои. М., Наука, 1985, 191 с.

# პლაზმის ცვლადი ელექტრული გამტარებლობის მოდელი მაგნიტოსფეროს დღის მხარის საზღვარზე.

გ. ვანიშვილი, ი. გაბისონია, ზ. კერესელიძე

რეზიუმე

არასტაციონარული მაგნიტური სასაზღვრო ფენის მიახლოებაში ცვლადი ელექტრული გამტარებლობის მქონე პლაზმით გარსდენადი მაგნიტოსფეროს დღის მხარის შუბლა არის მაპროქსიმირებული ბრტყელი დენიანი ფენის მახლობლად მიღებულია მსხვილმასშტაბოვანი ელექტრული და მაგნიტური ველების განაწილების სურათი.

## **Plasma model with variable conductivity on the boundary of day-side magnetosphere**

**G. Vanishvili, I. Gabisonia, Z. Kereselidze**

**Abstract**

The picture of the distribution of large-scale electric and magnetic fields in plasma with variable conductivity which is strime-lined the flat current layer simulated the forehead region of day-side magnetosphere is obtained in nonstationary boundary layer approximation.

## Ассиметрия активности Солнца и вариации космических лучей

Т. Бакрадзе, Д. Бочикашвили, Н. Глонти, Л. Осепаншвили, Т. Размадзе

В настоящей работе, на основе нового материала исследуется северо-южная асимметрия активности Солнца (используя разные ее индексы) и ее связь с вариациями интенсивности космического излучения. Материалами послужили: по солнечной активности – основные параметры солнечных пятен из гринвических фотогелиографических наблюдений за 1874 – 1976 гг. [1], по космическим лучам – их интенсивности, зарегистрированные с помощью нейтронных мониторов станций Киль (Kiel) и Клаймакс (Klimax) за 1957 – 1976 гг.[2]. Для примера изменений активности и асимметрии активности Солнца в работе приведены графики, относящиеся к периоду 1874 – 1900 гг.(с подобными кривыми остальной части времени с 1900 по 1976 гг. можно ознакомиться в работе [3]).

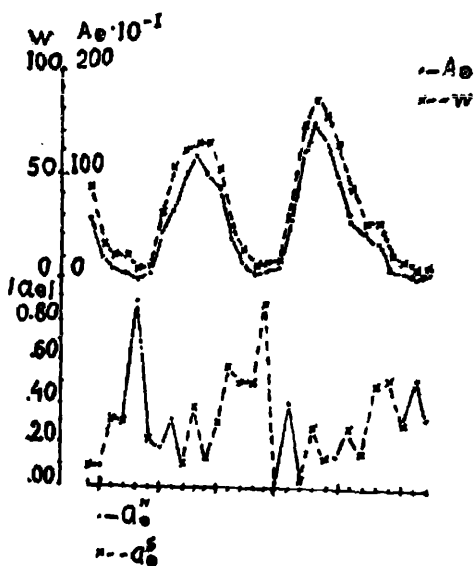


рис. 1

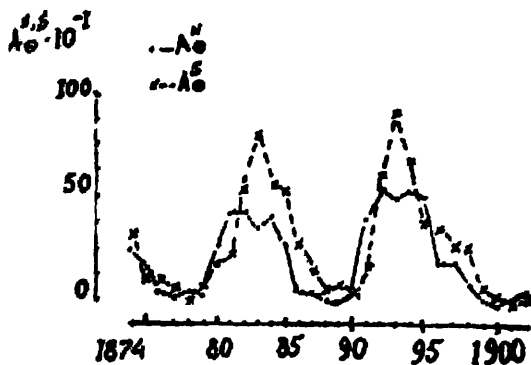


рис. 2

I. На рисунке верхние два графика построены по среднегодовым значениям (ординаты) площадей пятен  $A_0$  (точки) и чисел Вольфа  $W$  (крестики). Площади пятен выражены в М.Д.П. Солнца. На оси абсцисс – время в годах. Следующий график показывает изменение модуля величины асимметрии активности Солнца

$$|a_c| = (A_N - A_S) / (A_N + A_S),$$

где  $A_N$  и  $A_S$  площади пятен северного и южного полушарий Солнца соответственно; точками отмечены случаи преимущества активности северного полушария, крестиками – южного. Нижние два графика изображают изменение площадей пятен северного (точки) и южного (крестики) полушарий Солнца.

Из рисунка видно, что модуль величины асимметрии изменяется циклически в противофазе развития активности. Следует отметить, что в этом отношении не имеет значения какое полушарие превосходит по активности, в рассматриваемом примере, почти в течение двух циклов № 12 и № 13, превалировала, в основном, активность южного полушария. Здесь не оправдывается мнение некоторых авторов о постоянном превосходстве северного полушария по активности или по другим особым свойствам. Например, в работе Свинсона [4], исследуется асимметрия активности Солнца односторонне, ограничиваясь только данными выражения  $A_N / (A_N + A_S)$ , что приводит к неопределенным результатам (см. ниже).

Применяя те же методы обработки материала, что и в работе [3] (метод линейной корреляции, спектральный анализ и др.) и объединяя полученные результаты за весь исследуемый нами период времени, можно с уверенностью считать установленной циклическую закономерность в изменении модуля величины северо-южной асимметрии активности Солнца с периодом  $\sim 11$  лет и выводы из этой закономерности о тесной взаимосвязи полушарий и их связи с глубокими слоями Солнца единым процессом цикличности. Следовательно, некоторые физические свойства верхних и глубинных слоев Солнца, как например, скорость вращения, температура и др. не должны слишком сильно отличаться друг от друга. Эти выводы дают возможность предполагать, что в недрах Солнца не должно быть (как полагают некоторые авторы) быстровращающегося ядра. В этом смысле вращение Солнца должно быть близко к твердотельному вращению, потоки нейтронов не должны быть высокими и др.

В результате изучения других индексов асимметрия активности Солнца можно вкратце заключить следующее:

а) Индексы отношений  $A_N/A_S$  и  $A_S/A_N$  не совсем точно выражают северо-южную асимметрию, если не использовать их совместную последовательность величин  $(A_N/A_S) > 1$  и  $(A_S/A_N) > 1$  или  $< 1$ ; лишь одно отношение из них плохо характеризует асимметрию, если в достаточно длительном промежутке времени не превосходит по активности доно из полушарий, как это имело место в рассматриваемых здесь циклах № 12 и 13, когда превосходило по активности южное полушарие Солнца, а в цикле № 15 и после середины № 19-го до конца максимума № 20-го цикла, когда превалировала активность, главным образом, северного полушария, но и в таких случаях цикличность выражается хуже, слабее.

б) Замечание в конце пункта а) относится и к индексам асимметрии  $A_N/(A_N + A_S)$  и  $A_S/(A_N + A_S)$ , которые в отдельности, как было отмечено выше, лишь частично и односторонне характеризуют асимметрию, графически они представляют взаимно зеркальные изображения и их совместное рассмотрение приводит также к неопределенным результатам (см. ниже таблицу).

в) Индекс разности активности полушарий  $A_N - A_S$ , нередко применяемый некоторыми авторами для характеристики северо-южной асимметрии активности Солнца, вовсе не является ее характеристикой, а выражает изменение активности Солнца в меньшей мере и неточно, чем характеристики полной активности всего диска Солнца.

Таким образом, для реальной характеристики северо-южной асимметрии активности Солнца в целях исследования и вопрос солнечно-земных связей целесообразно использовать, в первую очередь, индекс модуля величины асимметрии  $|a_0|$ , а индексы отношений активности полушарий – с теми замечаниями для последних, которые были высказаны выше.

II. Результаты исследования связи северо-южной асимметрии активности Солнца с вариациями интенсивности космических лучей даны ниже в следующей таблице, где в первом столбце отмечены интенсивности космических лучей, зарегистрированные на станциях Киль  $J_K$  и Клаймакс  $J_C$ , в первой строчке даны индексы асимметрии активности Солнца.

Таблица коэффициентов корреляции

	$ a_0 $	$A_N/A_S$	$A_N/(A_N + A_S)$	$A_S/(A_N + A_S)$
$J_K$	0.50	0.31	0.12	-0.12
$J_C$	0.44	0.26	0.09	-0.09

Из таблицы следует, что связь космических лучей более тесно проявляется с модулем величины асимметрии и в меньшей мере, или отсутствует с остальными индексами, что и подтверждают вышеизложенные их характеристики.

В заключении настоящей работы отметим, что полученные результаты могут быть полезными, и целесообразно использовать или учитывать их не только при проведении корреляционного анализа с различными геофизическими явлениями, но и для изучения ряда других вопросов, проблем физики Солнца и солнечно-земных связей.

1. Royal observatory Bulletins. Photoheliographic results, 1874 – 1976.
2. Solar-Geophysical Data During 1957 – 1976, NOAA, Boulder, Colo.
3. Размадзе Т.С. Исследование северо-южной асимметрии активности Солнца, Солн. дан. 19926 № 1, 75 – 80, изд. «Наука» М-Л.
4. Свинсон (Derek B. Swinson, Hisako Koyama and Takao Sato) Long-Term variations in North-South asymmetry of Solar Activity; Solar physics, Reidel Publishing Company, 1986, 106, 35-42.

## მზის აქტივობის ასიმეტრია და კოსმოსური სხივების ვარიაციები

თ. ბაქრაძე, დ. ბოჩიკაშვილი, ნ. გლონტი, ლ. ოსეაიშვილი, თ. რაზმაძე

### რეზიუმე

ახალი მასალის საფუძველზე გამოკვლეულია მზის აქტივობის ჩრდილო-სამხრეთი ასიმეტრია. დასტურდება და შეიძლება დადგენილად ჩაითვალოს ასიმეტრიის სიდიდის მოდულის ცვალებადობის ციკლური კანონზომიერება აქტივობის განვითარების საწინააღმდეგო ფაზით და ამ კანონზომიერებიდან გამომდინარე ყველა შედეგი. წარმოდგენილია აგრეთვე, მზის აქტივობის ჩრდილო-სამხრეთი ასიმეტრიის სხვა მაჩვენებლების შესწავლის შედეგები და ჩატარებულია კორელაციური ანალიზი კოსმოსური სხივების ვარიაციებთან, რომელთაც აჩვენებს უფრო მჭიდრო დადებითი კავშირი ასიმეტრიის სიდიდის მოდულთან (რომელიც განისაზღვრება მზის ნახევარსფეროების ლაქებთან ფართობების სხვაობის შეფარდებით მათ ჯამთან), ვიდრე მზის აქტივობის ასიმეტრიის სხვა ინდექსებთან.

## The asymmetry of the Solar activity and cosmic ray variations

T. Bakradze, D. Bochicashvili, N. Glonti, L. Osepaishvili, T. Razmadze

### Abstract

On the basis of the new material the North-South asymmetry of the solar activity is investigated. The cyclic regularity of the change of the module of the asymmetry value in the antiphase of the solar activity development is confirmed and one may consider established with conclusion from this regularity too.

The results of the study of the different indexes of the Solar activity asymmetry are given and the correlation analysis between them and cosmic ray variations is made.

The cosmic ray variations show more close and positive connection with the asymmetry value module (which is the ratio of the difference of the sunspot areas of the North and South hemispheres to the sum of them) than with the other indexes of the Solar activity asymmetry.

## Аномальные солнечно-суточные вариации космических лучей, связанные с пересечением Землёй границ секторов межпланетного магнитного поля (ММП) и проблема землятрянсений

Н. Хазарадзе, Н. Глonti, Д. Бочикашвили,  
Г. Ванишвили, И. Туския, Т. Бакрадзе

В настоящей работе приведены убедительные доказательства в пользу того, что в солнечно-суточные вариации космических лучей (КЛ) вносит определённый вклад воздействие нейтрального слоя, который пересекается Землёй.

В работах [1,2] были выявлены аномальные суточные вариации интенсивности КЛ. В этих работах основным критерием определения аномальных суточных вариаций была оценка отношения амплитуд  $A_n$  (возрастных интенсивности нейтронной компоненты КЛ на станции Токио) к амплитудам  $A_\mu$  (возрастных интенсивности  $\mu$ -мезонной компоненты КЛ на станции Нагоя).

Однако, то, что случаи отношения  $A_n/A_\mu < 6$ , считались эффектом исключительно магнитосферного происхождения, нам представляется сомнительным, поскольку, как показывает наш анализ, на магнитосферные эффекты накладывается температурный эффект, возникающий за счёт изменения температурного режима верхней атмосферы Земли. Дело в том, что, если проанализировать наземные наблюдения КЛ с исправленным на барометрический эффект, то отношения  $A_n/A_\mu$  (где  $A_n$  и  $A_\mu$  -соответственно амплитуды суточных колебаний нейтронной и жёсткой компонент КЛ), должны отличаться, в моменты пересечения Землёй нейтрального слоя ММП от значений во все другие времена, т.е. когда нейтральный слой не пересекается Землей. Для доказательства этого утверждения мы выбрали опубликованные в работах [1,2] дни с аномально низкими значениями  $A_n/A_\mu$ . Вариации, соответствующие этим дням, нами были названы аномальными суточными вариациями КЛ.

Как известно, при пересечении нейтрального слоя, или другими словами, границы секторов ММП, имеющих противоположные направления полей, происходит смена знаков, соответствующим двум направлениям поля: знак "+" в случае направления поля от Солнца и знак "-" в случае направления поля к Солнцу. Ясно, что при переходе из одного сектора в другой сектор, с противоположным направлением поля, меняются знаки: с плюса на минус или наоборот. В связи с этим, изменение знаков - расценивается как пересечение границы секторов. Сравнение времён смены знаков ММП [3] с временами регистрации 22 минимальных значений отношения  $A_n/A_\mu$  показало, что в 21 случае зарегистрированные значения соответствуют моментам пересечения Землёй нейтрального слоя ММП. Это даёт нам возможность сделать заключение о том, что на магнитосферные вариации связанные с перестройкой силовых линий земного магнитного поля при смене дня и ночи накладываются дополнительные вариации связанные с прохождением Землёй нейтрального слоя ММП, заполненного горячей плазмой. Как известно, нагревание атмосферы вызывает увеличение интенсивности  $\mu$ -мезонной компоненты КЛ, что в свою очередь приводит к уменьшению отношения  $A_n/A_\mu$ . Об этом свидетельствуют приведённые на рис.1, осреднённые Кри -диаграммы амплитуд первой гармоники солнечно-суточной анизотропии КЛ по данным нейтронных мониторов станций Киль ( $A_K$ ) и Токио ( $A_T$ ) и мезонного телескопа станции Нагоя ( $A_H$ ).

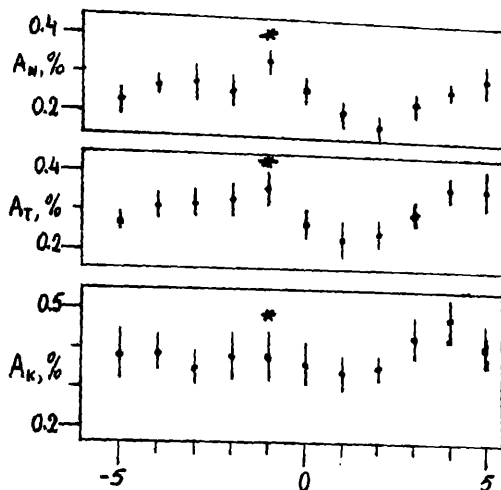


Рис. 1.

Осреднённые Кри-диаграммы амплитуд первой гармоники солнечно-суточной анизотропии КЛ, по данным нейтронных мониторов станций Киль, ( $A_K$ ) и Токио ( $A_T$ ) и мезонного телескопа станции Нагоя ( $A_N$ ).

Поскольку система нейтральных слоёв секторной структуры ММП1 вращается вместе с Солнцем, то в связи с этим особый интерес, вызывают частые случаи перехода Земли из одного сектора ММП в другой [6,7], т.е. физические процессы соответствующие моментам пересечения Землёй нейтрального слоя ММП. Исходя из этого, космические возмущения на Земле должны возникать даже в случае спокойного Солнца и проявляться прежде всего в наличии температурного эффекта мезонной компоненты интенсивности КЛ, из-за притока дополнительной энергии, вызывающей нагрев внешних слоёв атмосферы.

Более того, сопоставление моментов пересечения Землёй нейтральных слоёв ММП со случаями Землетрясений оказались неожиданными, несмотря на наличие к тому времени ряда работ, посвящённых поискам внезапных источников зарождения условий возникновения землетрясений [9,10,11,12]. В этих работах имеется прямое указание на то, что причиной возникновения землетрясений могут оказаться все геоактивные потоки солнечной плазмы, которые в среднем на один день опережают сильные геомагнитные бури, сопутствующие землетрясениям. Если в одних работах [9] сообщается о повышении сейсмической активности во время геоэффективной солнечной вспышки то в других работах [13] имеется указание на то, что необходимо изучение механизма возникновения электро-магнитного излучения в сейсмоактивных зонах Земли. Некоторые из крупных разрушительных землетрясений авторы работы [14] связывают со вспышками КЛ в далёких областях Вселенной во время взрыва сверхновых звёзд.

Особого внимания заслуживает работа [5] в которой сообщается о том, что во время знаменитого Спитакского землетрясения наблюдалось 100%-ное увеличение интенсивности жёсткой компоненты КЛ в стратосфере над Ереваном за 30 минут до землетрясения.



Цель наших предварительных исследований заключалась в поиске корреляционной связи между моментами прохождения Землёй нейтрального слоя ММП и зарождением условий возникновения крупных разрушительных землетрясений с магнитудой  $\geq 6$ .

Отправной точкой подобного поиска явились неопровержимые случаи увеличения интенсивности  $\mu$ -мезонной компоненты КЛ, о котором было сказано выше, и в частности, факт 100%-ного увеличения интенсивности при Спитакском землетрясении, носящего чисто региональный характер. Наши предварительные исследования строились и основывались на том, что из каталога по мировым данным [4] выбирались землетрясения с магнитудой  $\geq 6$  с указанием даты, т.е. того дня, когда эти землетрясения происходили, без учёта тех регионов, в которых они происходили. Затем эти данные сравнивались с моментами пересечения Землёй границ ММП, имеющих противоролжно направленные поля. Для этого были использованы каталоги Мансурова [3], которым мы отдали предпочтение из-за большей прецизионности по сравнению со спутниковыми данными. Каталоги Мансурова давали возможность фиксирования изменения знаков, соответствующих переходам Земли из одного сектора в другой с 12-часовой точностью. За 35-летний период с 1957 года по 1992 год было проанализировано свыше 500 землетрясений с магнитудой  $\geq 6$ .

Поскольку мы полагаем, что не каждое изменение знака ММП может привести к возникновению землетрясения, то для гистограмм частотного распределения числа случаев моментов пересечений Землёй нейтрального слоя относительно землетрясений за начало отсчёта брались нулевые дни, когда Земля пересекала границу сектора с обозначением «0». При этом отрицательные числа -1, -2 и т.д. обозначают дни, когда изменение знака происходит до наступления землетрясения, а положительные числа с обозначением +1, +2, и т.д. обозначают дни после - землетрясения. С учётом подобных обозначений были построены гистограммы показанные на рис. 2-а и 2-б.

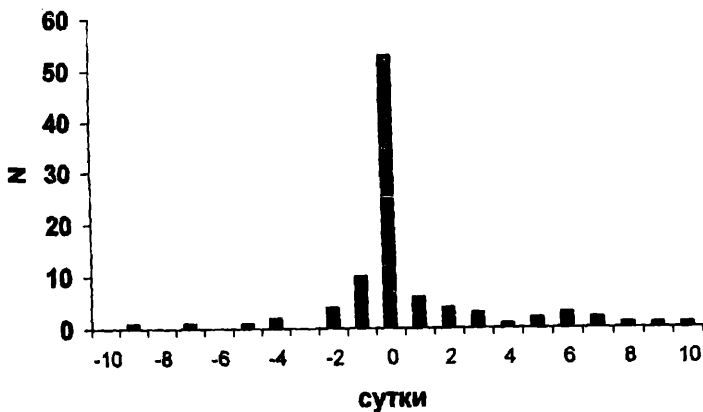


Рис. 2-а.

Число случаев ближайшего по времени пересечений Землёй нейтрального слоя ММП как до так и после момента землетрясения

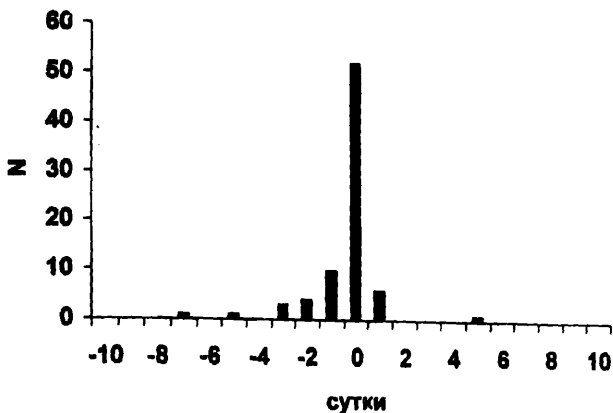


Рис. 2-6.

Число случаев ближайшего по времени пересечений Землёй нейтрального слоя ММП либо до либо после момента землетрясения.

На этих гистограммах нулевой день показывает, что изменение знака ММП произошло либо точно в день землетрясения, либо с временным разбросом не превышающим одни сутки, т.е. 24 часа. Рисунок 2-а показывает, число случаев (в процентах) ближайшего по времени пересечений Землёй нейтрального слоя как до, так и после момента землетрясения, а рисунок 2-б показывает, число случаев (в процентах) ближайшего по времени пересечений нейтрального слоя ММП либо до, либо после момента землетрясения. Как видно, отличие между гистограммами незначительное...

Для выявления циклического, с периодом 11 лет, характера крупных разрушительных землетрясений относительно случаев пересечения Землёй нейтральных слоёв ММП, мы построили графики зависимости циклических изменений чисел пересечений Землёй нейтральных слоёв ММП. Для более чёткого установления циклического характера этой зависимости полученные последовательные зависимости были осреднены методом скользящих средних с периодом осреднения 5 лет. Результаты этих вычислений представлены на рис. 3.

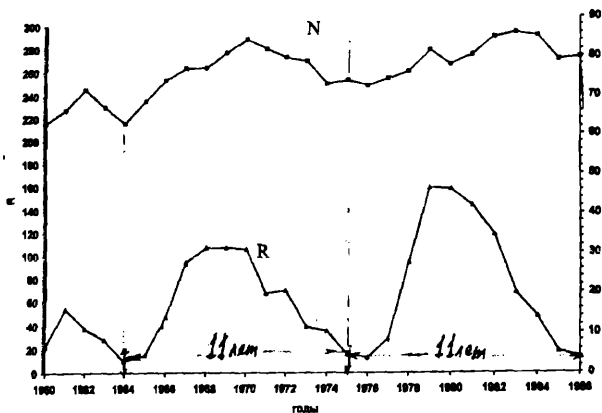


Рис. 3.

- 1). График зависимости циклических изменений чисел пересечений N Землей нейтральных слоёв ММП осреднённых методом скользящих средних, с периодом осреднения 5 лет.
- 2). Годовые средние значения чисел солнечных пятен R за период от 1960 до 1986 годы (26 – летний интервал).

На этом же рисунке показаны годовые средние значения чисел солнечных пятен R за период 26 –летнего интервала от 1960 по 1986 год [15]. Анализ рис. 3 показывает, что:

- 1). Крупные разрушительные землетрясения с магнитудой  $\geq 6.0$  почти в 75% случаев возникают за день или в день пересечения Землей нейтральных слоёв ММП.
- 2). Наблюдается чётко выраженная 11-летняя циклическая крупность разрушительных землетрясений при пересечении Землей нейтральных слоёв ММП.
- 3). Поскольку время появления нейтральных слоёв ММП нетрудно предсказать, то результаты нашего анализа могут быть использованы при моделировании и прогнозировании предвестников, а следовательно самих землетрясений примерно за месяц [16].

Сопоставление полученных результатов с комплексом космофизических явлений [9,10,11,12] показывает, что процесс пересечения Землей нейтральных слоёв ММП играет исключительную роль как спусковой механизм заражения условий, а затем в возникновении землетрясений. Своеобразным подтверждением наших исследований может служить статистический анализ 76 случаев прохождения Земли через границу секторов ММП за период 1962-1968 годы, проведённый О. Буркардом [17] ]. При этом в 42 случаях менялся знак с положительного на отрицательный, а в 34 остальных случаях смена знака происходила наоборот. Результаты анализа показали, что при пересечении границы сектора вращения Земли сначала ускоряется, а спустя 4 дня – замедляется независимо от того, как меняется направление ММП. Нет никаких оснований сомневаться в статистической достоверности этого результата, поскольку вариации угловой скорости вращения Земли, по данным О. Буркарда, намного превышают статистические ошибки.

Как нам кажется, наши предварительные исследования являются своеобразным продолжением исследований О. Буркарда. Спусковой (триггерный) механизм, о котором говорится в заключительной части нашего исследования, в данном случае, может быть

расшифрован, как результат действия закона сохранения момента количества движения для системы магнитосфера-атмосфера-оболочка Земли.

Когда Земля приближается к границе нейтрального слоя ММП, из-за наличия повышенной концентрации частиц, напор солнечного ветра усиливается, в результате чего радиус магнитосферы Земли увеличивается. Это приводит к замедлению вращения Земли. Затем, когда Земля оказывается в зоне нейтрального слоя, напор солнечного ветра прекращается, радиус магнитосферы резко уменьшается, что приводит к скачкообразному увеличению угловой скорости вращения. В конце концов, Земля приходит в исходное состояние спустя 4 дня после выхода из зоны нейтрального слоя по расчётам О. Буркарда. В том случае, когда Земля вращается равномерно, столкновение тектонических плит, свободно плавающих в астеносфере Земли, исключается из-за действия закона инерции. При ускорении, или замедлении вращения, плиты, имеющие различные массы получают различные ускорения, что приводит к их столкновению. Столкновение приводит к выделению сейсмической энергии в виде сейсмических волн, вызывающих землетрясения.

### Заключение

На основе анализа сопоставления случаев уменьшения отношения  $A_n/A_d$  (где  $A_n$  и  $A_d$  соответственно амплитуды суточных колебаний нейтронной и жёсткой компонент КЛ) к моментам прохождения Землёй нейтрального межпланетного магнитного поля (ММП) показано, что из всех космофизических явлений, которые прямо, или косвенно могут быть связаны с крупными разрушительными землетрясениями, наиболее могущественными для их стимулирования представляется процесс пересечения Землёй нейтрального слоя ММП. Для доказательства этого утверждения приводятся результаты анализа многочисленных гистограмм пересечения Землёй нейтрального слоя ММП относительно крупных разрушительных землетрясений с магнитудой  $\geq 6$  по данным за период 1958- 1991 г. За 35-летний период было проанализировано свыше 500 землетрясений и показано, что вероятность возникновения крупных разрушительных землетрясений согласно рассмотренным гистограммам, носит циклический характер с периодом примерно 11 лет.

### Литература

1. Наскидашвили Б.Д., Шаташвили Л.Х., Известия РАН, Серия Физическая, 1993, т. 57, № 7, с. 59.
2. Naskidashvili B.D., Shatashvili L. Kh. Proc.23<sup>th</sup> ICRC, Calgary, 1993, v.3, p. 805.
3. Мансуров С.М., Препринт №52, Каталог Измиран, М., 1984 г.
4. Dunbar A., Lockrige A., Whiteside S. BC-191, 1992 Boulder, CO, USA
5. Асатрян Г.Ф. Асатрян Гр.Ф, Бабаян В. Х., Стожков Ю.И., Оганян Г.Ж. «Увеличение интенсивности ионизирующей компоненты космических лучей в стратосфере в период Спитакского землетрясения» Известия АН СССР, Серия Физическая 1988, т. 55, № 10, с.1979-1981
6. Шаташвили Л.Х., Сихарулидзе Д.И., Хазарадзе Н.Г., Тутберидзе Н.Г., Доклад на 26<sup>ой</sup> Российской конференции по Космическим лучам, М., ФИАН 22-27 июня 1998 г., Известия РАН, Серия Физическая, 1999, т. 63, № 8, с. 1654
7. M.A Despotashvili, N.G. Khazaradze, N.A. Nachkebia, L.Kh. Shatashvili, D.I. Sikharulidze. Proc. 26<sup>th</sup> ICRC, Salt Lake City, Utah, USA
8. Gokhberg R.V. Kutov A.V. Liperovsky R. Ry., Kharin U.P., Shalimov S.A. Izvestia RAN, Fizika Zemli, 1998, N4, p.12
9. Sobolev G.A/, Shestoplov I.P., Kharin E P., Fizika Zemli 1988, N7, p. 85.
10. Sitinski A.D. Fizika Zemli 1989, N2, p. 13

11. Sitinski A.D. Dokladi AN SSSR, 1990, v. 295, N2, p. 338.
12. Sitinski A.D., Odrin D.A., Geomagnetizm I Aeronomia, 1997, v.5, p.529.
13. Sasaki K. Tsarev V. Journal of Atmospheric Electricity, v.17, N2, 1997, p.77
14. Duggal C.P., Anisotropies and Short-term modulation of galactic cosmic rays. Proc. 15-th ICRC, 1997, v.10, p. 430-445.
15. Solar\_Geophysical Data Prompt reports August 1998, N684 part 1.
16. John C. Brandt, "An Introduction to the Solar Wind" –NASA Goddard Space Flight Center GreenBelt, Maryland, DC, W.C.Freeman And Co. San-Francisco, 1970 .
16. Мирошняченко Л.И. «Солнечная Активность и Земля», М., Наука, 1981 г.

## კოსმოსური სხივების ანომალური მზე-დღეღამური ვარიაციები, რომლებიც დაკავშირებულია დედამიწის მიერ საპლანეტაშორისო მაგნიტური ველის (სმე) სექტორების საზღვრის გადაკვეთაზე და მიწისძვრის პრობლემები

ნ. ხაზარაძე, ნ. დლონტი, დ. ბოჩიაშვილი, გ. ვანიშვილი,  
ი. ტუსკია, თ. ბაქრაძე

### რეზიუმე

კოსმოსური სხივების ინტენსივობის მზე-დღეღამური ვარიაციების ანიზოტროპია დაკავშირებულია დედამიწის მიერ საპლანეტაშორისო მაგნიტური ველის (სმე) ნეიტრალური ფენის გადაკვეთასთან. ანიზოტროპიის ხარისხი შეიძლება დადგინდეს იქნეს დედამიწის მიერ ნეიტრალური ფენის გადაკვეთის დროს არსებულ  $A_p/A_m$  ფარდობის შედარებით, ყველა დანარჩენი დროის მონაკვეთებში არსებულ  $A_p/A_m$  ფარდობის სიდიდესთან (სადაც  $A_n$  და  $A_m$  არის შესაბამისად კოსმოსური სხივების ნეიტრონული და მიუ-მეზონური კომპონენტების დღე-ღამური ცვლილების ამპლიტუდები). ამ და რიგი სხვა მონაცემების საფუძველზე, ჩვენ ვასკენით რომ ყველა კოსმოფიზიკური მოვლენებიდან, რომლებიც პირდაპირ ან ირიბად დაკავშირებულია ძლიერ დამანგრეველ მიწისძვრებთან, მაგნიტუდით  $\geq 6.0$ , ყველაზე ქმედითუნარიანად სწორედ ზემოთაღნიშნული გადაკვეთის პროცესი გვესახება. ამ დებულების დასტურია მრავალრიცხოვანი ჰისტოგრამებისა და 35 წლის მანძილზე (1957 წლიდან 1992 წლამდე) გაანიღიზებული 500-ზე მეტი მიწისძვრა, რომლებმაც აჩვენა, რომ ძლიერი დამანგრეველი მიწისძვრების წარმოქმნის ალბათობა ატარებს ციკლურ ხასიათს, რომლის პერიოდი შეადგენს დაახლოებით 11 წელს.

# **Anomalous solar-diurnal variations of cosmic rays connected with crossing of interplanetary magnetic field sector boundary by the Earth and the earthquake problem**

**N. Khazaradze, N. Glonti, D. Bochikashvili, G. Vanishvili,  
I. Tuskia, T. Bakradze**

## **Abstract**

It has been shown on the basis of comparison of  $A_n/A_\mu$  ratio reduction cases to the moments of the Earth's passage through the Interplanetary magnetic Field (IMF) neutral sheet, that from all cosmophysical phenomena which can be bound directly or indirectly with the huge destructive earthquakes, the processes of crossing of the IMF neutral sheet by the Earth represent the mostly strongest for their stimulation. In order to confirm this statement the results of analysis of numerous histograms of crossing of the IMF neutral sheet by the Earth relatively to the huge destructive earthquakes with magnitude  $\geq 6.0$ , for the period 1958-91 have been carried out. For the 35-years period more than 500 earthquakes have been analysed and it has been shown that according to the above mentioned histograms the probability of appearance of the huge destructive earthquakes has cyclic character with the period approximately 11 years.

## Определение мощности и фракционной дифференциации селевых наносов в пойме р. Дуруджи по геофизическим данным

Г.Г. Джаши, В.К. Чичинадзе, Т.Л. Челидзе, Т.О. Зардалишвили,  
Д.Ш. Китовани, Г.Г. Дзоценидзе, З.Л. Амилахвари

Центральная часть южного склона Большого Кавказа в пределах Кахети по своим геодинамическим условиям является классическим примером проявления оползневых и селевых процессов. Ярким примером этого является р. Дуруджи, в бассейне которой частые и мощные селевые проявления непосредственно угрожают населению г. Кварели и объектам народного хозяйства. За последние 100 лет прохождение катастрофических селей было зафиксировано более 36 раз. Они унесли жизни около 200 человек.

Происшедшие за последние годы землетрясения высоких энергетических классов значительно ослабили динамическую устойчивость оползневых и селеопасных склонов. Считается, что площадь очага постоянно обновляющихся селевых процессов составляет 20 км<sup>2</sup>. Прогнозные запасы селеформирующего материала определены в объеме 500 млн. м<sup>3</sup>, из них особо активными являются 150 млн.м<sup>3</sup>. В результате экзогенных процессов ежегодно разрушается и сносится в пойму р. Дуруджи 1 млн.м<sup>3</sup> твердого материала. Объем отложений на конусе выноса за одну селевую фазу определяется в размере 300000-640000 м<sup>3</sup>.

Длина р. Дуруджи 26 км. В верховьях река течет в узком ущелье, бассейн ассиметричен, отложения в основном представлены крупными валунами. В средней части течения каньон относительно широк и представленный аллювиальный и делювиальный материал более дифференцирован. В нижней части бассейна аллювиальные, делювиальные и пролювиальные отложения более мелкозернисты, а их мощности увеличиваются. По геологическим и геофизическим представлениям максимальная мощность селевых отложений доходит до 500 м. Морфологический облик бассейна сформировался в четвертичном периоде – в конце плиоцена - на фоне новейших тектонических движений: воздымания Большого Кавказа и опускания Алазанской депрессии.

Общая площадь конуса выноса составляет 95 км<sup>2</sup>.

В геологическом строении бассейна р. Дуруджи принимают участие следующие формации: 1. глинистые сланцы верхнего лейаса, слагающие верховья р.р.Тетри и Шави Дуруджи. Литологически эти отложения в основном однородны и составлены из сильно раздробленных сланцев, в которых встречаются маломощные слои песчаников и мергелистых сланцев; 2. песчано-сланцевые породы верхнего лейаса, слагающие среднее течение р. Дуруджи. Они представлены мощными слоями песчаников, чередующихся с пачками тонких слоев раздробленных глинистых сланцев; 3. сланцы верхнего лейаса, представленные мелкозернистыми карбонатными глинистыми сланцами; 4. карбонатная формация верхней юры и нижнего мела, обнажающаяся в нижнем течении р. Дуруджи в виде гряды, представлена массивными известняками,

которые чередуются с рассланцованными мергелями, песчанистыми мергелями и брекчиевидными известняками; 5. четвертичные и современные отложения бассейна р. Дуруджи, представленные террасовыми и молодыми речными (аллювий) образованиями, делювием склонов и пролювием притоков.

Отмеченные выше отложения дислоцированы опрокинутыми на юг изоклинными складками, микробросами и надвигами.

Динамика селевых процессов в пойме р. Дуруджи изучена довольно подробно [1,2,4,6,7,10,11]. Выявлены относительно устойчивые и опасные участки, составлены специальные геологические, геоморфологические и инженерно - геодинамические карты масштаба 1:25000, а для селевого водосбора – М.1:2000. На основе указанных материалов разработан проект защиты г. Кварели от селевой опасности [1,4,6].

За последние годы работы по защите от селевых явлений в бассейне р. Дуруджи практически прекращены и, исходя из этого, г. Кварели и примыкающие территории находятся в постоянной опасности.

Целью настоящих исследований является определение мощности аллювиальных, делювиальных и пролювиальных отложений и их дифференциация по вещественному составу и водонасыщенности в бассейне р. Дуруджи, а также определение направления подземных вод, установление литологических неоднородностей основных пород, их привязки к стратиграфическим горизонтам и уточнение микротектонической картины района исследования.

Геофизические исследования были проведены в пределах среднего и нижнего течения р. Дуруджи. Основной профиль начинается примерно в 12 км от истока и простирается вдоль поймы реки в юго-западном направлении на расстояние 12 км, понижаясь от абсолютной отметки 650 м до 320 м.

Для выполнения поставленной задачи были использованы электрометрические (вертикальное электрическое зондирование - ВЭЗ, круговое вертикальное электрическое зондирование - КВЭЗ, симметричное электропрофилеирование – СЭП и метод естественного электрического поля – ЕЭП) и сейсморазведочные (корреляционный метод преломленных волн – КМПВ) методы.

На профилях точки ВЭЗ в основном распределены равномерно. Расстояние между ними в верхней части (на первых 3500 м) равно 100 м, в средней – 150 м, а в нижней части поймы, на отрезке длиной 3200 м – 450-550 м.

Сейсморазведочные работы, в основном, проведены в северной части долины. Было отработано 15 стоянок (по 110 м), что составило в общей сложности 1650 м непрерывного профиля. Кроме этого, на отдельных участках поймы были отработаны еще 6 стоянок. Расстояния между сейсмоприемниками – 10 м. Использовалась полная система наблюдений (прямые, обратные и нагоняющие годографы) [3]. Максимальное расстояние выносов колебалось в пределах 30-35 м.

Расположение геофизических профилей и точек наблюдения показано на рис.1



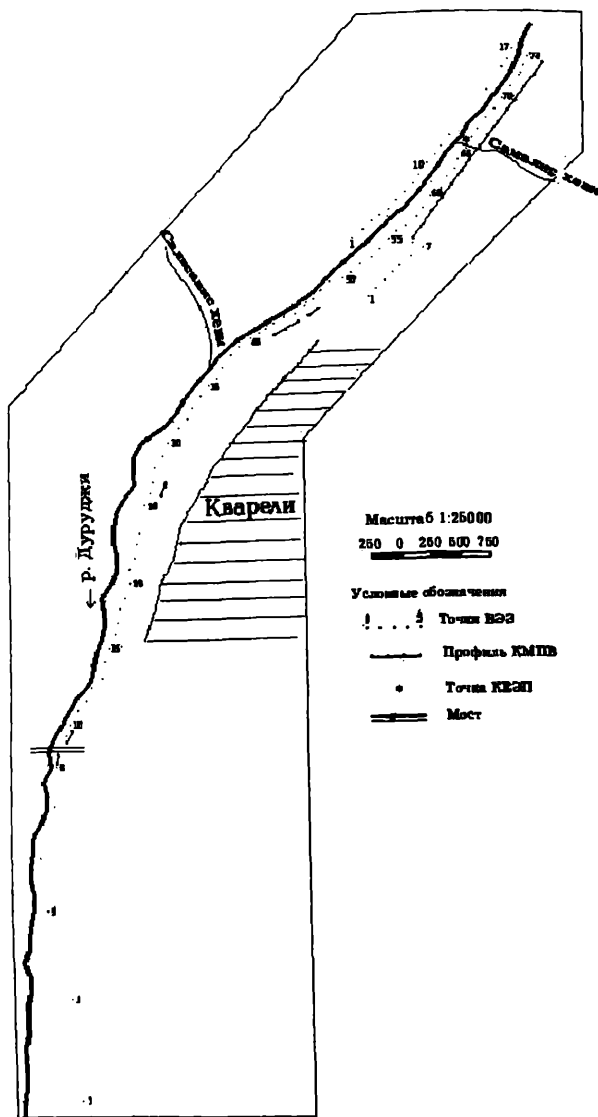


рис.1

Удельные электрические сопротивления аллювиальных, делювиальных, пролювиальных и основных пород были установлены на основе параметрических измерений. При этом электрические сопротивления отмеченных выше пород, установлены не совсем точно, т.к. часто электрические параметры одной и той же

формации фациально изменяются в латеральном направлении. Несмотря на это, с учетом геологической ситуации исследуемого объекта, сделана попытка геологической индексации выделенных в геологических разрезах горизонтов. В общем можно отметить, что электрическая дифференциация горных пород и отдельных образований довольно четкая. Эти данные использовались при выделении стратиграфических горизонтов в геоэлектрических разрезах. При этом также использованы данные ранее проведенных электроразведочных исследований в пойме р. Дуруджи [8,9].

В пойме реки Дуруджи по кривым ВЭЗ построены трех и четырехслойные разрезы [5]. В нижней части течения реки в конусе выноса по скважинным данным мощность наносов превышает 360 м, и здесь получены двухслойные кривые ВЭЗ. Выделенные в геоэлектрических разрезах горизонты хорошо прослеживаются вдоль профилей.

Геоэлектрический разрез на первых 2850 м от начала профиля построен по данным двухслойных кривых ВЭЗ. Первый слой мощностью 3-5 м и электрическим сопротивлением 50-60 омм перекрывает горизонт, характеризующийся сопротивлением 40-60 омм (ВЭЗ 1-4). Начиная с ВЭЗ 5 до ВЭЗ 30 в разрезе непрерывно прослеживается слой мощностью в 5-10 м и с электрическим сопротивлением 300-400 ом.м. Этот слой перекрывает горизонт с сопротивлением 150-200 омм (рис.26).

Литологический состав пород, представленных в геоэлектрическом разрезе, фиксирует скважина, совпадающая с ВЭЗ-4. Глубина скважины 360 м; первые 220 м проходят в отложениях голоцена, а ниже следуют отложения верхнего плейстоцена. Отложения голоцена по литологическому составу почти не отличаются друг от друга. Поэтому первый и второй слои без дифференциации приписываем к аллювиальным, делювиальным и пролювиальным отложениям голоцена, сопротивления которых изменяются в латеральном направлении.

В электрических разрезах по данным ВЭЗ 7-14 выделяются три слоя, где третий слой с электрическим сопротивлением 200-250 омм должен соответствовать аллювиальным и пролювиальным отложениям плейстоцена ( $apQ_{...}$ ), который в северном направлении фациально изменяется, что приводит к уменьшению сопротивления до 50-100 омм. Этими отложениями составлены террасы по правому берегу р. Дуруджи, где в точке ВЭЗ-21 проведены параметрические измерения. В геоэлектрических разрезах по данным ВЭЗ 16-40 выделяются 4 слоя, где сопротивление первого слоя 300-400 омм, второго 150-200 омм, третьего 50-100 омм и четвертого 200-250 омм. Последний горизонт по нашей интерпретации должен соответствовать известнякам и мергелям кимеридж-титона ( $J, km + t$ ). По данным ВЭЗ 42-46 этот горизонт приближается к дневной поверхности.

По данным ВЭЗ 49-50 имеем кривые типа К. Они не коррелируют с данными соседних (по обе стороны) ВЭЗ (рис.3), что можно объяснить тектоническими условиями.

Начиная с ВЭЗ 51 до ВЭЗ 62 все кривые - трехслойные, типа Q, с хорошей взаимной корреляцией.

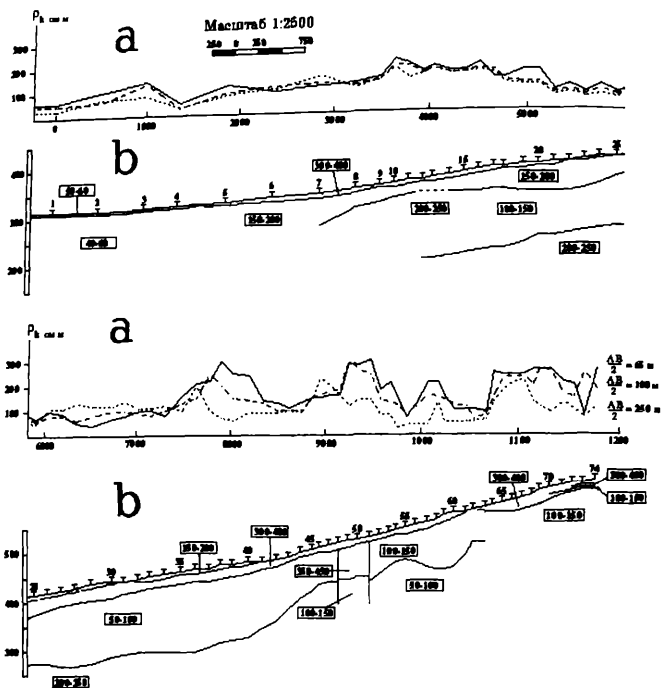


рис 2.

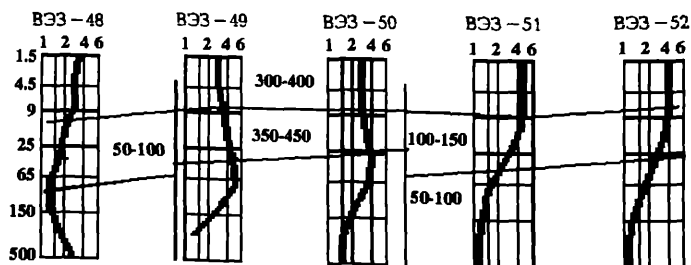


Рис 3.

Выделенный по данным ВЭЗ 65-74 слой с мощностью 25-30 м и с сопротивлением 300-400 ом соответствует аллювиально-делювиальным отложениям голоцена. Выделение в нем слоя с мощностью 10-15 м с сопротивлением 100-150 ом объясняется водонасыщенностью этих отложений. Представленный в основе горизонт с сопротивлением 100-150 ом по данным геологической карты соответствует глинистым сланцам с прослоями песчаников и спилитов аалена ( $J_1a$ ).

Проведенные по левому берегу р. Дуруджи, вблизи ВЭЗ -74, параметрические измерения на поверхности основных пород (глинистые сланцы) дали значения геоэлектрических сопротивлений 150-160 ом.

Геологическая карта показывает, что южнее места слияния р.р. Дуруджи и Самалисхеви на протяжении 4-5 км отмечается сложная тектоническая картина – надвиги и сбросы, которые падают в северном направлении под углом, в основном 45-50°. На основе проведенных исследований трудно однозначно судить о тектоническом строении района, хотя возможно сделать некоторые выводы. В частности, выделенный по данным ВЭЗ 49-50 второй высокоомный слой (известняки и мергели кимериджитона) должен быть ограничен разрывными нарушениями на что указывают различные конфигурации кривых ВЭЗ (кривые типа К, соседствуют с кривыми типа Н и Q). По нашей интерпретации, выделенное тектоническое нарушение, соответствует основному надвигу, вследствие чего юрские отложения Большого Кавказа перекрывают флишевые отложения Алазанской депрессии. Также примечательна конфигурация подошвы второго слоя ( $\rho = 100-150$  ом) в пределах ВЭЗ 51-64, что возможно объяснить тектоникой этого участка.

На рис. 2а вдоль геоэлектрического разреза дан характер изменения кривых электропрофилеирования при разных разностях питающих электродов ( $\frac{AB}{2} = 65, 100$  и 250 м). В нижнем течении реки (ВЭЗ 1-35) при разных разностях электрические сопротивления почти не меняются, что указывает на однородность отложений в вертикальном и латеральном направлениях.

Кривые  $\rho$ , точек, расположенных севернее ВЭЗ-35, довольно резко варьируют, что указывает на неоднородность отложений в латеральном направлении. Кроме того, небольшие различия наблюдаются при разных  $\frac{AB}{2}$  в частности, на участке нахождения

точек ВЭЗ 49 и 50 при  $\frac{AB}{2} = 65$  и 100 ом. Сопротивления намного больше чем, при

$\frac{AB}{2} = 250$  м. Кроме того, большие различия в кривых симметричного электрического профилирования при разных разностях в точках 37-42 можно объяснить увеличением электрического сопротивления второго слоя на этом участке до 300-400 ом. Эти данные находятся в полном соответствии с геоэлектрическим разрезом (рис. 2б).

Непрерывный профиль КМПВ длиной 1650 м (стоянки 1-15) совпадает с точками ВЭЗ 57-74 (рис.4). На стоянках 1-12 в первых вступлениях прослеживается волна от преломляющего слоя с граничной скоростью 2000-2320 м/сек. Средняя скорость в покрывающем комплексе - 730-810 м/сек. Глубина залегания меняется от 16 до 4 м. В районе стоянки 5 наблюдаются дифрагированные волны, с помощью которых удалось выявить ступень с амплитудой 8 м.

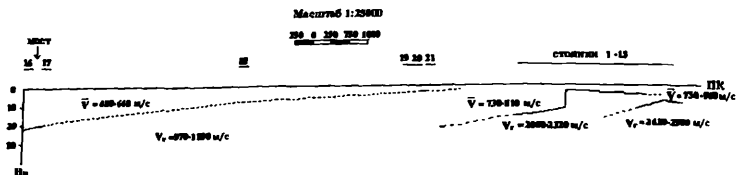


Рис 4.

На стоянках 13-15 в первых вступлениях фиксируются волны, граничные скорости которых  $V_g = 2620 - 2900$  м/сек. Средняя скорость в покрывающей среде 750-960 м/сек. Глубина залегания - 8-11 м. Эта поверхность, по-видимому, соответствует поверхности глинистых сланцев с прослоями песчаников и спилитов аалена.

В низовьях реки, где условия работ были более или менее нормальны, были отработаны отдельные стоянки (16-21). На этих стоянках в первых вступлениях фиксируются волны с граничной скоростью 970-1120 м/сек. Средняя скорость в покрывающей среде - 480-660 м/сек. Преломляющая граница в начале 16-ой стоянки находится на глубине 22 м, вверх по течению реки воздымается и в конце 21-ой стоянки находится на глубине 3 м. Эту поверхность относим к кровле аллювиально-пролювиальных отложений.

Геозлектрический разрез II-II (ВЭЗ 1-17) проходит по ущелью (на правой стороне параллельно разреза I-I в створе с ВЭЗ 52-74). Геозлектрический разрез аналогичен разрезу соответствующего участка разреза I-I (рис. 5б). Следует отметить, что кривые ВЭЗ хорошо коррелируются, что придает большую уверенность в правильности построения геозлектрических горизонтов (рис.5в). Как показало сравнение разрезов, удельное электрическое сопротивление выделенных горизонтов в пойме реки вдоль ее левого и правого берегов одинаковы, хотя мощность первого и второго слоев на правом берегу значительно больше, чем на левом. На правом берегу имеется вертикальная стена, построенная из слабодислоцированных аллювиальных отложений удельное электрическое сопротивление которых (300-400 ом.м) установлено также и параметрическими измерениями. На рис. 5а даны кривые СЭП.

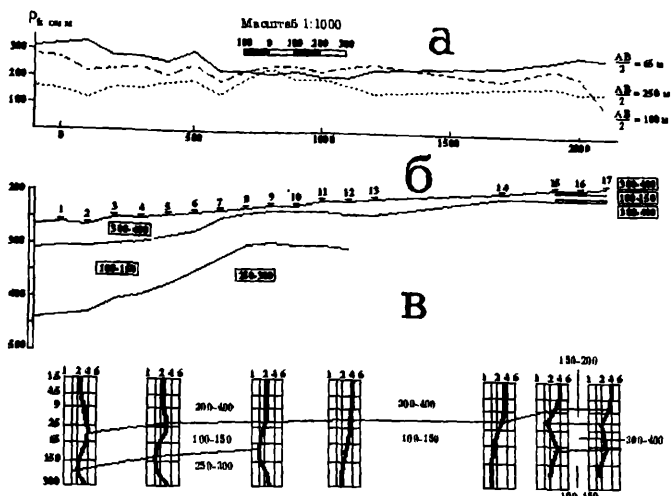


Рис. 5

Геозлектрический разрез III-III (ВЭЗ 1-7) проходит по левому берегу реки параллельно геозлектрического разреза вдоль участка ВЭЗ 50-57. Выделенный по данным ВЭЗ 1-3 первый почвенный слой ( $H=1-2$  м,  $\rho=100-150$  омм) покрыт сельскохозяйственными культурами. Второй слой ( $H=10-25$  м,  $\rho=300-400$  омм) соответствует аллювиально-пролювиальным отложениям голоцена. Он перекрывает глинистые сланцы аалена ( $H=40-70$  м,  $\rho=100-150$  ом.м), в подошве которых выделяется горизонт с сопротивлением 200-250 ом. Возможно, этот горизонт соответствует глинистым сланцам верхнего тоара (рис.6).

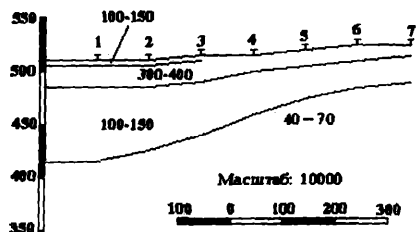


Рис. 6

Для установления направления подземного фильтрационного потока с конца разреза I-I в южном направлении на участке 1,2 км были проведены работы методом естественного электрического поля с шагом 50 м. На рис. 7а показано направление фильтрационного потока. Для уточнения картины изменения ЕЭП в месте слияния р.р. Дуруджи и Самалисхеви, где пойма довольно широка, наблюдения были проведены по четырем направлениям (рис. 7б), было установлено, что господствующее направление фильтрационного потока в этой точке имеет юго-восточное направление.

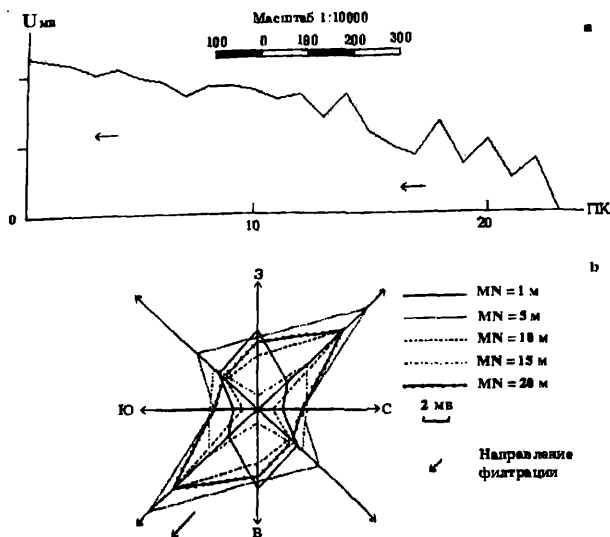


Рис. 7

В пойме р. Дуруджи геофизический разрез изучен до глубины 200 м. Поскольку по течению реки мощность селевых отложений увеличивается, в геоэлектрическом разрезе на первых 3.5 км выделить поверхность основных отложений не удалось. Кровля основных пород, по данным ВЭЗ 13-48 воздымается с глубины 200 м с малыми флюктуациями воздымается до глубины 45-80 м.

По данным ВЭЗ 52-74 кровля основных пород приподнята, и она соответствует глинистым сланцам с прослоями песчаников и спилитов аалена ( $\rho = 100-150$  ом). Этот горизонт находится в тектоническом контакте с отложениями известняков и мергелей кимеридж-титона, на что указывают данные симметричного электропрофилеирования и вертикального электророндирования. В частности, выделенный по данным ВЭЗ 49-50 второй высокоомный слой должен быть ограничен разрывными нарушениями вследствие чего юрские отложения Большого Кавказа перекрывают флишевые отложения Алазанской депрессии.

Селевые отложения в геоэлектрическом разрезе представлены единым слоем, и их дифференциация происходит в латеральном направлении вследствие различий в водонасыщенности и фракционном составе твердых материалов.

По данным сейсморазведки в разрезе выделены 3 горизонта с различными скоростями распространения сейсмических волн. Граница с  $V_1 = 2620-2900$  м/сек. выделяется в конце геоэлектрического разреза, и соответствует поверхности глинистых сланцев аалена. Так как максимальная глубина просвечивания не превышает 22 м, то остальные выделенные горизонты с  $V_2 = 1000$  м/сек и  $V_3 = 2200$  м/сек соответствуют отдельным горизонтам селевых отложений.

В селевых отложениях установлено господствующее направление подземного фильтрационного потока.

1. Беруашвили Г.М. Некоторые результаты исследования селевых водостоков. Тр. «ЗакНИГМИ», вып.33, М., 1969, с.42-62.
2. Гагошидзе М.С. Селевые явления и борьба с ними. Изд. «Сабчота Сакартвело», Тбилиси, 1970, с.385.
3. Гамбурцев Г.А., Ризниченко Ю.В., Берзон И.С., Епинатьева А.М., Пасечник А.П., Карус Е.В. Корреляционный метод преломленных волн. Из-во АН СССР, М., 1953.
4. Вольский А.И., Церетели Э.Д., Бердзенишвили Д.П. и др. Инженерно-геологические условия селевого бассейна р.Дуруджи. «Грузгеология» Фонды, Тбилиси, 1980.
5. Пылаев А.М. Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований. Госгеологиздат, М., 1948.
6. Церетели Э.Д., Церетели Д.Д. Геологические условия развития селей в Грузии. «Мецниереба», Тбилиси, 1985, с.185.
7. Церетели Э.Д., Бердзенишвили Д.П., Таташидзе З.К., Челидзе Т.Л., Тавелишвили О.Г., Тавадзе В.И., Херхеулидзе Д.И. Особенности формирования катастрофических селей в бассейне р. Дуруджи и безопасность г. Кварели. Эрозийно-селевые явления и некоторые смежные проблемы. Труды Международной конференции. Тбилиси, 2002, с.229-235.
8. Цицишвили Д.А., Гоциридзе К.С. Гидрогеологическое исследование в бассейне р. Дуруджи. Фонды «Грузгипроводхоза», 1947.
9. Цицишвили Д.А., Чантуришвили Л.С. Отчет по электроразведочным работам в бассейне р.Дуруджи за 1961г. Фонды «Грузгипроводхоза», Тбилиси, 1961.
10. Цома А.Ш. Обильные паводки на реках Грузии, методы вычисления их характеристик и рекомендации защиты. Материалы научной республиканской конференции, посвященной 60-летию основания географо-геологического факультета ТГУ, Тбилиси, 1984.
11. Херхеулидзе Г.И., Церетели Э.Д., Татошвили С.Г. Селевые явления и селеопасные работы. Груз.ССР. Труды «ЗакНИГМИ», вып.83(90). «Гипрометиздат», М.,1984, с.10-24.

## მდ. ღურუჯის აუზში სელური ნალექების სიმძლავრისა და ფრაქციული ლიფერენციაციის განსაზღვრა ძიების გეოფიზიკური მეთოდებით

გ. ჯაში, ვ. ჭიჭინაძე, თ. ჭელიძე, თ. მარდალიშვილი, დ. კიტოვანი,  
გ. ძოწენიძე, მ. ამილახვარი

რეზიუმე

სტატიაში მოცემულია ღურუჯის აუზში სელური ნალექების სიმძლავრის, ფრაქციული ლიფერენციაციის, გაწყლიანების ხარისხის, ძირითადი ქანების ლითოლოგიური არაერთგვაროვნების, მიკროტექტონიკური სურათის დამუშავება და მიწისქვეშა ფილტრაციული ნაკადის გაბატონებული მიმართულების დადგენა ძიების გეოფიზიკური (გეოელექტრული და სეისმომეტრიული) მეთოდებით.



გეოფიზიკური ჭრილები შედგენილია ღურუჯის აუზში გამოგანის კონუსში ფიზიკური პარამეტრების (ხვედრითი ელექტრული წინააღობა, სეისმური ტალღების გავრცელების სიჩქარის ცვლილების მიხედვით).

აუზის ქვედა წელში პირველ 3,5 კმ-დე ჭრილის დიფერენციაცია ხე. ელ. წინააღობის მიხედვით არ ხერხდება. აღნიშნულ ფართზე გავრცელებულია მძლავრი (500 მ-დე) პოლოცენური და ზედა ფლვისტოცენურ ასაკის ნალექები, რომლის პარამეტრები ხშირ შემთხვევაში საკმაოდ მკვეთრად იცვლება ლატერალური მიმართულებით მე-13 ვეზ-დან ჩრთილოეთით გეოელექტრულ ჭრილში გამოიყოფა 200-250 ომმ წინააღობის მქონე პორიზონტი, რომელიც უნდა შეესაბამებოდეს კიმბრიჯ-გიგონის კორექტებსა და მერგელებს. ჩრთილოეთით იგი გარკვეული ფლქტუაციებით უახლოვდება დღიურ ზედაპირს და 52-ე ვეზის შემდეგ ტექტონიკურ კონტაქტშია აალენური ასაკის თიხაფიქლებთან ( =100-150 ომმ). კონტაქტი შეესაბამება ძირითად შეცოცებას, რომლითაც კავკასიონის სამხრეთი ფერდის იურული ნალექები გადაფარავენ ალაზნის დეპრესიის ფლიშურ ნალექებს.

სეისმოძიების მიხედვით გეოფიზიკური ჭრილი შესწავლილია 22 მ სიღრმემდე. გამოგანის კონუსის ზედა ნაწილში სეისმური ტალღების გავრცელების სიჩქარის მიხედვით გამოიყოფა ძირითადი ქანების (აალენურ ასაკის თიხაფიქლები, ქვიშაქვებისა და სპილიტების შუა შრეებით) სახურავი. სამხრეთით გამოყოფილი სამი პორიზონტი მიუთითებს სეისმური ტალღების გავრცელების სიჩქარის მიხედვით სეულური ნალექების დიფერენციაციაზე.

გეოფიზიკური გამოკვლევების მიხედვით (ბეე-ის მეთოდით) დადგენილია ღურუჯის აუზში მიწისქვეშა ფილტრაციული ნაკადის გაბაგონებული (სამხრეთ-აღმოსავლეთის) მიმართულება.

## **Definition study of thickness and fractional differentiation of debris-flow sediments in r.Duruji valley by geophysical methods**

**G.Jashi, V.Chichinadze, T.Chelidze, T.Zardalishvili, D.Kitovani,  
G.Dzotsenidze, Z.Amilakhvari**

### **Abstract**

In the paper the results of geophysical (electric resistivity and seismic) prospecting Survey in r.Duruji valley (Eastern Georgia) are presented. The following problems were investigated by these methods: the thickness of debris flow sediments, their fractional differentiation, lithological heterogeneity of basement rocks, detalization of microtectonic features and preferential direction of underground filtration flow.

The penetration depth for seismic prospecting was 20 m and for electrical method – 200m.

The geophysical sections of deluvial cone of r.Duruji valley were compiled on the basis of distribution of physical properties of rocks (velocity of elastic waves and electrical resistivity).

The correlation of geophysical boundaries with geological stratigraphic units has been done. It seems possible to distinguish in debris-flow sediments several layers with different velocities of elastic waves.

## Исследование инженерно и гидро-геологических условий Маднеульского рудного поля геофизическими методами разведки

Г.Г.Джаши, В.К. Чичинадзе, Т.Л.Челидзе, Г.И.Меликадзе, З.Л.Амилахвари,  
Д.Ш.Китовани, Г.Г.Дзопенидзе, А.Л.Ревазшвили, А.Г. Тархншвили

Маднеульское рудное поле охватывает часть Локского и Храмского массивов. В геологическом отношении Локский и Храмский массивы представляют собой обнаженную часть так называемой Артвинско-Болнисской глыбы. Начиная с раннего кембрия область развития глыбы представляла собой крупную геосинклиналь, в которой происходили осадконакопление и интенсивная вулканическая активность основной магмы, в результате чего образовалась мощная вулканогенно-осадочная свита, состоящая из различных теригенных (глинистые породы, песчаники, конгломераты и др.) и магматических пород (интрузивы, эффузивы, жилы и небольшие массивы) [1].

Артвинско-Болнисская глыба делится на более мелкие единицы. Исследуемый нами участок находится в пределах Маднеульско-Поладаурской подзоны Болнисской зоны. Отмеченная подзона сложена, в основном, верхнемеловыми образованиями и, прерываемыми их, альбитофирами, порфиритами и дацитовыми телами и многочисленными жилами разного состава. Подзона содержит в себе все наиболее крупные барито-полиметаллические, медноколчеданные, железорудные, полиметаллические и другие месторождения. На рудоносных участках породы окварцованы, хлоритизированы, пиритизированы и каолинитизированы [1].

На исследуемом участке большим распространением пользуются нормальноосадочные верхнемелово-четвертичные образования (озерные, аллювиальные, пролювиальные, делювиальные). Озерные отложения представлены тонкослоистыми псамит-алевролитовыми песчаниками и песчанистыми глинами, реже конгломератами. В их составе принимают участие разные породы - гранитоиды и гнэисы, эффузивные образования мела и палеогена и постпалеогеновые вулканогенные породы. Мощными аллювиальными отложениями покрыты обширные площади. В частности, картировочная скважина, пробуренная на юго-восточной окраине селения Квемо-Болниси, вскрыла аллювиальные отложения, имеющие мощность 131 м. Ниже, до глубины 144 м, т.е. до коренных вулканогенных пород верхнего мела, выявлены пролювиальные и делювиальные суглинки с обломками вулканогенных пород. Литологический состав этих отложений весьма разнообразен. Поймы и русла рек характеризуются валунами, галечниками и гравием с песком. Проловиальные отложения, в основном, представлены суглинками со щебнем и глинисто-песчаным материалом. Эти отложения, обычно, рассматриваются совместно с делювиальными, т.к. они часто накапливаются вместе и разграничить их не удается. Делювиальные образования представлены древними и современными наносами (глины, суглинки).

Целью, проведенных в Маднеульском рудном поле в ущелье р.Поладаури, геофизических исследований является определение мощности четвертичных отложений; их дифференциация по вещественному составу и водонасыщенности;

определение уровня грунтовых вод и направления фильтрационных потоков; установление пористости и коэффициента фильтрации четвертичных отложений.

Для выполнения поставленной задачи были использованы разные модификации вертикального электрического зондирования (ВЭЗ) и естественного электрического поля (ЕЭП); инженерная сейсморазведка (корреляционный метод преломленных волн – КМПВ); а для расчета фильтрационных свойств четвертичных отложений было проведено слаг-тестирование методом налива воды в искусственные водопункты (скважины, колодцы).

Геофизические профили, в основном, направлены вдоль течения р.Поладаури между населенными пунктами Самцевриси и Квемо-Болниси (Капанахчи). Расположение геофизических профилей и точек наблюдения даны на рис. 1.

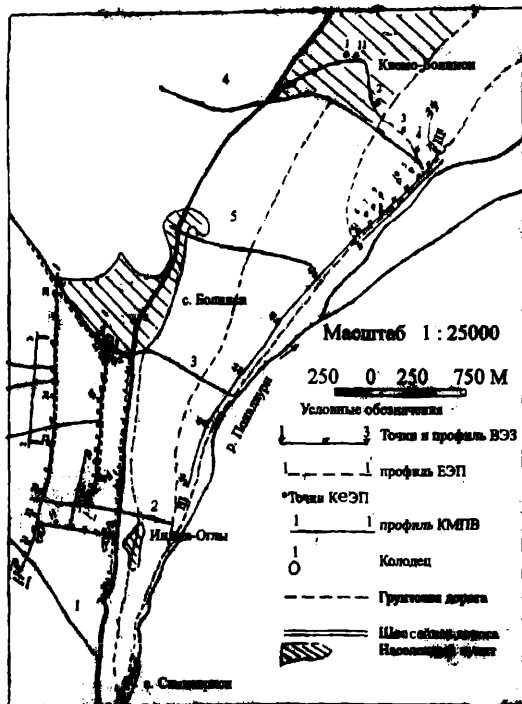


Рис. 1

Интерпретация кривых ВЭЗ выполнена как традиционным методом палеток [3], так и компьютерным методом [5]. На основе интерпретации ВЭЗ построены геоэлектрические разрезы, в которых четко выявляется фракционная дифференциация осадочных пород.

Геоэлектрический разрез 1-1' (Рис. 26) расположен в равнинной местности, которая покрыта сельскохозяйственными культурами.

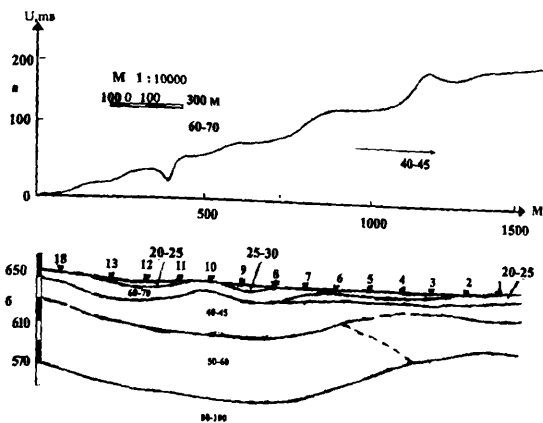


Рис. 2

Выделенный по ВЭЗ-ам 11-13 и 8,9 верхний слой с мощностью 3 м и с электрическим сопротивлением 20-30 омм соответствует глинистой почве, которая в свою очередь перекрывает слой с сопротивлением 60-70 омм, максимальная мощность которого по данным ВЭЗ 12,13 и 8,9 достигает 10 м. Отмеченный слой по данным ВЭЗ 2-7 выходит на дневную поверхность. Он перекрывает слой с сопротивлением 20-25 омм и мощностью 5-8 м. По нашей интерпретации отмеченный слой соответствует пелитовым глинам.

В геоэлектрическом разрезе большим распространением пользуется горизонт, характеризующийся сопротивлением 40-45 омм, поверхность которого должна соответствовать уровню грунтовых вод. Мощность этого слоя в центральной части геоэлектрического разреза превышает 20 м. Указанный слой по данным ВЭЗ 7-8,18 перекрывает горизонт с сопротивлением 50-60 омм, который должен соответствовать аллювиально-пролювиально-делювиальным отложениям, вещественный состав которых определяется свойствами основных пород (верхний мел) и их дифференциация, как было отмечено, не всегда возможна. По данным ВЭЗ 1-6 отмеченный слой переходит в слой с сопротивлением 20-25 омм, что по нашей интерпретации, должно быть вызвано большей водонасыщенностью этого участка.

В геоэлектрическом разрезе горизонт с сопротивлением 80-100 омм, погруженный в центральной части разреза до глубины 80-90 м, должен соответствовать основным породам, которые состоят из вулканогенных пород верхнего мела.

По геофизическим данным, мощность четвертичных нормально-осадочных отложений вдоль электрического разреза довольно значительна. Это подтверждается и разрезами, построенными по скважинным данным.

Геоэлектрический разрез I—I' проходит западнее и параллельно разреза I—I' (рис. 36). Мощность четвертичных отложений вдоль разреза меняется в пределах 20-40 м. Поверхность подстилающего слоя указывает на глубину залегания основных вулканогенных пород верхнемелового возраста.

Исходя из геоморфологии рельефа, уменьшение мощности четвертичных отложений вдоль разреза логично, поскольку в этих местах вулканогенные отложения мелового возраста приближаются к дневной поверхности, даже по визуальным наблюдениям. Горизонт с сопротивлением 20-40 омм должен соответствовать водоносным четвертичным отложениям, которые по данным ВЭЗ 20-28,33

перекрываются слоем с мощностью 3-5 м и с электрическим сопротивлением 100-150 ом. По данным ВЭЗ 29-32 сопротивление первого слоя меняется в пределах 10-15 ом, что, по всей вероятности, вызвано обводнением этого участка. Существование низкоомного первого слоя отмечается и в конце профиля по данным ВЭЗ 25, 26 и 28, где обводнение грунта отмечается и визуально.

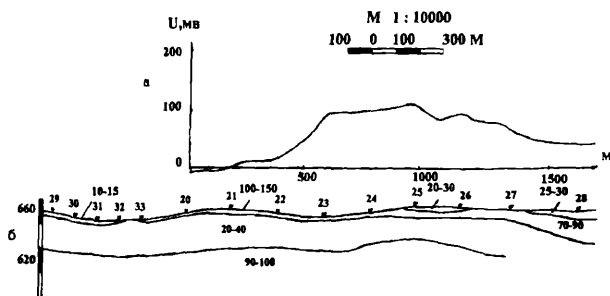


Рис. 3

Геоэлектрический разрез III-III' проходит параллельно р. Паладаури от деревни Инджа-Оглы до дер. Квемо-Болниси (Капанахчи). Как видно из рис. 4б,

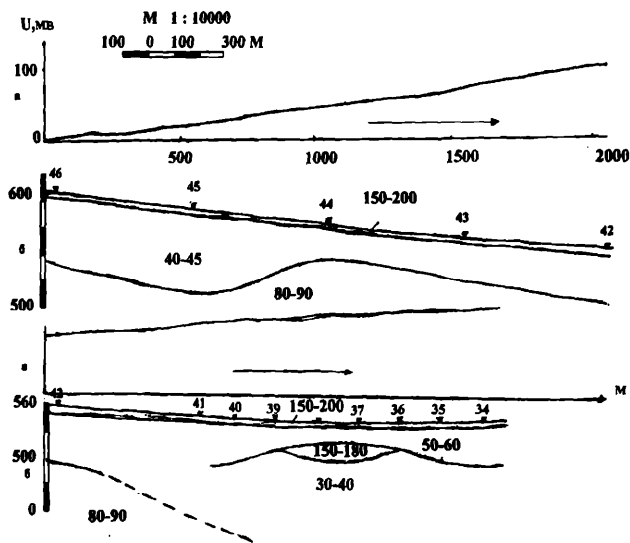


Рис. 4

первый слой мощностью 4-6 м и удельным электрическим сопротивлением 150-200 ом непрерывно простирается вдоль всего разреза. Он соответствует конгломератам, распространенным вдоль речных террас (видно визуально). Конгломераты состоят из вулканогенных образований и известняков верхнемелового возраста. Мощность

второго обводненного аллювиально-пролювиально-делювиального слоя достигает максимума (65м) в окрестностях ВЭЗ 45. Начиная с ВЭЗ 45 его мощность резко уменьшается до 18 м, а потом постепенно увеличивается до 40 м (ВЭЗ 42). Относительно сложный геоэлектрический разрез наблюдается в конце профиля (ВЭЗ 34-41). В частности, по ВЭЗ 37,38 выделяется линза с максимальной мощностью 15 м и сопротивлением 150-180 ом. Существование этой линзы в геоэлектрическом разрезе отчетливо видно на рис.5.

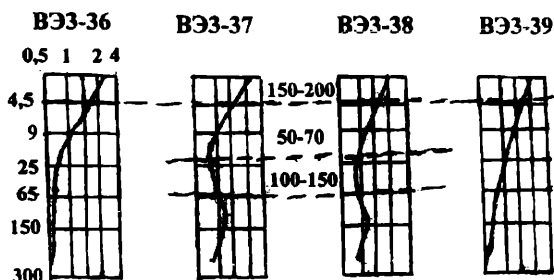


Рис. 5.

По нашей интерпретации она должна соответствовать базальтовому покрову верхнего эоцена ( $BN_2^2 - Q_2$ ), внедренному в четвертичные отложения. В геоэлектрическом разрезе поверхность отложений верхнемелового возраста к северу от ВЭЗ 42 исчезает и вновь появляется у ВЭЗ 39 на глубине 95-100 м. Геоэлектрические разрезы находятся в хорошем согласии с скважинными данными. Из поперечного геоэлектрического разреза IV-IV' (рис 6) видно, что глубина

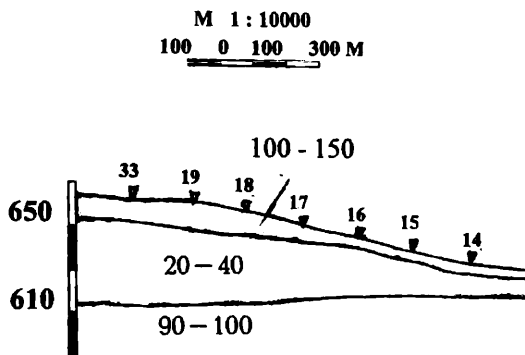


Рис. 6.

залегания основных пород по направлению с.Инджа-Оглы уменьшается. В разрезе первый слой с сопротивлением 100-150 омм выделяется по всему профилю. Уменьшение мощности четвертичных отложений происходит за счет уменьшения мощности второго обводненного слоя ( $\rho = 20-40$  омм).

Работы по методу КМПВ проводились с помощью 12-ти канальной инженерно-сейсмической аппаратуры АСМ-6/12. Ввиду невозможности проведения взрывных работ, упругие сейсмические волны возбуждались сбрасыванием груза весом 30 кг с высоты примерно 3.5-4 м. Длина одной стоянки – 110 м.

Схема расположения профилей дана на рис.1.

Работы проводились по полной схеме наблюдений для получения прямого, обратного и нагоняющих годографов.

Всего было проведено 5 профилей. Каждый профиль состоит из нескольких стоянок. Стоянки перекрывались друг с другом одной корреляционной точкой.

Полевой материал был обработан методом разностного годографа ( $t$ ) [2], а также модифицированным вариантом этого метода, который был разработан в отделе сейсмометрии нашего института. Полученные результаты практически совпадают между собой, что говорит о высокой достоверности полученных результатов. Скорость  $V_1$  (скорость распространения упругих сейсмических волн в верхнем слое, определялась по прямым годографам (т.н. эмпирический метод).

В результате обработки материалов, были получены следующие результаты: на профиле 1-1' (рис.7) (общей длиной 660 м) выделяется одна преломляющая граница с граничной скоростью 950-1100 м/сек.; скорость распространения упругих волн в покрывающей толще составляет 550-580 м/сек. Глубина залегания преломляющей границы колеблется от 10 м (начало профиля) до 28 м (конец профиля).

Сейсмический профиль 1-1' совпадает с электрическим профилем I-I' от ВЭЗ-18 до ВЭЗ-9. По нашей интерпретации, выделенный горизонт должен соответствовать кровле слоя с удельным электрическим сопротивлением 50-60 омм. Как видно покрывающая толща – это водонасыщенные четвертичные образования, а нижний слой аллювиально-делювиально-пролювиальные породы. Морфология преломляющей границы в довольно хорошем соответствии с геоэлектрическим разрезом (Рис.26).

Профиль 2-2' проходит западнее и параллельно профилю 1-1'. Расстояние между ними примерно 700 м. Этот профиль в начале и в конце пересекается профилями 3-3' и 4-4' (Рис.1).

В начале профиля 2-2' выделяется высокоскоростной ( $V = 4200$  м/сек) слой с глубиной залегания 12-16 м. На расстоянии 120-340 м от начала профиля прослеживается преломляющая граница с граничной скоростью  $V_g = 2720-2800$  м/сек., а на расстоянии 430 м от начала профиля и до его конца удалось выделить слой с граничной скоростью  $V_g = 2140-2160$  сек. Морфология этих слоев показана на рис.8, где видно, что преломляющая граница имеет сложный рельеф. Скорость распространения упругих сейсмических волн в покрывающей толще вдоль всего профиля 2-2' составляет 700-850 м/сек.

Профиль 3-3' (Рис. 9) пересекает профиль 2-2' перпендикулярно. Его длина 330 м. На нем также выделяется высокоскоростной ( $V = 4150$  м/сек) слой на аналогичных глубинах. Начиная с 110 м от начала профиля высокоскоростной слой исчезает и появляется преломляющая граница со скоростью  $V = 1840-2000$  м/сек., которая углубляется к востоку.

Профиль 4-4' длиной 220 м пересекает профиль 2-2' перпендикулярно в его конечной части. Преломляющая граница с граничной скоростью  $V = 2200-2260$  м/сек. углубляется к востоку (Рис.10).

По нашей интерпретации, верхний слой (покрывающая толща) со скоростью 700-850 м/с, должен соответствовать четвертичным аллювиально-делювиально-

пролювиальным отложениям, а нижний слой – вулканогенным породам верхнего мела. Высокоскоростной слой, выделяемый в начале профилей 2-2' и 3-3', по нашим соображениям, соответствует локальному интрузивному телу, вклиненному в основные породы, которое способствует некоторому увеличению скорости распространения упругих волн в основных породах. В частности, в непосредственной близости от предполагаемого интрузивного тела (120-340 м от начала на профиле 2-2') скорость имеет повышенные значения.

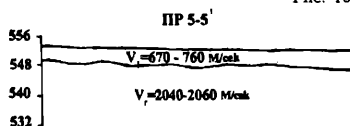
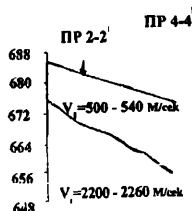
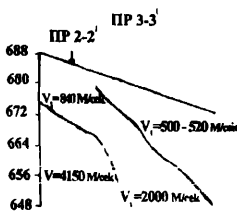
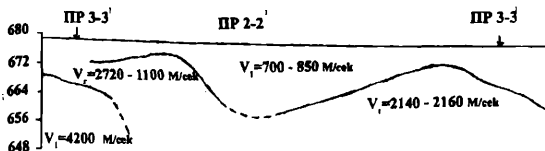
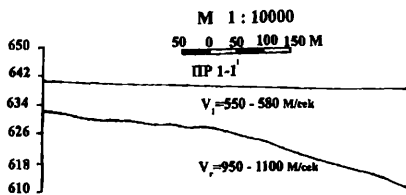
В 2001 году на исследуемой территории в рамках *inco-sorepticus* греческим ученым Ф. Зервосом совместно с грузинскими специалистами на 5-ти профилях были проведены электрометрические исследования методом постоянного тока АВЭМ [4]. Расположение профилей дано на рис.1 Следует отметить, что в начале профиля 2 выделяется высокоомный участок (160 ом), который резко погружается в восточном направлении. Считается, что это соответствует тому интрузивному телу, которое выделяется по сейсмическим профилям 2-2' и 3-3'.

Сейсмический профиль 2-2' проходит западнее и параллельно геоэлектрическому профилю на расстоянии ~300 м. Можно сказать, что сейсмический разрез хорошо совпадает с геоэлектрическим разрезом. Визуально хорошо видно, что основные породы в районе профиля 2-2' приближаются к дневной поверхности, а к востоку они усугубляются, что подтверждается профилями 3-3' и 4-4'.

Профиль 5-5' (Рис.11) проходит по берегу и параллельно реке Поладаури. Здесь выделяется преломляющий горизонт на глубине 3.5-4 м, с граничной скоростью  $V \approx 2200$  м/с.

Для установления существования подземных фильтрационных потоков и их направления на исследуемом участке были проведены работы методом ЕЭП. На рис.2а показан ход кривой ЕЭП вдоль профиля I-I', где видно, что значение потенциала постепенно возрастает в северном направлении, что указывает на направление подземного потока (на рисунке направление потока отмечено стрелкой). Отмеченное направление подземного потока вполне логично, поскольку уровень грунтовых вод и их фильтрацию на этом участке определяют р.Поладаури и ее левые притоки. С экологической точки зрения особое значение имеет загрязнение почвы и русла реки этими притоками, поскольку текущие от





карьера Маднеульского полиметаллического оруденения воды загрязнены токсичными химическими компонентами.

На рис.3а показан характер хода кривой ЕЭП вдоль геоэлектрического профиля П-П'. Распределение потенциала наглядно указывает направление подземного потока, поскольку оно соответствует особенностям рельефа (зеркальное отображение рельефа). Отдельные отклонения от основного хода кривой потенциала указывает на заболоченные участки вдоль профиля.

На рис.4а показан характер хода кривой ЕЭП вдоль р.Поладаури. По течению реки потенциал постепенно увеличивается. Исходя из угла наклона кривой потенциала к оси абсцисс, скорость фильтрации на этом профиле меньше, чем на профилях I-I' и II-II'.

Для более точного определения направления фильтрационного потока, в двух точках были проведены круговые измерения ЕЭП (точки нанесены на рис.1). Из рисунка 12а видно, что господствующее направление фильтрационного потока для больших разносов в точке 1 северо-восточное. На второй точке господствующее

направление выражено не четко, хотя и здесь оно северо-восточное (рис.126). Также направление потока соответствует геоморфологическим условиям исследуемой территории и указывает на участки вероятного загрязнения.

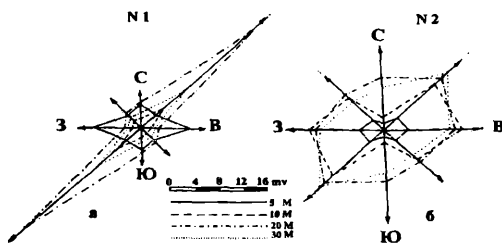


Рис. 12

Интересно, что на малых разностях электродов, что соответствует потоку самой дневной поверхности, направление потока на обоих пунктах несколько отличное – с запада на восток. Возможно, направления потоков в поверхностной и глубинной части разреза отличаются.

Следует отметить, что разработка Маднеульского полиметаллического месторождения до сегодняшнего дня ведется с нарушением технических нормативов. Эксплуатационные работы проводятся открытым способом с нарушением экологических нормативов. В частности, не производится перекачивание карьерных вод в полном объеме в хвостохранилище и часть токсически загрязненных вод попадает в осевые притоки р.Поладаури и загрязняет сельскохозяйственные угодья Болнисского района.

В стекающих из карьера водах содержание токсичных элементов значительно увеличено. В частности, содержание меди, цинка, свинца, и кадмия в миллиграммах в среднем составляет соответственно 10-20, 9-12, 0.5-1.5 и 0.04-2.5 [4].

С целью установления масштабов загрязнения водоносных горизонтов четвертичных отложений изучены гидродинамические параметры методом слаг-тестирования. Тестирование проведено в колодцах Квемо-Болниси. Расположение колодцев дано на рис.1. В колодцах пьезометрический уровень вод в сорону р.Поладаури постепенно понижается от 17 до 1-2 м. Глубже, в основных породах, эти воды фильтруются в мелко и среднезернистых брекчиеподобных туфах и глинах с высокими адсорбционными свойствами. Результаты слаг-тестирования колодцев показывают, что четвертичные отложения характеризуются низким коэффициентом фильтрации и высокой способностью адсорбции, в следствии чего в грунтовых водах и в четвертичных отложениях скапливаются токсические элементы. На рис.13 показаны результаты слаг-тестирования колодцев.

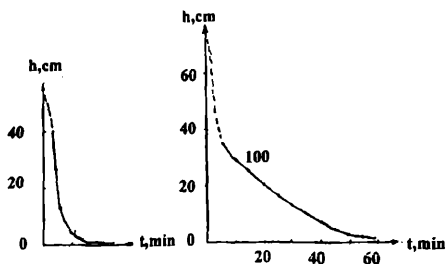


Рис. 13

На основе инженерных геофизических исследований удалось расщлнить четвертичные отложения по вещественному составу и водонасыщенности. Установлены физические параметры (удельные электрические сопротивления и скорость распространения сейсмических волн) отдельных слоев и их мощности, что хорошо согласуется с геологическими данными. В четвертичных отложениях выделена линза с высоким электрическим сопротивлением, которая, по геологическим соображениям, должна соответствовать эффузивным покровам. Кроме того, по сейсмическим данным на локальном отрезке профилей 2-2' и 3-3' выделен высокоскоростной участок, что, по нашему мнению, должно быть вызвано существованием интрузивного тела.

В депрессионной части исследуемого участка мощность четвертичных отложений (более 100 м) установлена по электрометрическим данным, что хорошо согласуется с геологическими данными.

С помощью электрометрических исследований изучен уровень грунтовых вод в четвертичных отложениях и господствующее направление фильтрационных потоков (северо-восток). Выделены отдельные обводненные участки. Следует отметить, что установление нами направления фильтрационных потоков дает возможность выявить особо опасные участки загрязнения окружающей среды, вызванные эксплуатацией Маднеульского полиметаллического комбината.

По данным слаг-тестирования установлено, что водоносный комплекс четвертичных отложений в пойме р.Поладаури характеризуется низким коэффициентом фильтрации и высокой степенью адсорбции.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Геологическое строение и металлогения Юго-Восточной Грузии. Труды Геолин-та, новая серия, вып.1. Изд.»Мецниереба», Тбилиси, 1965.
2. Гурвич И.И., Боганик Г.Н. – Сейсмическая разведка. Изд.»Недра», М., 1980.
3. Пылаев А.М. – Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований. Госгеологиздат, М., 1948.
4. Chelidze T., Melikadze G., Zevvos F., Bendukidze G., Saanishvili A. – The study of heavy metal pollution at Madneuli complex ore deposit area. I Intern. Conference on ecology and environmental Management in Caucasus/ Tbilisi, 2001, p.p. 69-72.
5. Zohdy A. – A new method for the automatic interpretation of Schlumberger and Wenner sounding curves. Geophysics, vol.54, p.p.245-253.

# მაღნეულის მადნიანი ველის საინჟინრო და ჰიდრო-გეოლოგიური პირობების გამოკვლევა ძიების გეოფიზიკური მეთოდებით

გ. ჯაში, ვ. ჭიჭინაძე, თ. ჭელიძე, გ. მელიქაძე, ზ. ამილახვარი,  
დ. კიტოვანი, გ. ძოწენიძე, ა. რევაზიშვილი, ა. თარხნიშვილი

## რეზიუმე

საინჟინრო-გეოფიზიკური გამოკვლევების საფუძველზე შესაძლებელი გახდა ფოლადაურის აუზში მეოთხეული ნალექების დანაწევრება ნივთიერი შედგენილობისა და გაწყვიანების ხარისხის მიხედვით.

დადგენილია ცალკეული ფენების ფიზიკური პარამეტრები (ხვ. ელ. წინაღობა, სეისმური ტალღების გავრცელების სიჩქარე) და მათი სიმძლავრეები, რაც კარგ თანხედრადშია გეოლოგიურ მონაცემებთან (ჰაბურდილების მიხედვით). მეოთხეული ნალექებში გამოყოფილია მაღალი ხვედრითი ელექტრული წინააღობის ღონეზე, რაც გეოლოგიური მოსაზრებებიდან გამომდინარე, ეფუძიურ უნდა წარმოადგენდეს. სეისმური მონაცემების მიხედვით ლოკალურ უბანზე გამოყოფილია მაღალ სიჩქარული გარემო, რაც ინტრუზული სხეულით უნდა იყოს გამოწვეული.

ელექტრომეტრიული გამოკვლევების მიხედვით დადგენილია მეოთხეული ნალექებში გრუნტის წყლის ღონე და ფილტრაციული ნაკადის გაბატონებული (ჩრდილო-აღმოსავლური) მიმართულება. გამოყოფილია ცალკეული გაწყვიანებული უბნები. მდ. ფოლადაურისა და მისი წყალმომკრები აუზის გაჭუჭყვიანებაში მნიშვნელოვანია მაღნეულის პოლიმეტალური კარიერებიდან და გამადნებული უბნებიდან მომდინარე შენაკადები. ხაკადის შიშართულების მიხედვით შეიძლება დადგინდეს გაჭუჭყვიანების სამივე უბნები.

ძიების სლაგ-ტესტირების მიხედვით დადგენილია მდ.ფოლადაურის აუზის მეოთხეული ნალექების დაბალი ფილტრაციის კოეფიციენტი და მაღალი აღსორბების უნარი, რაც განაპირობებს მათში პოლუტანტების დაგროვებას..

## Study of hydrogeological structures of Madneuli by geophysical methods

G.Jashi, V.Chichinadze, T.Chelidze, G.Melikadze, Z.Amilakhvari  
D.Kitovani, G.Dzotsenidze, A.Revazishvili, A. Tarkhnishvili

### Abstract

Study of hydrogeological structures of Madneuli ore deposit area by geophysical methods. Geophysical investigations in r.Poladauri valley result in definition of crosssections of quarternary deposits, their material content and level of water saturation. Physical parameters of various layers (electrical resistivity, velocity of elastic waves) are defined, as well as their thickness. These results are in good agreement with geological data from boreholes.

Electrical prospecting allowed determination of underground water level and direction of filtration flow. Several water-saturated areas are delineated. The pollution of r.Poladauri and it's basin is connected with outlets of river that pass Madneuli carier and are mineralization areas. From direction of flow it is possible to define areas with potentially high pollution level.

Slug-tests of boreholes show that quartenary deposits of r. Poladauri basin have low hydraulic conductivity and high absorption ability, that leads to accumulation of pollutants.

## Изучение инженерно-геологических условий Бугеульского (Раца) оползня геофизическими методами разведки

Г.Г. Джаши, В.К. Чичинадзе, Т.Л. Челидзе, Э.Д. Церетели, Д.Т. Одиладзе,  
А.Г.Тархншвили, З.Л. Амилахвари, Д.Ш. Китовани, А.Л. Ревазшвили,  
Г.Г. Дзотцеяндзе, Г.Н. Абрамишвили

Значительная часть территории Грузии характеризуется горным рельефом, где широко развиты эгзодинамические процессы (оползни, сели), что создает большую опасность местному населению.

За последние годы вследствие активации оползневых процессов существенно пострадало население Раца, в частности, население некоторых деревень (Клдисубани, Сартки) было вынуждено переселиться, а во многих деревнях плотность заселения существенно снизилась (Бареули, Диди Чорджо, Пирвели Тола и др.). Активизации оползневых явлений способствует повышение за последние годы сейсмической активности на этой территории, что значительно повысило вероятность увеличения подвижности осадочных пород [3].

В апреле 2003 года, когда в следствии продолжительных дождей, глинистый грунт был насыщен водой, в ущелье речки (левый приток р.Риони) на территории сел. Бугеули Амбролаурского района, образовался оползень, который нанес ущерб части населения. Движение рыхлого материала в русле речки продолжалось в течении трех суток со скоростью примерно 0,5 км в сутки. Возникновению оползня способствовало согласованное залегание основных пород (глинистые песчаники) с рельефом. Площадь выноса оползня равна около 50000 м<sup>2</sup>.

Изучение инженерно-геологических условий оползневых и оползневоопасных участков было проведено комплексными геофизическими методами разведки: электроразведка (вертикальное электрическое зондирование – ВЭЗ, симметричное электропрофилирование – СЭП, метод естественного электрического поля – ЭЭП), сейсморазведка (корреляционный метод преломленных волн – КМПВ), [1, 2].

Расположение геофизических профилей и точек наблюдений даны на схематическом рисунке 1.

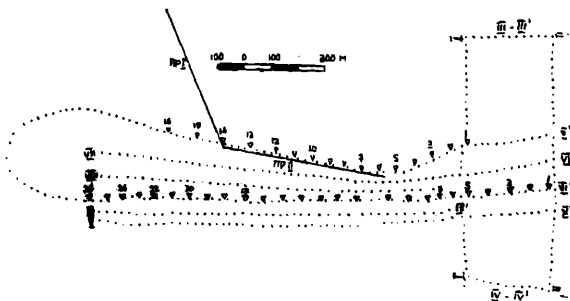


Рис. 1.

Целью проведенных работ методом ЕЭП было определение направления и приближенной скорости течения грунтовых вод вдоль профилей. Расстояние между точками наблюдения – 25м. Наблюдения проводились как непосредственно на поверхности оползневой массы, так и на относительно устойчивых грунтах на обείх склонах ущелья.

На профиле I-I' (рис. 2а) показано распределение ЕЭП, откуда очевидно, что приток грунтовых вод происходит довольно интенсивно в сторону русла речки, (на рис. направления течения грунтовых вод показаны стрелками).

Профиль II-II' проходит параллельно р.Риони в 50 метрах. Как видно из рис. 2б. сбор грунтовых вод и здесь происходит в сторону речки.

Интересную картину дает распределение ЕЭП вдоль профиля V-V' (рис.3а). Как видно из рисунка, имеет место довольно интенсивный приток грунтовых вод с юга на север. При этом от точки 70 до 65 отмечается изменение течения грунтовых вод на противоположное. Западнее 65 точки профиля V-V', в ущелье речки кончается язык оползневой массы, что возможно является причиной такого распределения поля течения грунтовых вод.

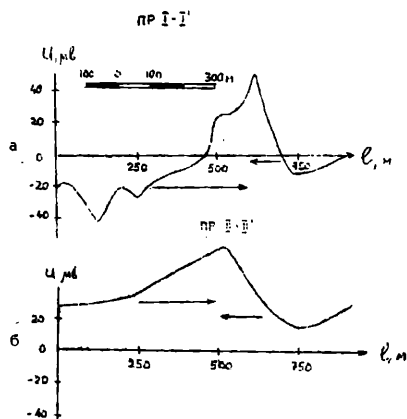


Рис. 2.

Профиль VI-VI' проходит в центре оползневой массы вдоль течения речки (рис. 3б). И в этом случае общее направление течения грунтовых вод с юга на север. При этом по распределению ЕЭП фиксируется окончание языка оползневой массы, на что указывает направление подземного фильтрационного потока между точками 60-56.

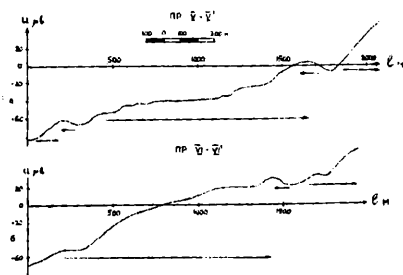


Рис. 3.

Аналогичная картина распределения ЕЭП отмечается на параллельных профилях VII-VII', VIII-VIII', IX-IX' и X-X'. Скорости фильтрационных потоков на этих профилях примерно одинаковы.

Таким образом, методом ЕЭП были определены направления фильтрационных потоков подземных вод, установлены довольно высокие скорости этих потоков и были зафиксированы конечные отметки оползневой тела.

На рис. 4 представлены пространственные распределения ЕЭП вдоль оползневой тела.

Целью ВЭЗ было установление мощности оползневой массы. В полевых условиях были определены электрические параметры (удельное электрическое сопротивление –  $\rho$  коренных пород и оползневой массы). Следует отметить, что электрические сопротивления оползневой тела и коренных пород мало отличаются друг от друга. В частности, сопротивление оползневой массы меняется в пределах 10-120мм. В ней выделяется обильно обводненные участки, в которых  $\rho$  снижается до 6-8 омм. Оползневая масса перекрывает слабо сланцеватые гипсоносные глины, удельное электрическое сопротивление которых определены сравнительно неточно и оно должно метаться в пределах 30-50омм.

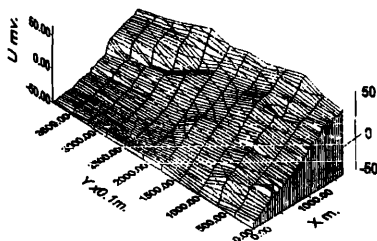


Рис. 4.



Рис. 5.

Геологический разрез I-I' (рис. 5) проходит параллельно профиля VI-VI' ЕЭП. Его расположение дано на рис 1. На разрезе по ВЭЗ 23-26 получена двухслойная среда, в которой первый слой соответствует оползневой массе, ее мощность постепенно увеличивается в северном направлении. По ВЭЗ 22-17 получен трехслойный геозлектрический разрез, второй слой которого ( $\rho=6-8$ омм) соответствует сильно обводненным породам. К северу от ВЭЗ-14 оползневая масса на большой площади сохраняет постоянную мощность ( $d \approx 20$ м.). По данным ВЭЗ 10-14 выделяется сильно обводненная ( $\rho=6-8$ омм) первый слой. На профиле по ВЭЗ 1-5 построен трехслойный геозлектрический разрез, где первый слой ( $\rho=40-50$ омм) соответствует глинистому покрову почвы, второй слой ( $\rho=70-100$ омм)

слабосцементированным речным отложениям (старое русло р.Риони) и третий слой ( $\rho=40-50\text{омм}$ ) коренным породам. Полученный материал обрабатывался известным методом [2].

Геoeлектрический разрез II-II' (рис.6) проходит восточнее от оползня вдоль профиля V -V' ЕЭП. В разрезе первый слой соответствует глинистому покрову почвы. Электрическое сопротивление второго слоя ( $\rho=12-115\text{омм}$ ) близко к удельному электрическому сопротивлению оползневой массы, по этому потенциально является оползнеопасным, что подтверждается и визуально (особенно это хорошо видно на втором берегу речки).

Таким образом, по геoeлектрическому разрезу довольно хорошо устанавливается мощность оползневой массы вдоль профиля и границы ее распространения.

Работы по сейсморазведке проводились с помощью инженерной двенадцатиканальной сейсмической станции АСС-6/12. Возбуждение сейсмических волн осуществлялось сбрасыванием груза весом примерно 30кг со специальной треноги, высотой 4м. Расстояние между сейсмоприемниками составляло 10м, вследствие чего, длина сейсмической косы (т.е. одной стоянки) была 110м. Применялась полная система наблюдений (возбуждение сейсмических волн в начале и конце стоянки, а также выносы, для получения нагонящих годографов). Длина выносов была определена эмпирическим путем во время рекогносцировочных работ и она колебалась в пределах 30-50м. Сейсмические волны записывались на 12мм фотобумаге с помощью шлейфового осциллографа [1].



Рис. 6.

Всего было проведено два профиля (пр.1, стоянки I-V; пр. 2 стоянки VI- X) и одна отдельная стоянка (XI). Схема расположения профилей и отдельной стоянки приведена на рис.1.



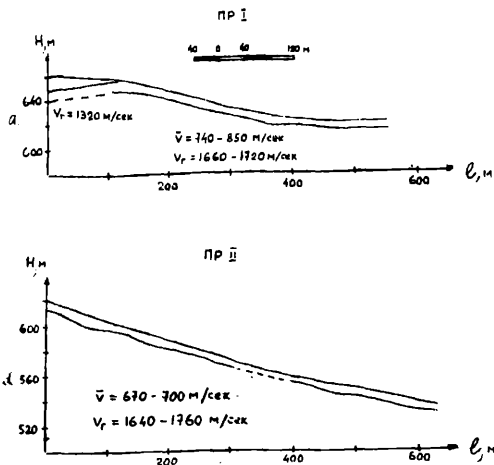


Рис. 7.

Полученный материал обрабатывался методом  $t^0$ , а также модифицированным методом  $t^0$ , который был разработан в отделе сейсморазведки института геофизики АН Грузии. Средняя скорость ( $V$ ), т.е. скорость в покрывающей толще, определялась т.н. эмпирическим способом. По обработанным материалам был построен сейсмический разрез, который представлен на рис. 7а и 7б.

Выявляется следующая картина: на профилях 1 и 2 удалось выделить слой с граничной скоростью  $V_r = 1720-1790$  м/сек. Глубина залегания  $H=6-9$  м. Скорость в покрывающей толще на обоих профилях колеблется в пределах  $V=670-800$  м/сек. Кроме этого, на I стоянке первого профиля присутствует слой с  $V=1320$  м/сек, который в последствии выклинивается.

Что касается отдельной стоянки (XI), то там также присутствует слой с пониженной граничной скоростью  $V_r = 1270$  м/сек, с глубиной залегания  $H=4-7$  м от дневной поверхности.

Данные электроразведки и сейсморазведки хорошо согласуются между собой.

В пойме речки в нескольких десятках точек были проведены ВЭЗ, параллельно геоэлектрического разреза I-I'. Их расположение показано на схематичном рис. 1. По возможности визуально измерялась ширина оползневой массы, что дало возможность построить модель распространения оползневой массы.

По этим данным вычислен объем и установлен приближенный вес оползневой массы. Для этой цели был использован геоэлектрический разрез I-I', который был разделен на 6 отрезков с различными параметрами, табл. 1.

№№ отрезки	Длина, в м	Ширина, в м	Глубина h, в м	Площадь S, в м <sup>2</sup>	Объем V, в м <sup>3</sup>
1.	250	20	2	5000	5000
2.	250	30	10	7500	37500
3.	200	50	30	10000	150000
4.	250	40	35	15000	180000
5.	300	30	20	9000	90000
6.	250	30	10	75000	37500

Суммарная площадь  $S=49000\text{м}^2$  а объем  $V=500\ 000\text{м}^3$ .

Плотность оползневой массы  $\rho=2,4 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ . Вес всей массы оползня вычислялась по формуле:  $P=\rho V=2,4 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3 \cdot 500\ 000\text{м}^3 = 1,2 \cdot 10^6 \text{ т}$ .

## Л и т е р а т у р а

1. Гамбурцев Г.А. Ризниченко Ю.В. Берзин И.С., Епинатьева А.М., Пасечник А.П., Карус Е.В. – Корреляционный метод преломленных волн. Из-во АН СССР., М., 1953.
2. Шылаев А.М. – Руководство по интерпретации вертикальных электрических зондирований. Госгеологиздат., М., 1948.
3. Церетели Э.Д., Бердзенишвили Д.П., Таташидзе З.К., Челидзе Т.Л., Тевелишвили О.Г., Тевзадзе В.И., Херхеулидзе Г.И. – Особенности формирования катастрофических селей в бассейне Р.Дуруджи и безопасность г.Кварели. Труды международной конференции. Эрозионно-селевые явления и некоторые смежные проблемы. Тбилиси, 2001.

## ბუგეულის (რაჭის) მეწყერის საინჟინრო-გეოლოგიური პირობების შესწავლა ძიების გეოფიზიკური მეთოდებით

გ.ჯაში, ვ.ჭიჭინაძე, თ.ჭელიძე, ე.წერეთელი, დ.ოდლავაძე, ა.თარხნიშვილი, ზ.ამილახვარი, დ.კიტოვანი, ა.რევაზიშვილი, გ.ძოწენიძე, გ.აბრამიშვილი

### რეზიუმე

ბუნებრივი ელექტრული ველის მეთოდით განისაზღვრა ბუგეულის მეწყერზე მიწისქვეშა წყლების მოძრაობის მიმართულება, დადგინდა მათი დინების საკმაოდ მაღალი სიჩქარე და დაფიქსირდა დამეწყერილი მასის ბოლო ნიშნულები. ვერტიკალური ელექტრული ზონდირებისა და გარდატეხილი ტალღების კორელაციური მეთოდებით განსაზღვრულია დამეწყერილი მასის ფიზიკური პარამეტრები, სიმძლავრე და დადგენილია მისი გავრცელების საზღვრები.

## Study of Bugeuli (Racha) landslide's engineering geological conditions by geophysical prospecting methods

G. Jashi, V. Chichinadze, T. Chelidze, E. Tsereteli, D. Odilavdze, A. Tarkhnishvili, Z. Amilakhvari, D. Kitovani, A. Revazishvili, G. Dzozenidze, G. Abramishvili

### Abstract

Direction of underground water flow, its relative velocity and the moving mass upper boundary have been established for Bugeuli landslide by method of self-potential. The thickness

of sliding body, its physical properties and its contours were established by vertical electric sounding and correlation method of refracted waves.

## Акустическая система для цифровой регистрации динамических экзогенных процессов

З.Т. Челидзе, А. Гогнашвили, Н.Д. Варамашвили

В последнее время все большее развитие получают бесконтактные методы регистрации таких динамических экзогенных процессов, как сели, лахары, лавины и т.д. Используются сейсмометры, пьезоэлектрические сенсоры, магнитоэлектрические датчики и акустические (микрофонные) сенсоры. Из них наилучшее соотношение сигнала  $S$  к шуму  $D$  получено для акустических датчиков.

Как известно, сели генерируют вибрацию почвы в диапазоне низких частот (0–100Гц). Согласно [1], максимум в спектре мощности отмечается в районе 40 Гц.

Учитывая результаты практических [1-3] наблюдений акустической эмиссии (АЭ) при катастрофических селях, в отделе экспериментальной геофизики Института геофизики ГАН, был проведен анализ основных требований технического задания, проведена разработка и сборка экспериментальных образцов акустических сенсоров, а также фильтров и малозумящих усилителей (МЗУ) для регистрации шумов, возникающих при прохождении селей – Рис.1.

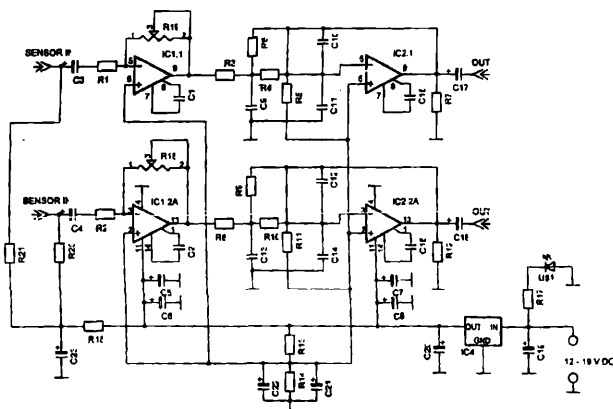


Рис.1 Схема акустической системы для регистрации экзогенных динамических процессов

Главные требования к системе были следующими: минимальная потребляемая мощность, автономность, максимально линейная амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) датчиков и усилителей в полосе частот наблюдаемых сигналов, максимальное отношение сигнал/шум для достижения большей чувствительности и достоверности информации. Следовательно, в роли датчиков были применены конденсаторные микрофоны, обладающие высокой линейностью АЧХ в диапазоне частот  $10 \div 1000$  Гц.

Микрофонные головки устанавливались непосредственно на плате первичного малошумящего усилителя (МШУ) в герметичном кожухе датчика (трубчатый металлический кожух длиной  $\sim 60 \div 70$  см и внешним диаметром  $\sim 3,5 \div 4$  см).

Демпфирование самих стенок металлического кожуха происходит за счет плотного прилегания грунта. Питание МШУ осуществляется через герметичный коннектор по сигнальному коаксиальному кабелю. (Используется стабилизированное напряжение 9в, ток, потребляемый двумя датчиками не более 10 ма).

Применение МШУ в непосредственной близости с датчиками дает возможность использовать сигнальные кабели большей длины, без риска ухудшить отношение сигнал/шум всей системы, дополнительно предоставляя возможность выбрать большие расстояния между точками установки двух датчиков (до  $150 \div 200$  м).

Фильтры служат для выделения полезного спектра частот и уменьшения возможных помех, вызванных длиной сигнального кабеля. После обработки входными МШУ и фильтрами сигналы усиливаются масштабными усилителями, которые позволяют выставить выходные уровни системы в соответствии с требованиями регистрирующего устройства.

Вся система питается от батарей 12 в, потребляя не более  $40 \div 45$  мА.

#### Полевые испытания

Во время эксперимента микрофонные датчики устанавливались в двух ямах на глубине 0,7 метров, в наклонном положении. Расстояние между датчиками  $\sim 5$  метров. Акустический сигнал инициировался с помощью груза массой  $\sim 7$  кг, который бросали с высоты  $\sim 1,2$  метров, примерно на равном удалении от датчиков. На рис.2 показаны записи датчиков и моменты инициирования акустического сигнала. Моменты соответствуют следующим удалениям:

- 1) пробная запись 001 – 2,5м от датчика
- 2) пробная запись 002 – 0,5м
- 3) пробная запись 003 – 4м
- 4) пробная запись 004 – 9м

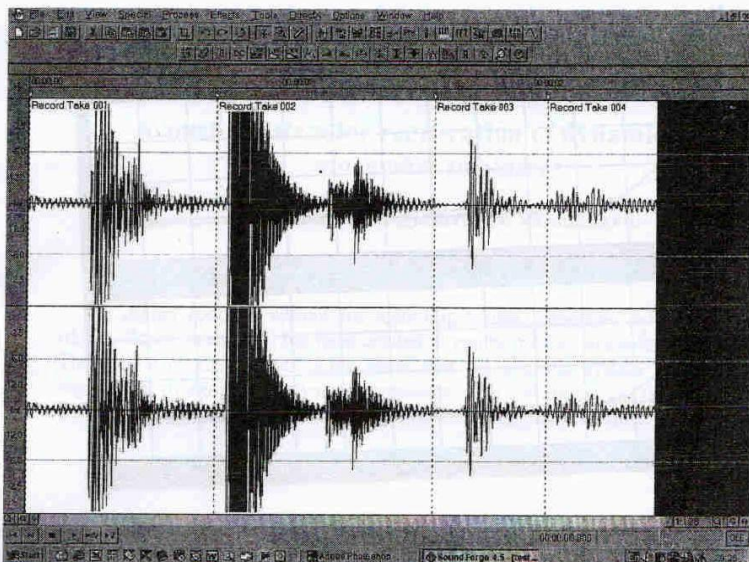


Рис.2. Запись акустического сигнала с датчиков в программе Sound Forge и точки иницирования акустического сигнала

Регистрация и обработка сигнала проводилась на компьютере, с помощью специальной программы Sound Forge. Акустический сигнал сильно затухал в зависимости от расстояния. Зависимость амплитуды от расстояния показана на рис.3. Можно сказать, что зависимость амплитуды от расстояния имеет экспоненциальный характер.

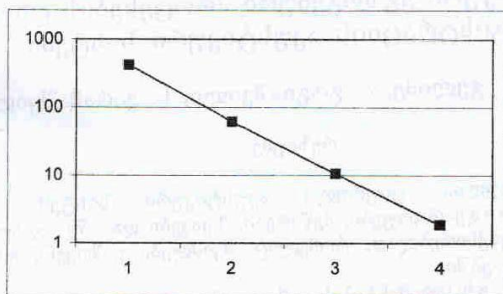


Рис.3. Зависимость амплитуды сигнала от расстояния

На рис.4 показан частотный спектр мощности акустического сигнала для третьей точки иницирования.

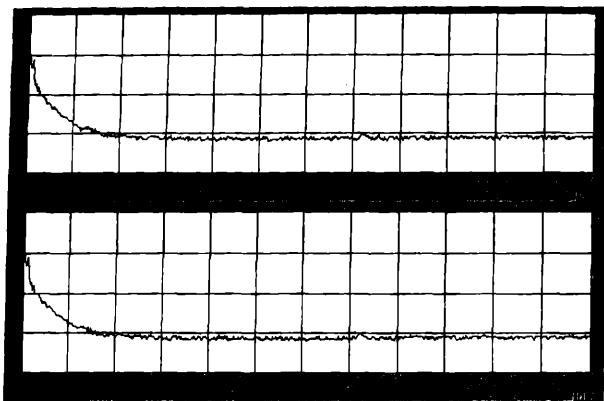


Рис.4 Частотный спектр мощности акустического сигнала

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M.Itakura, N.Fujii, T. Savada. Basic characteristics of ground vibration sensors for the detection of debris flow. Phys.Chem.Earth (B), 25, 717-720, 2000
2. F.Lavigne et al. Instrumental lahar monitoring at Merapi Volcano. Jour.of Volcanology and Geotherm. Res., 100, 457-478, 2000
3. M.Metri et al. Debris flow monitoring in the Acquabona Watershed on the Dolomites. Phys. Chem. Earth (B), 25, 707-715, 2000
4. L.Marchi, M.Arattano, A.Deganutti. Ten years of debris-flow monitoring in the Moscardo Torrent. Geomorphology, 46, 1-17, 2002.

### დინამიკური ეგზოგენური პროცესების ციფრული რეგისტრაციის აკუსტიკური სისტემა

ზ. ჭელიძე, ა. გოგიაშვილი, ნ. ვარამაშვილი

რეზიუმე

დამზადებულია ციფრული აკუსტიკური სისტემა მასების გადანაცვლებით (ღვარცოფები, მეწყრები, ზეგებები და ა.შ) გამოწვეული ხმაურის დასაფიქსირებლად, რომელიც შეიძლება გამოყენებულ იქნას განგაშის სისტემებში

საველე ექსპერიმენტების შედეგები საშუალებას გვაძლევს დავასკვნათ, რომ წარმოდგენილი აკუსტიკური აპარატურა გამოსადეგია ეგზოგენური დინამიკური პროცესების რეგისტრაციისათვის. ენერჯის

მცირე მოხმარება იძლევა, დიდი ხნის განმავლობაში, საველე პირობებში რეგისტრაციის საშუალებას.

## **Acoustic system for registration of dynamic mass-movement processes**

**Z. Tchelidze, A. Gogiashvili, N. Varamashvili**

### **Abstract**

The digital acoustic system for recording noises, generated by mass-movement (debris-flows, landslides) has been created. It can be used as an alarm system. The results of field experiments show that the acoustic system can be used for registration of exogenous dynamic processes. The consumption of energy is small that allows registration in field conditions over a long period of time.



## **Компактный и экономичный источник высокого напряжения для электроразведки**

**З. Челидзе**

Компактный (вес – 1 кг) источник высокого напряжения (до 1200 В) разработан в Институте геофизики Грузинской Академии наук. Источник питания хорошо выдержал полевые испытания.

В электроразведке одной из проблем является создание компактного источника питания для полевых работ. Использование приборов с большим габаритом и весом является крайне затруднительным, в особенности, в полевых условиях. Предпочтение следует отдать универсальным приборам, построенным на современной элементной и схемотехнической базе с использованием принципов импульсного преобразования и регулирования выходного напряжения и мощности.

Решением является широко используемая схемотехника DC/DC конвертера с широтно-импульсным модулятором (ш.и.м.) и ключевым каскадом на современных полевых транзисторах, обеспечивающих сверхнизкие потери и высокую скорость переключения, необходимую для получения высокого КПД преобразования (80-90%) при уменьшении габаритов и веса приборов.

Схематически прибор строится на базе современной интегральной схемы ш.и.м., регулятора TL 494, ускорителей переключения затворов ключей на биполярных транзисторах и токовых ключей на базе полевых транзисторов IRFZ 44..

По описанным принципам были разработаны две модели с выходной мощностью 60 ватт и диапазоном выходных напряжений 30-450 вольт (фиг.1) и, соответственно, 170 ватт и 30-1200 вольт (фиг. 2). Оба прибора питаются от бортовой сети автомобиля 12 в. (или портативного аккумулятора) и имеют вес не более 1 кг.

Испытания источника питания в полевых условиях в течении двух сезонов показали высокую эффективность и надежность прибора.

## **კომპაქტური და ეკონომიური კვების წყარო ელექტროძიებისათვის**

**ზ. ჭელიძე**

**რეზიუმე**

გეოფიზიკის ინსტიტუტში შექმნილია კომპაქტური (1 კგ) მაღალი ძაბვის (1200 ვოლტამდე) დენის წყარო ელექტროძიებისათვის. დენის წყაროს გამოცდამ საველე პირობებში დაადასტურა მისი მაღალი ეფექტურობა.

# **Compact and cost-effective high voltage source for electrical prospecting**

**Z. Chelidze**

## **Abstract**

The compact (1 kg) high voltage (up to 1200 V) power source for electrical prospecting has been designed and manufactured in the Institute of Geophysics, Georgian Academy Sciences. The power source has been tested in field conditions and showed good performance.

## შესავალი-СОДЕРЖАНИЕ

К. З.Картвелишвили, Д. К. Картвелишвили Деформационная энергия земной коры, высвобождаемая при сильных землетрясениях. . . . .	3
К. З.Картвелишвили, Д. К. Картвелишвили Остаточные наклоны поверхности земли при некоторых близких землетрясениях. . . . .	7
К. З.Картвелишвили, Картвелишвили Д. К Остаточные смещения, деформации и наклоны поверхности земли, связанные с сильными землетрясениями. . . . .	12
М.К. Качахидзе Некоторые статистические результаты для выявления экзогенных факторов землетрясений Кавказа . . . . .	21
Л. Дарахвелидзе, Н. Жонжолაძე, З. Керესელიძე, Н. Мебаგიшვილი, В.Чичинадзе О возможном сейсмическом эффекте вязкого взаимодействия между солнечным ветром и магнитосферой Земли. . . . .	27
Дж.Т. Гачечилаძე, Т.Г. Гачечилаძე, Я.Т. Аманаташვილი Об одном методе нечеткого анализа в задаче оценки параметров землетрясения. . . . .	34
<span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">К. М. Картвелишვილი</span> , <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">А. С.Габунია</span> , П.Ш.Миндели, Г.Г. Джаши, Т.А. Гванцелაძე, Д.В. Капанаძე К вопросу вычисления трансформант поля аномалии силы тяжести с использованием разложения поля в ряды Фурье. . . . .	53
Д. В. Капанаძე Об единственности решения обратной задачи теории потенциала для круговых многоугольников. . . . .	67
Т.А. Гванцелაძე, П. Ш. Миндели Решение прямой задачи гравиметрии для четырехугольников . . . . .	73
Д.Т. Одиლაძე, <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">О.В.Татишვილი</span> , Г.В. Татишვილი, З.Л. Амилахавარი Анализ экспериментальных данных физического моделирования магнитотеллурического поля для моделей интрузивных тел с применением компьютерной графики. . . . .	79
Д.Т.Одиლაძე, <span style="border: 1px solid black; padding: 2px;">О.В.Татишვილი</span> , Г.Г.Джаши, Г.В.Татишვილი А.Г. Тархнишვილი Экспериментальное исследование с применением компьютерной графики влияния рельефа дневной поверхности на магнитотеллурическое поле. . .	88

Г.Г. Геладзе Построение геоэлектрического разреза земной коры территории Грузии на основании лабораторных данных исследований горных пород. . . . .	94
Н.Д. Варамашвили Электропроводность и электромагнитное излучение (ЭМИ) горных пород в постоянном электрическом поле. . . . .	98
Н.Д. Варамашвили, Н.Г. Хаташвили Электромагнитное излучение (ЭМИ) щелочно-галоидных кристаллов в постоянных электрических полях. . . . .	107
В.Ш. Гурбанов Литолого-палеогеографические критерии оценки нефтегазоносности пермо-триасовых отложений Восточного Предкавказья. . . . .	114
А.Г. Амиранашвили, В.А. Амиранашвили, Д.Д. Киркитадзе, Н.Г. Чиabriшвили, К.М. Чочишвили К вопросу об образовании вторичных аэрозолей в атмосфере. . . . .	119
А.Г. Амиранашвили, А.Г. Нодия, А.Ф.Торонджадзе, Т.В. Хуродзе Изменчивость числа дней с градом в Грузии в 1941-1990 гг. . . . .	127
А.Г. Амиранашвили, А.Г. Нодия, А.Ф.Торонджадзе, Т.В. Хуродзе Некоторые статистические характеристики числа дней с градом в теплое полугодие в Грузии в 1941-1990 гг. . . . .	133
• Л.Ш. Абесалашвили, Т.Г. Салуквадзе М.Т. Салуквадзе Изменение концентраций главных ионов в атмосферных осадках Восточной Грузии в зависимости от интервала времени без осадков, предшествующего взятию проб. . . . .	142 -
М.Т. Салуквадзе, Л.Ш. Абесалашвили, Т.Г. Салуквадзе Химический состав атмосферных осадков из облаков различных синоптических ситуаций, подвергнутых и не подвергнутых искусственному воздействию. . . . .	146 -
• Т.Г. Салуквадзе, Э.И. Хелая Распределение плотностей вероятностей значений радиолокационных и аэрологических параметров, подвергнутых и не подвергнутых воздействию конвективных облаков различных синоптических ситуаций. . . . .	151
• Т.Г. Салуквадзе, Э.И. Хелая, Л.Ш. Абесалашвили Изменение во времени нормированных значений радиолокационных параметров конвективных облаков под влиянием искусственного воздействия. . . . .	156

● Н.В. Хелая, Э.И. Хелая, Т.Г. Салуквадзе, Дж.К. Кирия, Ю.М. Колесников Проверка надёжности радиолокационной индикации грозоопасности облаков методом распознавания образов. ....	160	
К. М. Чочишвили, Н. Ш. Джиджеишвили Очистка дымовых газов теплоэлектростанций (ТЭС) от пыли и сернистого ангидрида. ....	163	
К. М. Чочишвили, Н. Ш. Джиджеишвили, М. К. Дгебуадзе Углеродные адсорбенты на основе газовых и слабоспекающихся углей Ткибульского месторождения. ....	167	
Р. И. Дореули Влияние высоты местности на среднесезонное и минимально ожидаемое число градовых случаев. ....	171	
Д.Д. Киркитадзе Некоторые результаты исследований аэрозольного загрязнения атмос- феры в Тбилиси. ....	177	
В.А. Чихладзе Результаты исследований вариаций концентрации приземного озона в Тбилиси в 1984-2003 гг. ....	182	
Т.В. Хуродзе Основные результаты исследований изменчивости числа дней с градом в теплое полугодие в Грузии в 1941-1990 гг. ....	187	
<table border="1" style="display: inline-table; vertical-align: middle;"><tr><td>М. А. Одишария,</td></tr></table> Н. Г. Чиabriшвили, Т. М. Каландадзе,	М. А. Одишария,	
М. А. Одишария,		
Д.Д. Киркитадзе Спектры поглощения атмосферных парниковых газов (CH <sub>4</sub> , N <sub>2</sub> O, CO)... .	192	
Г. Н. Берия К вопросу о природе смерча. ....	197	
А. А. Кордзадзе, А. А. Сурмава, Д. И. Деметрашвили Исследование влияния рельефа Кавказского региона на поле ветра в окрестностях восточной части чёрного и западной части каспийского морей. ....	205	
А. М. Чхетия, Дж. Ф. Харчилава К вопросу исследования вариации общего содержания озона, в аспекте проблемы Солнечно-земных связей. ....	215	
А.М.Чхетия Роль параметров плазмы солнечного ветра в формировании начальной фазы геомагнитных бурь . . . . .	224	

А. М. Чхетия Уточнение ключевых параметров плазмы солнечного ветра и ММП, ответственных за формирования геомагнитных бурь и эффектов Форбуша в космических лучах. ....	233
А. И. Гвелесиани К вопросу о неустойчивости Кельвина-Гельмгольца в магнитосфере Земли. ....	241
А. И. Гвелесиани, Р.А. Цицкишвили, А.Р. Цицкишвили Некоторые аспекты проблемы магнитного геодинамо и геодинамики. ...	248
А. И. Гвелесиани Классическая теория подобласти плавучести турбулентной проводящей атмосферы. ....	256
А. И. Гвелесиани, Н. Г. Кавтария, Е. Т. Базерашвили, Н. Ш. Мchedlishvili К вопросу об интерполяционных формулах в теории турбулентной атмосферы. ....	271
З. Кереселидзе, М. Чхитунидзе, Н. Лекишвили Явление пересоединения магнитных силовых линий в лобовой области магнитосферы в рамках Топологического. ....	275
З. Кереселидзе, Н. Гурцкая К вопросу моделирования эффекта падения плотности вблизи крити- ческой точки на обтекаемой поверхности. ....	281
Г. Ванишвили, И. Габисония, З. Кереселидзе, Н. Мебагишвили Модель переменной электрической проводимости плазмы на границе дневной стороны Магнитосферы. ....	285
Т. Бакрадзе, Д. Бочикашвили, Н. Глonti, Л. Осепашвили, Т. Размадзе Асимметрия активности Солнца и вариации космических лучей. ....	294
Н. Хазарадзе, Н. Глonti, Д. Бочикашвили, Г. Ванишвили, И. Туския, Т. Бакрадзе Аномальные солнечно-суточные вариации космических лучей, связанные с пересечением Землей границ секторов межпланетного магнитного поля (ММП) и проблема землетрясений. ....	298
Г.Г. Джаши, В.К. Чичинадзе, Т.Л. Челидзе, Т.О. Зардалишвили, Д.Ш. Китовани, Г.Г. Дзоценидзе, З.Л. Амилахвари Определение мощности и фракционной дифференциации селевых наносов в пойме р. Дуруджи по геофизическим данным. ....	306
Г.Г. Джаши, В.К. Чичинадзе, Т.Л. Челидзе, Г.И. Меликадзе, З.А. Амилахвари, Д.Ш. Китовани, Г.Г. Дзоценидзе, А.Л. Ревазишвили, А.Г. Тархнишвили Исследование инженерно и гидро-геологических условий Мад- неульского рудного поля геофизическими методами разведки. ....	317

Г.Г.Джаши, В.К.Чичинадзе, Т.Л.Челидзе, Э.Д.Церетели, Д.Т.Одилавадзе, А.Г. Тархнишвили, З.Л.Амилахвари Д.Ш.Китовани, А.Л. Ревазишвили, Г.Г.Дзоценидзе, Г.Н. Абрамишвили Изучение инженерно-геологических условий Бугеульского (Рача) оползня геофизическими методами разведки.....	328
З.Т. Челидзе, А. Гогияшвили, Н. Д. Варамашвили Акустическая система для цифровой регистрации динамических экзогенных процессов.....	335
З.Т. Челидзе Компактный и экономичный источник высокого напряжения для электроразведки.....	340

იბეჭდება საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის მ. ნოდის სახელობის  
გეოფიზიკის ინსტიტუტის სამეცნიერო საბჭოს გადაწყვეტილებით  
გამომცემლობა „გლობუსი“  
ტირაჟი 100 ც.

Печатается по постановлению Ученого совета  
Института геофизики им. М. Нодиа Академии Наук Грузии.  
Издательство “Глобус”  
Тбилиси  
Тираж 100 з.

კომპიუტერული უზრუნველყოფა ფიზ.-მათ. მეცნ. კანდ. ჯ. ქირიასი

Компьютерное обеспечение канд. физ.-мат. наук Дж. Кирия