

Aerospace Research in Bulgaria
Volume 13 • Sofia • 1997
Bulgarian Academy of Sciences

Редакционна колегия

Н. Георгиев (главен редактор),
Г. Мардиросян (зам. гл. редактор),
П. Велинов, П. Гецов, Т. Иванова,
Д. Мисhev, П. Неновски, Н. Нечев,
П. Пенев, А. Попов, Х. Спиридонов,
С. Ставрев, Н. Стойчев, Л. Филипов,
С. Чапкънов

Editorial Board

N. Georgiev (Editor-in-Chief),
G. Mardirossian (Secretary),
P. Velinov, P. Getzov, T. Ivanova,
D. Mishev, P. Nenovsky, N. Netchev
P. Penev, A. Popov, H. Spiridonov,
S. Stavrev, N. Stoitchev, L. Filipov,
S. Chapkunov

Адрес

Аерокосмически изследвания
в България
Институт за космически
изследвания при БАН
България, София 1000,
ул. "Московска" № 6

Address

Aerospace Research in Bulgaria
Space Research Institute,
Bulgarian Academy of Sciences
6 Moskovska Str., Sofia 1000,
Bulgaria

Академично издателство
"Проф. Марин Дринов"

Редактор
Н. Евтимова

Формат 70x100/16
Печ. коли 10

Печатница
на Академично издателство
"Проф. Марин Дринов"
1113 София
ул. "Акад. Георги Бончев", бл. 5
Пор. № 2008

© БАН, Институт
за космически изследвания
1997

АЕРО- КОСМИЧЕСКИ ИЗСЛЕДВАНИЯ В БЪЛГАРИЯ

13

СОФИЯ • 1997

БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ

Съдържание

Б. Димитров

Върху теорията на пертурбативната гравитация и квантовата гравитация на изкривен фон. I. Разлагане на гравитационния Лагранжиан до втори порядък / 10

Б. Димитров

Върху теорията на пертурбативната гравитация и квантовата гравитация на изкривен фон. II. Приложение на ковариантни производни и тензори от трети ранг / 18

М. Димитрова

Могат ли бързите неизпериодични вариации в рентгеновата светимост да се пораждат във външната част на акреционния поток / 25

М. Димитрова

Структура на акреционното течение в тясна двойна звезда система като функция на радиалната скорост на втичане - двумерна числена симулация / 34

Д. Данов, А. Бочев

Точност на моделните пресмятания за целите на спътниките магнитометрични измервания / 36

Content

B. Dimitrov

On the perturbative gravity and quantum gravity theory on a curved background.
I. Second-order gravitational Lagrangian decomposition / 3

B. Dimitrov

On the perturbative gravity and quantum gravity theory on a curved background.
II. Application of covariant derivatives and third rank tensors / 11

M. Dimitrova

Can quick nonperiodic variations in X-ray luminosity be produced in outer part of an accretion flow / 19

M. Dimitrova

Structure of the accretion flow in a close binary as a function of the radial inflow velocity - 2D numerical simulation / 27

D. Danov, A. Bochev

On the accuracy of the model of the main field in satellite magnetometer measurements / 42

П. Гецов, П. Христов, П. Ангелов Функционална диагностика на системи за управление на летателни апарати на базата на идентификация на кофициентите от разложението на преходните функции в ред от функции на Уолш / 43	P.Getzov, P. Christov, P. Angelov The aircraft automatic control systems functional diagnostics based on the coefficients identification of the step responses expanding in the order of the Walsh functions / 48
В.Баранов, X.Христов, Г.Мардиросян Определения угла формирования псевдометеоритных частиц при "нормальной" схеме склонивания кумулятивной облицовки / 49	V.Baranov, Ch. Christov, G.Mardirossian Determination of the angle of formation of pseudometeorite particles in normal scheme of angle approach of a cumulative lining / 53
В. Баранов, И. Лопа, Х. Христов, З. Чивиков Механизм пробития керамической обшивки аэрокосмического аппарата / 54	V. Baranov, I. Lopa, Ch. Christov, Z. Chiwickov The mechanism of perforation of the ceramic lining of aerospace vehicles / 58
Н. Бирюк, В. Дамгов Качествен анализ на свободните процеси в обобщен линеен трептящ кръг с периодични параметри. I. Структура на диференциалните уравнения и класификация на свободните процеси в Хамильтонови трептящи кръгове / 81	N. Birjuk, V. Damgov Qualitative analysis of the free processes in a generalized linear oscillating circuit with periodic parameters. I. Structure of the differential equation and classification of the free processes in Hamiltonian oscillating circuits / 59
В. Дамгов Приемник на гравитационни вълни / 93	V. Damgov Gravitational waves receiver / 83
В. Чмырев, Н. Исаев, В. Ораевски, Д. Теодосиев, Б. Бойчев Електромагнитен контрол от Космоса за целите на екологията, предизвестяване и контрол на природни бедствия и техногенни катастрофи. Експеримент "Сейзмопрогноз" от космически проект "Единство" / 94	V. Chmyrev, N. Isaev, V.Oraevski, D.Teodosiev, B.Boichev Electromagnetic control from space for ecologic needs, advanced notification and control of nature disasters and technogenic catastrophes. Experiment "Seismoprognoz" of the Space project "Edinstvo" / 104
М. Вацов Псевдоотражателен метод за определяне на дрейфовата скорост на свободни иони под действие на постоянни и взаимно перпендикуляри магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор / 105	M. Vatzov A pseudoreflection method for determination of the drift velocity of free ions under the influence of constant and mutually perpendicular magnetic and electric fields with arbitrary distribution along the axis of the electric vector / 135
Д. Гочев Енергоструктурен инвариант. Предпоставки и същност / 142	D. Gochev Energy-structure invariant. Premises and essence / 137
Съобщения / 143	Reports / 143
Авиация и космонавтика за всички / 147	Popular aviation and space research / 147
In memoriam / 159	In memoriam / 159

On the perturbative gravity and quantum gravity theory on a curved background.

I. Second-order gravitational Lagrangian decomposition* (Revised version)

Bogdan Dimitrov

*High Energy Astrophysics Section, Space Research Institute,
Bulgarian Academy of Sciences*

Introduction and motivation for this research

The theory of gravitons-quantized gravitational perturbations, has important implications in the present wormhole theory [1] and in the contemporary inflationary universe scenario [2].

The old, fundamental theory of quantum gravity, developed by Bryce Dewitt [3-6], provides the general theoretical background for the definition of the S-matrix, the effective action and etc. - all of them relative to a background field. This field was not specified, but most important, it was assumed to be fixed and asymptotically flat. As Bryce Dewitt himself remarks in his well-known paper [3], "the extension of the theory to worlds in which space-time is not asymptotically flat remains a program for the future". Later on, the necessity to construct a gauge invariant effective action, based on the loop expansion [7] and the inclusion of fictitious particle loops [8, 9] lead to an investigation of the

*Work supported in part by the National Science Foundation of Bulgaria under grant № NIP-753

perturbative gravitational Lagrangian structure. In this Lagrangian the metric is decomposed into a flat background metric, denoted by $\delta^{\mu\nu}$ (δ the n -dimensional Kronecker symbol) and also a fluctuating metric $h_{\mu\nu}$, identified with the graviton field [9]:

$$(1) \quad g^{\mu\nu} = \delta^{\mu\nu} + h^{\mu\nu}.$$

Again, the assumption about a flat background metric is a very convenient one because from the invariance of the metric under an infinitesimal gauge transformation:

$$(2) \quad x'^\mu = x^\mu + \xi^\mu(x)$$

one can compute also the induced change in the graviton field $h^{\mu\nu}$ [9].

Further, the necessity to investigate the one-loop divergencies of the scalar field when the gravitational field is treated as an external field [10], provided the motivation for decomposing the gravitational Lagrangian to second order on an arbitrary (non-flat) background. However, the decomposition turned out to be rather cumbersome and inconvenient to deal with [10, 11].

In a more concise and compact manner, the perturbed to second order Lagrangian was derived in [12] by using covariant derivatives in respect to the background metric. As is well known [13], the notion of a covariant derivative implies an important physical meaning, related to the change of a tensor field under an infinitesimal parallel transport along a given contour. It is instructive to write down only the gravitational part of the quadratic Lagrangian (for Einstein-Maxwell fields), derived in [12]:

$$(3) \quad \int d^4x (-g)^{1/2} \left[-\frac{1}{2} (D_\nu h_{\alpha\beta}) P^{\alpha\beta\rho\sigma} (D^\nu h_{\rho\sigma}) + \frac{1}{2} (h_\mu - \frac{1}{2} D_\nu h)^2 + \frac{1}{2} h_{\alpha\beta} (X_g + X_e)^{\alpha\beta\rho\sigma} \right]$$

where the symbol D denotes a covariant derivative and $P^{\alpha\beta\rho\sigma}$, X_e and X_g are fourth-rank tensors, composed only of background fields. In spite of the use of an arbitrary background metric, an assumption was made in [12], that only the quantized (perturbed) fields are treated dynamically. This imposes the restriction that the variational derivatives of the Lagrangian with respect to the background (classical) fields and metric vanish. Since these derivatives are in fact coefficient functions (in front of h) in the first-order perturbed gravitational Lagrangian L_1 and the performed expansion (perturbation) is around

the fixed background metric, the assumption is equivalent to vanishing of L_1 . As will be seen further, such an assumption will no longer hold in this paper, because it will be proved that L_1 enters also in the expression for the second order perturbed gravitational Lagrangian L_2 and therefore it has to be taken into account.

It is obvious also from expression (3) that the graviton propagator will no longer have the simple form (in momentum space):

$$(4) \quad D_{\alpha\beta,\lambda\mu}(p) = \frac{1}{2p^2} (\delta_{\alpha\lambda}\delta_{\beta\mu} + \delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\lambda} - \delta_{\alpha\beta}\delta_{\lambda\mu})$$

derived in [8], but will have a more complex structure. Indeed, the need to investigate the effect of the gravitational perturbations and of the graviton creation rate in the inflationary universe scenario raised the important problem to find the graviton propagator (derived from second-order perturbative theory) in some real cosmological spacetimes. A number of publications deals with the problem of finding the graviton propagator in homogeneous and isotropic spacetimes [14], in maximally symmetric spacetimes [15] and especially in the de-Sitter spacetime [16-18]. For example, in [19] the graviton propagator in the de-Sitter spacetime has been found to be divergent. However, the graviton propagator has not yet been found for other types of background fields, which are neither highly symmetric, nor homogeneous. The reason is that the quadratic part of the perturbative gravitational Lagrangian has not been yet investigated in details. Perhaps the most serious treatment of this subject remains the paper of Barneby [20], where the formalism of covariant differentiation was successfully applied. However, it is the purpose of this paper to find the most general structure of the second-order Lagrangian and afterwards (in the next papers) the graviton propagator itself. It will be proved in the following paper that some important terms in the second-order Lagrangian and in the Riemann tensor have been omitted in [20], which makes the investigation in this paper incomplete.

Basic assumptions and second-order gravitational Lagrangian decomposition

Our aim in this section will be to decompose the gravitational Lagrangian:

$$(5) \quad L = -\sqrt{g}R \equiv -\sqrt{g}g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} \equiv -\sqrt{g}g^{\mu\nu}R_{\mu\nu}^\alpha$$

and to single out those parts of the Lagrangian, corresponding to the background field L_0 , to the first-order perturbation of the gravitational field - L_1 and to the second-order perturbation - L_2 . Note that in (5) $R_{\mu\nu}^\alpha$ is the Riemann tensor and the geometry of space-time is described by the metric tensor $g_{\mu\nu}$, which is split

into a background part $g_{\mu\nu}^{(0)}$ and a fluctuating part $h_{\mu\nu}$:

$$(6) \quad g_{\mu\nu} = g_{\mu\nu}^{(0)} + h_{\mu\nu}.$$

It should be emphasized that (6) is not an expansion around a background geometry, but represents a fluctuating gravitational field, superimposed on a curved background geometry. This fact has a profound cosmological implication, because the fluctuating field may be assumed to be space and time dependent, but the background field may be only time-dependent. It may describe a real cosmological spacetime-a de-Sitter spacetime for example. In order to perform the decomposition (5) according to (6), an inverse metric $g^{\mu\nu}$ to second-order is defined as follows:

$$(7) \quad g^{\mu\beta} = g^{(0)\mu\beta} - h^{\mu\beta} + h_a^\mu h^{a\beta}.$$

The above formulae should satisfy the relation:

$$(8) \quad g_{\mu\nu} g^{\mu\beta} = \delta_v^\beta$$

to second-order in $h_{\mu\nu}$, unlike the definition in [20], where the inverse metric is defined only to first-order. It is also assumed that an inverse background metric $g_{\mu\nu}^{(0)\mu\nu}$ exists and all indices are raised and lowered with the background metric $g_{\mu\nu}^{(0)}$ and $g^{(0)\mu\nu}$. Since the Riemann tensor $R_{\mu\nu}^\beta$ is given by the well-known formulae:

$$(9) \quad R_{\mu\nu}^\beta = \partial_\alpha \Gamma_{\mu\nu}^\beta - \partial_\nu \Gamma_{\mu\alpha}^\beta + \Gamma_{\mu\alpha}^\sigma \Gamma_{\sigma\nu}^\beta - \Gamma_{\mu\nu}^\sigma \Gamma_{\sigma\alpha}^\beta$$

the Levi-Civita (symmetric) affine connection $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ (with a minus sign):

$$(10) \quad \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \equiv -\frac{1}{2} g^{\alpha s} (\partial_\mu g_{vs} + \partial_v g_{\mu s} - \partial_s g_{\mu v}).$$

has to be decomposed first. The assumption that formulae (10) is valid for the total affine connection $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ is equivalent to the assumption that the total metric is a Riemannian one, i.e.

$$(11) \quad g_{\mu\nu;\alpha} \equiv \partial_\alpha g_{\mu\nu} + \Gamma_{\mu\alpha}^\tau g_{\tau\nu} + \Gamma_{\alpha\nu}^\tau g_{\mu\tau} \equiv 0.$$

In other words, the covariant derivative (denoted by the symbol \cdot) of the tensor field $g_{\mu\nu}$ with respect to the total affine connection $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ is zero. In fact, it can easily be proved that formulae (10) and (11) are equivalent and follow from one another. Of course, an assumption can be made that the background

metric is also a Riemannian one:

$$(12) \quad g_{\mu\nu|a}^{(0)} = \partial_a g_{\mu\nu}^{(0)} + \Gamma_{\mu a}^{(0)r} g_{rv}^{(0)} + \Gamma_{\nu a}^{(0)r} g_{\mu r}^{(0)} = 0$$

where the symbol $|$ denotes a covariant derivative with respect to the background affine connection $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)a}$. Since the background metric is a real cosmological metric and all of them are Riemannian, this is a natural assumption. As will be shown in the following papers, the assumptions (11) and (12) will have profound consequences for this theory. By using (10) and (6) the total Levi - Civita connection can be decomposed into:

$$(13) \quad \Gamma_{\mu\nu}^a = \Gamma_{\mu\nu}^{(0)a} + H_{\mu\nu}^{(1)a} + H_{\mu\nu}^{(2)a}$$

where $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)a}$ is the usual background affine connection and $H_{\mu\nu}^{(1)a}$ and $H_{\mu\nu}^{(2)a}$ are the first and the second fluctuation connections respectively, given by the expressions:

$$(14) \quad H_{\mu\nu}^{(1)a} \equiv \frac{1}{2} h^{\alpha s} (\partial_\mu g_{vs}^{(0)} + \partial_v g_{us}^{(0)} - \partial_s g_{\mu v}^{(0)}) - \frac{1}{2} g^{(0)\alpha s} (\partial_\mu h_{vs} + \partial_v h_{us} - \partial_s h_{\mu v}),$$

$$(15) \quad H_{\mu\nu}^{(2)a} \equiv \frac{1}{2} h^{\alpha s} (\partial_\mu h_{vs} + \partial_v h_{us} - \partial_s h_{\mu v}) + D_{\mu\nu}^{(2)a}$$

where

$$(16) \quad D_{\mu\nu}^{(2)} \equiv -\frac{1}{2} h^\alpha h^{ys} (\partial_\mu g_{vs}^{(0)} + \partial_v g_{us}^{(0)} - \partial_s g_{\mu v}^{(0)}) \equiv h_{sy} h^{ys} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)a}.$$

The last formulae is in fact the contribution from the modified (with the term $h_\alpha^\mu h^{\alpha\beta}$) inverse metric. In (16) the expression:

$$(17) \quad \partial_\mu g_{vs}^{(0)} + \partial_v g_{us}^{(0)} - \partial_s g_{\mu v}^{(0)} \equiv -2 g_{s\delta}^{(0)} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\delta}$$

has been used, which can be obtained from (10) by multiplying both sides with $g_{s\delta}^{(0)}$. From the affine connection formulae decomposition (13) and the Riemann tensor (9) it can be obtained that:

$$(18) \quad R_{\mu\alpha\nu}^{\beta} \equiv R_{\mu\alpha\nu}^{(0)\beta} + R_{\mu\alpha\nu}^{(1)\beta} + R_{\mu\alpha\nu}^{(2)\beta}$$

where $R_{\mu\alpha\nu}^{(0)\beta}$ is the background Riemann tensor and $R_{\mu\alpha\nu}^{(1)\beta}$ and $R_{\mu\alpha\nu}^{(2)\beta}$ are the first and the second fluctuation Riemann tensors respectively:

$$(19) \quad R_{\mu\alpha\nu}^{(1)\beta} \equiv \partial_\alpha H_{\mu\nu}^{(1)\beta} - \partial_\nu H_{\mu\alpha}^{(1)\beta} + H_{\mu\alpha}^{(1)\rho} \Gamma_{\rho\nu}^{(0)\beta} + H_{\nu\rho}^{(1)\beta} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\rho} - H_{\rho\alpha}^{(1)\beta} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\rho} - H_{\mu\nu}^{(1)\beta} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\rho},$$

$$(20) \quad R_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv C_{\mu\nu}^{(2)\beta} + S_{\mu\nu}^{(2)\beta}.$$

The tensor $C_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ is the same in structure as the tensor $R_{\mu\nu}^{(1)\beta}$, but with $H_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ (formulae 15) instead of $H_{\mu\nu}^{(1)\beta}$ (formulae 14). The same refers also for the tensor $S_{\mu\nu}^{(2)\beta}$, obtained from $R_{\mu\nu}^{(1)\beta}$ by replacing all tensors $H_{\mu\nu}^{(1)\beta}$ with $D_{\mu\nu}^{(2)\beta}$. Using (19) and (16), the tensor $S_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ can be written as:

$$(21) \quad S_{\mu\nu}^{(2)\beta} = F_{\mu\nu}^{(2)\beta} + h^{st} h_{st} \left(\Gamma_{\mu\nu,\alpha}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\alpha,\nu}^{(0)\beta} \right) + 2 \left(\Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\beta} \Gamma_{\nu}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} \Gamma_{\alpha}^{(0)\beta} \right)$$

where $F_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ is, as will be proved later, a tensor quantity:

$$(22) \quad F_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv \left(h_{st} h^{st} \right)_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} - \left(h_{st} h^{st} \right)_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\beta}.$$

In (21) and (22) the usual symbol for a partial derivative "∂" has been replaced by a comma ",". Finally, in order to perform the gravitational Lagrangian decomposition, we need also the expression for the decomposition of \sqrt{g} :

$$(23) \quad \sqrt{g} = \sqrt{g^{(0)}} \left(1 + \frac{1}{2} h - \frac{1}{4} h^s h_s^r + \frac{1}{8} h^2 \right)$$

where $h \equiv h_\alpha^\alpha$. Substituting all expressions (7), (18) - (22) into (5) and representing the Lagrangian as:

$$(24) \quad L = -L_0 - L_1 - L_2$$

we obtain that

$$(25) \quad L_0 \equiv \sqrt{g^{(0)}} g^{(0)\mu\nu} R_{\mu\nu}^{(0)\alpha},$$

$$(26) \quad L_1 \equiv \frac{1}{2} h L_0 + \sqrt{g^{(0)}} \left(g^{(0)\mu\nu} R_{\mu\nu}^{(1)\alpha} - h^{\mu\nu} R_{\mu\nu}^{(0)\alpha} \right),$$

$$(27)$$

$$L_2 \equiv \frac{1}{4} \left(h^2 - h^s h_s^r \right) L_0 + \frac{1}{2} h L_1 + \sqrt{g^{(0)}} \left(h_\delta^\mu h^{\delta\nu} R_{\mu\nu}^{(0)\alpha} - h^{\mu\nu} R_{\mu\nu}^{(1)\alpha} + g^{(0)\mu\nu} R_{\mu\nu}^{(2)\alpha} \right).$$

Discussion

In this paper we have decomposed to second order the total Christoffel connection form $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ of the Riemann metric $g_{\mu\nu}$ (formulaes 13 - 16) and also the total gravitational Lagrangian (formulaes 24 - 27). Note that the second-order Lagrangian (27) is expressed through the preceding lower-order Lagrangian L_0 (25) and L_1 (26). Also, the Lagrangian L_1 is expressed through L_0 .

In paper II it will be proved that the fluctuating Levi-Civita connection $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$ (14) is a tensor quantity, while the connection $H_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ (15 - 16) is not a tensor. However, it will turn out to be possible to single out from $H_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ a tensor and a non-tensor part and to express the tensor part through the connection $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$.

This is an important fact since perturbative quantum gravity deals exclusively with tensor quantities.

Acknowledgements. The author is grateful to Dr S. Manoff from the Theoretical Physics Department at the Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy in the Bulgarian Academy of Sciences for the numerous and helpful discussions, advises and critical remarks.

References

1. Dowker, H.F., R. Laflamme. - Nucl. Phys. B, 366, 1991, 209 - 232.
2. Tsamis, N.C., R. P. Woodard. Relaxing the Cosmological Constant. Institute for Fundamental Theory Preprint UFIFT - HEP - 92-23, Crete-92-15, October 1992, University of Florida.
3. De Witt, S. Bryce. Dynamical Theory of Groups and Fields. New York, Gordon and Breach, 1965.
4. De Witt, S. Bryce. - Phys. Rev., 162, 1967, Nr. 5, 1195 - 1239.
5. De Witt, S. Bryce. - Phys. Rev., 162, 1967, Nr. 5, 1239 - 1256.
6. Isham, C.J., R. Penrose, D. W. Sciama (eds.). Quantum Gravity 2. Oxford, Clarendon Press, 1981.
7. Stelle, K. - Phys. Rev. D, 16, 1977, Nr. 4, 953 - 969.
8. Capper, D.M., G. Liebrandt, M. Ramon-Medrano. - Phys. Rev. D, 8, 1973, N. 12, 4320 - 4331.
9. Capper, D. M., M. Ramon-Medrano. - Phys. Rev. D, 9, 1974, Nr. 6, 1641 - 1647.
10. 't Hooft, G., M. Veltman. - Ann. Inst. Henry Poincaré, 20, 1974, Nr. 1, 69 - 94.
11. Alvarez, Enrique. - Rev. Mod. Phys., 61, 1989, Nr. 3, 561 - 603.
12. Deser, S., P. van Nieuwenhuizen. - Phys. Rev. D, 10, 1974, Nr. 2, 401 - 410.
13. Landau, L.D., E. M. Lifschitz. A Course of Theoretical Physics. Vol. II. Field Theory, Moscow, Nauka Publishing House, 1988.
14. Allen, Bruce. - Nucl. Phys. B, 287, 1987, 743 - 756.
15. Turyn, Michael. - J. Math. Phys., 31, 1990, Nr. 3, 669 - 679.
16. Allen, Bruce. - Phys. Rev. D, 34, 1986, Nr. 12, 3670 - 3675.
17. Allen, Bruce, Michael Turyn. - Nucl. Phys. B, 29, 1987, 813 - 852.
18. Antoniadis, I., J. Iliopoulos, T. N. Tomaras. - Phys. Rev. Lett., 56, 1986, Nr. 13, 1319 - 1322.

19. Antoniadis, I., E. Mottola. - J. Math. Phys. 32, 1991, Nr. 4, 1037 - 1044.
20. Vargneby, T. A. - Phys. Rev. D, 10, 1974, Nr. 6, 1741 - 1748.

Received 15. XI. 1995

Върху теорията на пертурбативната гравитация и квантовата гравитация на изкривен фон.

I. Разлагане на гравитационния Лагражиан до втори порядък

Богдан Димитров

(Резюме)

В тази първа работа от серия от няколко работи стандартният гравитационен Лагражиан е разложен до втори порядък по отношение на пертурбации на гравитационното поле. Направено е разлагане до втори порядък също и на свързаността, и на тензора на Риман.

В работата е установено, че Лагражианът от втори порядък се изразява чрез Лагражиана от първи порядък и този на фоновото поле.

On the perturbative gravity and quantum gravity theory on a curved background.

II. Application of covariant derivatives and third rank tensors*

(Revised version)

Bogdan Dimitrov

*High Energy Astrophysics Section,
Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences*

Preliminary notes

In this paper all expressions, derived in the preceding paper [1] will be simplified and written in another way so that some important physical conclusions can be made. This will be achieved by applying formulae (I.12) and defining a covariant derivative of the tensor field $h_{\mu\nu}$ again in respect to the background symmetric Levi - Civita connection $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}$:

$$(I) \quad h_{\mu\nu|\alpha} = \partial_\alpha h_{\mu\nu} + \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\nu} h_{\nu\nu} + \Gamma_{\alpha\nu}^{(0)\nu} h_{\mu\nu} \neq 0.$$

The definition is in accordance with the 'minus' sign convention in the expression (I.10) for $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}$ and the covariant derivative $h_{\mu\nu|\alpha}$ is different from zero because the tensor field $h_{\mu\nu}$ has entirely different properties from the background field $g_{\mu\nu}^{(0)}$.

* Work supported in part by the National Science Foundation in Bulgaria under grant No NIP-753.

Throughout the whole paper the Roman letter I will denote formulae, used in the previous paper I.

Third-rank tensor fluctuation connection

In order to define this connection, we shall use expression (1) to replace all partial derivatives with their covariant ones in the expression (I.14) for $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$. Remembering also the basic assumption in paper I about the Riemannian background metric, which means that $g_{\mu\nu|\alpha}^{(0)} = 0$, we derive the following formulae for $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$:

$$(2) \quad H_{\mu\nu}^{(1)\alpha} = -\frac{1}{2} g^{(0)\alpha s} (h_{vs|\mu} + h_{\mu s|v} - h_{\mu v|s}).$$

An important conclusion can be made from (2): the quantity $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$ is a tensor, unlike the background connection $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}$ and it shall be called first fluctuation connection. Formulae (2) was derived also in [2], but there it was not pointed out that it is valid only under the assumption about the Riemannian nature of the background geometry.

By applying again formulae (2), we can rewrite the expression (I.15) for $H_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ in the following way:

$$(3) \quad H_{\mu\nu}^{(2)\alpha} \equiv P_{\mu\nu}^{(2)\alpha} - h^{\alpha s} h_{rs} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)r}$$

where $P_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ is the tensor quantity:

$$(4) \quad P_{\mu\nu}^{(2)\alpha} \equiv \frac{1}{2} h^{\alpha s} (h_{vs|\mu} + h_{\mu s|v} - h_{\mu v|s}).$$

Unfortunately, $H_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ is not a tensor due to the presence of the term $h^{\alpha s} h_{rs} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)r}$, but it is important to mention that a tensor $P_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ has been singled out.

First-and second-order Riemannian tensor and covariant derivatives of third-rank tensors

In order to write down more concisely the expressions (I.19) - (I.22) for $R_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$ and $R_{\mu\nu}^{(2)\alpha}$ let us define the covariant derivative of a third-rank

tensor :

$$(5) \quad H_{\mu\nu|\alpha}^{(1)\beta} = H_{\mu\nu,\alpha}^{(1)\beta} - H_{\mu\nu}^{(1)\rho} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\beta} + H_{\rho\nu}^{(1)\beta} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\rho} + H_{\mu\rho}^{(1)\beta} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\rho}$$

with respect to $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta}$. The above definition is consistent with the definition of a covariant derivative of n -th rank tensor, given in [3]. By means of (5) the expression (I.19) for $R_{\mu\nu}^{(1)\beta}$ acquires the form:

$$(6) \quad R_{\mu\nu}^{(1)\beta} \equiv H_{\mu\nu|\alpha}^{(1)\beta} - H_{\mu\alpha|\nu}^{(1)\beta}.$$

If we apply the formulae (3) and (5) to the expression (I.20) for $R_{\mu\nu}^{(2)\beta}$, we will obtain:

$$(7) \quad R_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv P_{\mu\nu}^{(2)\beta} - h^{\beta s} h_{rs} R_{\mu\nu}^{(0)r} + h^{\alpha s} h_{rs} (\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} \Gamma_{\rho\nu}^{(0)\beta}) \\ + \left\{ (h^{\beta s} h_{rs})_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} - (h^{\beta s} h_{rs})_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} \right\} + S_{\mu\nu}^{(2)\beta}$$

where $S_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ is given by the formulae (I.21) and (I.22) and $P_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ is the tensor quantity:

$$(8) \quad P_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv P_{\mu\nu|\alpha}^{(2)\beta} - P_{\mu\alpha|\nu}^{(2)\beta} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\beta} + H_{\mu\alpha}^{(1)\rho} H_{\rho\nu}^{(1)\beta} - H_{\mu\nu}^{(1)\rho} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\beta}.$$

It may be verified that both sides of the expression:

$$(9) \quad H_{\mu\nu}^{(1)\alpha} \equiv -\frac{1}{2} g^{(0)\alpha s} (h_{\nu s|\mu} + h_{\mu s|\nu} - h_{\mu\nu|s})$$

can be multiplied by $g_{as}^{(0)}$ and therefore:

$$(10) \quad h_{\nu s|\mu} + h_{\mu s|\nu} - h_{\mu\nu|s} \equiv -2 g_{as}^{(0)} H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}.$$

By means of (10) we obtain:

$$(11) \quad P_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv \frac{1}{2} h^{\beta s} (h_{\nu s|\mu} + h_{\mu s|\nu} - h_{\mu\nu|s}) \equiv -g_{ss}^{(0)} h^{\beta s} H_{\mu\nu}^{(1)\delta} \equiv -g^{(0)\beta q} h_{\gamma q} H_{\mu\nu}^{(1)\gamma}.$$

Also, the Leibniz rule for a covariant derivative of a tensor product is valid:

$$(12) \quad P_{\mu\nu|\alpha}^{(2)\beta} \equiv -g^{(0)\beta q} h_{\gamma q\alpha} H_{\mu\nu}^{(1)\gamma} - g^{(0)\beta q} h_{\gamma q} H_{\mu\nu|\alpha}^{(1)\gamma}.$$

The covariant derivative $h_{\gamma q\alpha}$ can easily be expressed through the tensors

$H^{(1)}$ by means of a cyclic change of indices, then summing up the three equations (10) and finally equating the obtained result from (10). The final result is:

$$(13) \quad h_{\gamma\alpha} = -[g_{pq}^{(0)} H_{\gamma\alpha}^{(1)p} + g_{pr}^{(0)} H_{\gamma\alpha}^{(1)r}].$$

Formulae (6) - (13) can be used to find a modified expression for

$$P_{\mu\nu}^{(2)\beta} :$$

$$(14) \quad P_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv -H_{\gamma}^{\beta} R_{\mu\nu}^{(1)\gamma} + g^{(0)\beta q} g_{pq}^{(0)} (H_{\mu\nu}^{(1)\gamma} H_{q\alpha}^{(1)\rho} - H_{\mu\alpha}^{(1)\gamma} H_{q\nu}^{(1)\rho}).$$

It is important also to see that the only terms in the expression (7) for $R_{\mu\nu}^{(2)\beta}$, which contain partial derivatives, are

$$(15) \quad (H^{\beta s} h_{rs})_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} (H^{\beta s} h_{rs})_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)r}$$

and also the term:

$$(16) \quad F_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} - (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\beta}$$

which is a part of the tensor $S_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ (I.21). However, since it is inconvenient to deal both with partial and covariant derivatives of one and the same tensor field $h_{\mu\nu}$, we will use (1) and also the formulae:

$$(17) \quad H_{\mu\nu}^{\beta s} \equiv H_{\mu\alpha}^{\beta s} - H_{\mu s}^{\beta r} \Gamma_{\nu r}^{(0)\alpha} - H_{\nu\alpha}^{\beta r} \Gamma_{\mu r}^{(0)s}$$

to express all partial derivatives through their covariant ones. Afterwards, all covariant derivatives of $h_{\mu\nu}$ are expressed through the third-rank tensor $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$ by means of (13) and the following expressions are obtained for (15) and (16):

$$(18) \quad (H^{\beta s} h_{rs})_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} - (H^{\beta s} h_{rs})_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} \equiv W_{1\mu\nu}^{\beta} + W_{2\mu\nu}^{\beta} + W_{3\mu\nu}^{\beta} + W_{4\mu\nu}^{\beta} \\ - H^{\beta s} h_{ps} R_{\mu\nu}^{(0)p} + H^{\beta s} h_{ps} (\Gamma_{\mu\nu,\alpha}^{(0)p} - \Gamma_{\mu\alpha,\nu}^{(0)p}) - h_{\gamma}^{\rho} h_{\gamma}^{\nu} (\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} \Gamma_{\rho\alpha}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} \Gamma_{\rho\nu}^{(0)\beta}),$$

$$(19) \quad F_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} - (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\nu} \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\beta} \\ = (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\alpha} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} - (h_{st}^s h_{st}^r)_{,\nu} \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} \equiv 4 V_{\mu\nu}^{\beta}$$

where $V_{\mu\nu}^{\beta}$ is the tensor quantity;

$$(20) \quad V_{\mu\nu}^{\beta} \equiv h_p^r \left(\Gamma_{\mu\alpha}^{(0)\beta} H_{\gamma\nu}^{(1)\rho} - \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\beta} H_{\gamma\alpha}^{(1)\rho} \right)$$

and $W_{1\mu\nu}^{\beta} + W_{4\mu\nu}^{\beta}$ are similar tensor quantities:

$$(21) \quad W_{1\mu\nu}^{\beta} \equiv h_p^r \left(\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} H_{\alpha\alpha}^{(1)\rho} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} H_{\nu\nu}^{(1)\rho} \right),$$

$$(22) \quad W_{2\mu\nu}^{\beta} \equiv h_p^{Bs} g_{pr}^{(0)} \left(\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} H_{\alpha\alpha}^{(1)\rho} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} H_{\nu\nu}^{(1)\rho} \right),$$

$$(23) \quad W_{3\mu\nu}^{\beta} \equiv g^{(0)\beta q} h_p \left(\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} H_{\alpha\alpha}^{(1)\rho} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} H_{\nu\nu}^{(1)\rho} \right)$$

$$(24) \quad W_{4\mu\nu}^{\beta} \equiv h_r^q \left(\Gamma_{\mu\nu}^{(0)r} H_{\alpha\alpha}^{(1)\beta} - \Gamma_{\mu\alpha}^{(0)r} H_{\nu\nu}^{\beta} \right).$$

Note that expression (19) is invariant under replacement of all partial derivatives with their covariant ones. This property is not valid for expression (18), which is similar in structure to (19), but its tensor indices have a different displacement.

We have obtained all the necessary formulae for the derivation of $R_{\mu\nu}^{(2)\beta}$. Using formulae (7), (8), (I.21), (I.22), (14), (18) - (24), we can obtain the following modified expression for the second-order Riemann tensor $R_{\mu\nu}^{(2)\beta}$:

$$(25) \quad R_{\mu\nu}^{(2)\beta} = -h_r^{\beta} R_{\mu\nu}^{(1)r} + A_{\mu\nu}^{(2)\beta} + Q_{\mu\nu}^{(2)\beta} + G_{\mu\nu}^{(2)\beta} + W_{\mu\nu}^{(2)\beta} + V_{\mu\nu}^{(2)\beta}$$

where we have used the notations:

$$(26) \quad A_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv 2 \left(h_{sr} h^{st} R_{\mu\nu}^{(0)\beta} - h^{Bs} h_{rs} R_{\mu\nu}^{(0)r} \right),$$

$$(27) \quad Q_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv g^{(0)\beta q} g_{qr}^{(0)} \left(H_{\mu\nu}^{(1)r} H_{\alpha\alpha}^{(1)\rho} - H_{\mu\alpha}^{(1)r} H_{\nu\nu}^{(1)\rho} \right),$$

$$(28) \quad G_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv h^{Bs} h_{pr} \left(\Gamma_{\mu\nu,\alpha}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\alpha,\nu}^{(0)\beta} \right) + h^{st} h_{sr} \left(\Gamma_{\mu\alpha,\nu}^{(0)\beta} - \Gamma_{\mu\nu,\alpha}^{(0)\beta} \right),$$

$$(29) \quad W_{\mu\nu}^{(2)\beta} \equiv \sum_{i=1}^4 W_{i\mu\nu}^{(2)\beta}$$

and $V_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ and $W_{i\mu\nu}^{(2)\beta}$ ($i=1, \dots, 4$) are given by expressions (20) - (24) respectively.

Discussion

The main result of this paper is that the second-order Riemann tensor and therefore the gravitational Lagrangian can be expressed only through the background variables $g^{(0)\mu\nu}, \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}, \Gamma_{\mu\nu,\delta}^{(0)\alpha}$ and the fluctuation variables $h_{\mu\nu}, H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}, H_{\mu\nu\delta}^{(1)\alpha}$. Note that to each background variable corresponds a fluctuation variable. There is also a difference - for example to the background *non-tensor* connection $\Gamma_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$ corresponds the first fluctuation *tensor* connection $H_{\mu\nu}^{(1)\alpha}$; to the *partial* derivative $\Gamma_{\mu\nu,\delta}^{(0)\alpha}$ corresponds the *covariant* derivative $H_{\mu\nu\delta}^{(1)\alpha}$.

It is seen also that the structure of the second-order Riemann tensor (25) is rather complicated, unlike the simplified expression, obtained in [2]. The terms $R_{\mu\nu\alpha}^{(1)\beta} \equiv H_{\mu\nu|\alpha}^{(1)\beta} - H_{\mu\alpha,\nu}^{(1)\beta}$ and also the quadratic connection term $(H_{\mu\nu}^{(1)\gamma} H_{\alpha\alpha}^{(1)\rho} - H_{\mu\alpha}^{(1)\gamma} H_{\alpha\rho}^{(1)\rho})$ are present in [2] and also in this paper. The sum of these terms, although comprised of third-rank tensors and their covariant derivatives, is very similar to the expression for the field strength $G_{\mu\nu}^{\alpha}$ in non-abelian gauge theories [4, 5]:

$$(30) \quad G_{\mu\nu}^{\alpha} \equiv \partial_{\mu} A_{\nu}^{\alpha} - \partial_{\nu} A_{\mu}^{\alpha} + g e^{abc} A_{\mu}^b A_{\nu}^c; \quad g = \text{const}$$

where $A_{\mu\nu}^{\alpha}$ is a vector non-abelian gauge field. Having in mind the well-known analogy between the theory of gravity and the non-abelian gauge field theory, one may assign to $A_{\mu\nu}^{\alpha}$ the Christoffel connection symbols of second kind $\Gamma_{\mu\nu}^{\alpha}$, which play a similar to $A_{\mu\nu}^{\alpha}$ role, but in general relativity. The investigation on this subject is far from being completed and that is why some of the subsequent papers will be devoted to the some aspects of this theory (particularly the integral formulation).

'It is important to mention that besides the familiar from [2] terms, new terms $V_{\mu\nu\alpha}^{\beta}, W_{\mu\nu\alpha}^{\beta}, G_{\mu\nu\alpha}^{\beta}$ have appeared in the second-order Riemann tensor (25) in this paper. The sum of the terms $V_{\mu\nu\alpha}^{(2)\beta}$ (20) and $W_{\mu\nu\alpha}^{(2)\beta}$ ($j = 1, 2, 3, 4$) (21) - (24) will be called a 'potential' term of interacting background and fluctuation connections.

Another interesting consequence from the performed calculations is the possibility to define new canonical variables. The fact that the fluctuation metric tensor $h_{\mu\nu}$ enters the Lagrangian without any partial or covariant derivatives (remember they have been eliminated by use of (13)) means that a conjugate canonical

impulse cannot be defined similarly to the way this is done in canonical gravity theory [6] through the relation:

$$(31) \quad p^{\mu\nu} = \frac{\partial L}{\partial \dot{g}} \text{ (the dot means a time derivative).}$$

However, a generalized canonical impulse.

$$(32) \quad \Pi_{\alpha}^{\mu\nu\delta} = \frac{\partial L}{\partial H_{\mu\nu\beta}^{\alpha}}$$

similar to the one, defined in [2] by the formulae:

$$(33) \quad \pi^{\mu\nu\rho} = \frac{\partial L}{\partial h_{\mu\nu\rho}}$$

can be introduced. Also, it can be noted that expression (28) for $G_{\mu\nu}^{(2)\beta}$ contains partial derivatives of the background connection $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}$, which makes it possible to define canonical impulses:

$$(34) \quad \Pi_{\Gamma} = \frac{\partial L}{\partial \Gamma_{\mu\nu}^{(0)\alpha}}.$$

It can be checked that while $\Gamma_{\mu\nu}^{(0)}$ is not a tensor, for the case of the Lagrangian (1.24) - (1.27) Π_{Γ} will be a tensor quantity. The question about canonical variables will be treated in a subsequent publication.

Acknowledgements The author is grateful to Dr S. Manoff from the Theoretical Physics Department at the Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy in the Bulgarian Academy of Sciences for the numerous and helpful discussions, advises and critical remarks.

References

1. Dimitrov, B.G. - Preceeding paper I.
2. Barneby, T.A. - Phys. Rev. D, 10, 1974, 1741 - 1748.
3. Mishtenko, A.S., A.T. Fomenko. A Course of Differential Geometry and Topology. Moscow, Moscow University Publishing House.
4. Cheng, Ta-Pei, Ling Fong Li. Gauge Theory of Elementary Particle Physics. Oxford, Claredon Press, 1984.

5. Ryder, Lewis H. Quantum Field Theory. Cambridge, Cambridge University Press.

1985.

6. Barvinsky, A. O. - Physics Reports, 230, 1993, p. 237.

Received 15. XI. 1995

**Върху теорията на пертурбативната
гравитация и квантовата гравитация на
изкривен фон.**

**II. Приложение на ковариантни производни
от трети ранг**

Богдан Димитров

(Резюме)

В тази втора работа са опростени получените в предишната работа изрази за гравитационния Лагражиан от първи и от втори порядък. Въведени са ковариантни производни на тензори от втори и трети порядък, чрез които гравитационният Лагражиан придобива сравнително компактен вид. Разкрит е също физическият смисъл на тензорните членове в Лагражиана.

Can quick nonperiodic variations in X-ray luminosity be produced in outer part of accretion flow

Maria Dimitrova

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

With the progress in computing machinery and numerical methods during last decades, the numerical models of accretion flows revealed a lot of details, which were not possible to be predicted analytically. The simplest standard model [1, 2] was replaced by two-dimensional [3-6] and during the last years by three-dimensional numerical calculations [7-13].

It was shown that an accretion flow possesses a complicated structure and its parameters depend on radial distance from central object as well as on azimuthal angle [3, 4, 13 - 15].

There are not yet fully studied all relationships between structure, respectively luminosity and external parameters (such as direction and accretion rate of inflow gas stream), internal mechanisms (such as type of viscosity and opacity) and their variations.

On the other hand, with the accumulation of more and more observational data about the X-ray sources, identified as binaries with accretion flows, it is seen that in many cases the luminosity and spectra are strongly variable. The variations are very different in amplitude as well as in timescale. The most of quasi- and nonperiodic behaviour can not be explained in terms of standard analytical or one-dimensional calculations.

Most of the scientists believe that quick variations are caused by the instabilities in the inner regions of the accretion flow.

This paper is one of a series where we try to investigate the stability of the accretion flow structure towards the exchanges of external parameters and re-

sulting behaviour of X-ray luminosity produced at the inner boundary of the accretion flow.

Using a two-dimensional numerical model we investigate the influence of inflow direction and inflow stream debit changes on the structure of an accretion flow. It is shown that such changes may produce quick variations in the X-ray luminosity.

Numerical model

The numerical model is based on the largescale particle method [16]. The calculations are performed in cylindrical coordinates in the noninertial corotating frame, with origin in the center of the compact object.

In the computation equations are included the gravitational forces of the both stars and the centrifugal force. The pressure is the sum of gas and radiative ones. The energy equation is written for the case of an optically tick flow. The basic equations and numerical method are fully described in Ref. 17.

The calculations have been performed for a close binary, containing a red giant with a mass $M_2 = 4M_0$ which filled its Roche lobe. The compact object is a neutron star with the standard parameters as follows-the mass equal to $1,5 M_0$ and the radius of 10^6 cm. The magnetic field was assumed to be small enough not to be important for the gas motion. The distance between the binary system components is 10^{11} cm. We considered a region up to $5 \cdot 10^{10}$ cm from the center of neutron star which include the first Lagrangian point.

The gas stream through the inner Lagrangian point is with a constant accretion rate of $10^{-9} M_0$ per year and tangential velocity equal to the Keplerian one. The changes in direction are modelled with variations in radial part of the inflow velocity.

Results and discussion

In this paper we try to investigate the influence of instabilities in an inflow gas stream, caused by instabilities in companion star atmosphere, on the accretion flow. These instabilities can be modelled by change of the accretion rate and the direction of the gas in first Lagrangian point.

As a base of investigations it is used the stationary state that the accretion flow has reached in the case of radial inflow velocity equal to 0,5 of the azimuthal one. The radial inflow velocity is changed to the value of two times azimuthal for a time of about 0,1 s. This value corresponds to the computation time step. When the accretion flow reaches a new stationary state, the radial inflow velocity V_r is changed back to the value of 0,5 azimuthal inflow velocity V_ϕ .

In Fig. 1 and 2 are shown the surface density distribution in stationary states in the cases of V_r equal respectively to 0,5 and 2 times V_ϕ . On the Fig. 3 is shown the surface density distribution in stationary state after the change of V_r to the initial value of 0,5 V_ϕ .

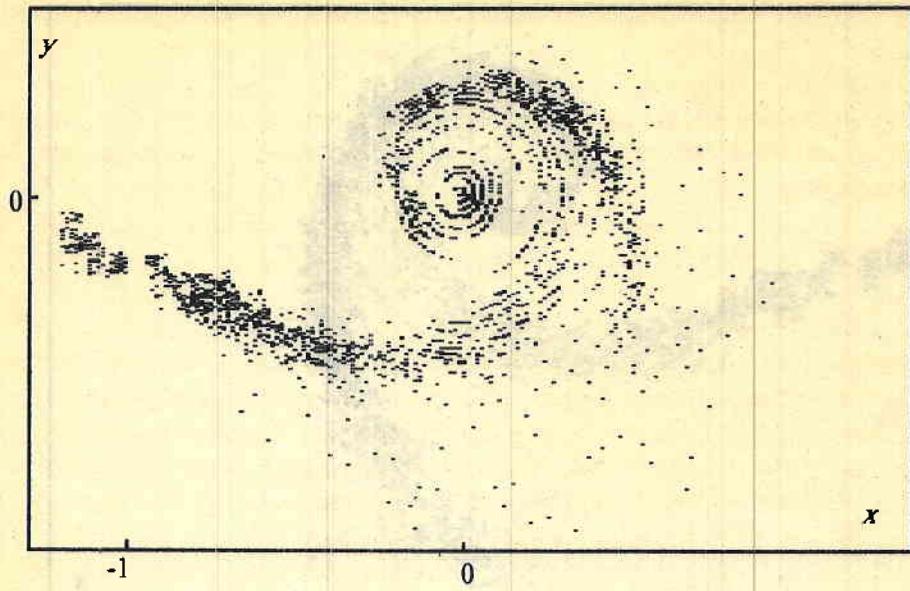


Fig. 1. The surface density distribution in stationary state in the case of $V_p = 0,5 V_\varphi$. The compact object is placed in the point (0;0). The first Lagrangian point have coordinates (-1;0)

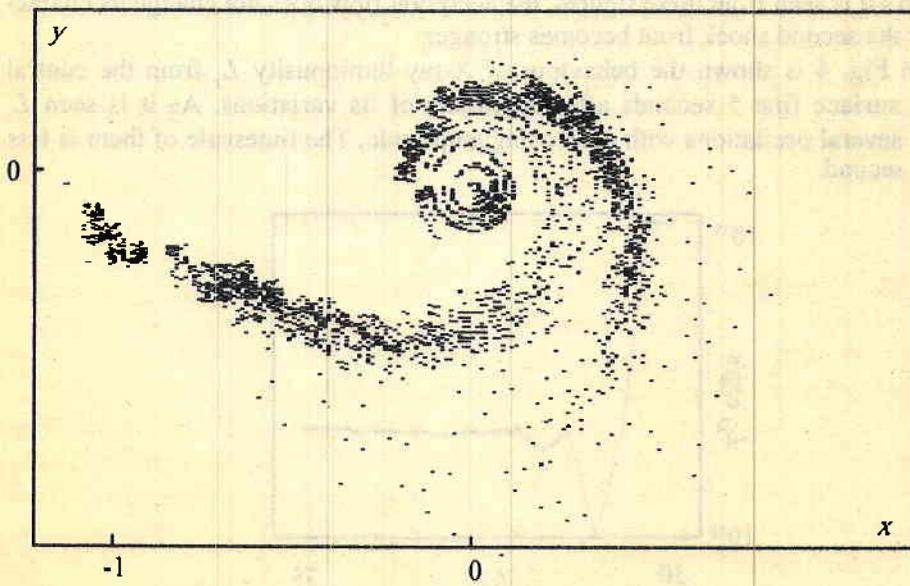


Fig. 2. The surface density distribution in stationary state in the case of $V_p = 2 V_\varphi$. The compact object is placed in the point (0;0). The first Lagrangian point have coordinates (-1;0)

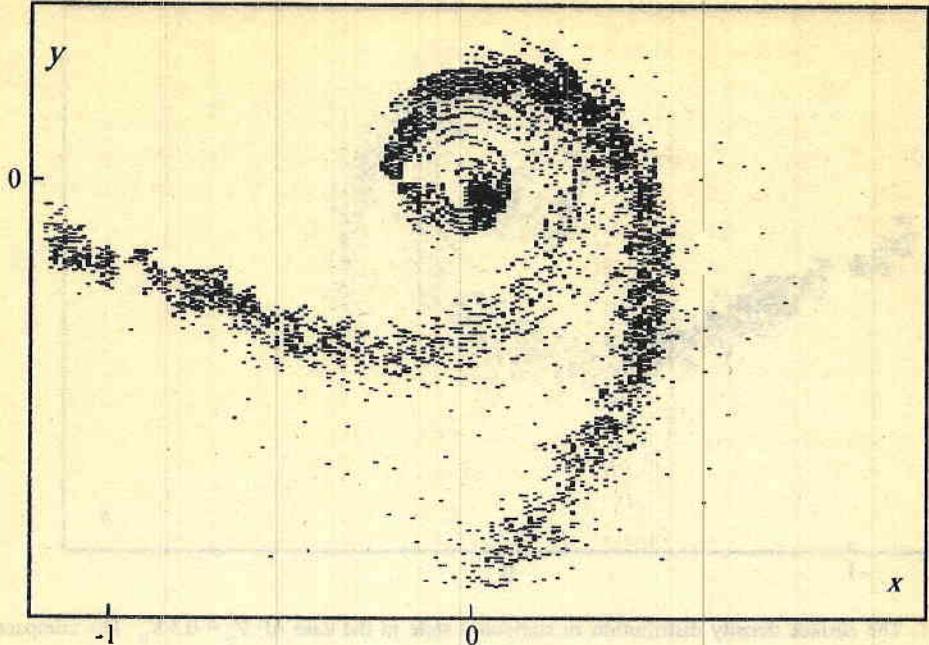


Fig. 3. The surface density distribution in stationary state after the change of V_{ρ} from 0,5 to 2 times V_{ρ} . The compact object is placed in the point (0;0). The first Lagrangian point have coordinates (-1;0)

As it is seen from these figures, the accretion flow does not change its character but the second shock front becomes stronger.

In Fig. 4 is shown the behaviour of X-ray luminosity L_x from the central object surface first 5 seconds after beginning of its variations. As it is seen L_x shows several oscillations with decreasing amplitude. The timescale of them is less than 1 second.

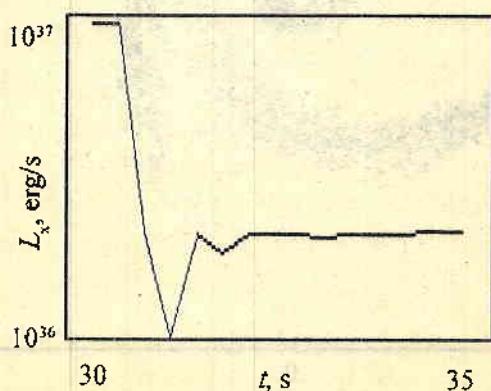


Fig. 4. The behaviour of X-ray luminosity from the compact object surface first 5 seconds after begining of its variability, defined from the increase of radial inflow velocity

The variability of L_x begins at distance more than 10^{10} cm after less than 30 seconds. It means that the signal has travelling with a speed of order of 10^9 cm/s while the maximal radial velocity in the flow is at least 10 times less than this value. All this gives the reason to say that the change of flow parameters at the outer part of the flow produces wave propagation through all the flow region.

Comparing this with the results of investigations of an accretion flow in binary system with elliptical orbit [15] we can say that the waves are propagating along the shock fronts.

In Fig. 5 is shown the behaviour of L_x after the first change of V_{rp} till the moment when it reaches new constant value and than after the back change of V_{rp} to the initial value. As it is seen from this figure and from the Fig. 1 and 3, after all above described processes the accretion flow reaches the new stationary state, with stronger second shock front and as a result of this, with stronger outflow from the region around the outer part of the flow. This new state are less luminous. All the process after the change of V_{rp} takes less than one minute.

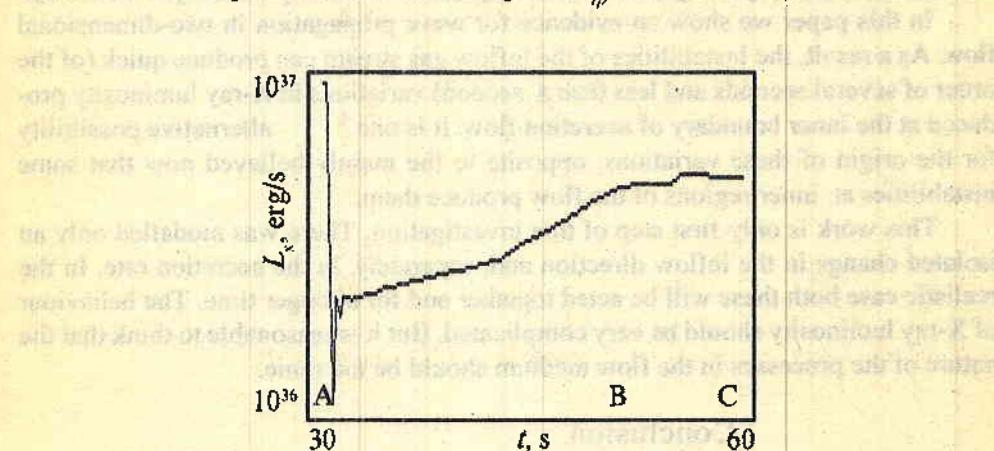


Fig. 5. The behaviour of X-ray luminosity from the compact object surface after the increase of radial inflow velocity till the moment of reaching a new constant value - segment AB and then after back change of V_{rp} to the initial value - segment BC

In Fig. 6 is shown the behaviour of L_x after increase of the accretion rate 10 times for a time of 0.5 s. As a basic state it is taken the same stationary state with $V_{rp} = 0.5 V_{rp}$ as in previous calculations. As it is seen from this figure and Fig. 4, the increase of V_{rp} caused the similar behaviour like that which is caused by an increase in accretion rate of inflow stream.

Recently many authors have considered the shock fronts, formed in the accretion flow in close binary systems as the main place where the energy and angular momentum transfer occur [18-21].

Some authors have investigated the wave propagation in axisymmetric

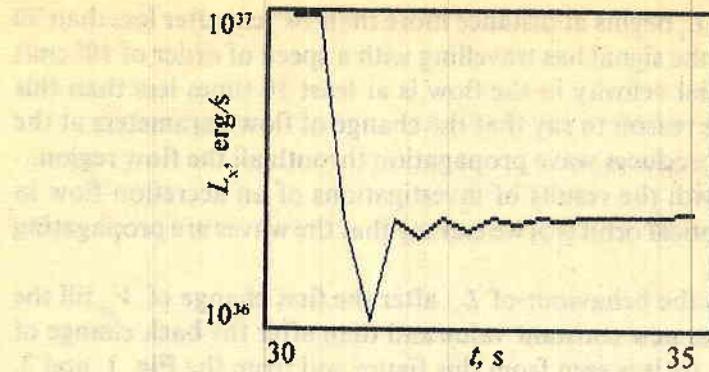


Fig. 6. The behaviour of X-ray luminosity from the compact object surface during the first 5 seconds after beginning of its variability defined from the increasing of the inflow stream debit

accretion flow [22-24] as a possibility to defy quick variability in X-ray luminosity.

In this paper we show an evidence for wave propagation in two-dimensional flow. As a result, the instabilities of the inflow gas stream can produce quick (of the order of several seconds and less than a second) variations in X-ray luminosity produced at the inner boundary of accretion flow. It is one alternative possibility for the origin of these variations, opposite to the mainly believed now that some instabilities at inner regions of the flow produce them.

This work is only first step of this investigation. There was modelled only an isolated change in the inflow direction and, separately, in the accretion rate. In the realistic case both these will be acted together and for a longer time. The behaviour of X-ray luminosity should be very complicated. But it is reasonable to think that the nature of the processes in the flow medium should be the same.

Conclusion

We have presented two-dimensional largescale particle numerical investigation of the reaction of the accretion flow in close binary caused by quick changes of inflow stream direction.

The shock fronts formed in the accretion flow not destroyed, moreover they become stronger as a result of such variation of inflow direction.

The numerical model does not show any computation instabilities in this case, so it seems to be usefull for modelling of the flows with variable inflow streams.

The X-ray luminosity produced at the inner boundary of the accretion flow shows strong variations very soon after changes in the parameters at outer boundary which is one evidence for wave propagation along the shock fronts. This gives one alternative possibility for explanation of the quick aperiodic variation in X-ray luminosity as a result of variation in inflow stream parameters.

References

1. Hayakawa, S.-Physics Reports, 121, 1985, № 6.
2. Shakura, N.I., R.A. Sunyaev - Astron. and Astroph. 24, 1973, p. 337.
3. Sawada, K., T. Matsuda, M. Inoue, I. Hirochis u - MNRAS, 224, 1987, p. 307.
4. Heemskerk, M., H. M. Astron. and Astroph. 1994, (preprint number AIAP-1994-025).
5. Whitehurst, R.-MNRAS, 266, 1994, p. 35.
6. Savonije, G.J., J.C.B. Papaloizou, D.N.C. Lin - MNRAS, 268, 1994.
7. Hirose, M., Y. Otsaki-PASJ, 1990, 42, p. 135.
8. Hirose, M., Y. Otsaki, S. Mineshige-PASJ, 1991, 43, p. 809.
9. Sawada, K., T. Matsuda - MNRAS, 255, 1992, p. 17.
10. Molteni, D., G. Belvedere, G. Lanza fam e-MNRAS, 249, 1991, p. 748.
11. Lanza fame, G., G. Belvedere, D. Molteni-MNRAS, 258, 1992, p. 152.
12. Lanza fame, G., G. Belvedere, D. Molteni -MNRAS, 263, 1993, p. 839.
13. Meglicki, Z., D. Wickremasinghe, G.V. Backnell-MNRAS, 264, 1993, p. 691.
14. Sawada, K., T. Matsuda, I. Hirochis u-MNRAS, 219, 1986, p. 75.
15. Dimitrova, M.M., L.G. Filippov-ESA SP-311, 1990, p. 255.
16. Belotzervsky, O.M. Computation methods in machnics conuous mediums. Moskva, Nauka, 1985 (in russian).
17. Dimitrova, M.M., Aerospace Research in Bulgaria, 1997, №13.
18. Spruit, H. C.-Astron. and Astrophys., 184, 1987, p. 173.
19. Vishniak, E.T. 177th Meet. Amer. Astron. Soc., Bul. Amer. Astron. Soc., 22, 1991, № 4, p.1236.
20. Vishniak, E.T., M. Huang. 177th Meet. Amer. Astron. Soc., Bul. Amer. Astron. Soc., 1991, № 4, 1256.
21. Rozyczka, M., H.C. Spruit-Ap. J. 417, 1993, p. 677.
22. Okuda, T., S. Mineshige-MNRAS, 249, 1991, p. 684.
23. Chen, X., R.E. Taam-MNRAS, 255, 1992, p. 51.
24. Rubow, S.H., J.E. Pringle - Ap.J., 409, 1993, p. 360.

Могат ли бързите непериодични вариации в рентгеновата светимост да се пораждат във външната част на акреционния поток

Мария Димитрова

(Резюме)

С помощта на двумерен числен модел се изследва реакцията на акреционния поток в тясна двойна звезда система спрямо резки промени в направлението на втичащия се газов поток.

Изследвано е поведението на рентгеновата светимост, излъчена от вътрешната граница на течението след тези промени. Изследвана е стабилността на структурата на течението спрямо тези промени. В същото време това е тест за приложимостта на числения модел в случай на силно нестационарни режими.

Наблюдават се няколко осцилации в рентгеновата светимост няколко

секунди след промените на външната граница на течението. Това е едно доказателство за разпространението на вълни по дължината на ударните фронтове, формиращи се в резултат от приливното въздействие на втората компонента на двойната система. Осцилациите са с период от порядъка на една секунда. Това дава алтернативна възможност за обяснение на бързите непериодични промени в рентгеновата светимост като резултат от нестабилност във втичащия се газов поток.

Structure of accretion flow in close binary as a function of radial inflow velocity - 2D numerical simulation

Maria Dimitrova

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

With progress in computing machinery and numerical methods during the last decades, numerical models of accretion flows have revealed a lot of details, which can not be predicted analytically. The simplest standard model [1, 2] was replaced by two-dimensional [3 - 6] and during the last years by three-dimensional numerical calculations [7 - 13].

It was shown that an accretion flow possesses a complicated structure and its parameters depend on radial distance from central object as well as on azimuthal angle [3, 4, 13-15]. The accretion flow forms two or three spiral shock fronts. These shocks are regarded as a place where the energy and angular momentum transpire is accomplished [16].

Two- and three-dimensional calculations are compared in the paper of Sawada [9]. They showed that the spiral shocks are not different in both cases.

Not yet fully described were all relationships between structure, respectively luminosity and external parameters (such as direction and debit of the inflowing gas stream, and the masses of and distance between the two stars), internal mechanisms (such as type of viscosity and opacity) and their variations.

This paper is one of a series works where we will try to investigate the influence of external parameters on the position, strength and stability of the shock fronts in accretion flow.

In this paper we investigate with a two-dimensional numerical model, the influence of inflow direction on the structure of accretion flow and the luminosity, produced in inner boundary of the flow.

Problem definition

The numerical model is built on the basis of the largescale particle method[17]. This is a combined Lagrangian-Eulerian method. Each time interval is divided into three steps. During the first (Eulerian) step, hydrodynamic equations are solved over fixed Eulerian grid with the aid of suitable scheme of finite differences with out account of gas shift into the cells. During the second (Lagrangian) step we compute the substance fluxes through the cell walls. The gas in each cell is considered as a single large particle. During the third final step the new values of parameters (V_r, V_p, ρ and T) are recalculated for each cell in the Eulerian grid. The stability requirement condition is such that the time step should be selected in a way that no large particle would leave its cell.

This method describes well the formation of shock fronts with relatively small number large particles which makes it relatively fast compared to other known methods.

The calculations are performed in a noninertial cylindrical reference frame, centered of the neutron star and corotating with the close binary. In this case the equation system is as follows [1, 4]: Angular velocity of binary system is

$$\Omega_{orb} = \frac{G(M_1 + M_2)^{\frac{1}{2}}}{R_{12}}$$

where M_1 and M_2 are the masses of the stars and R_{12} is the distance between them.

The equation of motion is

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p - F - \frac{1}{\rho} F_{visc}$$

where

$$F = \frac{GM_1}{r} - \frac{GM_2}{[r^2 + R_{12}^2 - 2R_{12}r \cos \phi]^{\frac{1}{2}}}$$

$$+ \frac{1}{2} \Omega_{orb}^2 \left[r^2 + \left(\frac{R_{12} M_2}{M_1 + M_2} \right)^2 - 2r \frac{R_{12} M_2}{M_1 + M_2} \cos \phi \right]^{\frac{1}{2}}$$

is the sum of gravitational and centrifugal forces.

F_{visc} is the viscous force. In this calculations We use kinetic viscosity

$$\eta = \eta_0 T^{\frac{7}{2}}.$$

The equation of continuity is

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \vec{V}.$$

Equation of state involves both gas and radiative pressure

$$p = p_0 \rho T + p_i T^4.$$

We use the energy transfer equation for the case of optically thick flow [1]

$$\frac{ac}{4} T^4 = \frac{k L_x}{2\pi r^3} + \frac{3GM_1 \dot{M}}{8\pi r^3} \left[1 - \sqrt{\frac{R_m}{r}} \frac{L_x}{n_e r} \right] \left(1 + \frac{3}{8} \tau \right)$$

where the luminosity from the neutron star surface is

$$L_x = G \frac{M_1}{R_i} \dot{M}_m$$

and the optical depth is

$$\tau = \int_0^H k \rho dz$$

$$k = k_{abs} + k_{es}, k_{es} = 0,2(1+X),$$

$$k_{abs} = k_0 \rho T^{-\frac{7}{2}}, k_0 = 4,3 \cdot 10^{24} Z(1-X)$$

where X and Z are the mass fractions of hydrogen and metal respectively

$K = pAH$, where $p = \frac{1}{8}$, H is the disk height and A is the absorbtion coefficient

$$n_e = \frac{2\rho}{m_p(1+x)}$$
 is the electron density.

The z -longitude of the flow is calculated from the hydrodynamical equilibrium equation in z direction

$$H = \left(\frac{P}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{r^3}{GM_1}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

The calculation of H was used only as a verification for reliability of two dimension aproximation.

Calculations and results

The calculations have been performed for the close binary, containing a red giant with mass $M_2 = 4M_\odot$ which filled its Roche lobe. The compact object is neutron star with mass equal to $1.5M_\odot$ and radius of 10^6 cm. The magnetic field was assumed to be enough small not to be important for the gas motion. The distance between the binary systems components is 10^{11} cm. We regarded region up to $5 \cdot 10^{10}$ cm from the center of neutron star.

The gas stream through the inner Lagrangian point is with constant temp of M_\odot /year and tangential velocity equal to Keplerian one. The change in direction is modelled with variations in radial part of inflow velocity.

Six cases were calculated. The radial inflow velocity is equal to 0, 0,1, 0,25, 0,5, 10 and 2 times azimuthal, which corresponds to inflow angles equals respectively to $0^\circ, 1^\circ, 14^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ and 60° from tangential direction.

The calculations were interrupted when the X-ray luminosity L_x established a constant value. This corresponds to one stationary station of flow.

In all six cases accretion flows with similar structures are formed. Two spiral shock fronts are clearly detected [15]. Similar structure was found by other autors [3, 6, 9, 14]. In all their works is examined the case of $M_2 = M_1$ and they obtained differend position of the shock fronts.

The surface density in cases of $\alpha = 0$ and 60° is shown in Fig. 1. The velocity field and H in case of $\alpha = 60^\circ$ are shown in Fig. 2.

The only important difference in structure is that the second shock front is relatively stronger when the inflow angle is larger. The differences in velocity field and H are neglectable. The dependences of the maximal tempeature and surface density from the inflow angle are seen (see Fig.3a and b). The dependence on the inflow direction show L_x and outflow stream debitrought the

outer boundary of examined region too (see Fig. 4 a, b).

The difference between the parameters of accretion flow when the inflow direction is different should be leads the change of the flow with the change of inflow direction.

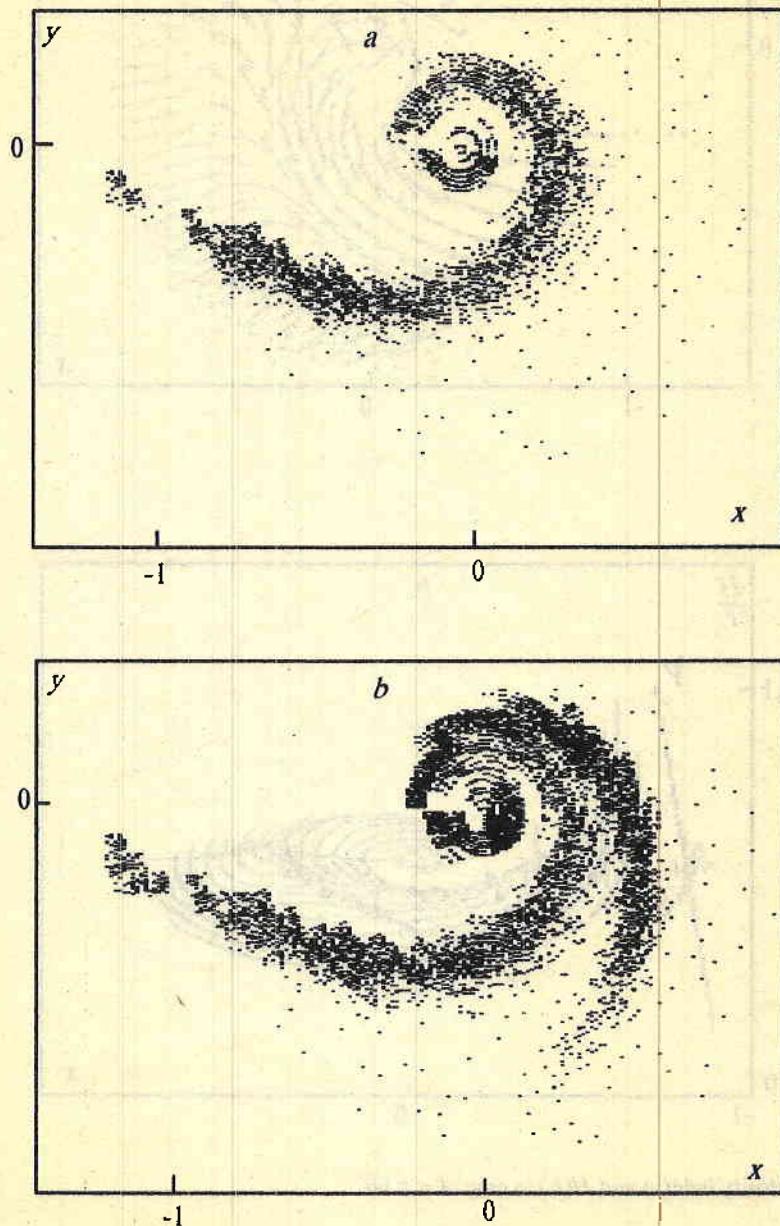


Fig. 1. Surface density in cases of $\alpha=0^\circ$ (a) and $\alpha=60^\circ$ (b)

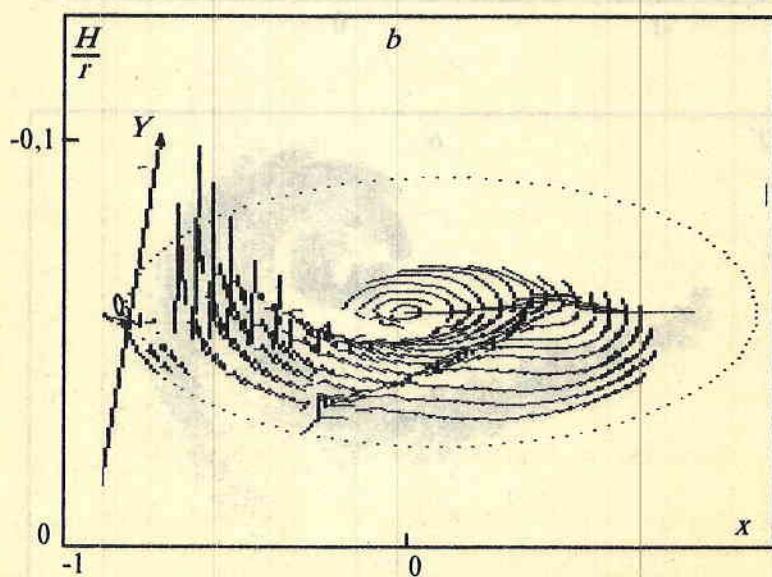
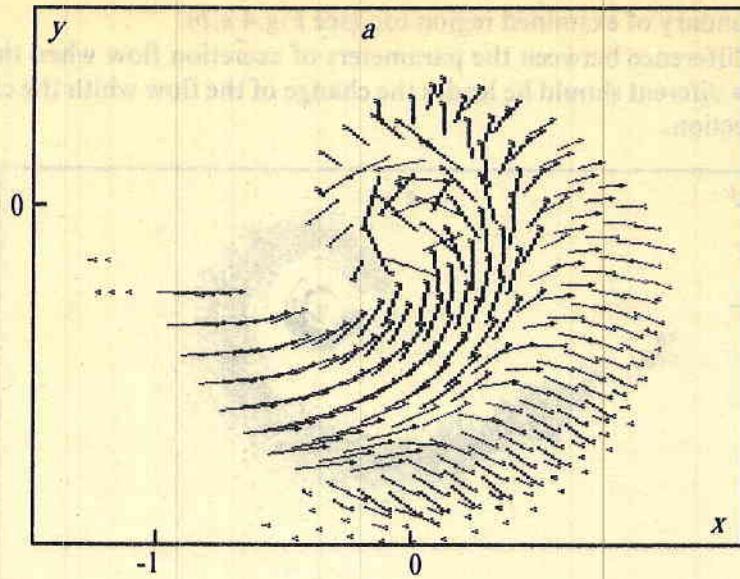


Fig. 2. Velocity field(a) and H (b) in case of $\alpha = 60^\circ$

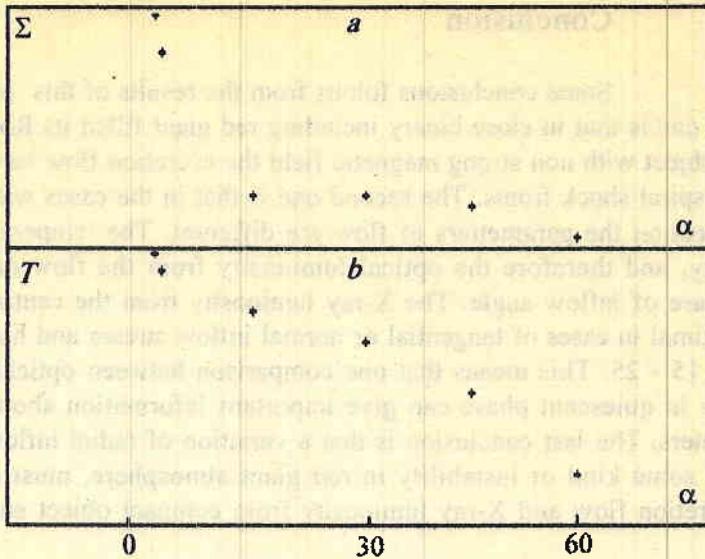


Fig. 3. Dependence of the maximal temperature (a) and maximal surface density (b) from the inflow angle. The spots corresponds to the case of $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 14^\circ, 30^\circ, 45^\circ$, and 60° . Amplitude of changes in temperature is 5 times and in surface density - 30

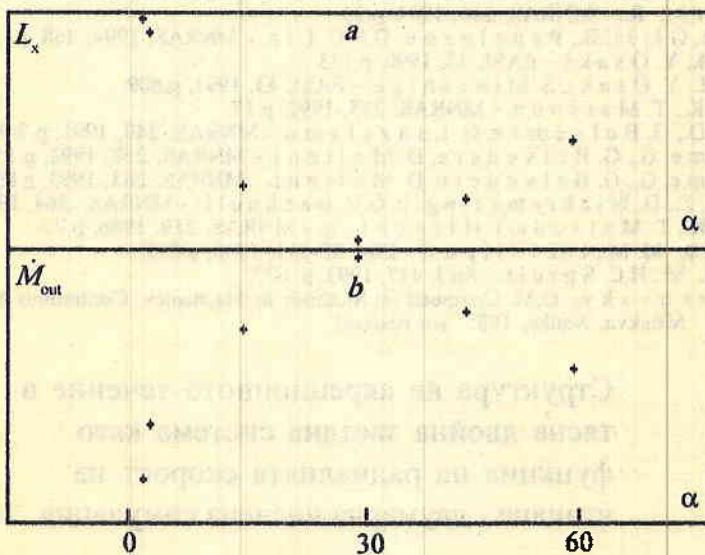


Fig. 4. Dependence of the X-ray luminosity from the neutron star surface (a) and the outflow temp trough the out boundary (b) from the inflow angle . The spots corresponds to the case of $\alpha = 0^\circ, 1^\circ, 14^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ and 60° . Amplitude of changes in both values is 20

Conclusion

Some conclusions follows from the results of this investigation. The first one is that in close binary including red giant filled its Roche lobe and compact object with non strong magnetic field the accretion flow has a structure with two spiral shock fronts. The second one is that in the cases with different inflow direction the parameters of flow are different. The temperature and surface density, and therefore the optical luminosity from the flow decreased with the increase of inflow angle. The X-ray luminosity from the central object surface is maximal in cases of tangential or normal inflow stream and have minimal value for 15 - 25. This means that one comparison between optical and X-ray luminosity in quiescent phase can give important information about inflow stream parameters. The last conclusion is that a variation of radial inflow velocity, forced by some kind of instability in red giant atmosphere, must defy the change in accretion flow and X-ray luminosity from compact object surface.

References

1. Hayakawa, S. - Physics Reports, v.121, 1985, № 6.
2. Shakura, N.I., R.A. Sunyaev. - A&A, 24, 1973, p.337.
3. Sawada, K., T. Matsuda, M. Inoue, I. Hirochis. - MNRAS, 224, 1987, p.307.
4. Heemskerk, M. H.M. - Astron and Astroph., 1994, (preprint number AIAP-1994-025).
5. Whitehurst, R. - MNRAS, 266, 1994, p.35.
6. Savonije, G.J., J.C.B. Papaloizou, D.N.C. Lin. - MNRAS, 1994, 268, p. 13.
7. Hirose, M., Y. Osaki. - PASJ, 42, 1990, p.135.
8. Hirose, M., Y. Osaki, S. Mineshige. - PASJ, 43, 1991, p.809.
9. Sawada, K., T. Matsuda. - MNRAS, 255, 1992, p.17.
10. Molteni, D., G. Belvedere, G. Lanza fame. - MNRAS, 249, 1991, p.748.
11. Lanza fame, G., G. Belvedere, D. Molteni. - MNRAS, 258, 1992, p.152.
12. Lanza fame, G., G. Belvedere, D. Molteni. - MNRAS, 263, 1993, p.839.
13. Meglicki, Z., D. Wickremasinghe, G.V. Backnell. - MNRAS, 264, 1993, p.691.
14. Sawada, K., T. Matsuda, I. Hirochis. - MNRAS, 219, 1986, p.75.
15. Dimitrova, M. M., L.G. Filippov. - ESA SP-311, 1990, p.255.
16. Rozyczka, M., H.C. Spruit. - Ap.J. 417, 1993, p. 677.
17. Belotzervovsky, O.M. Computation Methods in Mechanics Continuous Mediums. Moskva, Nauka, 1985 (in russian).

Структура на акреционното течение в
тясна двойна звездна система като
функция на радиалната скорост на
втичане - двумерна числена симулация

Мария Димитрова

(Резюме)

В работата е представен двумерен числен модел на газовото течение в тясна двойна звездна система, съдържаща червен гигант

и неутронна звезда, което се осъществява през вътрешната точка на Лагранж. Обсъжда се структурата на течението.

Изследвано е влиянието на радиалната компонента на скоростта на втичащия се газов поток върху структурата на течението. Показано е, че в зависимост от радиалната скорост на втичане течението достига стационарно състояние с различни максимална температура, повърхнинна плътност и съответно притежава различна рентгенова светимост.

Точност на моделните пресмятания за целите на спътниковите магнитометрични измервания

Димитър Данов, Александър Бочев

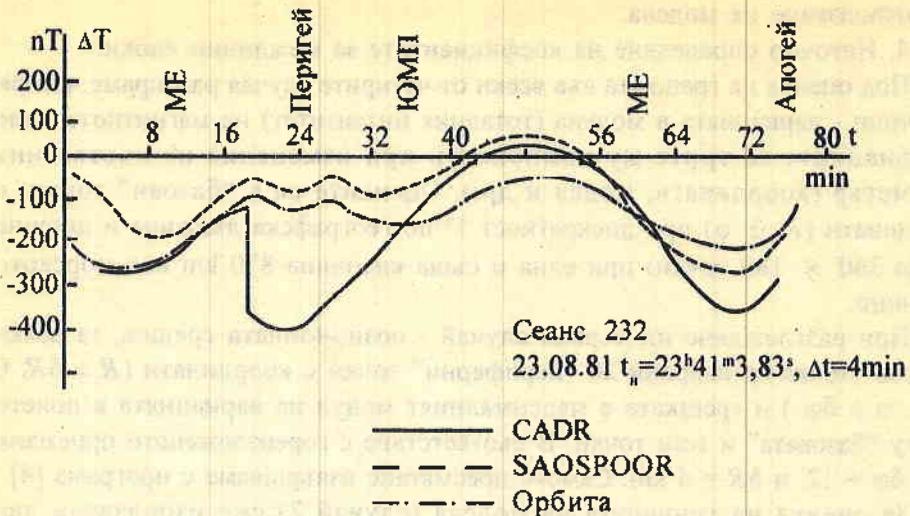
Лаборатория по слънчево-земни въздействия, БАН

Първостепенна задача при спътниковите магнитометрични изследвания е сравнението на данните с модел на магнитното поле. Точното познаване на моделното магнитно поле е необходимо както за самия научен анализ на данните, така и при решаване на редица спомагателни задачи. Често получаваните разлики са неприемливо големи, което води до определени затруднения при интерпретацията на измерванията.

От 1981 г. в България се извършват прецизни спътникови магнитометрични измервания с помощта на български магнитометри от серията ИМАП, които летят на изкуствените спътници на Земята (ИСЗ) "Интеркосмос - България 1300", АПЭКС и КОРОНАС.

Още при разглеждане на данните от ИМАП-1 се установи прекъсване в представяне на разликите измерено и моделно поле с амплитуда около 300nT по модул (фиг.1 [1]). Оказа се, че това се дължи на използваната програма CADR [2] за определяне на координатите, която допуска скокообразно изменение от порядъка на 1° (125km) по географска дължина при преминаване през нулевия час (смяна на денонощието).

Освен на програмни грешки, подобни на разгледаната по-горе, неопределеността в координатите на ИСЗ се дължи и на неточността в задаване на началните условия при интегриране уравнението на движение. За всеки обект тя може да бъде различна. За ИСЗ "Интеркосмос - България 1300" тя е по-малка от 12' по ъгъл и 4 km по разстояние [3].



Фиг. 1. Разлики измерено - моделно поле за тоталния интензитет при използване на различни програми за геодезично привързване на ИСЗ "Интеркосмос - България 1300", орбита 231. Прекъсването на двадесетата минута се дължи на грешка в програма CADR- скок в географската дължина от 1°(125km)

Друг източник на грешка може да е самият магнитен модел или/и неговата програмна реализация.

Математичният модел на земното магнитно поле е разложение по сферични хармоники. Кофициентите в това разложение се определят и утвърждават през пет години. За година, в която те не са определени, кофициентите се интерполират или уточняват чрез модел на векови вариации. Съставени и утвърдени са програми, които пресмятат земното магнитно поле, в съгласие с изложеното. Смята се, че световните модели са близки по точност и описват добре разпределението на главното поле. Все още се спори обаче кой е най-добрият модел за съответната епоха, колко хармонични са достатъчни при описание на земното магнитно поле при значително отдалечаване от земната повърхност, каква е представителността на модела за вековите вариации и др.

В сегашната работа се поставя задачата да се изследват вариациите (допусканата грешка) в следните случаи, влияещи върху точността на моделното представяне на полето:

1. Грешка в определяне положението на ИСЗ - позиционна грешка.
2. Различия в стойностите на кофициентите на модела на земното магнитно поле.
3. Неправилен избор на броя хармонични в програмите или грешка

при използване на модела.

4. Неточно определяне на коефициентите за междинни епохи.

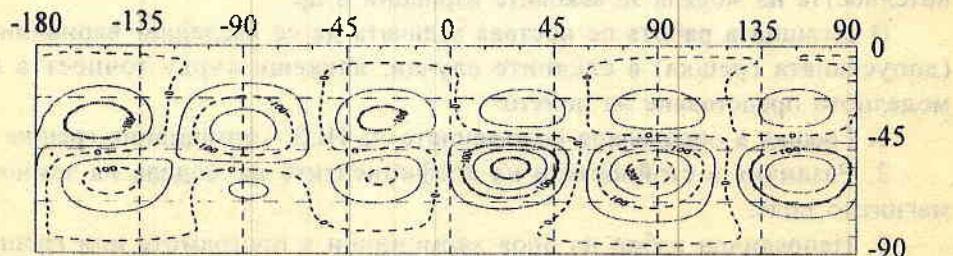
Под оценка на грешката във всеки от четирите случая разбираме четири величини - вариацията в модула (тоталния интензитет) на магнитното поле и вариациите за трите му компоненти при изменение на съответния параметър (координати, модел и др.). Оценките са в "базови" точки, с координати (R , θ , ϕ) при дискретност 1° по географска дължина и ширина (общо 360×180 точки) при една и съща височина 870 km над морското равнище.

При разглеждане на първия случай - позиционната грешка, за всяка "базова" точка са избрани 26 "периферни" точки с координати ($R \pm \delta R$, $\theta \pm \delta \theta$, $\phi \pm \delta \phi$) и грешката е максималният модул на вариацията в полето между "базовата" и тези точки. В съответствие с гореизложеното приемаме $\delta \theta = \delta \phi = 12^\circ$ и $\delta R = 4$ km. Самото пресмятане извършваме с програма [4].

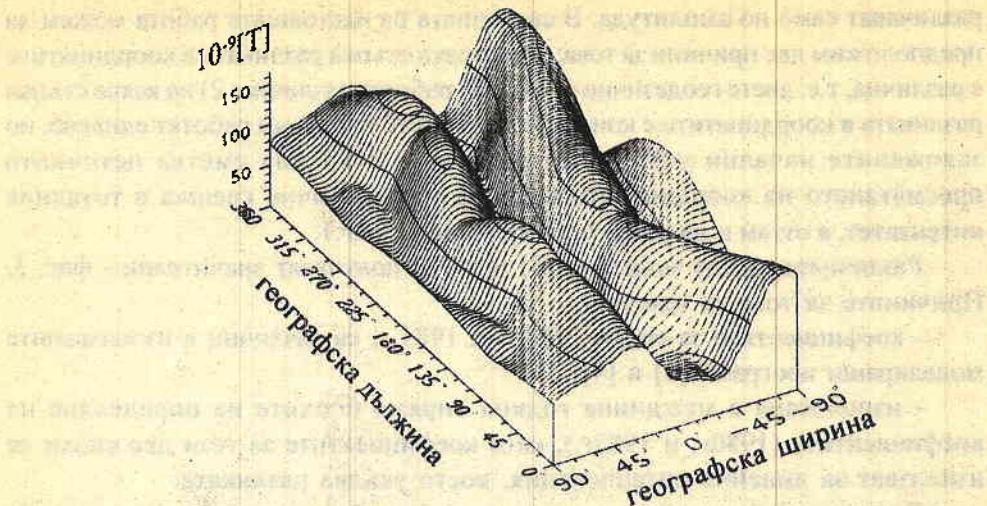
За оценка на точността на модела (случай 2) сме използвали два варианта на моделиращи програми [4,5], които се различават само по коефициентите: в [5] те са взети от [6], а в [4] от [7]. Тези програми са широко използвани от изследователи в Русия, САЩ и другаде.

За да изследваме влиянието на избрания брой сферични хармоники, сме използвали програмата от [4]. Получаваме амплитудата за всяка хармонична във всички "базови" точки, след което сумираме определения брой членове (от 1^{st} до 10^{th} порядък). Подобно на други изследователи, при проучването ни ще допуснем, че изменението на сферични хармонични коефициенти (СХК) е много малко в рамките на една година, около епохите на определянето им. Тази хипотеза изследваме отделно (вж. по-горе случай 4), като използваме програма [4].

Резултатите са представени графично. Същите са илюстрирани с фиг. 2 и фиг. 3. Такива графики има за всеки от анализираните случаи, но тяхното количество е такова, че не бихме могли да ги представим всичките. Качествено те си приличат, а количествените изводи са представени в таблица 1, където е показан диапазонът на изменение в разпределението на резултатите по географски координати.



Фиг. 2. Разлики в тоталния интензитет [nT], пресметнат по модели [4] и [5], на височина 870 km за епоха 1982



Фиг. 3. Пространствено изображение на "позиционната" грешка - разликите в тоталния интензитет [nT], пресметнат по модел [4] за височина 870 km, при вариране на координатите на пресмятане

Тук ще разгледаме предимно резултатите за тоталния интензитет. От таблица 1 се вижда, че най-големи разлики се получават в зависимост от използвания модел, около 200 nT . Позиционната грешка води до по-малки разлики, около 150 nT . При използване на 8 вместо на 10 гармоники разликите са още по-малки, около 70 nT .

Подробно представяне на разликите в пресметнатия, по модели [5] и [4], тотален интензитет за епоха 1982 г. и височина 870 km е направено на фиг. 2. На ниски ширини (около 20°), разположени почти симетрично, се очертават по шест екстремума във всяко полукулбо.

От обемното представяне (фиг.3) на позиционната грешка в тоталния интензитет се вижда, че тя е най-голяма на средни ширини. За разлика от фиг. 2 тук няма очертани локални максимуми, а два "хребета", отново почти симетрични, с оси приблизително на 45° .

В [1] се твърди, че методите за определяне на координатите на спътника допускат грешка, която е най-голяма за географската ширина, като достига до 1° . Посочено е, че предизвиканата от това грешка в пресмятането на тоталния интензитет е най-голяма на средни ширини. Това съответства на сегашните резултати (фиг.3).

Фигура 1 демонстрира доколко използването на различни програми за геодезично привързване влияе върху получаваните резултати. Освен прекъсването, получено от използването на програма CADR (една много стара версия), ние виждаме и подобие в хода на отделните криви, които се

различават само по амплитуда. В светлината на настоящата работа можем да предположим две причини за това: 1) на всяка стъпка разликата в координатите е различна, т.е. двете геодезични програми работят различно; 2) на всяка стъпка разликата в координатите е константа, т.е. двете програми работят еднакво, но заложените начални условия са различни. В крайна сметка неточното пресмятането на координатите води до систематична грешка в тоталния интензитет, а оттам и до разлике в кривите на фиг. 1.

Различията между моделите [5] и [4] се получават значителни - фиг. 3. Причините за това са няколко:

- коефициентите за епохи 1980 г. и 1985 г. са различни в използваните моделиращи програми [5] и [4];

- използвана е междинна година спрямо епохите на определяне на коефициентите (1980г. и 1985г.), като коефициентите за тези две епохи се използват за линейна интерполяция, което усилва разликата.

Получените резултати приемаме като сумарна грешка от изменението на модела и от неточностите при представяне на вековите вариации. Можем да предположим, че моделът [5] като по-стар внася съществени грешки.

Таблица 1. Min/Max разлики за трите компоненти и тоталния интензитет (модула) на магнитното поле за разгледаните случаи

СЛУЧАЙ	Грешка модул [nT]	Грешка Br [nT]	Грешка Bt [nT]	Грешка Bf [nT]
1. Неточно положение $\delta R=4\text{km}$, $\delta \theta=\delta \varphi=2^\circ$	+33/+173	55/-244	14/-135	2/-69
2. Модел [3] вместо модел [4]	-220/+220	-300/+400	-110/+110	-300/+300
3. Осем вместо десет хармонични	-58/+72	-72/+76	-55/+57	-43/+46
4. Сумарна грешка едновременно 1 и 3	35 / 220	60 / 283	18 / 164	3 / 93
5. От интерполяция 1981 г. до 1983 г.	149/+23	-140 / 232	-75 / 122	-91/+92

Смятаме за възможно една грешка при определяне положението на ИСЗ да се компенсира от грешката при използване на модела. Затова за

всички "базови" точки сме сумирали (със съответния знак) грешката, получена от неправилния брой хармоники и "позиционната" грешка (ред 4 в табл.1). Вижда се, че сумарната грешка става съизмерима с тази при избор на модел (ред 2 табл.1). Нещо по- интересно - съществува възможност при недобър модел да изберем съответен брой хармонични и ако имаме грешка в определяне положението на ИСЗ, да получим по-добри резултати, отколкото с по-добър модел при фиксиран брой хармонични. За нас важен резултат е, че наблюдаваната в глобалното разпределение на грешката цикличност по географските координати при всеки от разглежданите случаи е нискочестотна. На екваториални ширини грешката е най-малка. Полюсно настъпват първо максимумите на грешката от модела, а след това тези на позиционната грешка. Ясно се вижда, че забележимо изменение в разпределенията има през около 10° . Характерният мащаб, т. нар. "дребномащабни" явления, е под 2° . По тази причина считаме, че изследваните в тази работа източници на неточности в представянето на моделното магнитно поле са несъществени при анализа на "дребномащабните" явления. При движението на ИСЗ около Земята изследваната от нас грешка се включва в разликата на измереното поле и моделното поле. Лесно можем да пресметнем, че ако ИСЗ прави един оборот около Земята за повече от 70 min "включенната" грешка се проявява като нискочестотна ($f < 0,05 \text{ Hz}$), съставяща (фиг.1).

Много изследователи приемат, че за една година изменението в коефициентите на модела е незначително. Вследствие на това в рамките на една година те работят с едни и същи коефициенти. Това не е в съгласие с друго предположение, правено от същите изследователи, когато допускат, че коефициентите се изменят линейно за интервал от пет години. Последното е използвано и в моделиращите програми [4,5]. Ние сравняхме пресметнатото магнитно поле [4] за междуинните епохи 1981 г. и 1983 г. Резултатите са представени на ред 5 в табл. 1. Установени са разлики от порядъка на 70nT . Разпределението им е също така циклично, но с по-добре изразени екстремуми около магнитните полюси. Големината на тези разлики ни дава основание да смятаме, че линейна интерполяция трябва да бъде прилагана и в рамките на годината. По този начин коефициентите на модела за декември ще бъдат по-близки до коефициентите за следващата година, отколкото до тези за текущата (ако е прието сега).

Очакваме получените резултати да помогнат и при изследване на йоносферните токови системи.

Л и т е р а т у р а

1. Чапанов, Я., Н. Георгиев, А.Л.Бочев, И. Аршинков. Влияние навигационной привязки при сравнении данных ИМАП и модели магнитного поля. - Сб. Научно-экспериментальная программа оптических наблюдений спутника "Интеркосмос" -

- Болгария 1300". М., Астр. совет АН СССР, 1982.
2. Пономарев, Ю. Н., Ю. И. Галперин. Программа "CADR" для расчета географических, геофизических и астрономических координат и других характеристик точек вдоль траектории спутника. М., ИКИ-АН СССР. Препр.70/191.
 3. Назиров, Р. Р., А. А. Тихонов, П. Е. Эльясберг. Навигационная привязка космической информации в эксперименте "Интеркосмос - Болгария 1300". М., ИКИ-АН СССР. Препр.959/1984, Москва.
 4. Papitashvili, V. P., N. Tsiganenko, M. Peredo. A set of fortran subroutines for computations of the geomagnetic field in the earth's magnetosphere. SPRL, University of Michigan, 1995.
 5. Циганенко, Н. А., А. Я. Усманов, В. П. Папиташвили. Пакетпрограмм для расчета геомагнитного поля. М., Геофиз.Комитет,1987.
 6. Геомагнетизм и Аэрономия. V.26, 523-525, 1986.
 7. EOS TRANS.AGU APRIL 21,1992, P.182.
 8. Peddie, N. W. International Geomagnetic Reference Field.

Поступила на 20. III. 1996

On the accuracy of the model of the main field in satellite magnetometer measurements

Dimitar Danov, Aleksander Bochev

(Summary)

The comparison with the main field model,plays a major role in the satellite magnetometer data analyses. It is accepted that the accuracy of the main magnetic field model is determined by the positional error as well as by the accuracy of the model itself (including the secular variation representation).

In this work the positional error is simulated by varying the coordinates of the observed point. For the examination of the accuracy of the model itself,two models [3,4] have been compared (for epoch 1982).

It is shown that the the main field model is free from significant errors in the equator zone.Poleward from the equator the largest model field error appears ($LAT = 25^\circ$), then the positional error effect comes to its maximum ($LAT = 45^\circ$). These types of error exhibit a very low frequency fluctuation ($f = 0,05 \text{ Hz}$).

Функционална диагностика на системи за управление на летателни апарати на базата на идентификация на кофициентите от разложението на преходните функции в ред от функции на Уолш¹

*Петър Гецов, Пламен Христов,
Пламен Ангелов*

Институт за космически изследвания, БАН

Тази статия е продължение на "Подход за проектиране и изследване на компютърни системи за управление на летателни апарати на базата на модели на Хоар", публикувана в кн. 12/1996 г. на поредицата "Аерокосмически изследвания в България". В нея се предлага метод за контрол и диагностика на системи за управление на летателни апарати, базиращ се на имитационно моделиране на страничното движение и алгоритми за идентификация на кофициентите на разложение на преходните функции в ред на ортогонални функции на Уолш.

Внедряването на бордовите цифрови изчислителни машини позволи използването на програмни методи за контрол и диагностика на системите за управление на летателни апарати. Отсъствието на допълнителна апаратура за контрол и гъвкавостта при пренастройка на алгоритмите и режимите за контрол и диагностика, както и възможността за откриване на откази и локализацията на неизправностите по програмен път, обуславят все по-широкото разпространение на тези методи за обекти от указания тип.

¹ Изследванията са финансираны от Национален фонд "Научни изследвания" при МОНТ договор № И-305/93

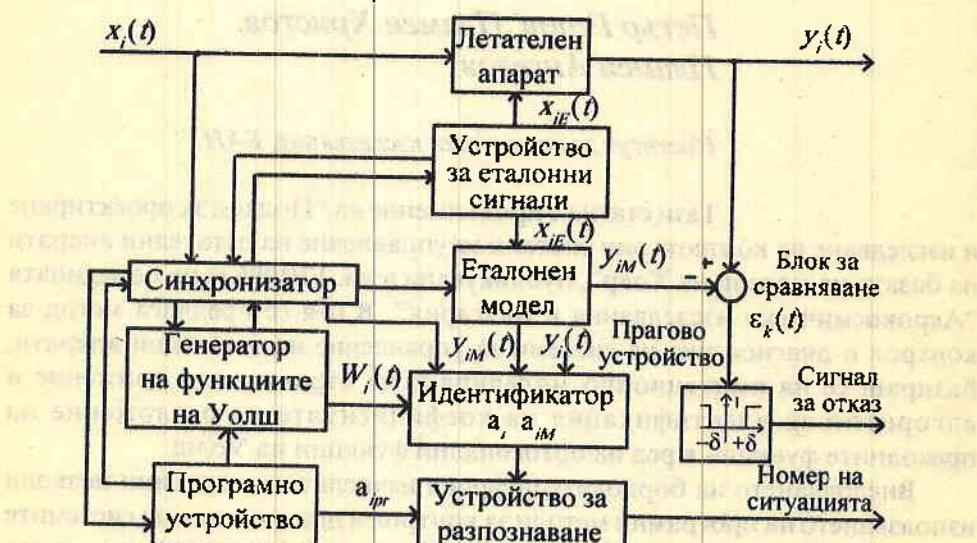
Разработената схема (фиг. 1) позволява да се съчетаят възможностите за контрол на техническото състояние на обекта както в пространството на сигналите, така и в пространството на параметрите.

В първия случай се осъществява сравняване на преходните функции на проверявания обект $y_i(t)$ и на еталонния модел $y_{im}(t)$, при което трябва да е в сила зависимостта:

$$(1) \quad |y_i(t) - y_{im}(t)| < \delta_i,$$

където $i = 1, 2, \dots, n$ е броят на контролираните изходи на системата и модела.

Еталонният модел е разработен в съответствие с пълния линеен модел на контура за стабилизация на страничното движение [1], структурната схема на който е показана на фиг. 2. По своята структура еталонният модел съвпада с обекта за контрол, което е установено в [2] чрез сравняване на реакциите им при единични входни въздействия.

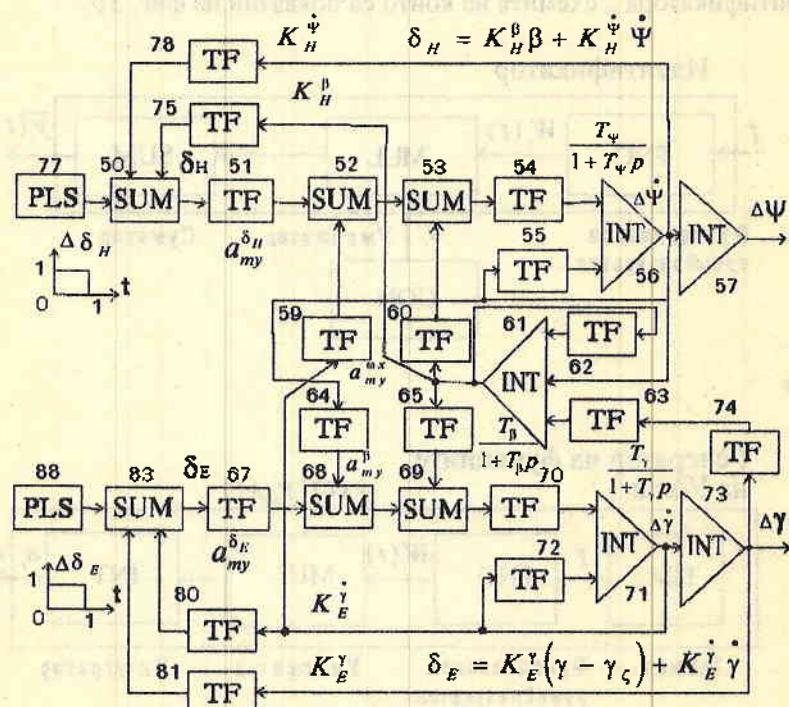


Фиг. 1

Блокът за сравняване осъществява проверка на изпълнението на условие (1) и подава сигнал за отказ ($\alpha=1$) или изправност ($\alpha=0$), в зависимост от величината на разсъгласуването $\epsilon_k(t)$. При това еталонният модел изпълнява функции на имитационен модел с изходни сигнали, които са достатъчно близки до сигналите на изходите на реалния обект. Даденият критерий позволява да се открият груби грешки (внезапни откази) в

системата. Сигналът за отказ се формира в праговото устройство при условие, че $\varepsilon_s(t) > \delta_r$.

Освен внезапните откази, предложената схема може да определи бавно изменящи се прогресивни отклонения от нормалния режим на работа на обекта и системата за управление, при които отклоненията на изходните сигнали $y(t)$ не излизат от границата на допусковия интервал $(-\delta_u, \delta_u)$. Това състояние е характерно за бавноизменящите се параметри на елементите на системата в резултат на стареене, както и при т. нар. постепени откази. За откриването на подобни дефекти и изменения в схемата (фиг. 1) се предвижда устройство за разпознаване, което по коефициентите на разложение a_m на функциите на Уолш $W(t)$ позволява откриването на създадата се ситуация и сравняването и с предварително зададените.



Фиг. 2

Системата от функции на Уолш $W(t)$ се явява пълна система ортонормирани функции [3-5], т. е. всяка абсолютно интегрируема в $[0, 1]$ функция $y(t)$ може да бъде представена със зададена точност във вид на сума от краен брой функции на Уолш (фиг. 3 а):

$$(2) \quad y(t) = \sum a_i(T) W_i(t), \quad i=1, 2, \dots, n,$$

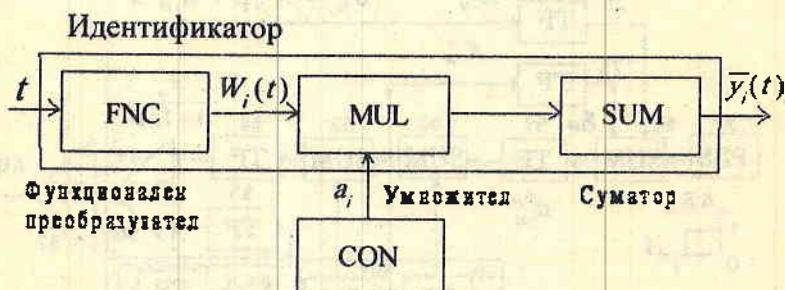
и този ред притежава свойството равномерна сходимост, ако функцията е непрекъсната в този интервал.

Идентификаторът (фиг.1) изчислява периодично (в съответствие с командите на програмното устройство) коефициентите a_i и a_{im} на разложените в ред на Уолш преходни функции $y_i(t)$ и $y_{im}(t)$:

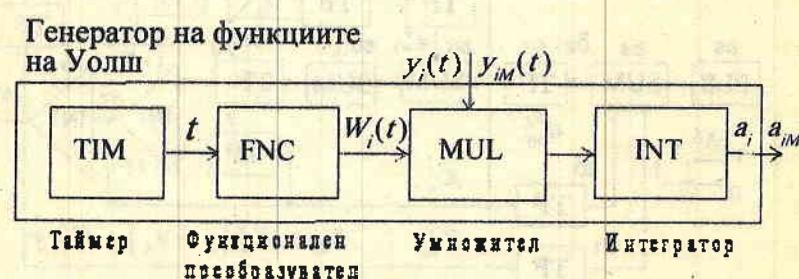
$$(3) \quad a_i(T) = \frac{1}{T} \int_0^T y_i(t) W_i(t) dt, \quad a_{im}(T) = \frac{1}{T} \int_0^T y_{im}(t) W_i(t) dt,$$

където T е период на идентификация.

Функциите на Уолш $W_i(t)$ и коефициентите на разложение в ред a се задават и определят програмно съответно от "генератора на функциите на Уолш" и "идентификатора", схемите на които са показани на фиг. 3б.



Фиг. 3а



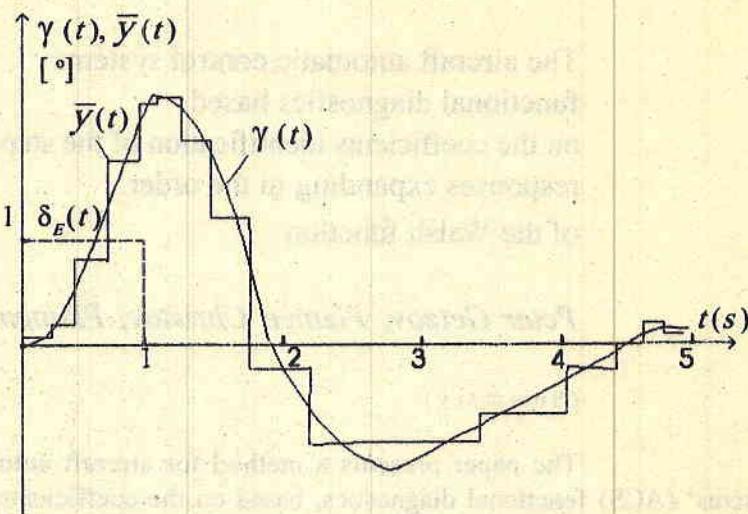
Фиг. 3б

Получените коефициенти a_{im} за преходните функции на модела могат да се използват за проверка на работоспособността на самия модел чрез сравняването им с предварително зададени коефициенти в устройството за разпознаване при еталонно смущаващо въздействие.

Тези проверки се извършват периодично в зависимост от командите на програмното устройство.

Кофициентите a_i на преходните функции $y_i(t)$ се сравняват в устройството за разпознаване с $a_{i,pr}$, което позволява да се локализира мястото на отказа, като се определи номерът на ситуацията.

На фигура 4 е приведен пример с изчислените кофициенти a_i на съответния ред на функциите на Уолш и съответната графика за преходната функция $y(t) = \gamma(t)$ на ъгъла на $\gamma(t)$.



$$\begin{array}{llll}
 a_0 = 0,7532 & a_1 = -0,0279 & a_2 = -0,0128 & a_{12} = -0,0037 \\
 a_3 = 1,2006 & a_4 = 0,0014 & a_5 = -0,0606 & a_{13} = -0,0037 \\
 a_6 = -0,7456 & a_7 = -0,2730 & a_8 = -0,0880 & a_{14} = 0,2889 \\
 a_9 = -0,2188 & a_{10} = -0,5349 & a_{11} = -0,2547 & a_{15} = 0,0767
 \end{array}$$

Фиг. 4

Получените резултати показват, че предложеният метод е приложим при системите за контрол и диагностика на системите за управление на летателни апарати. Те са ориентирани към цифрова реализация и могат да бъдат ефективно реализирани преди всичко с цифрови бордови машини, т.е. основната област за тяхното използване се явяват цифровите системи за управление на обекти и изпитателни стендове с цифрови изчислителни машини.

Л и т е р а т у р а

1. Красовский, А. А. Системы автоматического управления полетом пилотируемых летательных аппаратов. М., ВВИА "Н.Е. Жуковский", 1971.
2. Гецов, П.С. Автоматично управление на страничното движение на летателния апарат. III конференция по авиация, Пловдив, 1990.
3. Василев, И. В. и др. Автоматический контроль и диагностика систем управления силовыми установками летательных аппаратов. М., Машиностроение, 1989.
4. Петков, Т. Т. Идентификация на обектите за управлението. С., Техника, 1984.
5. Калайков, И. Г. Цифрова обработка на сигналите. С., Техника, 1988.

Постъпила на 19.VI.1995

The aircraft automatic control systems
functional diagnostics based
on the coefficients identification of the step
responses expanding in the order
of the Walsh function

Peter Getzov, Plamen Christov, Plamen Angelov

(Summary)

The paper presents a method for aircraft automatic control systems' (ACS) functional diagnostics, based on the coefficients identification of the step responses expanding in the order of the Walsh functions. The developed scheme combines the possibilities for control of aircraft ACS technical state for both the signal space and the parameters space. The reference model device is developed according to the stabilizing loops complete linear model of the side motion. Besides sudden failures the proposed scheme can detect the appearance of slowly changing progressive abnormalities during operation of the object and the control system, where the deviations of the output signals do not pass beyond the limits of the admissible interval. The Walsh functions and the distribution coefficients are given and determine according to the program from the Walsh function generator and the identifying unit. The obtained coefficients for the model step functions can be used for diagnostics of the working capacity of the model itself by comparing them with the predetermined values.

The obtained qualitative and quantitative results show that the proposed approach and algorithm are applicable in systems for control and diagnostics of aircraft ACS. They are oriented towards digital realization and can be used mainly in computer-aided diagnostics.

Определения угла формирования псевдометеоритных частиц при “нормальной” схеме схлопывания кумулятивной облицовки

Виктор Баанов, Христо Христов*,
Гаро Мардиросян**

Тульский государственный университет, Россия
* Всесоюзный научный технический институт, Болгария
** Институт космических исследований, БАН

Определение угла формирования псевдометеоритных частиц, при “нормальной” схеме схлопывания кумулятивной облицовки в зарядах с линзой или из неоднородного взрывчатого вещества является междисциплинарной задачей описания процесса формирования, развития и проникания метеоритных частиц в обшивку и конструкцию космических аппаратов [1].

Опубликованный способ описания формирования псевдометеоритных частиц при “радиальной” схеме схлопывания кумулятивной облицовки имеет целый ряд недостатков, не позволяющие описать формирования псевдометеоритных частиц с заданной точностью [2]. “Радиальная” схема не учитывает при схлопывании осевое смещение псевдометеоритных частиц, что приводить к накоплению погрешности при расчете скоростей обжатия элементов облицовки заряда, особенно если облицовка имеет форму однополостного гиперболоида, что очень удачно для формирования высокоскоростного потока псевдометеоритных частиц.

Необходимость повышения точности при описании процесса формирования псевдометеоритных частиц приводит к использованию “нормальной” схемы схлопывания кумулятивной облицовки - метание облицовки осуществляется в направлении, перпендикулярном внутренней

поверхности облицовки.

При описании процесса схлопывания для определения угла формирования псевдометеоритных частиц использованы следующие допущения: форма детонационной волны определяется расположением и конфигурацией линзы [3] или неоднородностью взрывчатого вещества [4] ("подвижная" линза со скоростью движения соизмеримой скорости детонации); береговой эффект отсутствует, материал облицовки несжимаемый; не учитывается торможение и нагрев облицовки при схлопывании. На рис.1 изображена "нормальная" схема схлопывания кумулятивной облицовки заряда, в которой образующие внешней и внутренней поверхности облицовки заданы функциями $y = e(x)$ и $y = r(x)$, не являющимися линейными.

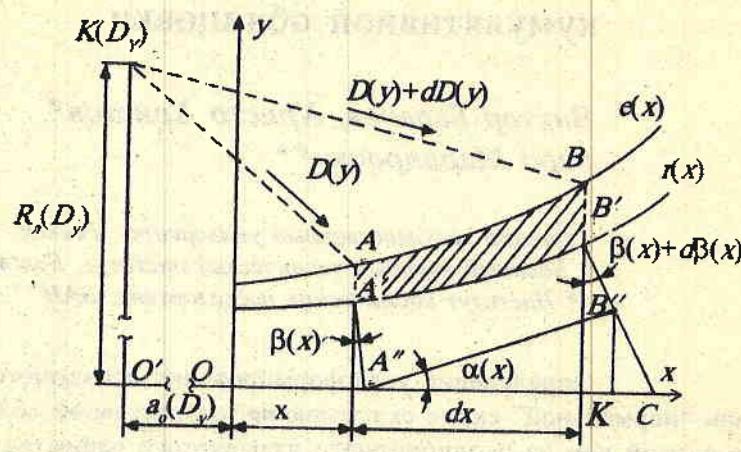


Рис. 1. "Нормальная" схема схлопывания кумулятивной облицовки

Распространение изкривленного линзой [3] или неоднородностью взрывчатого вещества [4] фронта детонационной волны происходит из точки $K(D_y)$ с радиусом $R_s(D_y)$, отстоящей на расстоянии $a_0(D_y)$ от начала координатной системы. В случае точечного источника детонации на грани линзы $D_y = \text{const}$, $R_s(D_y) = \text{const}$ и $a_0(D_y) = \text{const}$ [2]. В случае линзы сложного профиля ($D_y = f(y)$) - $R_s(D_y)$ и $a_0(D_y)$ являются функциями поверхности линзы или неоднородности заряда [3, 4].

В момент времени t_0 сечение элемента облицовки dx начинает движение к оси симметрии заряда по нормали к внутренней поверхности облицовки. За время dt точка A' пройдет путь m :

$$(1) \quad m = W_0 dt = \frac{W_0 \Phi_x}{D(y)},$$

где W_0 - скорость движения элемента по нормали облицовки в точке A' к оси заряда; Φ_x - функция влияния линзы или неоднородности заряда [3,4]. Тогда оставшийся путь до совмещения с осью Ox точки A', время движения точки A' до схлопывания и путь точки B' по местной нормали к внутренней поверхности за это время определяются соответственно (2), (3), (4):

$$(2) \quad A'A'' - m = \frac{r}{\cos \beta} - \frac{W_0 \Phi_x}{D(y)},$$

где $A'A''$ - расстояние до оси по нормали к $r(x)$ в точке A'; β - местный начальный угол наклона облицовки;

$$(3) \quad t = \left[\frac{r}{\cos \beta} - \frac{W_0 \Phi_x}{D(y)} \right] \frac{1}{W_0};$$

$$(4) \quad s = \left[\frac{r}{\cos \beta} - \frac{W_0 \Phi_x}{D(y)} \right] \left[1 + \frac{dW_0}{W_0} \right].$$

Таким образом, тангенс угла формирования элемента псевдометеоритного потока при "нормальном" схлопывании местной части кумулятивной облицовки длиной dx определяется из треугольника A''B'C как (см. рис.1):

$$(5) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{B''K}{A''K}.$$

где $B''K = B''C \cos(\beta + d\beta)$; $A''K = C \sin(\beta + d\beta)$.

Учитывая, что:

$$(6) \quad \beta + d\beta = \operatorname{arctg}[r'(x) + r''(x)dx]$$

и после преобразований, выражение (5) примет вид:

$$(7) \quad \operatorname{tg}\alpha(x) = \left\{ r + dr - \frac{r \cos[\arctg(r' + r''dx)]}{\cos(\arctg r')} - \frac{rdW_0 \cos[\arctg(r' + r''dx)]}{W_0 \cos(\arctg r')} \right. \\ \left. + \frac{W_0 \Phi_x \cos[\arctg(r' + r''dx)]}{D(y)} \right\} \left\{ dx - rr' + \frac{r \sin[\arctg(r' + r''dx)]}{\cos(\arctg r')} \right. \\ \left. + \frac{rdW_0 \sin[\arctg(r' + r''dx)]}{W_0 \cos(\arctg r')} - \frac{W_0 \Phi_x \sin[\arctg(r' + r''dx)]}{D(y)} \right\}^{-1}$$

Формула (7) является более точной, чем выведенной в [1-3] и позволяет производить расчет угла формирования псевдометеоритных частиц, при "нормальной" схеме схлопывания для произвольных образующих поверхностей облицовки, при наличии в конструкции заряда линзового узла или неоднородности заряда взрывчатого вещества.

Полученный угол является исходной характеристикой для моделирования процесса развития и движения потока псевдометеоритных частиц.

Л и т е р а т у р а

1. Баранов, В., Христов, С. Петков, К. Бояджиев. Разработване на кумулативни заряди за изстрелване на псевдометеоритни частици. - Аерокосм. изследв. в България, 1994, № 11.
2. Баранов, В., Христов, К. Бояджиев, С. Петков. Изследване на формирането на псевдометеоритен поток от частици. - Аерокосм. изследв. в България, 1995, № 12.
3. Баранов, В., Христов. Деформиране на фронта волны детонации линзой в задачах прогноза и имитационных аэрокосмических задачах. - Бълг. геофиз.сп., 1996, №4 (под печат).
4. Баранов, В., Христов. Влияние на изменението на скоростта на детонация в случай на неоднородно взрывно вещество върху уравнението на повърхността на фронта на детонационна вълна. - Ремонт на въор. и техн., ЮНС'95, ВВОВУ, В.Търново.

Поступила 22. I. 1996 г.

Determination of the angle of formation of pseudometeorite particles in a normal scheme of angle approach of a cumulative lining

*Victor Baranov, Christo Christov,
Garo Mardirossian*

(Summary)

The determination of the angle of formation of pseudometeorite particles in a normal scheme of angle approach of a cumulative lining by a shielded charge or another one with an inhomogeneous explosive agent is an intermediate task from the description of the process of formation, development and penetration of meteorite particles in the spacecrafts lining and construction. As a result there's obtained an expression for the angle spoken above, as a function of parameters of the charge.

В опубликованной в журнале «Журнал физики и математики» работе описаны способы синтеза из нитрата алюминия и азотнокислого калия взрывчатых веществ на основе азотной кислоты. В зависимости от взрывчатой смеси, взрывчатое вещество и взрывчатый заряд получают различными способами и состоят из взрывных веществ, таких как азотнокислый калий, азотнокислый алюминий и азотнокислый магний. Каждый из них имеет свои особенности, но все они обладают одинаковыми свойствами, такими как высокая взрывчатость, способность к воспламенению при контакте с окислителем и способность к воспламенению при контакте с воспламенителем. Важно отметить, что эти вещества являются взрывчатыми и могут быть использованы для создания взрывчатых веществ, которые могут быть применены в различных областях промышленности и науки.

В работе описаны способы синтеза из нитрата алюминия и азотнокислого калия взрывчатых веществ на основе азотной кислоты. В зависимости от взрывчатой смеси, взрывчатое вещество и взрывчатый заряд получают различными способами и состоят из взрывных веществ, таких как азотнокислый калий, азотнокислый алюминий и азотнокислый магний. Каждый из них имеет свои особенности, но все они обладают одинаковыми свойствами, такими как высокая взрывчатость, способность к воспламенению при контакте с окислителем и способность к воспламенению при контакте с воспламенителем. Важно отметить, что эти вещества являются взрывчатыми и могут быть использованы для создания взрывчатых веществ, которые могут быть применены в различных областях промышленности и науки.

Механизм пробития керамической обшивки аэрокосмического аппарата

Виктор Баранов, Игорь Лопа,
Христо Христов*, Звезделин Чивиков**

Тульский государственный университет, Россия

* Военный научный технический институт, София

** "Дунарит" ЕООД, Русе

Высокая твердость и термостойкость керамики в сочетании с относительно небольшой плотностью делают ее перспективным защитным материалом при проектировании различных космических аппаратов, особенно многократного пользования. В связи с этим актуальна проблема изучения ее стойкости к высокоскоростному удару и проникающему воздействию жестких метеоритных частиц. Ниже анализируется механизм разрушения керамической преграды толщиной h жестким цилиндрическим ударником массой M для случая нормального удара со скоростью V_0 .

В момент удара от лицевой поверхности преграды начинает генерироваться волна напряжения сжатия. Так как в керамике в силу ее хрупкости не развиваются значительные пластические деформации даже при разрушение, то передний фронт несет напряжения

$$(1) \quad \sigma_0 = \frac{\sqrt{E_1 \rho_1 E_2 \rho_2}}{\sqrt{E_1 \rho_1} + \sqrt{E_2 \rho_2}} V_0,$$

где E_1, E_2 - модули упругости материалов преграды и ударника; ρ_1, ρ_2 - плотности материалов преграды и ударника, соответственно.

При достижении фронтом волны напряжения сжатия тыльной поверхности преграды происходит ее отражение и трансформация в волну

напряжений растяжения, которая распространяется в обратном направлении, интерферируя с падающей волной напряжения сжатия. Тогда суммарное напряжение в произвольном сечении преграды [1]

$$(2) \quad \sigma_p(z) = \sigma_0 - \sigma_c(z),$$

где $\sigma_c(z)$ - напряжение сжатия в материале керамики в сечении z в момент прихода в него отраженной волны напряжений растяжения $t = (2h - z)/a$

$$(3) \quad \sigma_c(z) = \sigma_0 \exp\left[-\frac{2\rho_1 S}{M}(h-z)\right],$$

где $a = \sqrt{\frac{E}{\rho_1}}$ - скорость распространения упругой волны в керамике; S - площадь миделева сечения ударника.

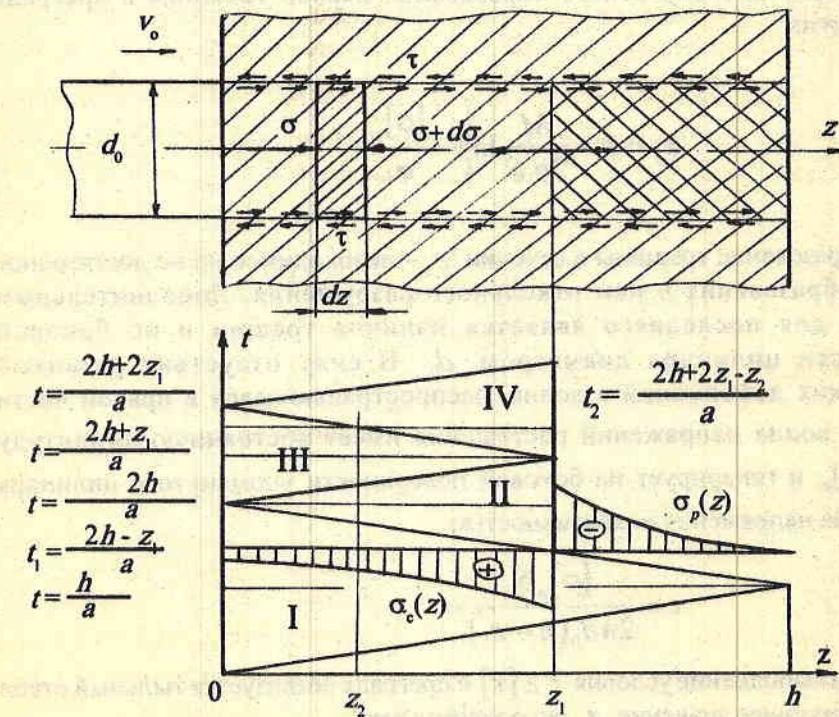


Рис. 1

Рассмотрим момент времени $t_1 = \frac{2h - z_1}{a}$ (рис. 1). Материал преграды перед ударником левее сечения z_1 , находится в сжатом состоянии, правее в растянутом. Пусть в сечении z_1 напряжение растяжения $\sigma_p(z_1)$ равно допускаемому. Тогда в нем генерируется трещина, нарушается сплошность - и левая и правая часть в дальнейшем будут вести себя автономно. Причем в левой части будет продолжаться распространение фронта волны напряжений растяжения, а в правой произойдет отражение волны напряжений растяжения и преобразование ее в волну сжатия. При этом соответствующие амплитуды волн напряжений в каждой части преграды будут равны по модулю и вдвое меньше первоначального напряжения $\sigma_p(z_1)$.

Рассмотрим правую половину преграды. Напряжение растяжения в сечении z_1 равно:

$$\sigma_p(z_1) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left[-\frac{2\rho_1 S}{M} (h - z_1) \right] \right] = [\sigma]_p,$$

откуда координата вероятного образования первой трещины в преграде при пробитии

$$(4) \quad z_1 = h + \frac{M}{2\rho_1 S} \ln \left| 1 - \frac{[\sigma]_p}{\sigma_0} \right|$$

Образование трещины в сечении z_1 - необходимое но не достаточное условие образования в нем откольного разрушения. Дополнительным условием для последнего является наличие трещин и по боковой поверхности цилиндра диаметром d_0 . В силу отсутствия развитых пластических деформаций в волне, распространяющейся в правой части преграды, волна напряжений растяжения имеет постоянную амплитуду $\sigma_c(z) = \frac{1}{2}[\sigma]$, и генерирует на боковой поверхности упомянутого цилиндра касательные напряжения интенсивностью:

$$\tau = \frac{[\sigma]_p S}{2\pi d_0 (h - z_1)}.$$

При выполнении условия $\tau \geq [\tau]$ в преграде реализуется тыльный откол и соответствующее значение z_1 определяется так:

$$(5) \quad z_1 \geq h - \frac{d_0}{8} \frac{[\sigma]_\rho}{[\tau]}.$$

Рассмотрим теперь левую половину преграды. В момент образования трещины эта часть нагружена сжимающим напряжением, определенным по формуле (3). Распространяющийся в этой части фронт волны напряжений растяжения с амплитудой $0,5[\sigma]_\rho$ (рис. 1) будет создавать суммарное напряжение $\sigma_\Sigma(z)$, определяемое по формуле:

$$(6) \quad \sigma_\Sigma(z) = \sigma_0 \exp \left[-\frac{2\rho_1 S}{M} (h-z) - \frac{1}{2} [\sigma]_\rho \right].$$

Под действием этого напряжения на цилиндрической поверхности d_0 будут генерироваться касательные напряжения [2], которые могут при определенных условиях привести к образованию пробки. Приведенное касательное напряжение, учитывающее неравномерность распределения суммарного нормального напряжения (6) по длине левой части, можно определить так:

$$(7) \quad \tau_{np} = \frac{S}{\pi d_0 z_1} \int_0^{z_1} \frac{\partial \sigma(z, t_1)}{\partial z} dz.$$

Теперь условие образования пробки в левой части преграды имеет вид $\tau_{np} \geq [\tau]$, или, с учетом (6) и (7):

$$(8) \quad \frac{1}{4} d_0 \sigma_0 \exp \left[-\frac{2\rho_1 h S}{M} \right] \left[\exp \left(\frac{2\rho_1 S z_1}{M} \right) - 1 \right] \geq z_1 [\tau].$$

Выполнение условия (8) в совокупности с (4) и (5) логически означает полное пробитие ударником преграды в зоне II в фазовой плоскости $z \otimes t$ (рисунок).

Если условие (8) не выполняется, то в левой части преграды возможны множественные повторные отколы, и полное пробитие преграды может произойти, например, в зоне IV фазовой плоскости. Следует отметить, что в зоне III разрушение возникнуть не может, так как отколов там нет и меньшая по сравнению с зоной II амплитуда сжимающих напряжений при фиксированной площади среза не может привести к образованию пробки. Время вероятного образования второго (и последующих) отколов t_2 (рисунок) и соответствующее ему сечение z_2 можно определить без принципиальных затруднений с помощью тех же уравнений, с соответствующими им начальными условиями.

Таким образом, показано, что разрушение керамической преграды

может произойти за счет множественного откола ее тыльной части из-за действия отраженных растягивающих напряжений и одновременного среза лицевой части в виде пробки из-за действия касательных напряжений, генерируемых волной напряжений сжатия. Сформулированы необходимые и достаточные условия пробития преграды и определены вероятные координаты сечения преграды, в которых возникают откольные разрушения.

Л и т е р а т у р а

1. Баранов, В.Л., И.В. Лопа. Продольные упруго-вязкопластические волны в стержнях конечной длины. -Известия ВУЗ, 1993, № 1, 54-57.
2. Баранов, В.Л., И.В. Лопа. Радиальные волны кручения и продольного сдвига в толстой упруго-вязкопластической пластине с отверстием в неизотермической постановке. -Известия ВУЗ, 1989, № 7, 27-30.

Поступила 7. X. 1995 г.

The mechanism of performance of the ceramic lining of aero-space vehicles

*Victor Baranov, Igor Lopa, Christo Christov,
Zvezdelin Chiwikov*

(Summary)

This paper analyzes a normal impact of a rigid rod upon a ceramic bulkhead with limited thickness in a wave scenery. There are formulated the necessary and sufficient conditions for the formation of a multiple rear breaking off, as well as the associated conditions for formation and cutting of a cork.

Qualitative analysis of the free processes in a generalized linear oscillating circuit with periodic parameters. I. Structure of the differential equations and classification of the free processes in Hamiltonian oscillating circuits¹

Nikolai Birjuk, Vladimir Damgov*

Voronej State University, Department of Physics
394693 Voronej, Russia

*Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

The analysis of linear oscillating systems with variable parameters, and particularly of such with parameters that remain periodical in time, is of fundamental importance for the investigation of oscillating systems in a general form [1]. The parameters of nonlinear oscillating systems depend on the voltage applied and on the currents that flow through them, and these, in their turn, are functions of time. Thus, in the long run, nonlinear systems are also systems with variable parameters. In this connection a principle of linear linkage is formulated in mathematics [2]. It is related to the idea that the phenomena and properties of nonlinear systems can be realized (in the sense of simulated) for each specific (particular) case in the respective linear systems with variable parameters.

Qualitative analysis assumes considerable importance in the investiga-

¹ An investigation supported by the Bulgarian National Fund "Scientific Research" under № TH-549/95.

tion of complex oscillating systems, since it allows of identifying the most general features of system behaviour.

The paper reveals a general method for analyzing linear systems with periodic and almost periodic parameters.

The generalized linear oscillating circuit (Fig. 1) with periodic parameters is called so forth to play an important part in the theory of nonlinear oscillations and in radiophysics. Its direct significance is that it is used in radiophysics as a signal oscillating circuit parametric amplifier or generator, in the process of oscillation modulation in generator systems, etc. Its indirect significance is conditioned by the fact that it is a heuristic model of nonlinear autonomous and non-autonomous second-order systems employed in the analysis of process stability in such systems.

The paper provides an analysis of the free processes in an oscillating circuit from the point of view of their bounded or unbounded nature, or, in other words, it studies issues of the stability and instability of the oscillating circuit. The difficulty of the task is predetermined by its most general set-up, which requires the application of complex mathematical techniques. Yet such a general perspective of the task makes it interesting from a practical point of view, since the parametric oscillating circuit is quite rich in particular cases, but principle no specific particular case can reveal the overall diversity of possibilities for the oscillating circuit.

Further down we have quoted a basic system of two linear differential equations of the generalized parametric oscillating circuit, as well as some particular cases derived from the basic system through variable substitution. The attention is mostly focused on the canonical second-order system, to which the basic system of circuit equations is reduced.

Mathieu's equation is equivalent to a rather particular case of a canonical system with periodic coefficients. It is well-known that Mathieu's various equations can be classified within a definite set of classes by zones of stability and instability. These zones can be presented in a two-dimensional plane as areas with sufficiently complex form which intertwine and overlap in a complex way. It turns out that the canonical systems of a general type have analogous properties but the respective stability and instability areas are fixed in cylindrical space obtained by rotating the plane round an axis lying in this plane. The respective results are obtained by employing incomparably more complex methods than in the case of Mathieu's equation and a broader system of mathematical concepts.

Structure of the differential equations describing linear oscillating systems with positive parameters

Linear oscillating circuits can be described by applying a first-order vector linear differential equation

$$(1) \quad \frac{d}{dt} z = A(t)z + f(t),$$

where z is a n -dimensional vector, whose elements can represent capacitor charges, magnetic flux running through inductances, etc. $A(t)$ is a $n \times n$ -dimensional matrix whose elements can be expressed by circuit parameters (inductances, capacitances, resistances), $f(t)$ is a free n -dimensional vector, whose components are determined by the electromotive forces connected to the circuit and by the parameters of the system.

In order to identify the structure of equation (1), we shall initially analyze the following equation of the free processes with "frozen" (time-independent) parameters:

$$(2) \quad \frac{d}{dt} x = Ax,$$

where $A = \text{const}$. If all the parameters of the system are positive, the solution will satisfy the condition: $\lim_{t \rightarrow \infty} x(t) = 0$.

It is obvious that the latter equation meets the condition that $\text{Sp}A < 0$, ($\text{Sp}A$ is the sum total of the main diagonal terms of matrix A).

L e m m a 1. Any radiophysical system with constant positive parameters, containing active resistances with currents flowing through them, is described by a system of differential equations with constant coefficients, whose matrix includes non-positive main diagonal elements, at least one of which is negative.

L e m m a 2. The main diagonal in the matrix of the first-order vector differential equation of a radio circuit with constant positive parameters, containing only real reactances (with losses), consists only of negative elements.

The condition that $\text{Sp}A < 0$ and the following Lemma are valid for circuits made up of ideal reactances with constant positive parameters.

L e m m a 3. The matrix of the vector differential equation of a radio circuit containing only ideal reactances with constant positive parameters has a zero main diagonal.

The Lemmas formulated above are also valid for a certain subclass of linear radio circuits (we shall term it a structurally stationary one) with variable positive parameters. They are characterized by the fact that matrix A in (2) contains no derivatives of the circuit parameters with respect to the time. The following theorem can be formulated in this connection.

Theorem 1. Any radio circuit with variable parameters containing no capacitive loops or inductive nodes are structurally stationary.

The proof of Theorem 1 is based on Kirchhoff's laws. It demonstrates that the derivatives of the circuit parameters with respect to time emerge only after excluding one of the charges in a capacitive loop, or one of the magnetic fluxes in an inductive node.

With a view to extending the scope of action of the Lemmas on structurally stationary circuits considered above, the latter can be reformulated as separate theorems.

Two connected oscillating circuits with intrinsic capacitive coupling can serve as an example off a structurally stationary circuit. Two connected oscillating circuits with external capacitive coupling cannot be regarded as a structurally stationary circuit, since in this case the three capacitances form a capacitive loop.

Vector differential equation describing a linear oscillating circuit with time-dependent parameters

The free process in a linear generalized oscillating circuit with changing parameters (Fig. 1) is described by a linear vector differential equation

$$(3) \quad \frac{d}{dt} x = A(t)x,$$

$x = \text{colon } (x_1, x_2), x_1 = \frac{q}{q_{00}}$ - normalized charge of the capacitor, $x_2 = \frac{\Phi}{\Phi_{00}}$ -

normalized magnetic flux of the inductance, $A(t) = \{a_{ij}(t)\}, \quad i, j = 1, 2,$

$$a_{11}(t) = -t_{00} \frac{G(t)}{C(t)} < 0, \quad a_{12}(t) = -\frac{t_{00}\Phi_{00}}{q_{00}L(\psi)} < 0, \quad a_{21}(t) = \frac{t_{00}q_{00}}{\Phi_{00}C(t)} > 0,$$

$$a_{22}(t) = -\frac{t_{00}R(t)}{L(t)} < 0.$$

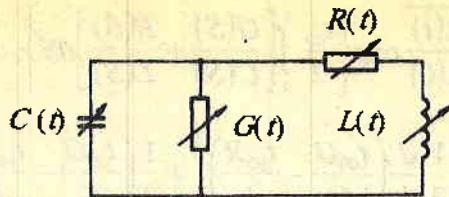


Fig. 1. Linear generalized oscillating circuit with changing parameters

If x_2 is excluded from system (3), the result will be a scalar differential equation with regard to x_1 . A scalar equation with respect to x_2 can be obtained in an analogous way. These are equations of the type

$$(4) \quad \frac{d^2x}{dt^2} + a_1(t) \frac{dx}{dt} + a_2(t)x = 0,$$

where

$$\text{- in the case of } x = x_1, a_1(t) = \frac{d}{dt} \ln L(t) + t_{00} \left[\frac{G(t)}{C(t)} + \frac{R(t)}{L(t)} \right],$$

$$a_2(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{t_{00}G(t)}{C(t)} \right] + \frac{t_{00}G(t)}{C(t)} \frac{d}{dt} \ln L(t) + \frac{t_{00}}{L(t)C(t)} [1 + R(t)G(t)];$$

$$\text{- in the case of } x = x_2, \text{ respectively } a_1(t) = \frac{d}{dt} \ln C(t) + t_{00} \left[\frac{R(t)}{L(t)} + \frac{G(t)}{C(t)} \right],$$

$$a_2(t) = \frac{d}{dt} \left[\frac{t_{00}R(t)}{L(t)} \right] + \frac{t_{00}R(t)}{L(t)} \frac{d}{dt} \ln C(t) + \frac{t_{00}}{L(t)C(t)} [1 + G(t)R(t)].$$

A substitution of variable in (4) by $x = \exp \left[-\frac{1}{2} \int_0^t a_1(S) dS \right] y$ yields

$$(5) \quad \frac{d^2y}{dt^2} + P(t)y = 0, \quad P(t) = a_2(t) - \frac{1}{4} a_1^2(t) - \frac{1}{2} \frac{da_1(t)}{dt}.$$

Given the assumptions that in (4) $x = x_1$, then

$$y = y_1 = x_1 \sqrt{\frac{L(t)}{L(0)}} \exp \left\{ \frac{t_{00}}{2} \int_0^t \left[\frac{G(S)}{C(S)} + \frac{R(S)}{L(S)} \right] dS \right\},$$

$$P(t) = \frac{t_{00}^2}{LC} (1 + RG) + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{t_{00}G}{C} - \frac{t_{00}R}{L} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{t_{00}G}{C} - \frac{t_{00}R}{L} \right) \frac{d}{dt} \ln L$$

$$+ \frac{1}{4} \left(\frac{d}{dt} \ln C \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{t_{00}R}{L} + \frac{t_{00}G}{C} \right)^2 - \frac{1}{2C} \frac{d^2 C}{dt^2}.$$

In the case of $x = x_2$ in (4), it follows that

$$y = y_2 = x_2 \sqrt{\frac{C(t)}{C(0)}} \exp \left\{ \frac{t_{00}}{2} \int_0^t \left[\frac{R(S)}{L(S)} + \frac{G(S)}{C(S)} \right] dS \right\},$$

$$P(t) = \frac{t_{00}}{CL} (1 + GR) + \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \left(\frac{t_{00}R}{L} - \frac{t_{00}G}{C} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{t_{00}R}{L} - \frac{t_{00}G}{C} \right) \frac{d}{dt} \ln C$$

$$+ \frac{1}{4} \left(\frac{d}{dt} \ln C \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{t_{00}R}{L} + \frac{t_{00}G}{C} \right)^2 - \frac{1}{2C} \frac{d^2 C}{dt^2}.$$

Equation (3) can be reduced to a vector equation of a canonical type analogous to (5) by carrying out the following substitution:

$$x = z \exp \left\{ \frac{1}{2} \int_0^t [a_{11}(t) + a_{22}(t)] dt \right\}.$$

We obtain

$$(6) \quad \frac{d}{dt} z = B(t)z, \text{ where}$$

$$z = \text{colon}(z_1, z_2); B(t) = \{b_{ij}(t)\}, i, j = 1, 2;$$

$$b_{11} = -b_{22} = \frac{1}{2} (a_{11} - a_{22}); b_{12} = a_{12}; b_{21} = a_{21}$$

The condition that $\text{Sp } B(t) = 0$ is indicative of the canonical character of equation (6). In the case under consideration it is in a rather simple form.

If we introduce a Hamiltonian function, i.e. square form of the system

$$(7) \quad H(t, z_1, z_2) = \frac{1}{2} b_{21}(t)z_1^2 - b_{11}(t)z_1z_2 - \frac{1}{2} b_{12}(t)z_2^2.$$

Equation (6) can be written in the form of the following system

$$(8) \quad \frac{\partial z_1}{\partial t} = -\frac{\partial H}{\partial z_2}, \quad \frac{\partial z_2}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial z_1}.$$

Let us compare the canonical system (6) with the equation of a general type (3). It is evident that the elements of the second diagonal of the matrix are identical, while the elements of the main diagonals differ. They are presented in an extended form:

$$b_{11} = -t_{00} \frac{G_{eqv}}{C_2}, \quad G_{eqv} = \frac{1}{2} \left(G - \frac{R}{\rho^2} \right), \quad b_{22} = -t_{00} \frac{R_{eqv}}{L}$$

$$R_{eqv} = -\rho^2 G_{eqv}, \quad \rho = \sqrt{\frac{L(t)}{C(t)}}.$$

Hence the conclusion that the necessary and sufficient condition for the oscillating circuit to be described by a canonical equation is

$$R_{eqv} = -\rho^2 G_{eqv}.$$

It is obvious that any conservative oscillating circuit ($R = 0, G = 0$) is described by a canonical vector differential equation.

It is not difficult to verify that if a Hamiltonian oscillating circuit is described by equation (8), the coefficients of the first derivative has an average value equal to zero, since

$$a_1 = \frac{d}{dt} \ln L \text{ or } a_1 = \frac{d}{dt} \ln C.$$

Let us express the Hamiltonian function of system (8) by using the circuit parameters

$$(9) \quad H(t, z_1, z_2) = \frac{t_{00}}{2} \left(\frac{q_{00}}{\Phi_{00}C} z_1^2 + \frac{\rho G - \frac{R}{\rho}}{\sqrt{LC}} z_1 z_2 + \frac{\Phi_{00}}{q_{00}L} z_2^2 \right).$$

When analyzing the canonical system it is important to identify the non-negative condition, $H(t, z_1, z_2) \geq 0$, for all values of the arguments, for which the solution of the equation z_1 and z_2 are unknown. The bracketed middle term in (9) is a serious impediment to such an estimate. That is why we use the inequality

$$-\frac{z_1^2 + z_2^2}{2} \leq z_1 z_2 < \frac{z_1^2 + z_2^2}{2} \text{ to obtain the following bilateral estimate}$$

$$(10) \quad \begin{aligned} \frac{t_{00}}{2} \left(1 - \frac{1}{2} \left| \rho G - \frac{R}{\rho} \right| \right) \left(\frac{q_{00}}{\Phi_{00}C} z_1^2 + \frac{\Phi_{00}}{q_{00}L} z_2^2 \right) &\leq H(t, z_1, z_2) \\ &\leq \frac{t_{00}}{2} \left(1 + \frac{1}{2} \left| \rho G - \frac{R}{\rho} \right| \right) \left(\frac{q_{00}}{\Phi_{00}C} z_1^2 + \frac{\Phi_{00}}{q_{00}L} z_2^2 \right). \end{aligned}$$

As a result off these inequalities, in the absence of any dissipative losses ($G \equiv 0, R \equiv 0$), the following equation is obtained

$$H(t, z_1, z_2) = \frac{t_{00}}{2} \left(\frac{q_{00}}{\Phi_{00}C} z_1^2 + \frac{\Phi_{00}}{q_{00}L} z_2^2 \right).$$

This is the normalized instantaneous energy accumulated in the reactances of the oscillating circuit. Canonical systems and their equivalent equations can be either stable or unstable, but they cannot be asymptotically stable.

Let us consider some other forms of the canonical vector system (4), for example the following one:

$$(11) \quad \frac{d}{dt} z = JHz, \quad J = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} b_{21} & -b_{11} \\ -b_{11} & b_{12} \end{pmatrix}.$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{t_{00}q_{00}}{\Phi_{00}C(t)} & \frac{t_{00}}{2} \left[\frac{G(t)}{C(t)} - \frac{R(t)}{L(t)} \right] \\ \frac{t_{00}}{2} \left[\frac{G(t)}{C(t)} - \frac{R(t)}{L(t)} \right] & \frac{t_{00}\Phi_{00}}{q_{00}L(t)} \end{pmatrix}.$$

H is a symmetrical matrix of the Hamiltonian function (9).

Since $J^{-1} = -J$, equation (11) can also be written in the form

$$(12) \quad J \frac{d}{dt} z = Hz.$$

Sometimes it is convenient to present the initial system (3) in the form of an integral system of equations. If, for instance, $x(t) = \{x_{ij}(t)\}$, $i,j = 1,2$ is a fundamental system of solutions to (3), it will satisfy the integral equation

$$x(t) = x(t_0) + \int_{t_0}^t A(S)x(S)dS,$$

where $x(t_0)$ is the matrix of the initial conditions.

This form of the oscillating circuit equation is convenient when using the successive approximations method, in the case of seeking a solution in the form of $x(t) = x(t_0) + \sum_{k=1}^{\infty} x_k(t)$, where $x_k(t) = \int_{t_0}^t A(S)x_{k-1}(S)dS$, $k=1,2,\dots$,

$$x_0 = x(t_0).$$

This recurrent formula allows of consistently identifying all series terms in the solution. It would not be difficult to show that this series is absolutely and evenly convergent over an arbitrary finite interval.

Further on we shall demonstrate a multistage transformation approach. If the variables in (3) are substituted in the following way

$$(13) \quad x = B(t)y, \quad B(t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{a_{21}(t)}{a_{11}(t)} & 1 \end{pmatrix}$$

the equation will assume the form

$$(14) \quad \frac{d}{dt}y = C(t)y,$$

where $C(t) = \begin{pmatrix} C_{11}(t) & a_{12}(t) & a_{21}(t) \\ 1 & & a_{22}(t) \end{pmatrix}$, $C_{11} = a_{11} + \left(\frac{d}{dt}a_{21} \right) \frac{1}{a_{21}}$.

A comparsion between (14) and (3) shows that equation(14) describes an oscillating circuit with constant capacitance or constant inductance, while all other respective parameters vary in time.

Let us continue the transformation by performing the following substitution in (14)

$$y = z \exp \left\{ \frac{1}{2} \int [C_{11}(S) + a_{22}(S)] dS \right\}.$$

The result is

$$(15) \quad \frac{d}{dt}z = D(t)z,$$

where $D(t) = \begin{pmatrix} d_{11}(t) & a_{12}(t) & a_{21}(t) \\ 1 & & -d_{11}(t) \end{pmatrix}$, $d_{11}(t) = \frac{1}{2} \left(a_{11} - a_{22} + \frac{1}{a_{21}} \frac{da_{21}}{dt} \right)$.

Obviously (15) is a simplified canonical system, since one of the matrix elements is constant.

Finally, if we carry out the following substitution in equation (15)

$$z(t) = R(t)U(t), \quad R(t) = \begin{pmatrix} d_{11}(t) & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \text{ we shall obtain}$$

$$(16) \quad \frac{d}{dt}U = M(t)U, \quad M(t) = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ r(t) & 0 \end{pmatrix}$$

$$\text{where } r(t) = a_{12}a_{21} + d_{11}^2 - \frac{dd_{11}}{dt}.$$

System (16) describes an oscillating circuit without losses, which contains one time-dependent reactance.

The system (16) is much simpler than the initial system (3), and the solutions of both equations are related in the following way:

$$(17) \quad x(t) = k(t, t_0)N(t)U,$$

$$\text{where } k(t, t_0) = \exp\left\{\frac{1}{2}\int_{t_0}^t \left[a_{11}(\tau) + a_{22}(\tau) + \frac{da_{21}(\tau)}{d\tau} \frac{1}{a_{21}(\tau)}\right]d\tau\right\},$$

$$N(t) = \begin{pmatrix} \frac{1}{2a_{21}} \left(a_{11} - a_{22} + \frac{1}{a_{21}} \frac{da_{21}}{dt} \right) & \frac{1}{a_{21}} \\ 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

The investigation of the free processes in linear oscillating circuits with time dependent parameters of a general type is connected with enormous mathematical difficulties conditioned by the general character of the problem. Indeed, it is necessary to examine a huge number of equations (3) characterized by four functions - the elements of the matrix a_{ij} , $i,j=1,2$.

The canonical systems lend themselves to a sufficiently accurate and clear classification by boundedness or boundlessness of their solutions. The possible canonical systems make up a set that can be visualized as a set of points in a three-dimensional cylindric space. The cylindric space breaks down into a set of alternating areas of stability and instability. Certain investigations have been carried out and they have yielded a sufficiently comprehensive picture of the general properties of the free processes in a linear oscillating circuit with periodic parameters.

Classification of the free processes in Hamiltonian oscillating circuits

The canonical systems lend themselves to a sufficiently distinct and clear classification by boundedness or boundlessness of their solutions. It is possible to create a comprehensive picture of the general regularities gov-

erning the free processes in a linear oscillating circuit with periodic parameters. For the sake of visualization we shall use a three-dimensional cylindric space which is broken down into a set of alternating areas of stability and instability.

Consider a canonical system with periodic coefficients in the following vector form

$$(18) \quad \frac{d}{dt} z = JHz.$$

The fundamental matrix of the solutions of the vector equation (18), given the initial conditions $z(0)=I$, where I is a unit matrix, is presented as

$$(19) \quad z(t) = P(t)e^{Kt}.$$

The properties of the matrices in (19) are as follows:

a) $P(t)$ is a real matrix-function, which is either periodic, i.e. $P(t+T) = P(t)$ or antiperiodic, $P(t+T) = -P(t)$, T -period, $P(0)=I$, $\frac{d}{dt} P$ is piece-wise continuous,

i.e. it exists almost everywhere and is summable;

b) $\text{Det}P(t) \equiv 1$,

c) K is a real square matrix with constant elements, $\text{Sp}K = 0$.

The investigation of the properties of matrix K is of crucial importance in the stability analysis. If the matrix function of the vector equation (18) is known, matrix K will be determined in the following way:

$$(20) \quad K = \frac{1}{T} \ln[\pm z(T)].$$

The alternative sign in (20) is chosen in such a way as to secure a real matrix K .

Let us dwell more elaborately on matrix sets $\{K\}$ and $\{P(t)\}$. For the sake of visualization we shall use geometrical terms.

1. Structure of the set $\{K\}$

We shall present the set of various constant second-order matrices K with zero spur in the following form

$$K = \begin{pmatrix} -x & y-z \\ y+z & x \end{pmatrix},$$

where x, y, z are various values along the axes of the Cartesian coordinate sys-

tem $Oxyz$. This presentation yields an ordinary three-dimensional (Euclidean) space. A completely defined matrix K corresponds to each point in this space.

The characteristic equation of the matrix,

$$(21) \quad \text{Det}(K - \lambda I) = 0$$

has the following form: $\lambda^2 = x^2 + y^2 - z^2$.

Given a real λ , this characteristic equation represents a single-band hyperboloid, whose canonical equation is in the following form:

$$\frac{x^2}{\lambda^2} + \frac{y^2}{\lambda^2} - \frac{z^2}{\lambda^2} = 1.$$

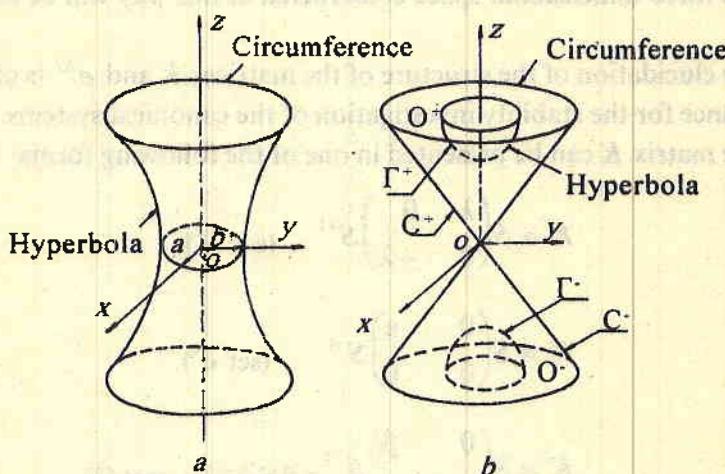


Fig. 2. Single-band hyperboloid illustrated the characteristic equation of the matrix at a real (*a*); double-band hyperboloid illustrated the same at imaginary (*b*)

The graphic representation of the single-band hyperboloid is shown in Fig. 2*a*, where $a = \lambda$ and $b = \lambda$ are the real semi-axes and $c = j\lambda$ is the imaginary semi-axis.

If λ is imaginary, (21) determines a double-band hyperboloid:

$$\frac{x^2}{\lambda^2} + \frac{y^2}{\lambda^2} - \frac{z^2}{\lambda^2} = -1.$$

The graphic representation of the double-band hyperboloid is given in

Fig. 2b, where $a = \lambda$ and $b = j\lambda$ are imaginary semi-axes, and $c = \lambda$ is a real semi-axis.

When $\lambda = 0$, the result is a borderline case of a cone: $x^2 + y^2 = z^2$ separating the two families of the above mentioned hyperboloids. Conventionally, we shall ascribe a plus sign to the cone and hyperboloid tops, and a minus sign to their bottoms. The set of the points on the cone surface will be denoted as C^+ and C^- respectively. The set of the points in the interior of the cone ($x^2 + y^2 < z^2$) will be denoted as $O(O^+ \text{ and } O^-)$ while that of the exterior points ($x^2 + y^2 > z^2$) will be designated as H .

It turns out that systems (18) with periodic or antiperiodic solutions correspond to the set O (those are systems with bounded solutions), while systems with unbounded solutions are in congruence with the set H . We shall denote the surface points of the double-band hyperboloid family as $\Gamma(\Gamma^+ \text{ and } \Gamma^-)$.

The three-dimensional space constructed in this way will be designated as R^3 .

The elucidation of the structure of the matrices K and e^{Kt} is of particular significance for the stability investigation of the canonical systems.

The matrix K can be presented in one of the following forms:

$$(a) \quad K = S \begin{pmatrix} \lambda & 0 \\ 0 & -\lambda \end{pmatrix} S^{-1} \quad (\text{set } H),$$

$$(b) \quad K = S \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon \\ 0 & 0 \end{pmatrix} S^{-1} \quad (\text{set } C),$$

$$(c) \quad K = S \begin{pmatrix} 0 & -\beta \\ \beta & 0 \end{pmatrix} S^{-1} = \beta SJS^{-1} \quad (\text{set } O),$$

where S is a real matrix, λ, ε and β are real numbers.

It follows from equation $S^{-1}e^{Kt}S = e^{S^{-1}KS}$ that:

$$\text{- when } K \in H \cdot e^{Kt} = S \begin{pmatrix} e^{\lambda t} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda t} \end{pmatrix} S^{-1},$$

$$\text{- when } K \in C \cdot e^{Kt} = S \begin{pmatrix} 1 & \varepsilon t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} S^{-1},$$

- when $K \in O$ - $e^{Kt} = Se^{\beta t}S^{-1} = S(I \cos \beta t + J \sin \beta t)S^{-1}$.

Hence, in case (a) both solutions of the fundamental system (18) are unbounded, if the whole time axis is taken into account $t \in (-\infty, \infty)$. If the object of consideration is the semi-axis $t \in [0, \infty)$, one of the solutions of the fundamental system should be regarded as unbounded (exponentially increasing), and the other one as bounded (exponentially decreasing).

In case (b) one solution under initial conditions $z_1(0) = S \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ is periodic or anti-periodic, while the other one - under initial conditions $z_2(0) = S \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ -

is linearly increasing. In case (c) all solutions are bounded.

Let us once again refer to formula (20) and consider the issue of the signal-valuedness of the matrix K .

For the sake of simplifying the presentation, we shall introduce the following denotations: $KT=y$, $z(T)=B$. Then equation (20) takes the following form:

$$(22) \quad e^y = \pm B.$$

As a result of a relevant transformation the matrix $\pm B$ can be reduced to one of the following forms:

$$(a') \quad \begin{pmatrix} \mu & 0 \\ 0 & \frac{1}{\mu} \end{pmatrix}, \quad \mu > 0, \mu \neq 1,$$

$$(b') \quad I + \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(c') \quad \begin{pmatrix} \alpha & -\beta \\ \beta & \alpha \end{pmatrix}, \quad \alpha^2 + \beta^2 = 1.$$

If the matrix $\pm B$ can be reduced to form (a') or (b'), there is a solution only in the case when the characteristic numbers of matrix $\pm B$ are positive. The sign in (22) is chosen on the basis of this condition as well. This is the only solution and it is obtained by using the following formulae:

In case (a')

$$(23) \quad y = \ln(\pm B) = \frac{2\mu \ln \mu}{\mu^2 - 1} \left(\pm B - \frac{\mu^2 + 1}{\mu^2 - 1} \ln \mu I \right)$$

In case (b')

$$(24) \quad \ln(\pm B) = \pm B - I.$$

If $B = \pm I$, we arrive at the solution by applying the formula:

$$(25) \quad \ln(\pm I) = m S^{-1} J S \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots),$$

where m is an even number when a plus sign is ascribed and a negative number when a minus sign is attributed.

When $\pm B$ can be reduced to form (c') and $B \neq \pm I$, all values $\ln(\pm B)$ are yielded by the formula

$$(26) \quad \ln(\pm B) = \frac{\phi + m\pi}{\sin \phi} B - (\phi + m\pi) \operatorname{ctg} \phi I \\ (m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm \dots)$$

where $e^{\pm \lambda \phi}$ are the characteristic numbers of the matrix B ($0 < \phi < \pi$); m is an even number when a plus sign is ascribed and a negative number when the sign is minus.

It follows from (22) that $\operatorname{Det} e^y = e^{S_p y} = 1$, $S_p y = 0$ i.e. all solutions y of equation (22) fall in space R^3 .

For matrices y and $\pm B$ it is possible to have simultaneous occurrence of either cases (a) and (a'), or cases (b) and (b'), or cases (c) and (c'). So, we can conclude that in the case of unbounded increase in the solution, i.e. (a') and (b'),

matrix $K = \frac{1}{T} [\pm z(T)]$ has a single value and $K \in H \cup C^+ \cup C^-$

In the case of a bounded solution (c') the matrix K is not a single-valued one. There are two options here: a non-trivial one, when $K \in O$, and a trivial one, for $K=O$ (in the second option the matrix degrades to a zero one).

Let us use Γ_0^+ and Γ_0^- to denote the top and bottom of the hyperboloid $x^2 + y^2 - z^2 = -\frac{\pi^2}{4T^2}$; O_0^+ and O_0^- to designate respectively the upper and lower area between the cone: $x^2 + y^2 - z^2 = 0$ and this hyperboloid; O_1^+ and O_1^- to mark respectively the areas between the top and the bottom of the cone: $x^2 + y^2 - z^2 = 0$ and the hyperboloid: $x^2 + y^2 - z^2 = -\frac{\pi^2}{T^2}$;

If we take into account the fact that the matrix $|P(t)|$ has a single value determined by the matrix K in (19), it is obvious that in order to ensure a one-value functional matrix of solutions (19) it would be necessary and sufficient to select the matrix K falling in the area.

2. Structure of set $\{P(t)\}$

We shall use Θ_2 to denote the set of second-order matrices with constant real elements and with a determinant equal to one. Let us assume that x is a matrix belonging to this set. It can always be presented in the form

$$(27) \quad x = a|b,$$

where a is a vector corresponding to the first column of the matrix, and b is a vector corresponding to the second column of the matrix. The elements of ma-

trix x are expressed through the projections of vectors a and b : $x = \begin{pmatrix} a_x & b_x \\ a_y & b_y \end{pmatrix}$.

The angle between the vectors is established according to the formula:

$$\alpha = \arccos \frac{(a, b)}{|a||b|} = \arccos \frac{a_x b_x + a_y b_y}{\sqrt{(a_x^2 + a_y^2)(b_x^2 + b_y^2)}}.$$

It turns out that the determinant of the matrix x can be presented in the

form

(28)

$$\text{Det } x = |a||b|\sin \alpha = 1.$$

Let us examine solution (19) of the canonical system of two equations.

Given a fixed t , the matrix $z(t)$ is an element of the set Θ_2 ; in the case of changing time this matrix is continuously converted from one element (matrix) of the set Θ_2 , into another element of the same set, i.e. a trajectory is described in Θ_2 , which can be visualized as a curve situated within a torus (Fig. 3). We are interested in the normalized matrix of the solutions when the initial point of the trajectory is an unit matrix, and the final one is the matrix $z(t)$.

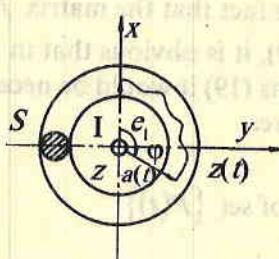


Fig. 3 Visualization of the solution as a curve situated within a torus

Fig. 3 can be treated in another way as well. Let us consider a section of the torus with plane $z=0$. The result is a circuit in the plane Oxy . Each point on this circuit corresponds to a constant vector $a = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$. Hence it is obvious that Fig. 3 shows one of the solutions $z(t)$, corresponding to the initial condition $e_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$. φ is the angle of rotation of the vector $x(t)$ for the time interval $[0, t]$.

The angle of rotation over the time span of one period T , i.e. for the interval $[t, t+T]$, is of particular interest.

It follows from (19) that $z(T) = P(T)a$, a is a constant vector.

As a result of the condition that $P(t+T) = \pm P(t)$, over the time interval of $\Delta t = T$ the vector $z(t)$ turns at an angle divisible by π , i.e.

(29)

$$\varphi_T = m\pi, \quad (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots)$$

where n is an even number for a periodic matrix $P(t)$ and an odd number for an anti-periodic matrix. We have to point out that n does not depend on the initial conditions, i.e. two arbitrary vector solutions belonging to the relevant canonical system rotate in synchronism so that the angle between them remains unchanged. Hence, n in (29) is a system characteristic. Moreover, it proves to be quite an important characteristic from the viewpoint of the stability theory.

Formula (29) allows of classifying canonical systems according to the values of n . Indeed, each particular canonical system is characterized by its own matrix $z(t)$, hence its own matrix as well, determining the number of semi-revolutions n_s over an interval $\Delta t = T$ for an arbitrary vector-solution of the canonical system under consideration.

Let us carry out a qualitative examination of the behaviour of the solutions of canonical systems. Let us assume that there is a canonical system

$$(30) \quad \frac{d}{dt} z = A(t)z, \quad SpA(t) = 0.$$

We shall consider the set L^3 , which is made up of triads of periodic piecewise continuous functions (elements of matrix $A(t)$) $a_{11}(t), a_{12}(t), a_{21}(t)$. We introduce the following norm in L^3

$$\int_0^T [|a_{11}(t)| + |a_{12}(t)| + |a_{21}(t)|] dt.$$

Then L^3 is transformed into a complete linear normalized space (Banach space).

Each matrix A has its corresponding matrix function $z(t)$ which, in its turn, is juxtaposed to a couple of matrices $P(t), K$ where $P(t) \in \Omega, \Omega$ is metric space, $K \in H \cup C \cup O_i^+$. The correspondence indicated above is written in the following way:

$$L^3 = \Omega \times (H \cup C \cup O_i^+).$$

We use o to denote the beginning of the coordinate system in R^3 . Then $C = C^+ \cup o \cup C^-$. We break down space Ω into a countable set of subspaces,

$\Omega = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \Omega_n$, and introduce the following designations:

$$\begin{aligned} H_n &= \Omega_n \times H, & C_n^{*+} &= \Omega_n \times C^+, \\ O_n &= \Omega_n \times O_1^+, & C_n^{*-} &= \Omega_n \times C^-, \\ C_n &= \Omega_n \times C, & C_n^{*0} &= \Omega_n \times O \end{aligned}$$

The product of the sets should be seen in the following way: $A(t) \in H_n$, if $P(t) \in \Omega_n$, $K \in H$.

The following denotations are used:

$$H = \bigcup_{n=-\infty}^{\infty} H_n, O = \bigcup_{n=-\infty}^{\infty} O_n, C = \bigcup_{n=-\infty}^{\infty} C_n, C^{*\pm} = \bigcup_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{*\pm}, C^{*0} = \bigcup_{n=-\infty}^{\infty} C_n^{*0}, C^* = C^+ \cup C^-$$

The fundamental matrices $z(t)$ related to the canonical systems belonging to different areas of stability have different representations:

$$A(t) \in H \rightarrow z(t) = P(t)S \begin{pmatrix} e^{\lambda t} & 0 \\ 0 & e^{-\lambda t} \end{pmatrix} S^{-1} \quad (\lambda > 0),$$

$$A(t) \in O \rightarrow z(t) = P(t)S \begin{pmatrix} \cos \beta t & -\sin \beta t \\ \sin \beta t & \cos \beta t \end{pmatrix} S^{-1} \quad \left(0 < \beta < \frac{1}{T}\right),$$

$$A(t) \in C^{*\pm} \rightarrow z(t) = P(t)S \begin{pmatrix} 1 & \pm t \\ 0 & 1 \end{pmatrix} S^{-1},$$

The open connected sets O_n are referred to as stability (boundedness) areas, the open linked sets H_n are respectively termed areas of instability, C_n are the boundaries between the areas of stability and instability (the boundaries themselves are referred to the unstable area, in accordance with another law - that of the growing unbounded solutions).

Let us consider the issue of the composition of space L^3 , which is important for applied problems. The matrix function of the fundamental system (19) can be viewed as a trajectory in torus Θ_2 . Each canonical system has its corresponding matrix function. Therefore one intuitively arrives at the assertion that

the set of Hamiltonian systems (30), or the set of matrices $\{A(t)\}$ which is the same, has a corresponding set of matrix functions $\{z(t)\}$. For the purpose of proving this correspondence, set $\{z(t)\}$ should be arranged in such a way as to form a space analogous to space L^3 for matrix $\{A(t)\}$. It should also be shown that the correspondence $A(t) \leftrightarrow z(t)$ is reciprocally continuous. Seeking to arrange set $\{z(t)\}$, we introduce the following intervals:

$$\rho(z_1, z_2) = \sup_{0 \leq t \leq T} \|z_1(t) - z_2(t)\| + \int_0^T \left\| \frac{d}{dt} [z_1(t) - z_2(t)] \right\| dt.$$

Then set $\{z(t)\}$ (like L^3 for $\{A(t)\}$) becomes a complete linear normalized space. These two spaces can be treated as identical and denoted in the same way - as L^3 . The dependence of the matrix functions $z(t)$ on the matrix $A(t)$ is continuous. Moreover there is observance of this continuity both by norm and by interval.

As shown above, the points on torus Θ_2 are unimodular matrices (matrices with a determinant equal to one). The points in the space R^3 for matrices K represent matrices with a trace equal to zero. For the purpose of achieving a single value it would be sufficient to select such points for matrices K that lie between the upper and lower bottom of the two-band hyperboloid: $z^2 - x^2 - y^2 = \frac{\pi^2}{4T^2}$, and to include one of the two boundaries in this part of space R^3 . The bottoms of the two-band cone: $x^2 + y^2 = z^2$, are situated between the bottoms of this hyperboloid. The space between the cone bottoms corresponds to the unstable area. The space between the respective bottoms of the cone and the hyperboloid corresponds to the stable area. The surface of the cone is the boundary between the stable area and the unstable one, but it is treated as belonging to the unstable area. Any point belonging to torus Θ_2 , i.e. any unimodular matrix with constant parameters z can always be presented in the form: $z = \pm e^{Kt}$. In this way the stable and unstable areas, which are already determined by matrix K , can be transferred to torus Θ_2 . It has already been shown that the matrix function $z(t)$ of system (30) "winds" round the torus Θ_2 , and the number of windings for a time interval of $\Delta t = T$ is $\frac{n}{2}$ (when the canonical system is in the n -th stable or unstable range). In the case of stability, the end of the winding at the close of interval $[t, t = T]$ proves to be at the same distance from the torus center as in the beginning of the interval. In the case of

instability, the end of the winding proves to be further away from the torus center than its beginning. Let us replace the torus containing $\frac{n}{2}$ windings with $\frac{n}{2}$ identical tori, each containing one winding of the solution. Let us cut each torus at one and the same place along its section and then shift the ends of the section in different direction along axis z (the result is a spiral winding). Then we stick together the section ends of the different tori so as to link up the solution windings and obtain the complete solution. Thus, instead of $\frac{n}{2}$ tori, the result is a spiral area with $\frac{n}{2}$ windings. By deforming the spiral area directly one can obtain a cylindrical space whose section is shown in Fig. 4. The space itself can be obtained by rotating the figure round the hatch-dotted line.

The cylindric space R^3 encompasses various canonical systems. A particular case of such systems is, for instance, Mathieu's equation (the dotted line in Fig. 4 indicates the area corresponding to Mathieu's equation).

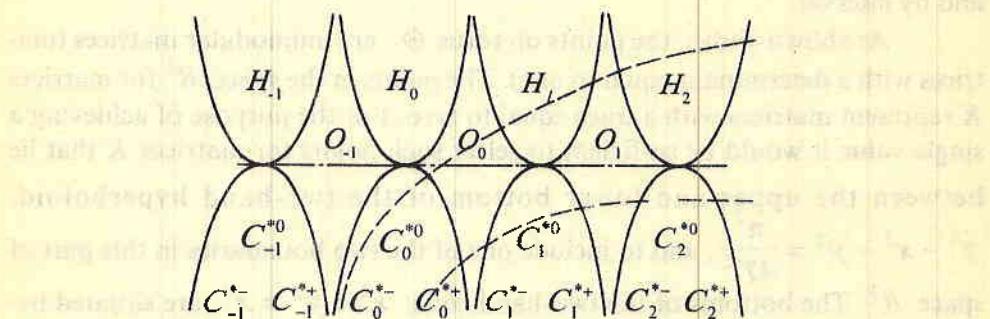


Fig. 4. Three-dimensional cylindrical space the points of which represent the set of canonical equations of the second order

Conclusion

The systems of linear differential equations with periodic coefficients can not be solved in a general form. This is why the qualitative methods for solving those equations are of special interest. With that end in view it is necessary the initial system of equations to be transformed to the most appropriate form. It turns out to be that for different purposes of the analysis "the most simple form of the equations" are quite different in different cases. It is not possible to find such form of equations allowing to tackle them in a general form. Herewith the resonable areas of applying different form of equations have been

discussed. It has been demonstrated that the system of equations, describing an oscillating system, can be transformed using variables substituting, in the form, characteristic for the Hamiltonian systems. A qualitative picture of the free processes in an oscillating system with periodic in time parameters has been presented on the basis of the mathematical theory of the Hamiltonian systems. Special attention has been payed to the problem of stability according to Lyapunov's statements. A three-dimensional cylindrical space has been put in correspondance the set of equations describing every possible oscillating systems with periodic parameters. The space has been divided into accounting areas, corresponding to the areas of stability and instability of the canonical systems. A concrete oscillating system with periodic parameters is set in correspondence to the every point of this space. Such an approach allows to make a methodologically consistent classification of the oscillating circuits with periodical parameters in accordance with the most important indication, namely the stability and instability according to Lyapunov's propoundings.

References

1. Якубович, В.А., В.М. Старжинский. Линейные дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами и их приложения. М., Наука, 1987.
2. Былов, В.Ф., Р.Э. Виноград, Д.М. Грабман, В.В. Несмайский. Теория показателей Ляпунова и ее приложения к вопросам устойчивости. М., Наука, 1986.

Received 17.IV.1996

Качествен анализ на свободните процеси в обобщен линеен трептящ кръг с периодични параметри. I. Структура на диференциалните уравнения и класификация на свободните процеси в Хамилтонови трептящи кръгове

Николай Бирюк, Владимир Дамгов

(Резюме)

Системите линейни диференциални уравнения с периодични коефициенти не се решават в общ вид, ето защо особено значение придобиват качествените методи за изследване. За целта е необходимо изходната система диференциални уравнения да се преобразува към най-подходящата форма. В статията се обсъждат целесъобразните области на приложение на една или друга форма на системата диференциални уравнения.

Разгледан е обобщен трептящ кръг, съдържащ променливи във времето реактивни (C и L) и активни елементи (R и G). Показва се, че системата диференциални уравнения, описваща обобщения трептящ кръг, може чрез замяна на променливите да се приведе към вид, характерен за Хамилтоновите системи. Използвайки математическата теория на Хамилтоновите системи, е дадена качествена картина на свободните процеси в трептящ кръг с периодични във времето параметри. Особено внимание е отделено на задачата за устойчивост по Ляпунов. На множеството уравнения на всевъзможни трептящи кръгове с периодични параметри е поставено в съответствие тримерно цилиндрично пространство. Това пространство е разбито на броимо множество области, съответстващи на областите на устойчивост и неустойчивост на каноничните системи. На всяка точка от това пространство се поставя в съответствие конкретен кръг с периодични параметри. Такъв подход позволява да се направи методологически издържана класификация на трептящите кръгове по най-важния признак - устойчивостта или неустойчивостта по Ляпунов.

Изложението е организирано в пет глави. В първата глава са изложени основните концепции и методи на теорията на динамични системи, необходими за разбирането на останалите глави. Втората глава е посветена на изучаването на устойчивостта и неустойчивостта на канонични системи. Третата глава е посветена на изучаването на трептящите кръгове и класификацията им. Четвъртата глава е посветена на изучаването на трептящите кръгове с периодични параметри и класификацията им. Петтата глава е посветена на изучаването на трептящите кръгове с периодични параметри и класификацията им.

В изложените глави са изложени основни елементи на теорията на динамични системи, както и базиращите на нея методи на изучаването на трептящите кръгове. Във втората глава са изложени основните концепции и методи на теорията на динамични системи, необходими за разбирането на останалите глави. Във третата глава са изложени основните концепции и методи на изучаването на устойчивостта и неустойчивостта на канонични системи. Във четвъртата глава са изложени основните концепции и методи на изучаването на трептящите кръгове и класификацията им. Във петтата глава са изложени основните концепции и методи на изучаването на трептящите кръгове с периодични параметри и класификацията им.

Gravitational waves receiver

Vladimir Damgov

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

Attempts to register space gravitational waves have been made in a number of countries for more than a quarter of a century. Different modifications of Weber's massive mechanical oscillators have been used for this purpose [1 - 3]. The importance of these studies consist in the attempt to confirm, first of all, one of the most essential corollaries of the General relativity theory and, secondly, to provide new channels for gaining information on the Universe. It is thus necessary to design a highly sensitive receiver for the registration of weak gravitational waves which are transmitted by a hypothetical space sources and reach the Earth. The radio-physical foundations of this problem are laid down by the school of V.B. Braginsky [4,5].

The present paper tackles the problem of further improvement of gravitational wave receivers by increasing their band range along with keeping of increasing their sensitivity. A resonance gravitational waves receiver is considered. A mechanical oscillator with a quality factor $Q_s \approx 10^7 - 10^{10}$ is used as an aerial sensor, which provides a high level of the eigen fluctuation noises. The expected frequency range of the basis types of space gravitational sources is $f \leq 10^3 - 10^4$ Hz. The information on the shape of the expected signal is of special interest for Astrophysics. Hence, parallel to the receiver sensitivity, the problem of realizing a wide band range recording is of special importance.

Diagram of the gravitational waves receiver

The diagram of the gravitational wave receiver is shown in Fig. 1, consisting of: HQMO (GS) - high quality mechanical oscillator (gravitational sensor); 4-FEMPS - 4-frequency electro-mechanical parametric system;

4-FPA - 4-frequency parametric amplifier; PG - high frequency pumping generator; DPA - degenerate parametric amplifier; FC (x2) - frequency converter (doubler); SRO - system for oscillations registration.

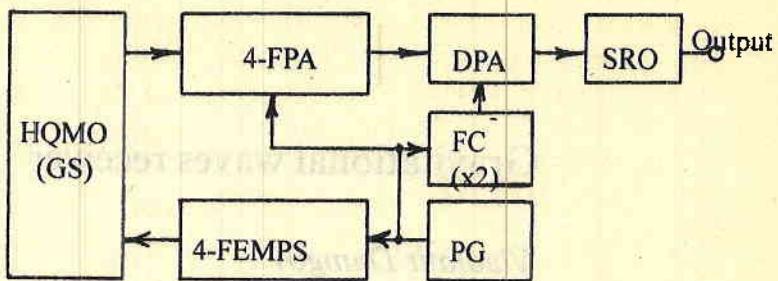


Fig.1. Diagram of the gravitational wave receiver

4-FEMPS is to compensate the elasticity of the gravitational sensor HQMO (GS), which provides practically an frequency independence of the impedance and of the transmission coefficient in the input circuit of the gravitational wave receiver within its working frequency band range. 4-FPA provides a low noise amplification of the received signal in a regime, optimal with respect to noise. DPA is a second parametric amplifier which, together with performing a low-noise amplification, damps down the noise from the lateral frequency bands of 4-FPA. PG provides a direct high frequency supply of 4-FEMPS and 4-FPA. It supplies DPA, too, through FC (x2). The frequency of the PG voltage is much higher than the frequency range of the expected gravitational waves. The concluding unit SOR of the gravitational wave receiver performs an adaptive damping of the HQMO (GS) eigen free oscillations, and the signal sought is to be identified on such a background. Parallel to the basic problem, SOR is a system for damping down seismic, electromagnetic and other noise effects, disturbing the receiver functioning.

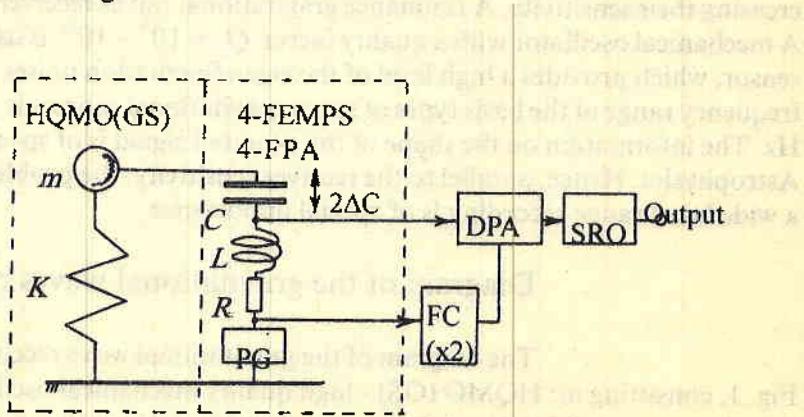


Fig.2. An idea of the design of a gravitational wave receiver

To state things more clear, the idea of the design of a gravitational wave receiver is given in Fig.2. A mechanical oscillator with mass m and differential coefficient of elasticity K stands for HQMO (GS). The transformation of the mechanical oscillations into electrical ones is performed by a capacitive sensor C , directly switched to HQMO (GS). The capacitive sensor C is an element of the oscillating system CLR which, together with the pumping generator PG and on line with HQMO (GS) realizes negative elasticity and low-noise parametric amplification, combining the functions of 4-FEMPS and 4-FPA. For a definite set-up of 4-FEMPS, its reaction to the mechanical modulation of C is expressed by an introduction of an equivalent negative elasticity and an equivalent friction in the mechanical oscillator HQMO (GS) [4,6-9]. In this case 4-FPA lacks a definite parametric element, whose parameter should vary with the high pumping frequency, as is assumed in the theory of parametric systems. However, the modulating effect of HQMO (GS) through the capacitive sensor C causes the generation of summary and difference combination frequencies, which determine the CLR system character as a 4-frequency parametric amplifier (4-FPA). DPA can be designed by employing a bridge-balance circuit with high positive input impedance and low eigen fluctuation noises [9-11]. One of the SOR possible configurations is given in [3].

Analysis of the noise characteristics

The well known electro-mechanical analogies [12] can be used to perform the analysis. They allow for the reduction of the problem to a pure ‘electrical’ problem [3]. Such analogies are: the electro-motive force \leftrightarrow mechanical force, inductance \leftrightarrow mass, capacitance \leftrightarrow elasticity, resistance \leftrightarrow friction, etc.

An equivalent circuit of the gravitational wave receiver, together with the noise sources, is given in Fig. 3. The equivalent gravitational impact (IA) on the oscillator mass is expressed by the equivalent conductance of the irradiation resistance G_G . The gravitational sensor HQMO (GS) is presented by the reactive parameters L_s, C_s and by the conductance of friction losses G_s . 4-FEMPS is represented by the equivalent conductance G_g , and by the equivalent negative capacitance C_g introduced in the input circuit of the gravitational wave receiver. The presence of 4-FPA is outlined by the general complex admittance Y_p and by the complex admittance Y_{add} , added due to the reversibility of the modulation - parametric interactions in 4-FPA[11, 13]. Since a large coefficient of amplification of 4-FPA, as well as of DPA, is expected to be attained, DPA is presented, together with SOR, as an amplifying two-port unit (load) ATP (L), with an input general complex admittance Y_L .

The noise-generating properties of IA, HQMO (GS), 4-FPA and ATP

(L) are characterized by equivalent effective values of noise electric current generators $\sqrt{i_{NOS}^2}$, $\sqrt{i_{NP}^2}$, $\sqrt{i_{NL}^2}$ by a noise voltage $\sqrt{U_{NL}^2}$ and by a noise correlation admittance \dot{Y}_{cor} , which are determined by the following expressions [14,15] :

$$i_{NGS}^2 = G_{GS} N, G_{GS} = G_G + G_S, i_{NP}^2 = \text{Re } \dot{Y}_p N, i_{NL}^2 = G_{NL}^* N, U_{NL}^2 = R_{NL} N,$$

$$\dot{Y}_{cor} = \left(\sqrt{i_{NL}^2} \sqrt{U_{NL}^{2*}} \right) / \left| U_{NL}^2 \right|, \text{ where } N = 4\kappa T \Delta f, \kappa \text{ is the Boltzmann constant, } T \text{ is the absolute temperature (for HQMO (GS), } T \equiv T_s \text{ for 4-FPA - } T \equiv T_p \text{, for ATP (L) - } T \equiv T_L \text{, } \Delta f \text{ is the frequency band, } G_{NL} \text{ and } R_{NL} \text{ are, respectively, the equivalent noise conductance and the equivalent noise resistance of the amplifying two-port unit (load) ATP (L)). The mark “*” denotes a complex-conjugate quantity. The possibility of introducing additional noise in HQMO (GS) under the performance of 4-FEMPS is taken into account by including the noise generator of electric current } \sqrt{i_{NG}^2}. \text{ The additional noise, due to the reversibility of the interactions in 4-FPA (i.e. due to the mutual combinational noise transformation in the 4 working frequency bands [11,13]) is expressed by means of the current source } \sqrt{i_{Nadd}^2}. \text{ The flicker noise (noise of type “} 1/f \text{”) can be neglected and their relative weight is considered to be negligible, since, in 4-frequency parametric systems, they are present as a rule in the infra-low frequency region only, till units Hz [3,9].$$

It is not difficult to show that the use of 4-FEMPS expands significantly the receiver frequency band as a result of the capacitance C_s full compensation (i.e. compensation of the elasticity of the gravitational sensor). For a positive detuning $\xi = \frac{\omega_{p_0}}{2Q_p}$ of the oscillating system CLR, where ω_{p_0} is the system resonance frequency and Q_p is its quality factor, an equivalent differential elasticity is introduced in HQMO (GS) [4], with a coefficient $\Delta K_p = -\frac{U_o^2 Q_p^2 S}{16\pi d_o^3}$. Here U_o is the amplitude of the supplying voltage, produced by the pumping generator PG, S and d_o are the area of the capacitor plates (the capacitive sensor) and the initial distance between them, respectively. It is obvious that increasing the amplitude U_o for other intact conditions, a full compensation of HQMO (GS) eigen differential elasticity can be attained. The problem is now to estimate the effective use of 4-FEMPS, regarding the possibility of keeping the sensitivity of the gravitational wave receiver within the significantly expanded frequency band.

The necessity of equalizing HQMO (GS) frequency characteristic, including a reactive parametric compensation, can be shown by considering the equivalent electric parameters - see Fig.3. The high-quality mechanical oscillator has a

strongly expressed resonance characteristic. The response of a system with such an input selectivity to an arbitrary signal is always a sinusoid with a frequency, equal to the resonance frequency of HQMO (GS) and radically different from the form of the acting gravitational wave. The processing of the signal at the receiver output by using such a frequency filter at the input is a difficult task. Really, the output signal is practically determined by the free oscillations of HQMO (GS), which are oscillations of frequency ω_{so} and with random amplitude and phase. The difference between the real record and the expected one, corresponding to undisturbed free oscillations, is used in order to isolate the signal, carrying information about the acting gravitational force. During the receive of a wide-band signal, the damping of the non-resonance part of its spectrum is of order Q_s (Q_s is the HQMO (GS) quality factor). However, too high and practically unattainable accuracy of the record is needed in order to isolate the whole spectrum. For instance, a record with 10^7 amplitude gradations is needed to receive the whole signal spectrum, for $Q_s = 10^6$. This corresponds to a 23-digit binary code. Modern gravitational sensors have as a rule $Q_s \sim 10^{10}$. Hence, an equalization of the amplitude-frequency characteristic is to be performed in order to receive and process a wide-band range signal. The canonical approach to the solution of this problem, in accordance with the detection theory, states to use an optimal filter. If the character of the expected signal is that of white noise, the optimal filter is to posses an amplitude-frequency characteristic opposite to that of HQMO (GS). Such is rejecting filter with the same quality factor Q_s and its design is practically difficult, due to the impossibility of satisfying the requirements for parameter stability.

We consider a simpler technical solution. HQMO (GS) frequency characteristics of transmission can be given in the following form:

$$k_{GS}(\xi) = \frac{\xi Q_s}{\sqrt{1 + Q_s^2(1 - \xi)^2}},$$

where $\xi = \frac{\omega_s}{\omega_{so}}$, ω_s is the signal frequency of the range of gravitational waves expected. The frequency transfer characteristic, out of the HQMO (GS) band of transmission (for frequencies $\xi \gtrless 1 \pm \frac{1}{Q_s}$ for example), can be approximately expressed as $k_{GS}(\xi) \approx \frac{\xi}{|1 - \xi|}$ (e.g., the formula error for $\xi = 1 \pm \frac{1}{Q_s}$ is 0.5%). Thus, the problem of equalizing the frequency characteristic can be solved by using two independent operations: (i) a removal of the peak in the transition band $\frac{\omega_{so}}{Q_s}$ of HQMO (GS), and (ii) a correction of the frequency characteristic. The first operation supposes damping of the HQMO (GS) eigen free oscillations

and this is the most often performed in SOR by the use of a self-adapting system which compensates oscillations with frequency ω_{so} in the output units of the gravitational wave receiver. The compensation is realized on the basis of a generated oscillation with the same frequency and amplitude and opposite phase (see [3]). The second operation is supposed to be performed at input of the gravitational wave receiver. Here we mean the compensation of the capacitance of the gravitational wave sensor (see Fig.3), when $\omega(C_s - C_{g-}) = 0$. Then transmission coefficient of HQMO (GS) is close to 1 and it can be specified as follows:

$$k_{GS}(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + [\omega L_s(G_G + G_S + G_g)]^2}} \approx 1$$

since the following condition is fulfilled: $\omega L_s(G_G + G_S + G_g) \ll 1$, which is related to the extremely weak interaction between the gravitational wave and matter ($\omega L G_G \ll 1$) and to the high quality factor of the gravitational sensors ($\omega L_s G_S \ll 1$).

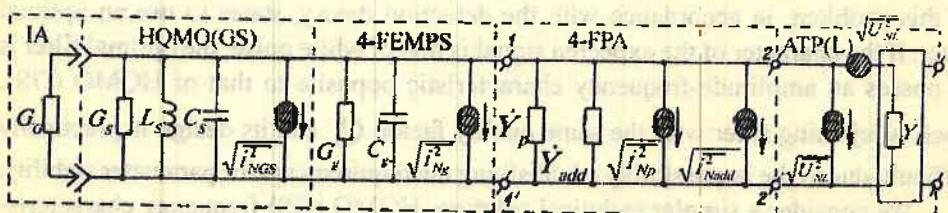


Fig.3. Equivalent impedance - noise circuit of gravitational wave receiver

Since the system lacks impedance matching, the noise coefficient of the circuit in Fig.3 can be determined as

$$(1) \quad F = 1 + \frac{\bar{I}_{NE}^2}{\bar{I}_{NGS}^2},$$

where

$$\begin{aligned} \bar{I}_{NE}^2 &= \bar{I}_{Ng}^2 + \bar{I}_{Np}^2 + \bar{I}_{Nadd}^2 + \bar{I}_{NL}^2 + \bar{U}_{NL}^2 \left| \frac{\dot{Y}_L (\dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add})}{\dot{Y}_L + \dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add}} \right|^2 \\ &- 2 \bar{U}_{NL}^2 \left| \dot{Y}_{cor} (\dot{Y}_{GS}^* + \dot{Y}_g^* + \dot{Y}_p^* + \dot{Y}_{add}^*) \right|, \left| \frac{\dot{Y}_L}{\dot{Y}_L + \dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add}} \right|^2, \end{aligned}$$

\dot{Y}_s is the total complex admittance of IA and HQMO (GS), \dot{Y}_g is the total complex admittance introduced by 4-FEMPS into HQMO (GS). The expression (1) can be rewritten as

$$(2) \quad F = 1 + \frac{G_{NL}}{G_{GS}} + F_{4-FEMPS} \frac{G_g}{G_{GS}} + \frac{\overline{U_{NP}^2} |\dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add}|^2}{G_{GS} N} \\ + \frac{R_{NL}}{G_{GS}} \left[|\dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add}|^2 - 2 |\dot{Y}_{cor} (\dot{Y}_{GS}^* + \dot{Y}_g^* + \dot{Y}_p^* + \dot{Y}_{add}^*)| \right],$$

where $F_{4-FEMPS}$ is the noise coefficient of 4-FEMPS, which can be expressed here as $F_{4-FEMPS} = \frac{G_{4-FEMPS}}{G_g} = \frac{i_{Ng}^2}{4\kappa T_s \Delta f G_g}$, $G_{4-FEMPS}$ is the equivalent noise conductance of 4-FEMPS, $\overline{U_{NP}^2} = \frac{i_{Ng}^2 + i_{Nadd}^2}{|\dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_p + \dot{Y}_{add}|^2}$ is the noise voltage, introduced by 4-FPA.

Upon a condition that 4-FEMPS realizes a total compensation of the capacitance C_s in HQMO (GS) and considering the negligible effect of the inductance L_s in a wide frequency band $\omega > \omega_{so} \left(1 + \frac{1}{2Q_s} \right)$, the noise coefficient of the considered gravitational wave receiver takes the form

$$(3) \quad F = 1 + \frac{G_{NL}}{G_{GS}} + F_{4-FEMPS} \frac{G_g}{G_{GS}} + \frac{\overline{U_{NP}^2} (G_{GS} + G_g + G_p + G_{add})^2}{4\kappa T_s \Delta f G_{GS}} \\ + \frac{R_{NL}}{G_{GS}} \left[(G_{GS} + G_g + G_p - G_{add})^2 - 2 |\dot{Y}_{cor} (G_{GS} + G_g + G_p - G_{add})| \right].$$

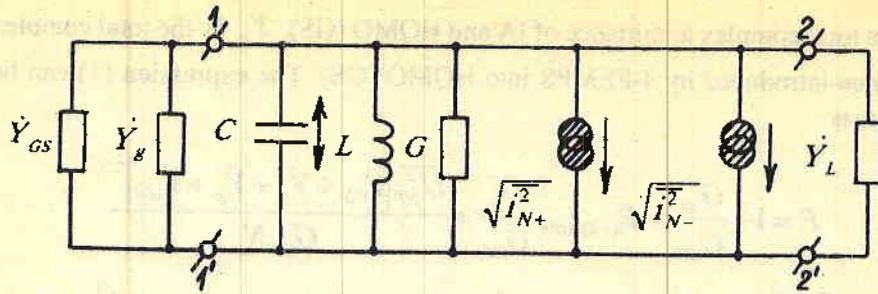


Fig.4. Equivalent impedance - noise circuit of the 4-frequency parametric amplifier (4-FPA)

To determine $\overline{U_{Np}^2}$ we use the impedance-noise equivalent circuit of 4-FPA, given in Fig.4, where G is the referred active conductance to the resistance R (see Fig.2). Considering that the capacitance C (Fig.2) is modulated by the gravitational sensor HQMO (GS) with an amplitude $2\Delta C$ and frequency ω_s of the band of the expected gravitational waves, the electric current flowing through C can be linked with voltage onto it through the following complex matrix equation:

$$(4) \quad \begin{vmatrix} \dot{I}_p \\ \dot{I}_+ \\ \dot{I}_- \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \dot{Y}_{\rho\varepsilon} & j\Delta C\omega_p & j\Delta C\omega_p \\ j\Delta C\omega_+ & \dot{Y}_{\Sigma+} & 0 \\ j\Delta C\omega_- & 0 & \dot{Y}_{\Sigma-} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \dot{U}_p \\ \dot{U}_+ \\ \dot{U}_- \end{vmatrix}.$$

Here \dot{I}_p and \dot{U}_p are the complex amplitudes of the current and the voltage at the pumping frequency ω_p , under which PG is functioning, \dot{I}_+, \dot{U}_+ and \dot{I}_-, \dot{U}_- are the complex amplitudes of the currents and the voltages at the summary ($\omega_+ = \omega_p + \omega_s$) and difference ($\omega_- = \omega_p - \omega_s$) combination frequency, respectively.

The admittance $\dot{Y}_{\rho\varepsilon}, \dot{Y}_{\Sigma+}$ and $\dot{Y}_{\Sigma-}$ are in fact the total admittance of the circuit in Fig.4 at the frequencies ω_p, ω_+ and ω_- , respectively.

If we express the currents \dot{I}_p, \dot{I}_+ and \dot{I}_- and the voltage in the matrix equation (4) as noise currents (see Fig.4) $\dot{I}_p \rightarrow \sqrt{\dot{I}_{Np}^2}, \dot{I}_+ \rightarrow \sqrt{\dot{I}_{N+}^2}, \dot{I}_- \rightarrow \sqrt{\dot{I}_{N-}^2}$ and a noise voltage $\dot{U}_p \rightarrow \sqrt{\dot{U}_{Np}^2}$, we obtain

$$(5) \quad \overline{U_{Np}^2} = \frac{1}{\dot{I}_{Np}^2} \left| \frac{D_p}{D} \right|^2 + \frac{1}{\dot{I}_{N+}^2} \left| \frac{D_+}{D} \right|^2 + \frac{1}{\dot{I}_{N-}^2} \left| \frac{D_-}{D} \right|^2,$$

where D is the determinant of the matrix in (4), and D_p, D_+ and D_- are the

respective algebraic complements.

Considering that the generalized input admittance of 4-FPA is expressed from the matrix equation (4) as

$$(6) \quad \dot{Y}_{in} = \frac{I_p}{U_p} = \frac{D}{D_p},$$

we obtain the following expression for the total input noise current \bar{I}_{N4-FPA} of 4-FPA:

$$(7) \quad \bar{I}_{N4-FPA}^2 = \bar{U}_{Np}^2 |\dot{Y}_{in}|^2 = \bar{I}_{Np}^2 + \bar{I}_{N+}^2 \left| \frac{D_+}{D_p} \right|^2 + \bar{I}_{N-}^2 \left| \frac{D_-}{D_p} \right|^2,$$

i.e., the additional noise current, introduced by 4-FPA, is

$$(8) \quad \bar{I}_{Nadd}^2 = \bar{I}_{N+}^2 \left| \frac{D_+}{D_p} \right|^2 + \bar{I}_{N-}^2 \left| \frac{D_-}{D_p} \right|^2.$$

It is obvious that the sum of the admittance \dot{Y}_p and \dot{Y}_{add} , given in Fig.3, are determined as: $\dot{Y}_p + \dot{Y}_{add} = \dot{Y}_{in} - (\dot{Y}_{GS} + \dot{Y}_g + \dot{Y}_L)$

Estimations and conclusions

The paper discusses the idea for eliminating the radical defect of the gravitational wave receiver, that is, the receiver extremely narrow band, imposed by the requirement for an extremely high sensitivity. The study proposes to eliminate this defect by performing a compensation of the capacitance (the differential elasticity) of the gravitational sensor through a negative capacitance (a negative differential elasticity). The latter is to be created and introduced in the gravitational sensor by a 4-frequency electro-magnetic parametric system.

An approach to study the receiver noise characteristics is outlined. However, the following considerations are to be additionally laid down.

Parallel to the negative differential elasticity, positive effective friction is introduced in the mechanical oscillator of the gravitational sensor (that is shown in [4,16]): $H_0 = \frac{SU_o^2 Q_p^4}{16\pi d^3 \omega_p}$, which determines the occurrence of an equivalent ‘cooling’ in the mechanical sensor. The essence of this effect, however, consists

in the fact, that the effective noise temperature of the mechanical oscillator decreases equivalently and becomes: $T_{s\text{ eff}} = \frac{T_s}{Q_p}$. In the terms of the 'electrical language' the spectral density of the introduced additional noise current \bar{i}_g^2 in the sensor equivalent circuit (Fig.3) is given by: $\bar{i}_g^2 \approx \kappa T_s G_g \frac{\omega_s}{\omega_p}$. For instance, for $\omega_p = 2\pi 10^{10} \text{ s}^{-1}$ and $\omega_s = 2\pi \text{ s}^{-1}$ the introduced noise current \bar{i}_g^2 will be negligible. It can be shown, on the basis of equations (4), (5) and (8), that the detuning of the 4-frequency electromechanical parametric system, creating negative capacitance (negative elasticity), causes a negligible increase of the eigen fluctuation noise. A separate problem is the design of a super stable 4-frequency electro-mechanical parametric system for creating negative capacitance (negative differential elasticity). This can be done, for instance, by using a super conducting resonator and self-adapting system for a frequency autotuning.

The paper outlines only a way for exploring and analyzing such a perspective - the application of reactive compensation in the gravitational, high quality, mechanical sensor, in order to widen the receiving frequency band without spoiling the receiver sensitivity. It is obvious that a special attention is to be paid to the limit noise characteristics, including a full specification of all active factors. Employing the outline approach, an opposite transition from electric to mechanical values is to be performed by using electro-mechanical analogies. Only then can the mechanical gravitational sensor be entirely (and quantitatively) specified.

References

1. Weber, J. - Phys. Rev. Lett., 20, 1968, №23; 22, 1969, №24.
2. M i s h e r , Ch.W., K.S. T h o r u e , J.A. W h e e l e r . - Gravitation. San Francisco, W.H.Freeman and Co., 235-256, 1977.
3. G e r z e n s h t e i n , M.E., F.A. L e v i n s o n . - Radiotekhnika, 35, 1980, №1, 6-12.
4. B r a g i n s k i i , V.B., A.B. M a n u k i n . - Measurement of small forces in physical experiments. Moscow, Nauka, 1974.
5. B r a g i n s k i i , V.B., V.P. M i t r o f a n o v , V.I. P a n o v . - Systems with small dissipation. Moscow, Nauka, 1981.
6. D a m g o v , V.N., D.B. D o u b o s h i n s k y , Y.B. D o u b o s h i n s k y . - Electropromishlenost i priborostroenie, 25, 1989, №4, 2-5.
7. D a m g o v , V.N., P.G. G e o r g i e v . - Inductive sensor - spectrum analyzer. RБ Patent № 30009.
8. M e d v e d e v , V.I., A.A. B e l o v . - Parametric and oscillating systems. Moscow, MGU, 1990, 31-39.
9. D a m g o v , V.N. - Bulg.J.Physics, 5, 1978, №5, 519-534.
10. D a m g o v , V.N. - In Proc. IEEE Intern. Symposium on circuits and systems. Rome, Italy, May 10-12, 1982, 190-196.
11. D a m g o v V.N. - Adv. Space Research, 11, 1991, №1, 405-409.
12. R i m s k i i - K o r s a k o v , A.B. - Electroacoustics, Moscow, Svyaz, 1984, 48-73.
13. D a m g o v , V.N. - Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci., 46, 1993, №2, 57-60.
14. B u c k i n g h a m M.J. - Noise in electronic devices and systems. Moscow, Mir Publisher, 1986, 73-93.
15. K a r p o v , Y.S., Y.M. L u k i n , V.I. F o m i c h e v . - Radiotekhnika i electronika, 22, 1977, №12, 2638-2671.

Received 25. V. 1995

Приемник на гравитационни вълни

Владимир Дамгов

(Резюме)

С цел силно разширяване на честотната лента на приемника на гравитационни вълни без съществено влошаване на неговата чувствителност е предложено да се компенсира капацитетът (диференциалната еластичност) на гравитационния датчик с помощта на отрицателен капацитет (отрицателна диференциална еластичност), произведена от 4-честотна електромеханична параметрична система. Набелязан е подход за изследване на шумовите характеристики на приемник на гравитационни вълни, съставен от висококачествен механичен осцилатор, 4-честотна електромеханична параметрична система, 4-честотен параметричен усилвател, изроден параметричен усилвател и система за регистрация на трептенията. Изследванията на отделни елементи (компоненти) и релативни физически ефекти, проведени от различни автори, са обединени в една обща концепция за разработване на широколентов високочувствителен приемник на гравитационни вълни.

Електромагнитен контрол от Космоса
за целите на екологията,
предизвестяване и контрол на природни
бедствия и техногенни катастрофи.
Експеримент “Сеизмопрогноз” от
космически проект “Едinstvo”

*Виталий Чмырев, Николай Исаев,
Виктор Ораевски, Димитър Теодосиев*,
Бойчо Бойчев**

*Институт по земен магнетизъм, йоносфера и разпространение
на радиовълни - ИЗМИРАН, Русия*

* Институт за космически изследвания, БАН

Проблемът за изучаване на ефектите в йоносферата в резултат от протичащите на Земята процеси на подготовкa на силни земетресения, извършването на повърхността на Земята или в атмосферата на ядрени взрывове или други техногенни катастрофи, добива все по-голяма актуалност. В подкрепа на това е фактът, че последното десетилетие на нашия век е обявено от ООН за Международна декада за намаляване на природния рисък (IDNDR).

Днес много научни публикации са посветени на анализа на нискочестотните вълнови излъчвания в йоносферата и магнитосферата на Земята, с цел търсенето на аномални ефекти със сеизмогенна природа, които се проявяват на различните етапи от подготовката на земетресенията и могат да се използват като прогностични признаки [1-4]. В първите работи на тази тема бе показано, че при прелитане на йоносферните спътници над огнищата на земетресения могат да се наблюдават нараснали по интензивност шумове в отделни спектрални диапазони под или от порядъка

на 15 kHz. Бе направен опит за статистически анализ на голям обем от спътниково данни за измерване на нискочестотни шумове над сейзмичноактивни райони, в резултат на което в частност бе направен изводът за съществуването на т. нар. "шумови пояси". Това са зони с аномално висока интензивност на нискочестотните излъчвания, стимулирани от процесите на подготовката на земетресенията, чиито размери са от порядъка на 60° по дължина и 3° по ширина с център в областта на огнището на земетресението. В по-късни работи [5-7] са показани резултати, свидетелстващи за възбудждането на ултранискочестотни електромагнитни полета в много тесни зони ($<6^{\circ}$ по дължина) в йоносферата, които се явяват магнитоспрегнати на огнището на земетресението, при това часове преди неговото начало. Тази наблюдавана ограниченност на зоната на аномално излъчване е интересна както с наблюдаването на ефекти, свързани с предстоящото земетресение, така и с възможността да се локализира предварително неговото огнище. Почти във всички експериментални работи по дискутирания проблем са анализирани данни от тесни области, получени с помощта на бордови спектроанализатори в ОНЧ-диапазона. В статията на Молчанов и др. [8] са представени и анализирани данни от измервания в една широка честотна ивица ($0,1 \text{ Hz} < F < 20 \text{ kHz}$) на електромагнитни излъчвания в йоносферата преди началото на земетресението и са изследвани динамичните характеристики на сейзмологичните йоносферни смущения с високо времево и спектрално разрешение.

По такъв начин наличните експериментални данни и теоретични модели показват, че съществува възможност за прогнозиране и контрол на природни и техногенни катастрофи, като мощни земетресения, аварии с атомни електроцентрали и други, на основата на регулярни наблюдения (мониторинг) на редица физически параметри на повърхността на Земята, в атмосферата и околовземното космическо пространство [9 - 11]. С примери за земетресенията е показано, че съществуват процеси предвестници, които започват да се развиват и проявяват много преди началото на стихийното бедствие, като го изпреварват във времето с часове, а понякога с дни и дори седмици. Тези процеси се проявяват във вид на смущения в характеристиките на електромагнитните полета и плазмата, в това число:

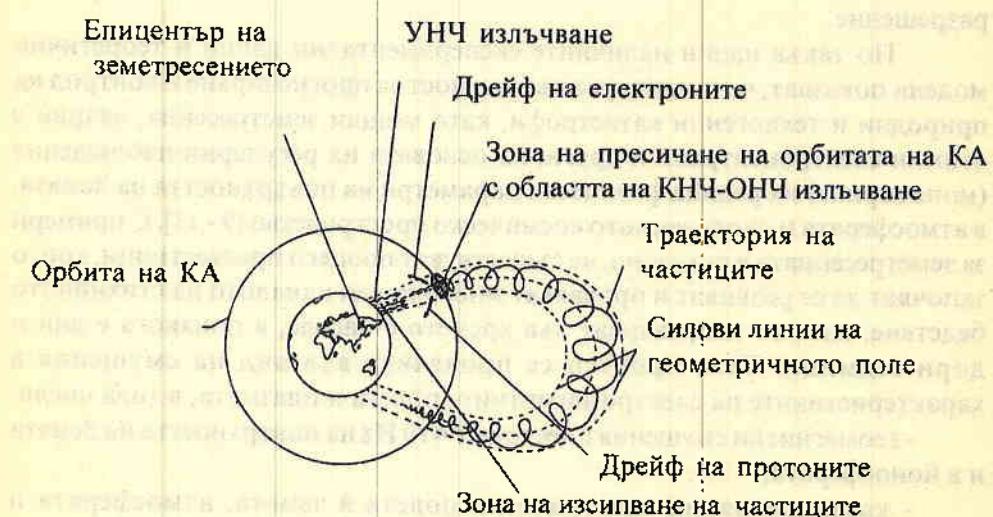
- геомагнитни смущения с честоти $F < 10 \text{ Hz}$ на повърхността на Земята и в йоносферата;
- квазипостоянни електрически полета в земята, атмосферата и йоносферата;
- аномални електромагнитни излъчвания в УНЧ/КНЧ/ОНЧ диапазоните в атмосферата и в космическата плазма;
- смущения в амплитудите и фазите на сигналите от СДВ- и КВ-радиостанции;

- аномално светене на атмосферата в оптичния диапазон от дължини на вълните;
- смущения в основните параметри на E и F областите на йоносферата;
- изменения в йонния състав и температурата на йоносферата.

Познаването и своевременното регистриране на сигналите предвестници може да служи като средство за предупреждение за стихийни бедствия. Поради това е актуална задачата за създаване на система за мониторинг на електромагнитни и плазмени смущения като елемент от глобална система за прогнозиране и контрол на последствията от силни земетресения и други природни и техногенни катастрофи.

Това е една от целите в научната програма на космическия проект "Единство" на Руската космическа агенция, която се планира за края на 1998 г. Тя включва експерименти на борда на орбиталната станция "Мир" и изстреляването на един специализиран малък автономен спътник. Този проект по време и тематика се вписва в програмата на обявената от ООН до 2000-та година Международна декада за намаляване на природния рисков [12].

На фигура 1 е показана примерната схема на регистриране на различни геофизични параметри, свързани с готовещо се силно земетресение, с помощта на космически апарат.



Фиг.1. Примерна схема на измерване с помошта на космически апарат на различни геофизични параметри, свързани с готовещо се силно земетресение

Със съвместно реализирана научна апаратура, обработка и интерпретация на получената информация от експериментите "Сеизмопрогноз" и "Параметър" на орбиталната станция "Мир" и на малкия автономен спътник по силата на подписан договор между ИЗМИРАН, Русия и Българската аерокосмическа агенция [13], ще участват и български специалисти.

Основният елемент на системата за мониторинг на геофизични параметри от космоса - автономният малък диагностичен спътник, трябва да отговаря на следните изисквания:

- да работи на кръгова орбита и положението му да се определя с точност 2 km по височина и перпендикулярно на орбиталната плоскост и 10 km по дължина на орбитата;
- да е триосно стабилизиран и системата за контрол на ориентацията да осигурява познаването на параметрите на ориентацията му с точност не по-лоша от 30 ъглови минути;
- да осигурява абсолютно привързване на резултатите от измерванията във времето с точност не по-лоша от 0,1 s във всички режими на работа на бордовата телеметрия;
- системата за управление на комплекса научна апаратура да осигурява възможност за предаване на не по-малко от 20 програмни и 20 единократни команди за управление на работата на комплекса научна апаратура на спътника;
- да позволява активна работа на орбита не по-малко от 18 месеца.

За решаване на научните задачи на експериментите се предвижда използването на три режима на измервания с малкия специализиран спътник.

1. Режим на мониторинг, или режим на минималната телеметрия. При него се реализират непрекъснати денонощни измервания на ключови физически параметри, каквито са квазипостоянните електрически полета, спектрите на електромагнитните вълни в УНЧ/КНЧ/ОНЧ диапазона, спектрите или интегралната интензивност на колебанията в плътността на плазмата, концентрацията на леките иони и интензивността на потоците високоенергетични частици в избрани енергетични канали с малка скорост на запитване (от порядъка на едно запитване в секунда). Този режим допуска непрекъснато наблюдение между отделните сеанси за предаване на информацията от бордовото запомнящо устройство към наземните телеметрични станции.

2. Режим на локален мониторинг. В този режим се осъществяват наблюдения на пълния набор от физически параметри, заложен в комплекса научна апаратура, по време на всички орбити на спътника, преминаващи над един от сейзмичноактивните региони на Земята - Камчатка-Япония, Китай, средноазиатската зона, Кавказ-Иран, Балканския полуостров или

тихоокеанското крайбрежие на САЩ, над един от ядрените полигони или други наземни източници на мощно активно въздействие върху околната среда.

3. Режим на физически експеримент. Този режим се реализира при провеждането на целеви експерименти, свързани с използването на други космически или наземни средства. Например провеждането на корелирани измервания съвместно с други спътници при зададени изисквания към взаимното разположение на космическите апарати в пространството. В този режим работи пълният комплекс от научна апаратура на спътника при максимална телеметрия и с привличането на всички средства за наземно геофизическо и радиофизическо осигуряване.

Програмата от съществуващи наземни геофизически и радиофизически наблюдения в експеримента "Сеизмопрогноз" включва регулярни измервания, като минимум в няколко от изброените сейзмичноактивни райони, на следния набор от физически параметри:

- вариациите на електрическите и магнитните полета в честотния диапазон от $0,1 \text{ Hz} < F < 30 \text{ Hz}$;
- вариациите на квазипостоянните електрични полета и земни токове;
- амплитудите и fazите на сигналите на нискочестотните предаватели, за трасета, преминаващи над сейзмоактивни зони;
- характеристиките на естествените КНЧ/ОНЧ излъчвания, в това число близките и далечните атмосферици;
- основните йоносферни параметри, включително нееднородности с различни пространствени мащаби;
- вариациите в интензивностите на атмосферните емисии в оптическия диапазон от дължини на вълните.

Необходимо е също провеждането на радиомаякова диагностика на стимулирани йоносферни нееднородности с цел определяне на характерните размери, скоростта и посоката на преместване на смущенията в йоносферата. Отчитането се извършва с помощта на приемането в различни точки на сигнали от радиомаяци, монтирани на борда на геостационарни и прелиатащи спътници.

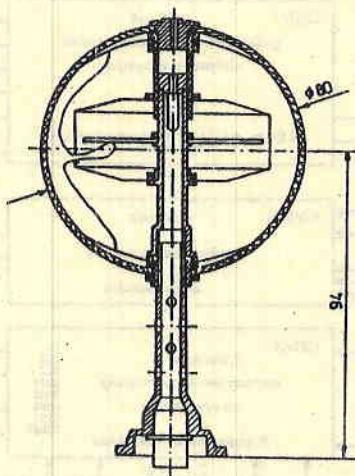
Едни от ключовите физически параметри, изграждащи системата за мониторинг за целите на екологията и предизвестяване на мощните земетресения, са електромагнитните полета, измервани от борда на специализирания малък диагностичен спътник.

На основата на натрупания опит в спътниковите експерименти по измерване на квазипостоянни и променливи електрически полета в България ще бъде разработен и изгответ Електромагнитният вълнов комплекс (ЕВК). Той включва блок датчици и електронни платки за измерителните блокове. Резултатите от проведените експерименти с приборите ИЭСП, НВК-ОНЧ, ДЕП-2Е, КЕМ-1,2,3 и предстоящият старт

на спътника "Интербол-Аврорална сонда", в чито състав научна апаратура е включен приборът ИЭСП-2М, а също така и приборът КЕМ-4, са базата, върху която се разработва електромагнитният комплекс ЕВК.

Изискванията към специализирания малък диагностичен спътник за компактност, автономност, изключителна надеждност, висока точност на измерваните физически величини и продължителен срок на функциониране на спътника на орбита (не по-малко от 18 месеца), налагат своите ограничения и изисквания към научната апаратура, включена в неговия състав.

Малкото тегло на спътника (100-150 kg) и съответно малките геометрични размери (цилиндр с диаметър 750 mm и височина 1300 mm), ограничават дължината на щангите, на които се монтират датчиците (1,5m) и определят съответно малката база за измерване (2,5 m). Поради това се предвижда използването на варианта за моноблока на датчиците (фиг.2), летял на субспътниците от типа "Магион" [9].



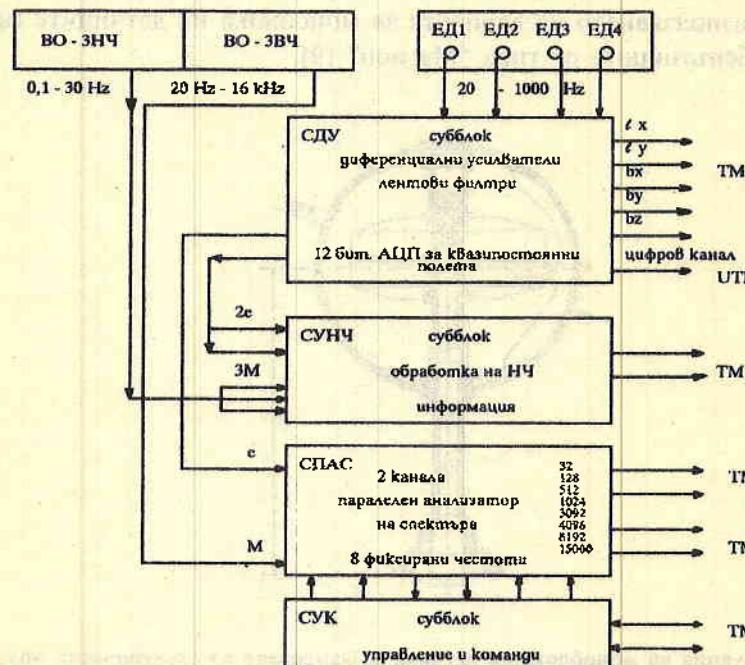
Фиг.2. Конструкция на моноблока на датчика за измерване на електрически полета, със стъкловъглеродно покритие на работната повърхност

Той представлява сфера с диаметър 80 mm, с покритие от стъклообразен въглерод [15], монтирана към щангата чрез крепежна ос от дурал. Електронната платка на предусилвателя на датчика е монтирана вътре в сферата, като е използвана и екранираща кутийка за платката с цел намаляване на външните влияния. Не се използва симетрираща ос и подаването на подходящо напрежение върху носещата и симетриращите оси, както бе при експериментите с приборите ДЕП-2Е и ИЭСП-2М от

проектите "АПЕКС" и "Интербол", с цел симетризиране разпределението на потенциала в околността на сферата. Това е нежелателно поради малкото разстояние между датчиците и корпуса на спътника (1,5 m).

В един от четирите датчика ще бъде измервана температурата на предусилвателя за контрол на неговото функциониране. От експериментите, проведени с аналогична апаратура на борда на субспътника "Магион-3 и 4", е установено, че температурата на платката на предусилвателя за орбити с апогей около 2000 km не надвишава +50° C. Това се дължи на добре избраната конструкция на моноблока на датчика, осигуряваща необходимата топлопроводност чрез щангата към корпуса на спътника.

(ЕВК) електромагнитен вълнов комплекс



Фиг.3. Блок-схема на електромагнитния вълнов комплекс за експеримент "Сейзмопрогноз"

На фигура 3 е представена блок-схемата на електромагнитния комплекс ЕВК. В неговия състав влизат следните субблокове:

- субблок на електрическите датчици (ЕД1-ЕД4), които представляват сфери с диаметър 80 mm с покритие на работната им повърхност от стъклообразен въглерод и предуслвател, монтиран вътре в сферата;

- субблок на диференциалните усилватели (СДУ) - предназначен е за формиране на напрежения, пропорционални на големините на E_x и E_y , компонентите на електрическото поле, получавани от четирите датчика и формиране на пет широколентови сигнала ex , ey , bx , by и bz в честотния диапазон $20\text{ Hz} < F < 1\text{ kHz}$ за последващо предаване към широколентовата част на телеметричната система. Приборът измерва квазипостоянното електрическо поле в диапазона $\pm 0,3\text{ V/m}$ с разрешение $0,2\text{ mV/m}$ (при използване на 12-битова оцифровка).

- субблок за събиране и обработка на нискочестотна информация (СНЧ). Той е предназначен да събира и обработва информацията за трите компоненти на магнитното поле и двете компоненти на електрическото поле в честотния диапазон $0,1\text{ Hz} < F < 30\text{ Hz}$. На входа на лентовите филтри с лента на пропускане $0,1\text{-}30\text{ Hz}$ се подава информация от блока СДУ (за двете компоненти на електрическото поле) и от блока ВО-ЗНЧ (за трите компоненти на магнитното поле).

- субблок паралелен анализатор на спектъра (СПАС) - представлява двуканален паралелен анализатор на спектъра на сигналите от една електрическа и една магнитна компонента на електромагнитното поле. Спектралният анализ на двете компоненти се реализира с помощта на лентови филтри, настроени на осем фиксирани честоти, чиито стойности са отразени на блок-схемата на прибора.

- субблок за управление и команди (СУК)-изработва командите и осъществява управлението на режимите на работа на електромагнитния вълнов комплекс.

Очаквани резултати от провеждането на експеримент “Сеизмопрогноз” с помощта на малък автономен спътник и наземни измервания

Досега изследването на различните типове предвестници на земетресения от космоса има несистематичен характер и се реализира като съществуващи задачи в рамките на едни или други космически проекти. В резултат на това в настоящия момент има натрупано голямо количество разнородни данни от различни космически апарати, които не винаги са съвместими, а понякога и си противоречат един на други.

“Сеизмопрогноз” представлява първият целеви експеримент, който ще се реализира на специално създаден космически апарат, за електромагнитен и плазмен мониторинг на ионосферата. Целта е откриване и анализ на предвестници на земетресения, получаване на изходни данни за

проектирането на спътникова система за прогнозиране на земетресения, откриване и контрол на природни и техногенни катастрофи от космоса.

Предполага се, че реализацията на експеримента "Сеизмопрогноз" в пълния и обем ще даде възможност:

а) да се разработят методи за оперативно прогнозиране на земетресения от космоса;

б) да се разработят методи за откриване и контрол от космоса върху последствията от различни типове техногенни катастрофи;

в) да се разработят методи и средства за контрол от космоса на изпитанията на оръжия с голяма разрушителна сила в различните среди.

Системата за контрол ще се състои от спътникова и наземна част, осигуряващи измерването на необходимите физически параметри на средата в йоносферата и на повърхността на Земята, и обща система за събиране и анализ на информацията.

Спътниковата измерителна част е построена върху система от голям брой (около 12) малки автономни диагностични спътници, чито орбитални плоскости са равномерно разпределени по дължина. Съставът на научната апаратура и програмата на работа на тези спътници бе обоснована по-горе.

Наземната измерителна част на системата е построена на основата на съвкупност от голям брой автономни наземни станции, оборудвани с комплекси от непрекъснато работещи прибори за измерване вариациите на естествените електрически и магнитни полета в различни честотни диапазони, естествени оптични емисии в различни диапазони от дълчините на вълните, сейзмически и акустически колебания, някои метеорологически и други параметри, необходими за контрола, в съответствие със задачите за дадения регион. Информацията, получена от тези измерителни средства, се съхранява в паметта на автономните станции за времето между отделните сеанси за връзка и се предава по телеметрията към автономния диагностичен спътник от системата при неговото прелитане над станцията. По такъв начин на борда на малкия диагностичен спътник ще се събира информация, представляваща сбор от йоносферни и наземни данни, получени в близки или в едни и същи интервали от време. Тези данни, ще се транслират в Центъра за обработка и анализ на информацията с помощта на геостационарен спътник.

Автономните станции трябва да бъдат снабдени с прагови устройства, сработващи при определени стойности на ограничен брой контролни параметри и подаващи сигнал за тревога. Контролът на критичните параметри трябва да се осъществява непрекъснато. Най-вероятно е с тази задача да се занимават екипажи на пилотиращи космически апарати с помощта на линията за връзка: малък диагностичен спътник-геостационарен спътник-пилотирам кораб.

Автономните станции се разполагат в потенциално опасни от гледна точка на извънредните ситуации зони, в това число в трудно достъпни за пребиваването на хора места (в планински райони, в океана, включително и под водата, в пустините, близко до опасни производства, ядрени и ракетни полигони и др.).

Системата от малки спътници и специализирани автономни наземни станции може да се разглежда като базова. Тя е предназначена за решаването на широк кръг от практически и фундаментални задачи, изискващи продължителни измервания на параметрите на електромагнитните полета и на плазмата в йоносферата. В зависимост от конкретните задачи приборният състав на спътниците и диапазоните на измерваните физически величини може да бъде изменян и допълван. Подобни изменения не влияят върху общата конфигурация на системата и я правят едно достатъчно универсално средство за мониторинг на съществия в йоносферата, предизвикани от различни типове техногенни въздействия върху околната среда или ситуации, свързани с едромашабни природни бедствия на Земята.

Л и т е р а т у р а

1. СадовскиЙ, М.А. Электромагнитные предвестники землетрясений. М., Наука, 1982, с. 88.
2. Гохберг, М.Б., Н.И. Гершenson, И.А. Гуфельд и др. О возможных эффектов воздействия электрических полей сейсмического происхождения на ионосферу. - Геомагнетизм и аэрономия, 24, 1984, №2, с. 217.
3. Parrot, M., M. M. Mogilevskiy. ULF emissions associated with earthquakes and observed in the ionosphere and magnetosphere. - Phys. Earth. Planet. Inter., 57, 1989, p.86.
4. Чмырев, В.М., Н.В. Исаев, С.В. Биличенко, Е.П. Трушкина, Г.А. Станев, Д.Г. Гочев. Электрические поля и гидромагнитные волны в ионосфере над очагом землетрясения. - Геомагнетизм и аэрономия, 26, 1986, № 6, с.1020.
5. Биличенко, С.В., А.С. Инчина, Э.Ф. Ким и др. УНЧ-отклики ионосферы на процессы подготовки землетрясений. - Докл. АН СССР, 311, 1990, с.1077.
6. Larkina, V.I., V.V. Migulin, O.A. Molchanov et al. Some statistical results on very low frequency radiowave emission in the upper atmosphere over earthquake zone. - Phys. Earth. Planet. Inter., 57, 1989, p.100.
7. Hayakawa, M., Y. Fujinawa (Eds). Electromagnetic Phenomena Related to Earthquake Prediction. Tokyo, Terra Scientific Pub. Comp., 1994, p. 677.
8. Молчанов, О.А., О.А. Можаева, М.Л. Протопопов. Наблюдение электромагнитных ОНЧ-излучений сейсмогенной природы на ИСЗ "Интеркосмос-24". - Геомагнетизм и аэрономия, 32, 1992, № 6, с.128.
9. Гочев, Д. Проблеми при използването на космическа информация за прогноз на земетресения по електромагнитни предвестници. - Аерокосмически изследвания в България, №13, (под печат).
10. Мардиросян, Г. От Космоса срещу екологичните катастрофи. С., БАН, 1993.
11. Rikitake, T. Earthquake prediction. - ESPC, 1976.
12. Укрупненная программа подготовки и проведения космического эксперимента "Единство". 1995, РКА.
13. Договор между Болгарским аэрокосмическим агентством и ИЗМИРАН о сотрудничестве по подготовке экспериментов СЕИЗМОПРОГНОЗ и ПАРАМЕТР в рамках проекта ЕДИНСТВО, г. София, 18 августа, 1995 г.
14. Triska, P. A subsatellite for mother daughter active space experiments. - Adv. Space Res.,

10, 1990, № 7, p.165.

15. Теодосиев, Д., И. Печеников, Й. Георгиев, Р. Добрев, П. Петров, Р. Вълов, Г. Станев. Метод за импрегниране и покриване на поръзни отгнеупорни материали със стъкловъглерод. Авторско свидетелство, 1981, № 36107, Република България.

Постъпила на 4.II.1996 г.

Electromagnetic control from space for ecologic needs, advanced notification and control of nature disasters and technogenic catastrophes. Experiment "Seismoprognoz" of the space project "Edinstvo"

Vitalij Chmyrev, Nikolaj Isaev, Viktor Oraevski, Dimitar Teodosiev, Bojcho Boichev

(Summary)

A system for electromagnetic control from space is presented, which contains small satellites, earthbased stations and a control center for advansed notification of strong earthquakes and ecologic catastrophes on the Earth.

The configuration of lowfrequency wave complex, measuring electromagnetic fields from board-of small satellites, is presented. The measurement's data are to be used for identification of precursors of strong earthquakes.

Псевдоотражателен метод за определяне на дрейфовата скорост на свободни иони под действие на постоянни и взаимно перпендикуляри магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор

Милчо Вацов

Национален Център по Хигиена, София

1. Въведение

Дисипацията на енергия в една система е процес, при който кинетичната компонента на нейната механична енергия се преобразува във вътрешна енергия [1].

В [2,3] е изследван обратен процес, при който част от вътрешната енергия в системата на изкуствен модел се преобразува в кинетична енергия на въртеливо макродвижение, която се акумулира в съставните тела на системата.

Адисипативният процес на преобразуване е установен за закрита осево-симетрична система чрез изследване в заместващ плосък модел.

Доказано е, че ако газови иони с ниска концентрация осъществяват топлинно движение над безкрайна плоска дифузно-отражателна повърхност на твърд немагнитен и идеален електрически изолатор под действие на постоянни хомогенни и взаимно перпендикуляри магнитно (B)

и електрическо (E) поле, то ионите извършват повърхностен дрейф с крайна скорост. В тези условия топлинното движение на ионите има две компоненти, които са различими. Освен обичайната хаотична компонента, ионите имат и макроскопична компонента на топлинно движение. В изолирана и установена система двете компоненти на топлинно движение са незатихващи, а КПД на адисипативното преобразуване е единица [3].

Дрейфът на ионите в напречни магнитно и електрическо поле е наречен "недисипативен макроскопичен пренос" (НМП). Условното определение "недисипативен" е въведено в [2] като основна отличителна характеристика на всеки преносен процес, за поддържането на който не се извършила работа. Известни са два "недисипативни" преносни процеса. Те се отнасят до насочен пренос на ускорени иони в нехомогенно магнитно поле или до насочен пренос на иони в напречни магнитно и потенциално поле. При "недисипативен" пренос ионите губят от кинетичната си енергия само чрез електромагнитно излъчване. Следователно употребата на определение "недисипативен" е винаги условна и тя е коректна с точност до количеството електромагнитна енергия, която се излъчва в процеса на НМП.

НМП е процес на разредените ионизирани среди в магнитно поле. Той е и процес, който може да бъде количествено оценен ако бъде разграничен от всички други преносни процеси. Всички други преносни процеси са дисипативни и те затихват ако за тяхното поддържане не се извършила работа.

Във всяка система от разредена ионизирана среда и магнитно поле могат да съществуват паралелно както дисипативни, така и "недисипативни" преносни процеси. В една изолирана и установена система от разредена ионизирана среда и магнитно поле няма устойчиви дисипативни преносни процеси, но в системата може устойчиво да съществува кръгов НМП на иони. Кръговият НМП на иони е равновесен и обратим преносен макропроцес [3].

Екваториалната област в магнитосферата на една планета може опростено да се сведе до закрита осево-симетрична система с постоянен приток на енергия (от космическата радиация) към образуващата я разредена ионизирана среда в магнитно поле.

В [3] е обоснована теза, че чрез действието на кръгов НМП една такава закрита система с постоянно приток на енергия има равновесно състояние на осево въртене, което е еднотипно с равновесното състояние на осево въртене на същата, но изолирана система. И в двата случая електромагнитното излъчване в системите, в т.ч. и радиационните загуби при НМП са точно компенсирани съответно чрез приток на външна енергия или чрез обратно преобразуване на електромагнитна енергия в топлинно движение. Тогава енергийният баланс на всеки друг процес в системата практически

няма да зависи от електромагнитното излъчване. Динамиката на всички други паралелни процеси може да бъде статистически изследвана, като не се отчита процесът на електромагнитно излъчване. Тогава точността при едно статистическо изследване на НМП няма да се намали ако приемем, че ионите не излъчват електромагнитна енергия.

Тук ще изследваме кръгови процеси на НМП само в установени закрити осево-симетрични системи, които са изградени от разредена ионизирана среда и магнитно поле и при предположение, че системите не излъчват електромагнитна енергия.

Целта на тази работа е да се създаде метод за приблизителна количествена оценка на екваториалната компонента на кръговия поток от иони (НМП) в магнитосферите на естествените космически тела чрез решаване на едномерна параметрична задача.

По-конкретно задачата е да се създаде метод за числено пресмятане на макроскопичната ъглова скорост на повърхностен или на свободен дрейф на иони в установени закрити осево-симетрични системи с постоянен приток на външна енергия под действие на постоянни и напречни магнитно и електрическо поле, които имат произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

2. Работен модел

Работният модел (РМ) е безкраен плосък аналог на установена закрита система, изградена от затворен цилиндричен отражателен корпус, разредена среда от газови иони и постоянно магнитно поле, което е поляризирано аксиално и има радиално разпределение [2].

Участък от безкраен плосък РМ е представен на фиг. 1.

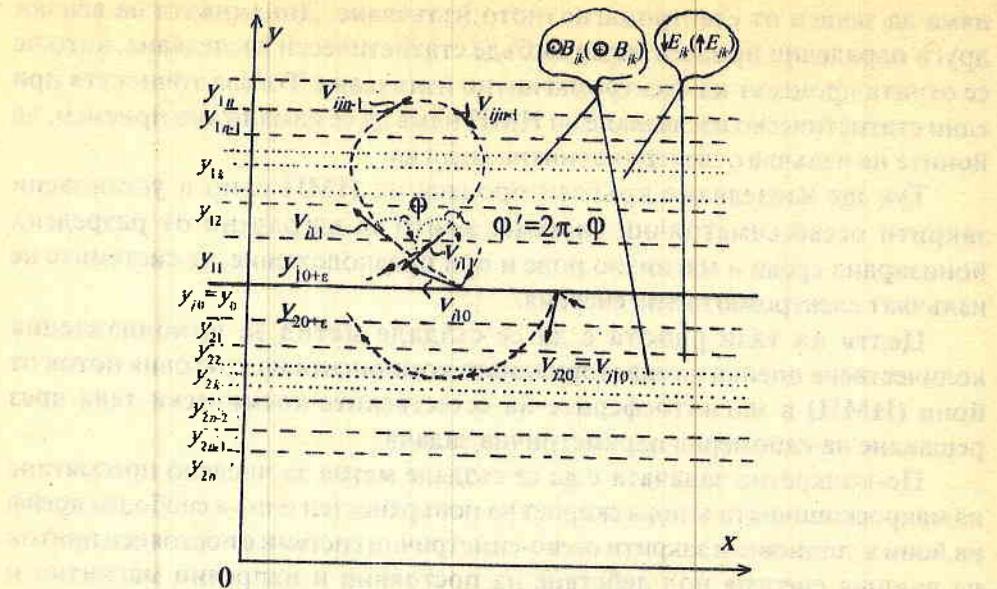
Описанието на РМ ще започнем като определим понятието "разредена ионизирана среда" (РИС).

РИС наричаме тази среда, в която ако тя е под действие на магнитно поле, честотите както на електрическите взаимодействия от малки разстояния, така и на ударните взаимодействия между отделните иони в средата са много по-малки по стойност от средната ларморовска честота. Следователно РИС има свойства, близки до тези на идеална течност [1].

Изследването ще направим при предположение, че РИС има свойства на идеална течност. Тогава количествените оценки на НМП, които ще получим, ще се отнасят за среда без вътрешно триене и следователно те ще бъдат теоретично екстремални по стойност.

Сега ще обосновем кратко прехода от осево-симетричен към плосък модел на изследване.

В закрития отражателен цилиндър на изходния модел действа аксиално



Фиг. 1

магнитно поле, което при взаимодействие с отразените йони създава в централното напречно сечение на цилиндъра един коаксиален поток от заредени частици (НМП) [2]. Тангенциалната скорост на коаксиалния поток може да бъде определена по посока и големина върху околната повърхнина на цилиндъра чрез решаване на тримерна задача.

Нека образувателната на отражателния цилиндър да е много по-голяма от неговия радиус. Тогава средностатистическото разпределение на йоните и полетата в модела е такова, че работният обем е аналог на коаксиално еквitemпературно, еквискоростно и еквипотенциално пространство [2,3]. Тангенциалната скорост на коаксиалния поток може да бъде определена чрез решаване на двумерна задача върху затворена крива линия, която съвпада с отражателната окръжност в едно напречно сечение на цилиндъра.

Най-простото функционално и геометрично приближение на затворен в себе си дълъг цилиндричен отражател с относително голям радиус и прилежащото му коаксиално еквипространство е това на безкраен плосък отражател с прилежащо плоско-паралелно еквипространство. В този случай скоростта на НМП може да се определи чрез решаване на едномерна параметрична задача [2], напр. по оста Ox на плоския модел от фиг. 1.

Равнината на чертежа от фиг. 1 съвпада с вертикалната равнина xOy на дясно ориентирана правоъгълна координатна система xuz . Хоризон-

талната линия $y = y_0$ представлява условно изображение на безкраен плосък двустранен и дифузен отражател на йони. С прекъсвани линии $y = y_{jk}$ ($k=1,2,\dots,n$) в горния ($j=1$) и в долния ($j=2$) полуобем на РМ са представени дискретни еквинива. Тук ще използваме и спомагателни еквинива, които са успоредни и безкрайно близко до изследваното еквиниво Y_{jk} , например отражателните повърхности на двустранния отражател се намират на нива, които са означени условно на чертежа с $Y_{10+\varepsilon}$ и $Y_{20+\varepsilon}$: като $\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} Y_{j0+\varepsilon} = Y_j$, когато $\varepsilon \ll 1$ ($\varepsilon \rightarrow 0$).

Тук ще приемем, че стойностите на величините Y_{jk} са предварително известни.

Поляризацията и разпределението на двете полета E_{jk} и B_{jk} ще определим допълнително в текста. На фиг. 1 е пояснена само тяхната поляризация чрез право и обратно условно означение, които са взаимноизключващи.

Както в [2], така и тук ще направим изследване на НМП само в равнината ($\perp B$) на магнитно взаимодействие, т.е. в xOy . Едно такова изследване е изчерпателно за количествена оценка на НМП, защото всички взаимодействия в "недисипативния" преносен процес се извършват винаги в една равнина, която е нормална на B . Нещо повече - количествените оценки, които ще получим ще се отнасят еднозначно и до аналогични системи, в които поляризацията на двете полета е постоянна, но взаимната ориентация на векторите B и E е произволна. В този случай нормалната компонента, получена от разложението на вектор E по посока на вектор B заедно със същия вектор B определят пълно НМП. Другата компонента на E , тази която е съсна на B , води до дисипативен пренос на йони по направление на своята ос.

Движението на всеки отделен ион с маса m_i и електрически заряд q_i , което той извършва в равнината на магнитно взаимодействие ще определим с една векторна величина по следния начин:

$$(1) \quad v_{ijk} = v_{ijk} e^{i\phi} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}} e^{i\phi}, \quad v_{ijk} \perp B,$$

където i е имагинерна единица; $v_{ijk} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}}$ - големина на напречната

компонента на средната топлинна скорост, която в РМ е присъща на всеки ион от вид i , когато той се намира на еквitemпературно ниво Y_{jk} ; T_{ijk} - температура на ионите от вид i на ниво Y_{jk} ; k - константа на Болцман; ϕ - моментна стойност на равнинния ъгъл, който векторът v_{ijk} на отделен ион сключва с положителната посока на оста Ox по посока на часовниковата

стрелка (фиг. 1).

Нека да си представим, че са ни известни както амплитудите V_{jk} , така и интервалите от действителни стойности на аргумента Φ за всяка точка (xyz) в закрития обем на РМ, включително върху отражателните повърхнини.

Тогава (1) е аналитично описание на едномерна задача, която определя еднозначно движението както на отделен йон, така и движението на множеството от йони на РИС в РМ [2].

Тук искаме да намерим решение на една подобна едномерна задача. За целта ще опишем подробно съставните тела и процесите в РМ.

2.1. Отражател

Механичният отражател (y_0) е направен от твърд немагнитен материал на идеален електрически изолатор. Той е безкраен, плосък, тънък, двустранен, непроницаем и дифузен отражател на йони.

Отражателят разделя механично РМ на горен и долен полуобем. Посоките на отражение на йоните след удар са случаи и равномерно разпределени в пространствен ъгъл от 2π стеррадиана. Плоският отражател е ориентиран успоредно на вектор B (фиг. 1). Тогава посоките на разсейване при отражение в равнината xOy са случаи и равномерно разпределени в граници от $\Phi = 0$ до $\Phi = \pi$ радиана в горния полуобем и от $\Phi = \pi$ до $\Phi = 2\pi$ радиана в долния полуобем. Очевидно е, че тук пренебрегваме триенето на йоните при пълзгане по повърхността на отражателя, което в рамките на задачата е допустимо [2].

Средностатистически ударното взаимодействие на йоните с отражателя е процес на еластично взаимодействие, защото всяка отражателна повърхност ($y_{10+\epsilon}, y_{20+\epsilon}$) е еквitemпературна ($T_{y0} = T_0 = \text{const}$) разделителна граница между газовата и диелектричната среда в РМ. Тогава статистическото изследване на НМП може да се извърши при опростяващо допускане, че и всеки отделен акт на отражение е еластично взаимодействие [2].

Първоначално изследването ще извършим за РМ с отражател, а по-нататък и за РМ, в който отражателят е отстранен.

2.2. Йонен газ

Множествата на йоните M от двете страни на непроницаемия и еквitemпературен отражател са механично разделени. Йоните от двете страни на отражателя осъществяват независимо топлинно движение.

Всяко множество M е ограничено множество от йони (РИС). Огра-

ниченото множество $M = \sum_i M_i$, се състои от произволен, но ограничен брой подмножества M_i , ($i = 1, 2, \dots$). Числото i е ограничено отгоре чрез условието за РЙС.

Всяко подмножество M_i , се състои от еднакви по маса (m_i) и електрически заряд (q_i) йони.

Сумарната маса на йоните от M или M_i , ще отбеляваме по същия начин с $M = \sum_i M_i$ или M .

Тегловата концентрация на йоните от M в M , ще означим с

$$(2) \quad g_i = \frac{M_i}{M}.$$

Всички йони в M са динамично свързани с дифузно-отражателната повърхност в своя полуобем чрез действие на двукомпонентно векторно поле ($E \perp B$). Тогава при своето топлинно движение всеки йон осъществява последователно удари с отражателя. Последователността на ударите е със случаен интервал на повторение, чиято продължителност се изменя от нула до времевата продължителност на периода на един пълен съставен трахоидален цикъл. Периодът на един съставен трахоидален цикъл е определен за всеки вид йони (m_i, q_i) от разпределението на магнитната индукция B_μ в обема на РМ.

Ще приемем, че максималният вертикален размах на трахоидалните траектории на йоните (вкл. за вид $m_i = m_{\max}$ и $q_i = q_{\max}$) в двата полуобема е по-малък съответно от $(y_{1n} - y_0)$ или от $(y_0 - y_{2n})$, (фиг. 1). Следователно нива y_{1n} и y_{2n} представляват двете външни граници на РМ.

Очевидно е, че концентрацията на йоните в двата полуобема ще се изменя от максимум на нивата на отражение до нула на външните граници. Ниво y_0 , на което формално ще обединим двете отражателни нива $y_{10+\varepsilon}$ и $y_{20+\varepsilon}$, е формално ниво на максимална йонна плътност в РМ.

Тук ще приемем, че величините m_i и g_i са известни.

2.3. Векторно поле

Известно е [2], че свободните йони в закрит обем на безкрайно дълъг цилиндър създават вътрешно електрическо поле E с радиално разпределение и поляризация. На радиалното електрическо поле в изходния цилиндричен модел съответства, в приетия плосък РМ, едно вътрешно електрическо поле с разпределение и поляризация по вертикалната ос Oy .

На аксиалното магнитно поле в изходния цилиндричен модел съответства, в приетия плосък РМ, едно поле с поляризация по оста Oz .

Следователно в обема на РМ действа векторно поле с електрическа и

магнитна компонента. Задачите на повърхностен и свободен дрейф на йони ще решим при действие на векторно поле, което се изменя стъпално по оста Oy . С $W_{(2n)}$ тук ще отбеляваме $2n$ -стъпално двукомпонентно векторно поле, което е заместващо на двукомпонентно векторно поле W с непре-къснато разпределение по оста на електрическия вектор.

Разпределението и поляризацията на $W_{(2n)}$ ще определим за всяка точка (xyz) в обема на РМ чрез следните скаларни произведения:

$$(3) \quad E(xyz)e_y = E(y)e_y = E_{jk}e_y = E_{jk} = \begin{cases} = \text{const} > 0, \text{ когато } E_{jk} \parallel (-e_y) \\ = \text{const} < 0, \text{ когато } E_{jk} \parallel e_y \end{cases}$$

$-\infty < x < \infty$
 $y_{2n} < y < y_{1n} \quad y_{1n} \leq y \leq y_{(k+1)n}, j=1$
 $-\infty < z < \infty \quad y_{(k+1)n} \geq y \geq y_{2(n+1)-n}, j=2$

за $j = 1, 2$ и $k = 0, 1, 2, \dots, n - 1$

$$E(xyz)e_x = E(xyz)e_z = 0$$

както и при същите условия

$$B(xyz)e_z = B(y)e_z = B_{jk}e_z = B_{jk} = \begin{cases} = \text{const} > 0, \text{ когато } B_{jk} \parallel (-e_z) \\ = \text{const} < 0, \text{ когато } B_{jk} \parallel e_z \end{cases}$$

$$B(xyz)e_x = B(xyz)e_y = 0$$

където e_x, e_y и e_z са единични вектори по трите оси на xyz ; E_{jk} и B_{jk} са двойка рационални числа, които определят чрез своя знак и стойност съответно поляризацията и големината на двете компоненти на $W_{(2n)}$ в произволен дискретен слой $(jkk+1)$ на плоскопаралелния еквимодел.

Векторното поле не е определено на външните граници (y_{1n} и y_{2n}) на РМ, защото по условие там няма йони.

Тук ще приемем, че величините E_{jk} и B_{jk} са известни.

От (3) се вижда, че двете векторни компоненти на $W_{(2n)}$ са винаги взаимно перпендикулярни. Когато по-нататък използваме означение $W_{(2n)}$, то винаги ще разбираме, че на него съответстват $2n$ двойки взаимно

перпендикуляри вектори ($E_{jk} \perp B_{jk}$).

В [2] задачата за повърхностен дрейф е решена при действие на едностъпално векторно поле $W_{(1)}$, т.е. при действие на векторно поле, което е хомогенно в целия обем на РМ ($W_{(1)} = \text{const}$ за $j=1,2$ и $k=0,1,\dots,n-1$).

Тук ще използваме решението, намерено в [2] и затова ще дефинираме $W_{(1)}$ по аналогичен начин и при същите подусловия (3), а именно

$$(4) \quad \begin{cases} E(xyz)e_y = E_{jk}e_y = E_{10}e_y = E_{10} = \text{const} \leq 0 \\ E(xyz)e_x = E(xyz)e_z = 0 \\ B(xyz)e_z = B_{jk}e_z = B_{10}e_z = B_{10} = \text{const} \leq 0 \\ B(xyz)e_x = B(xyz)e_y = 0 \end{cases}$$

В (4) сме избрали една двойка рационални числа (E_{10} и B_{10}) от (3), която характеризира векторното поле $W_{(1)}$ в целия обем на РМ.

2.4. Скаларно поле в РМ

Тук ще изградим едно поле от числени величини (скалари и псевдоскалари [4]) и функции на Φ , характеризиращи движението на частиците в целия обем на РМ в степен, която позволява пресмятане на едномерна (по Φ) задача.

В този смисъл можем да причислим към скаларното поле в РМ и всички двойки рационални числа E_{jk} и B_{jk} на $W_{(2n)}$ от (3) или тази на E_{10} и B_{10} при действие на $W_{(1)}$ от (4).

Скаларното поле в РМ ще изградим с величини, в чито означения ще въведем три- или четириразрядни индекси. Величините с триразрядна индикация (T_{ijk}) ще определим за всеки вид (j) йони и на/за всяко дискретно еквивалентно ниво y_{jk} . Величините с четириразрядна индикация (η_{ijkl}) ще определим аналогично по i , но и за/в обема на произволен слой между едно изходно ниво y_{jk} и едно крайно ниво y_{jl} ($j=k+1, k+2, \dots, n$).

Първо ще определим семействата на рационалните числа, които дават ларморовските честоти (ω_{jk}) на йоните от всеки вид (j) във всеки дискретен слой и на всяко дискретно ниво

$$(5) \quad \omega_{ijk} = \omega_{ijk+1-i} = \frac{q_i B_{jk}}{m_i} = \begin{cases} = \text{const} > 0 \text{ ако } q_i B_{jk} > 0 \\ = \text{const} < 0 \text{ ако } q_i B_{jk} < 0, \quad i=1,2, \quad k=0,1,\dots,n-1. \end{cases}$$

Тук ще използваме само означение ω_{ijk} .

За частния случай, когато в РМ действа хомогенно векторно поле ларморовските честоти не зависят от вертикалната координата y , така че

$$(6) \quad \omega_{ijk} = \omega_{j10} = \frac{q_i B_{10}}{m_i} = \text{const} \leq 0.$$

Амплитудата v_{ijk} на вектор v_{ijk} беше определена в (1) като еднозначна функция на температурата T_{ijk} на произволно ниво y_{ijk} . Но напречната компонента на средната топлинна скорост е непрекъсната функция от вертикалната координата на заредената частица, защото тя се движи в потенциално електрическо поле с поляризация по оста Oy . Паралелната зависимост на v_{ijk} от T_{ijk} и y_{ijk} ни позволява да съставим едно двустранно равенство, което свързва дискретните нива в РМ по следния начин

$$(7) \quad v_{ijk} = \left| \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_{ijk}}{\pi m_i}} \right| = \begin{cases} = \sqrt{V_{ijk+1}^2 + \frac{2E_{jk}q_i \Delta y_{jkk+1}}{m_i}}, & \Delta y_{jkk+1} = y_{jk} - y_{jk+1} \\ = \sqrt{V_{ijk-1}^2 + \frac{2E_{jk-1}q_i \Delta y_{jkk-1}}{m_i}}, & \Delta y_{jkk-1} = y_{jk} - y_{jk-1} \end{cases}$$

Тогава нека да приемем, че знаем температурата T_{ijk} на ниво y_{jk} . Ако заместим T_{ijk} и m_i в средната част на (7) и я пресметнем, то ще получим стойността на v_{ijk} в лявата страна на равенството. След това ако заместим в дясната страна на (7) известните величини E_{jk} (E_{jk-1}), m_i , q_i и Δy_{jkk+1} (Δy_{jkk-1}) и решим равенството спрямо V_{ijk+1} (ΔV_{ijk-1}), то ще получим числената стойност на напречната скорост на съседно ниво. После ако приравним V_{ijk+1} (ΔV_{ijk-1}) на средната част на (7) и решим равенството спрямо температурата в подкоренната величина, то ще получим еквитетемпературната стойност T_{ijk+1} (T_{ijk-1}). Ако продължим, то от

$T_{ijk+1}(T_{ijk-1})$ можем да определим $V_{ijk+1}(\Delta V_{ijk-1})$ и $T_{ijk+2}(T_{ijk-2})$ и т.н.

Следователно ако знаем (емпирично) T_{ijk} на йоните от вид i на едно и само едно произволно еквилибърно Y_{jk} , то чрез (7) ние можем да изградим последователно скаларното поле в РМ по стойностите Y_{ijk} и T_{ijk} на всички нива и за всеки вид (i) йони.

Ще запишем (7) за еквитетературното ниво на отражателя

(8)

$$V_{ij0} = V_{i10} = V_{i20} = \left| \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8kT_0}{\pi m_i}} \right| = \begin{cases} = \sqrt{V_{i11}^2 + \frac{2E_{10}q_i\Delta Y_{101}}{m_i}}, & \Delta Y_{101} = Y_0 - Y_{11} < 0 \\ = \sqrt{V_{i21}^2 + \frac{2E_{20}q_i\Delta Y_{201}}{m_i}}, & \Delta Y_{201} = Y_0 - Y_{21} > 0. \end{cases}$$

$$T_0 = T_{ij0} = \text{const}$$

Решенията на (8) няма да се променят ако си представим, че отражателят в РМ е отстранен. Скоростта V_{ijk} е непрекъсната величина в работния обем и нейните стойности са инвариантни от това дали на нивото на максимална йонна плътност (y_0) има или няма еквитетературна механична преграда. Тази инвариантност показва една формална функционална връзка между преносните процеси при повърхностен и свободен (без отражение) дрейф на йони.

Равенство (8) е аналитично описание на един частен случай ($q_i, W_{(2n)}, xOy$), който може да бъде обобщен в едно априорно твърдение - еднаквите и свободни микрочастици от двете страни на еквитетературна механична преграда в една установена система имат еднакви средни топлинни скорости.

Сега ще потърсим начин да определим границите, в които се изменят стойностите на аргумента Φ от (1).

Веднага можем да кажем, че интервалът на възможните стойности на Φ във всеки полуобем, а следователно и в целия обем на РМ е непрекъснат интервал с големина от $\Phi = 0$ до $\Phi = 2\pi$ радиана ($[0, 2\pi]$). По-същес твено е да определим интервалите от действителни стойности на Φ , които съответстват на всяко дискретно ниво Y_{jk} .

Нека да си представим, че един йон, когато се отдалечава от отражателя

пресича ниво Y_{jk} под някакъв ъгъл Φ (фиг.1). Продължавайки своето движение по трахоидална траектория, той ще пресече отново същото ниво, когато се приближава до отражателя, но под ъгъл с друга стойност Φ' . Ъглите Φ и Φ' са обратимо съответни величини. Връзката между двете стойности е винаги следната

$$(9) \quad \Phi' = 2\pi - \Phi.$$

Тук ще различаваме ъгли Φ и интервали $\Delta\phi_{jk}$ на право преминаване, когато те се отнасят до преминаване на йон през ниво Y_{jk} при отдалечаване от отражателя, т.е. при отдалечаване от нивото на максимална йонна плътност. Ъглите и интервалите при обратно преминаване (при доближаване) ще наричаме обратни и ще ги бележим с Φ' и $\Delta\phi'_{jk}$.

В същата връзка ще различаваме "външен" и "вътрешен" подобем на всяко ниво Y_{jk} . Една частица се движи във външния подобем на ниво Y_{jk} от момента на нейното право преминаване през Y_{jk} до следващия момент, в който тя преминава отново през същото ниво, но в обратна посока. По условие (т.2.1) знаем, че на нивата на отражение $(Y_{10+\epsilon}, Y_{20+\epsilon})$ стойностите на ъглите Φ са в границите на следните два интервала на право преминаване:

$$(10) \quad \left. \begin{array}{l} \Delta\phi_{j10+\epsilon} = \Phi_{j10}^{\max} - \Phi_{j10}^{\min} = \pi - 0 \\ \Delta\phi_{j20+\epsilon} = \Phi_{j20}^{\max} - \Phi_{j20}^{\min} = 2\pi - \pi \end{array} \right\} = \pi = \Delta\phi_{j0},$$

както и че във всеки от тях функцията на разпределение на йоните $\kappa_{j0}(\phi)$ по Φ е константа

$$(11) \quad \kappa_{j0}(\phi) = \kappa_{j10}(\phi) = \kappa_{j20}(\phi) = \frac{1}{\pi} = \text{const}, \quad \phi \in \{\Delta\phi_{j0}\}$$

така че

$$(12) \quad \int_{\Delta\phi_{j0}} \kappa_{j0}(\phi) d\phi = \int_0^\pi \kappa_{j10}(\phi) d\phi = \int_\pi^{2\pi} \kappa_{j20}(\phi) d\phi = 1$$

Ако приложим (9) за да преобразуваме (10) и (11), то ще получим Φ' , $\Delta\phi'_{j0}$ и $\kappa_{j0}(\Phi')$ на йоните в моментите, които непосредствено предхождат тяхното отражение, т.е. ъглите, интервалите и функциите на разпределение при обратно "преминаване", а именно

$$(13) \quad \left. \begin{array}{l} \Delta\varphi'_{j10+e} = \varphi'_{j10}^{\max} - \varphi'_{j10}^{\min} = (2\pi - \varphi'_{j10}^{\min}) - (2\pi - \varphi'_{j10}^{\max}) = 2\pi - \pi \\ \Delta\varphi'_{j20+e} = \varphi'_{j20}^{\max} - \varphi'_{j20}^{\min} = (2\pi - \varphi'_{j20}^{\min}) - (2\pi - \varphi'_{j20}^{\max}) = \pi - 0 \end{array} \right\} = \pi = \Delta\varphi'_{j0} = \Delta\varphi_{j0}$$

както и че

$$(14) \quad \kappa_{j0}(\varphi) = \kappa_{j0}(2\pi - \varphi) = \kappa_{j0}(\varphi) = \text{const} = \frac{1}{\pi}, \quad \text{така че}$$

$$\int_{\Delta\varphi_{j0}} \kappa_{j0}(\varphi) d\varphi = \int_0^\pi \kappa_{j10}(\varphi) d\varphi = \int_\pi^{2\pi} \kappa_{j20}(\varphi) d\varphi = 1$$

Без да доказваме ще обобщим, че на всяко ниво Y_{jk} в РМ правите $\Delta\varphi_{ijk}$ и обратните $\Delta\varphi'_{ijk}$ интервали от действителни стойности на Φ са:

- непрекъснати;
- еднакви по големина и в граници $0 \leq \Delta\varphi_{ijk} = \Delta\varphi'_{ijk} \leq \pi$, като по условие най-малко $\Delta\varphi_{j1n}$ и $\Delta\varphi_{j2n}$ имат нулеви стойности;
- взаимно симетрични в интервала $[0, 2\pi]$ на възможните стойности на Φ с център на симетрия т. $\Phi = \pi$ от мислената ос $O\varphi$;
- инверси по разположение в двата полуобема спрямо т. $\Phi = \pi$ (напр. ако $\Phi \in \{\Delta\varphi_{ijk}\}$, то $0 \leq \Phi \leq \pi$, но ако $\Phi \in \{\Delta\varphi'_{ijk}\}$ то $\pi \leq \Phi \leq 2\pi$).

Отново чрез (9) можем да се убедим, че функциите на разпределение на ионите съответно по Φ и φ' на едно произволно ниво Y_{jk} са две симетрични функции с ос на симетрия правата $\Phi = \pi$ от мислена правоъгълна координатна система $\varphi O\kappa_{ijk}(\varphi)$. Освен това, лесно може да се съобрази, а по-нататък и ще покажем, че аргументът Φ е непрекъсната и нелинейна функция от вертикалната координата на частицата. Тази нелинейност променя функциите на разпределение $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и $\kappa_{ijk}(\varphi')$ така, че ако те са константни величини (вж.(10),(13)) на нивата на отражение, то на всяко друго ниво те са променливи функции от Φ или φ' в границите на съответния интервал $\Delta\varphi_{ijk}$ или $\Delta\varphi'_{ijk}$.

Симетрията и нелинейността на $\kappa_{ijk}(\varphi)$ и $\kappa_{ijk}(\varphi')$ ще опишем така:

$$(15) \quad \begin{cases} \kappa_{ijk}(\phi_1) = \kappa_{ijk}(2\pi - \phi_1) = \kappa_{ijk}(\phi'_1) & \phi'_1 = 2\pi - \phi_1 \\ \phi_1 \in \{\Delta\phi_{ijk}\} \\ \kappa_{ijk}(\phi_2) = \kappa_{ijk}(2\pi - \phi_2) = \kappa_{ijk}(\phi'_2) & \phi'_2 = 2\pi - \phi_2 \\ \phi_2 \in \{\Delta\phi_{ijk}\}, \phi_2 \neq \phi_1 \end{cases}$$

като $\kappa_{ijk}(\phi_1) \geq \kappa_{ijk}(\phi_2)$.

но така че $\int_{\Delta\phi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\phi) d\phi = \int_{\Delta\phi'_{ijk}} \kappa_{ijk} d\phi = 1$.

Численото пресмятане на величините $\Delta\phi_{ijk}$ и $\kappa_{ijk}(\phi)$ ще опишем по-нататък.

Сега ще потърсим връзка между количествата на йоните, които пресичат две съседни нива в права (обратна) посока. Очевидно е, че от всички йони, който са преминали през Y_{jk} , например в права посока, само една част от тях ще достигнат до съседно ниво Y_{jk+1} . Тази част е пропорционална на големината на един непрекъснат подинтервал $\Delta\phi_{jkk+1}$ от пълния интервал $\Delta\phi_{ijk}$. Тогава относителното количество на йоните η_{jkk+1} , които преминават през слой $(jkk+1)$ може да се определи по следния начин:

$$(16) \quad 0 \leq \eta_{jkk+1} = \frac{\int_{\Delta\phi_{jkk+1}} \kappa_{ijk}(\phi) d\phi}{\int_{\Delta\phi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\phi) d\phi} = \frac{\int_{\Delta\phi_{jkk+1}} \kappa_{ijk}(\phi) d\phi}{\int_{\Delta\phi_{ijk}} \kappa_{ijk}(\phi) d\phi} < 1.$$

Величината η_{jkk+1} ще наречем право предавателно число на дискретен слой $(jkk+1)$. Очевидно е, че обратните предавателни числа, които тук няма да използваме, са реципрочни на η_{jkk+1} .

Правото предавателно число на произволен многопластов слой (jkl) между едно изходно ниво и едно произволно ниво Y_j ще определим така:

$$(17) \quad 0 \leq \eta_{jkl} = \eta_{jkk+1} \eta_{jkk+1k+2} \dots \eta_{j(l-1)} = \prod_{k=k}^{l-1} \eta_{jkk+1} < 1, \quad l = k+1, k+2, \dots, n,$$

като по условие $\eta_{ijn-1n} = 0$, защото най-малко $\eta_{ijn-in} = 0$ чрез $\Delta\Phi_{ijn-1n} = 0$.

Тогава предавателното число между отражателно ниво y_{i0} и едно произволно ниво y_{jk} ще се определи така:

$$(18) \quad \eta_{ijk} = \prod_{s=1}^k \eta_{js-is}.$$

От двете предавателни числа (16) и (18) можем да определим тегловата концентрация на тази част от йоните в M_i , която се намира постоянно в слой $(jkk+1)$ по следния начин:

$$(19) \quad S_{jkk+1} = \eta_{y0k} \left(1 - \eta_{ykk+1} \right).$$

Сега ще опишем една нелинейна функция $\rho_{ijk}(\phi)$, която определя разстоянието между геометричните центрове на един отделен йон и мислената циклоидална окръжност [2]. Стойността на $\rho_{ijk}(\phi)$, за всяка отделна частица, се изменя стъпално на границата y_{jk} между всеки два слоя, а в границите (дебелината $|\Delta y_{jkk+1-\epsilon}|$) на всеки дискретен слой тя е постоянна величина

(20)

$$\rho_{ijk-e}(\varphi_k) = \frac{v_{ijk-e}}{\omega_{ijk-e}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk-e}}{v_{ijk-e} B_{jk-e}} \right)^2 + 2 \frac{E_{jk-e}}{v_{ijk-e} B_{jk-e}} \cos \varphi_k} = \text{const} = C_{k-1},$$

$$\Delta k = -\epsilon$$

$$\rho_{ijk}(\varphi_k) = \frac{v_{ijk}}{\omega_{ijk}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk}}{v_{ijk} B_{jk}} \right)^2 + 2 \frac{E_{jk}}{v_{ijk} B_{jk}} \cos \varphi_k}$$

$$\Delta k = 0$$

$$\rho_{ijk+\Delta k}(\varphi) = \begin{cases} \rho_{ijk+\Delta k}(\varphi) = \frac{v_{ijk+\Delta k}}{\omega_{ijk+\Delta k}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+\Delta k}}{v_{ijk+\Delta k} B_{jk+\Delta k}} \right)^2 + 2 \frac{E_{jk+\Delta k}}{v_{ijk+\Delta k} B_{jk+\Delta k}} \cos \varphi} \\ 0 < \Delta k < 1 - \epsilon \\ \Delta k = 1 - \epsilon \end{cases} =$$

$$\rho_{ijk+1-\epsilon}(\varphi_{k+1}) = \frac{v_{ijk+1-\epsilon}}{\omega_{ijk+1-\epsilon}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+1-\epsilon}}{v_{ijk+1-\epsilon} B_{jk+1-\epsilon}} \right)^2 + 2 \frac{E_{jk+1-\epsilon}}{v_{ijk+1-\epsilon} B_{jk+1-\epsilon}} \cos \varphi_{k+1}}$$

$$\Delta k = 1 - \epsilon$$

$$= \text{const} = C_k \neq C_{k-1}$$

$$\rho_{ijk+1}(\varphi_{k+1}) = \frac{v_{ijk+1}}{\omega_{ijk+1}} \sqrt{1 + \left(\frac{E_{jk+1}}{v_{ijk+1} B_{jk+1}} \right)^2 + 2 \frac{E_{jk+1}}{v_{ijk+1} B_{jk+1}} \cos \varphi_{k+1}} = \text{const} = C_{k+1} \neq C_k$$

$$\Delta k = 1$$

където:

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} v_{ijk-\varepsilon} = v_{ijk}, E_{jk-\varepsilon} = E_{jk}, B_{jk-\varepsilon} = B_{jk}, \omega_{ijk-\varepsilon} = \omega_{ijk}, \text{ когато } \Delta k = -\varepsilon;$$

$$v_{ijk+\Delta k} = v_{ijk+\Delta k}, E_{jk+\Delta k} = E_{jk}, B_{jk+\Delta k} = B_{jk}, \omega_{jk+\Delta k} = \omega_{jk}, \text{ когато } 0 < \Delta k < 1 - \varepsilon;$$

$$\lim_{\varepsilon \rightarrow 0} v_{ijk+1-\varepsilon} = v_{ijk+1}, E_{jk+1-\varepsilon} = E_{jk}, B_{jk+1-\varepsilon} = B_{jk}, \omega_{ijk+1-\varepsilon} = \omega_{ijk}, \text{ когато}$$

$$\Delta k = 1 - \varepsilon; \Phi_k \neq \Phi_{k+1}, \Phi_k \leq \Phi_{k+1}.$$

Разслоеното равенство (20) показва, че ако един йон пресича ниво y_{jk} под фиксиран тъгъл Φ_k , то той, преминавайки през прилежащия слой, ще промяня непрекъснато аргумента Φ на своя вектор $v_{ijk+\Delta k}$ ($0 \leq \Delta k < 1$) по посока на една фиксирана стойност Φ_{k+1} ($\Phi_{k+1} \leq \Phi_k$), докато я достигне на следващото дискретно ниво y_{jk+1} . Фиксираните стойности Φ_k и Φ_{k+1} (от $\Delta \Phi_{ijk}$ и $\Delta \Phi_{ijk+1}$) са свързани помежду си чрез нелинейна зависимост (20), като обратимо съответни тъгли на две съседни нива.

Тогава ако познаваме $\Delta \Phi_{ijk}$ и $\kappa_{ijk}(\Phi)$ на едно произволно ниво, то ние можем да определим $\Delta \Phi_{ijk+1}$, $\Delta \Phi_{ijk+1}$ и $\kappa_{ijk+1}(\Phi)$ на съседно ниво чрез многократно решаване на равенства от вида

$$(21) \quad \rho_{ijk}(\Phi_k) = \rho_{ijk+1-\varepsilon}(\Phi_{k+1}), \quad \Phi_{k+1} \in \{\Delta \Phi_{ijk+1}\}$$

$$\Phi_1 \in \{\Delta \Phi_{ijk}\}$$

като избираме последователно фиксирани стойности на Φ_k от известния интервал $\Delta \Phi_{ijk}$, за да определим обратимо съответните (по (20)) величини Φ_{k+1} , които принадлежат на неизвестния интервал $\Delta \Phi_{ijk+1}$.

За да поясним, нека един йон да стартира от отражателно ниво y_{j0} под тъгъл $\Phi = \Phi_0$, $\Phi_0 \in \{\Delta \Phi_{j0}\}$. Той ще пресече ниво y_j под друг тъгъл Φ_1 , чиято стойност можем да определим след заместване на Φ_0 в (21) като известна величина и решаване спрямо Φ_1 . Отново чрез заместване в (21) на Φ_1 , но вече като известна величина и решаване в условията на слой (j12) ние можем да определим стойността на тъгъл Φ_2 на ниво y_{j2} и т.н. Следователно чрез последователно решаване на (21) ние можем да съпоставим на всяка случаена величина $\Phi = \Phi_0$ по едно семейство от фиксирани стойности Φ_k , под които отделният йон ще пресича всички възходящи нива. Тогава движението на отделния йон в РМ се характеризира с една чисрова редица, в която само първият член ($\Phi = \Phi_0$) е случаена величина

$$(22) \quad \Phi_{ij}(\Phi) = (\Phi = \Phi_0), \Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_k, \dots, \Phi_{n-1}.$$

$$\Phi_0 \in \{\Delta \Phi_{j0}\}$$

Дължината на числовата редица (22) е променлива величина. Ако Y_{jk} е най-високото дискретно ниво, до което един йон достига след акт на отражение, то всички фиксираны стойности в редицата от Φ_{k+1} до Φ_{n-1} са нули.

Следователно (21) е аналитично средство, което позволява да се изгради скаларното поле в РМ по величините на $\rho_{ijk}(\phi)$, $\Delta\phi_{ijk}$, $\Delta\phi_{ijk+1}$, $\kappa_{ijk}(\phi)$ и $\Phi_{ij}(\phi)$ на всички нива Y_{jk} , а чрез (16), (18) и (19) и по стойностите на Π_{ijk+1} , Π_{j0k} и \mathcal{G}_{ijk+1} .

Сега нека да си представим движението на отделен йон между две последователни отражения. Между двете събития той осъществява свободен(без отражение) дрейф под действие на векторно поле $W_{(n)}(W_{(l)})$. Всеки акт на дифузно отражение прекъсва свободния дрейф на частицата и същевременно ѝ дава случаен (по Φ) старт в нов цикъл на свободен дрейф по съставна ($W_{(n)}$) или праста ($W_{(l)}$) трахоидална траектория с фиксираны параметри (V_{jk} , E_{jk} и B_{jk}), но със случайна фазова дължина . В този случай повърхностният дрейф на йоните от РИС в РМ може да бъде разложен на една постоянна и на една случайна скоростна компонента на движение по оста Ox . За да извършим такова разложение е необходимо да знаем големината на всички възможни (по Φ) фазови пътища, изминавани от циклоидалните окръжности за времената на свободен дрейф между моментите на две последователни отражения [2]. За да разложим йонния поток (при повърхностен дрейф) по слоеве, ще ни е необходимо да определим още и възможните фазови пътища във външния подобем на всяко дискретно еквиливо и във всеки слой.

За целта тук е синтезирана функция $\alpha_{ijk}(\xi(\phi))$ на фазовия път, която е изведена, както и в [2] при действие на хомогенно векторно поле $W_{(l)}$ (4). Функцията $\alpha_{ijk}(\xi(\phi))$ определя големината на половината от фазовия път, изминаван от циклоидална окръжност за времето, в което частицата се намира във външния подобем на произволно ниво Y_{jk} , включително и за Y_{j0}

$$(23) \quad \alpha_{ijk}(\xi(\phi)) = \frac{\omega_{ijk}}{|\omega_{ijk}|} \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\xi(\phi)}{|\xi(\phi)|} \right) + \xi(\phi) \right]$$

$$\text{за } \xi(\phi) = \xi_{ijk}(\phi) = \frac{\omega_{ijk}}{|\omega_{ijk}|} \arctg \frac{\sin \phi}{\frac{E_{jk}}{v_{jk} B_{jk}} + \cos \phi}$$

$$\omega_{ijk} = \omega_{j0}, E_{jk} = E_{j0}, B_{jk} = B_{j0}(W_{(l)})$$

По-нататък функцията $\alpha_{jk}(\xi(\phi))$ от (23) ще бележим опростено с $\alpha_{jk}(\phi)$.

Функцията $\alpha_{jk}(\phi)$ е дефинирана в целия интервал $[0, 2\pi]$ на възможните стойности на ъгъл Φ , но тя е приложима само във външните подобеми на РМ, защото там движението на частиците е свободно (няма отражения). Следователно при изследване на повърхностен дрейф функцията $\alpha_{jk}(\phi)$ се отнася само до ъглите на право преминаване, т.е. за ъгли от $\phi = 0$ до $\phi = \pi$ в горния полуобем и за ъгли от $\phi = \pi$ до $\phi = 2\pi$ в долния полуобем.

Реално, а чрез (23) и аналитично, фазовите пътища на две противоположни по знак и еднакви по маса и електрически заряд ($m_1 = m_2$, $q_1 = -q_2$) частици, които достигат ниво Y_{jk} с еднакъв ъгъл Φ и при равни други условия ($V_{1jk} = V_{2jk}$, E_{jk} , B_{jk}), са свързани по следния начин:

$$(24) \quad \alpha_{2jk}(\phi) = -[\pi - \alpha_{1jk}(\phi)].$$

Функцията $\alpha_{jk}(\phi)$ е приложима за изследване и на свободен (без отражение) дрейф на иони под действие на векторно поле $\vec{W}_{(1)}$. Така например ако в РМ е отстранен механичният отражател (y_0), то ионите ще извършват дрейф при движение по пълни трахоидални траектории. Дискретните еквиваленти Y_{jk} ще разделят условно тези траекторни линии на горни и долнни части. Фазовите пътища на мислена циклоидална окръжност по двете части на една условно разделена траекторна линия могат да бъдат определени поотделно, в границите на един пълен трахоидален цикъл, чрез решаване на (23).

В границите на един пълен трахоидален цикъл мислената циклоидална окръжност на отделния ион изминава фазов път от 2π радиана.

Ако решим (23) за произволна стойност на Φ в интервал $[0, 2\pi]$, то ще определим половината на фазовия път от едната страна на произволно ниво. Ако при равни други условия решим отново (23), но за обратимо съответната стойност $\Phi' = 2\pi - \Phi$ (9) на първия ъгъл, то ще получим половината на фазовия път, от другата страна на същото ниво. Сумата на двете решения образува едно тъждествено равенство

$$(25) \quad \alpha_{jk}(\phi) + \alpha_{jk}(2\pi - \phi) = \alpha_{jk}(\phi) + \alpha_{jk}(\phi') = \pi, \quad \phi' = 2\pi - \phi.$$

Равенство (25) доказва, че функцията $\alpha_{ijk}(\phi)$ е синтезирана вярно, както и че между процесите на „НМП“ при повърхностен и свободен дрейф има още една (освен (8)) формална функционална връзка.

Сега нека да анализираме функцията $\alpha_{ijk}(\phi)$ във времето, преди и след момента, в който частицата достига до ниво Y_{jk} . Цялата предистория на нейното движение до Y_{jk} е отчетена чрез стойностите на величините V_{ijk} и $\phi (\phi \in \{\Delta\phi_{ijk}\})$, които те получават на същото ниво. Бъдещото движение на частицата (фазовият път) е еднозначно определено чрез компонентите на векторното поле (E_{jk}, B_{jk}) , които ще действат върху нея от ниво Y_{jk} нататък. Но чрез равенства (7) и (21) можем да определим еднозначно цялата предистория на движението на частицата до Y_{jk} , а нейното бъдещо движение да предопределим чрез задаване на друго произволно хомогенно векторно поле, което действа във външния подобем на същото ниво.

Следователно функцията $\alpha_{ijk}(\phi)$ е приложима за изследване дрейфа на иони под действие на векторно поле със стъпално разпределение ($W_{(2n)}$). Съгласно (3), $W_{(2n)}$ се изменя стъпално между всеки две безкрайно близки нива $Y_{jk-\epsilon}$ и Y_{jk} . Между тези две нива непрекъснатите величини Φ и V_{ijk} практически не се променят, докато фазовата функция се изменя със скок, така че

$$(26) \quad \alpha_{ijk-\epsilon}(\phi) \neq \alpha_{ijk}(\phi), \quad \epsilon \ll 1.$$

Тук ще завършим изграждането на скаларното поле в РМ като на всяко ниво Y_{jk} съпоставим по две функции $\alpha_{ijk-\epsilon}(\phi)$ и $\alpha_{ijk}(\phi)$, които са еднозначно определени чрез известните стойности на всичко седем параметрични величини $(V_{ijk}, E_{jk-\epsilon} = E_{jk-1}, E_{jk}, B_{jk-\epsilon} = B_{jk-1}, B_{jk}, \omega_{ijk-\epsilon} = \omega_{ijk-1} \text{ и } \omega_{ijk})$ и за всички стойности на своя аргумент Φ в границите на известен интервал $\Delta\phi_{ijk}$.

3. Решения на едномерна задача при повърхностен дрейф

3.1. Решение в първо приближение

В [2] е намерено решение на едномерна задача за определяне макроскопичната скорост на ионите при повърхностен дрейф в РМ под действие на постоянно и хомогенно векторно поле $W_{(1)}$

($E_{10} = \text{const}$, $B_{10} = \text{const}$).

Тук ще наречем решението от [2] първо приближение на общата задача, защото то се отнася до единствъчна априксимация $W_{(1)}$ на векторно поле W произволно разпределение по оста на електрическия вектор. Ще опишем това решение като използваме приетите вече означения.

Уравненията на движение на отделен ион в границите на времевия интервал между две последователни преминавания на частицата в права и обратна посоки през ниво Y_{jk} имат следния вид:

$$(27) \quad \begin{cases} x = x_0 + v \rho_{jk}(\phi) [\sin(\omega_{10} t - \alpha_{jk}(\phi)) + \sin \alpha_{jk}(\phi)] - \frac{E_{10}}{B_{10}} t \\ y = y_{jk} + v \rho_{jk}(\phi) [\cos(\omega_{10} t - \alpha_{jk}(\phi)) - \cos \alpha_{jk}(\phi)], \end{cases}$$

където x_0 е абциса на точката, в която частицата пресича $y = y_{jk}$ в права посока; $v = \frac{\pi - \phi}{|\pi - \phi|}$ - единичен знаков множител, който отчита инверсията в посоката на отражение в двата полуобема, т.е. инверсията в посоката на право преминаване в тях, както и инверсията в посоката на движение при право (ϕ) и обратно (ϕ') преминаване през ниво Y_{jk} ; t - текущо време, за което е прието, че има нулева стойност в момента, в който частицата се намира в т. (x_0, y_{jk}) .

Ако използваме, както в [2], първото уравнение от (27), то можем да определим средната дрейфова скорост $V_{jk}^d(\phi)$ на отделната частица за времето между моментите на нейното право и обратно преминаване през Y_{jk} , т.е. средната скорост на повърхностен дрейф по оста Ox на отделната частица в същия интервал, а именно:

$$(28) \quad V_{jk}^d(\phi) = v \omega_{10} \rho_{jk}(\phi) \frac{\sin \alpha_{jk}(\phi)}{\alpha_{jk}(\phi)} - \frac{E_{10}}{B_{10}} = a_{jk}(\phi) - \frac{E_{10}}{B_{10}}.$$

С $a_{jk}(\phi)$ в (28) е означена, т.нр. в т.2.4 случайна компонента на скоростта на отделна частица, с която тя се движи по оста Ox на РМ при повърхностен дрейф под действие на хомогенно векторно поле $W_{(1)}$.

Числовата величина E_{10} / B_{10} в (28) представлява съответно постоянната компонента на дрейфовата скорост.

Сега ще се отклоним, за да анализираме кратко свойствата на случайната компонента на скоростта $a_{jk}(\phi)$ при повърхностен дрейф. Функцията $a_{jk}(\phi)$ е еднозначно определена в границите на времевия интервал между две последователни отражения на отделната частица, но тя е случайна функция чрез случайната стойност на своя аргумент ϕ след

всяко отражение. Функцията $a_{ijk}(\phi)$ е определена само във външния подобем на изследваното ниво Y_{jk} , защото там траекторните линии не са деформирани чрез отражения.

На нивата на отражение Y_{j0} ние можем да съпоставим на всеки ъгъл $\phi (\phi \in \{\Delta\phi_{j10}\})$ на право преминаване в горния полуобем по един ъгъл $2\pi - \phi (2\pi - \phi \in \{\Delta\phi_{j20}\})$ на право преминаване в долния полуобем. Стойностите на функциите $a_{j10}(\phi)$ и $a_{j20}(2\pi - \phi)$ са свързани за всяка такава двойка ъгли чрез (25) и (28) по следния начин:

$$(29) \quad a_{j20}(2\pi - \phi) = -\frac{\alpha_{j10}(\phi)}{\pi - \alpha_{j10}(\phi)} a_{j10}(\phi), \quad 0 \leq \phi \leq \pi.$$

Сега нека да си представим, че отражателят в РМ е отстранен (или той е станал проницаем), като при това върху йоните не е оказано никакво друго вздействие. В работния обем ще настъпят следните изменения:

- йоните от всеки полуобем ще се разпределят в общия обем;
- йоните ще се движат по пълни трахоидални траектории.

РМ, в който отражателят е отстранен, т.е. в който е премахнат "генератора" на случаини по Φ отражения ще наречем псевдоотражателен РМ. В РЙС на псевдоотражателния РМ не се генерират случаини състояния и следователно трябва да предположим, че случаината компонента $a_{ijk}(\phi)$ има нулев принос за определяне скоростта на йоните при свободен (от отражения) дрейф под действие на $W_{(1)}$. Последното предположение ще докажем по-нататък. Тук ще посочим само, че средната дрейфова скорост по Ox на всеки йон в псевдоотражателния РМ може да бъде определена непротиворечно и поотделно от двете страни на всяко ниво Y_{jk} чрез последователно решаване на (28). При това за всяка двойка обратимо съответни (9) ъгли Φ и $\Phi' (\Phi' = 2\pi - \Phi)$ от двете страни на Y_{jk} стойностите на вече псевдослучайните величини $a_{ijk}(\phi)$ и $a_{ijk}(\Phi')$ са свързани по следния начин:

$$(30) \quad a_{ijk}(\phi') = a_{ijk}(2\pi - \phi) = -\frac{\alpha_{ijk}(\phi)}{\pi - \alpha_{ijk}(\phi)} a_{ijk}(\phi).$$

Еднаквата форма на равенства (29) и (30) показва още една (вж. (8) и (21)) формална функционална връзка между преносните процеси при повърхностен и свободен дрейф.

И накрая още едно свойство на функцията $a_{ijk}(\phi)$. Чрез заместване в (28) можем да се убедим, че ако две еднакви, но противоположно заредени

частици ($m_1 = m_2, q_1 = -q_2$) достигнат с еднаква скорост ($V_{1,jk} = V_{2,jk}$) и под еднакъв ъгъл Φ едно произволно ниво y_{jk} , то техните функции $a_{1,jk}(\phi)$ и $a_{2,jk}(\phi)$ както в РМ, така и в псевдоотражателния РМ са свързани по познатия ни вече начин

$$(31) \quad a_{2,jk}(\phi) = -\frac{\alpha_{1,jk}(\phi)}{\pi - \alpha_{1,jk}(\phi)} a_{1,jk}.$$

След направеното отклонение ще продължим отново изследването на повърхностния дрейф на йони под действие на $W_{(1)}$.

Нека да умножим (28) с $\kappa_{ijk}(\phi)$ и да интегрираме произведението в границите на интервала $\Delta\Phi_{jk}$, така както това е направено в [2] за отражателно ниво y_{10} . Ще получим макроскопичната дрейфова скорост (по оста Ox) на тази част от йонния поток, която се намира постоянно във външния подобем на ниво y_{jk} , а именно

$$(32) \quad v_{ijk0} = \int_{\Delta\Phi_{jk}} \kappa_{ijk}(\phi) v'_{jk}(\phi) d\phi = \int_{\Delta\Phi_{jk}} \kappa_{ijk}(\phi) a_{ijk}(\phi) d\phi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = 0.$$

Ако запишем отново (32) за двете нива на отражение, то като отчетем (11) и (29) ще получим

(33)

$$V_{ij(z)} = V_{ij0z} = \begin{cases} V_{i10z} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi a_{i10}(\phi) d\phi - \frac{E_{10}}{B_{10}} \\ V_{i20z} = \frac{1}{\pi} \int_\pi^{2\pi} a_{i20}(\phi) d\phi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi a_{i20}(2\pi - \phi) d\phi - \frac{E_{10}}{B_{10}} = \\ = -\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \frac{\alpha_{i10}(\phi)}{\pi - \alpha_{i10}(\phi)} a_{i20}(\phi) d\phi - \frac{E_{10}}{B_{10}} \end{cases}$$

две решения в първо приближение ($V_{ij(1)}$) на едномерна задача, определяща

средната скорост на йоните от M_i при повърхностен дрейф. Двете решения в първо приближение се различават по един функционален множител пред подинтегралната величина $a_{j0}(\phi)$.

От тук нататък степента на приближение ще отбелоязваме с числен индекс в малки скоби, само когато решението се отнася до цялото изследвано подмножество M_i или множество M (напр. $V_{j(n)}$ за M_i или $V_{j(n)}$ за M при n -то приближение).

Сега нека да припомним, че плоският РМ е заместващ на един изходен цилиндричен модел, който има крайни по големина: периметър на напречно сечение ($2\pi R_{j0} \approx 2\pi Y_{j0}$) и образувателна по оста Oz . Тогава електрическият ток, който тече в радиалните граници ($R_{j0} \approx Y_{j0}$ и $R_{jn} \approx Y_{jn}$) на йонния цилиндър, може да се определи в първо приближение от всяка страна на отражателя и с точността ($R_{j0} \approx Y_{j0} \gg \frac{m_i v_{j0}}{q_i B_{j0}}$, [2]) на извършения коаксиално-плосък моделен преход по следния начин:

$$(34) \quad I_{j(1)} = I_{j0n} = q_i \frac{M_i}{m_i} \frac{1}{\Delta t_{j0}} = q_i \frac{M_i}{m_i} \frac{V_{j(1)}}{2\pi Y_{j0}},$$

където $I_{j(1)}$ е първо приближение на теоретично максималния електрически ток, породен от ротационната дрейфова компонента в движението на йоните от M_i ; Δt_{j0} - времето, за което йоните от M_i изминават отражателния периметър ($2\pi R_{j0}$) на изходния цилиндричен модел със скорост $V_{j(1)}$.

Сега нека да се върнем към плоския РМ и да решим (32) за две съседни нива Y_{jk} и Y_{jk+1} . Двете решения V_{jkn} и V_{jk+1n} , както и предавателното число η_{jkk+1} (16) определят макроскопичната скорост V_{jkk+1} на тази част от йонния поток, която се намира постоянно в дискретен слой $(jkk+1)$, а именно:

$$(35) \quad V_{jkk+1} = \frac{V_{jkn} - \eta_{jkk+1} V_{jk+1n}}{1 - \eta_{jkk+1}}.$$

Тогава тегловата компонента на дрейфовата скорост на йоните от M_i , които се намират в слой $(jkk+1)$, е определена чрез произведението на (19) и (35) по следния начин:

$$(36) \quad g_{jkk+1} V_{jkk+1} = \eta_{j0k} \left(V_{jkn} - \eta_{jkk+1} V_{jk+1n} \right).$$

Но ако знаем дрейфовата скорост v_{ijk+1} на ионите в дискретните слоеве, то по аналогия с (34) ще можем да определим и електрическия ток, който тече в радиалните граници ($R_{jk} \approx y_{jk}$, $R_{jk+1} \approx y_{jk+1}$) на всеки коак-сиален слой ($ijk+1$) в изходния модел

$$(37) \quad I_{ijk+1} = g_{ijk+1} q_i \frac{M_i v_{ijk+1}}{m_i 2\pi y_{jk}}$$

Тогава относителният електрически ток i_{ijk+1} в произволен слой на изследваните модели ще получим като отношение на (37) и (34) в следния вид:

$$(38) \quad i_{ijk+1} = \frac{I_{ijk+1}}{I_{j(1)}} = g_{ijk+1} \frac{v_{ijk+1}}{v_{j(1)}} \frac{y_{jk}}{y_{jk}}$$

Сега ако сумираме (36) по k и приравним резултата с лявата страна на (33), то ще получим едно тъждествено равенство, което представлява отново т.нар. първо приближение на задачата за повърхностен дрейф, като решението е разложено вече по теглови скоростни компоненти в дискретните слоеве на РМ, а именно:

$$(39) \quad v_{j(1)} = \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijk+1} v_{ijk+1}$$

Макроскопичната скорост $v_{j(1)}$ (39) се отнася само до подмножество M_j от $M = \sum M_i$. Скоростта $v_{j(1)}$ на повърхностен дрейф (в първо приближение), с която се движат масовият център (за плоскък РМ) на множеството M може да се представи като сума от парциални скоростни компоненти $v_{j(1)}$

$$(40) \quad v_{j(1)} = \sum_i g_i v_{j(1)} = \sum_i g_i \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijk+1} v_{ijk+1}$$

3.2. Решение в n -то приближение

Задачата за повърхностен дрейф има решения в по-високи приближения, които съвпадат по форма с тази на решението от (40).

Ако величините g_{ijk+1} и v_{ijk+1} в (40) са пресметнати по стойностите на стъпалните компоненти (E_{jk}, B_{jk}) на $W_{(2,n)}$ от (3), то ще получим две

решения в n -то приближение, които определят скоростта на повърхностен дрейф на ионите от двете страни на отражателя под действие на векторно поле \mathcal{W} с произволно разпределение по оста на електрическия вектор, а именно

$$(41) \quad V_{j(n)} = \sum_i g_i V_{ij(n)} = \sum_i g_i \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijk+1} V_{ijk+1}.$$

За да поясним нека да приемем, че сме пресметнали дрейфовата скорост V_{j01} на ионите от M_j и тяхната теглова концентрация g_{j01} в първия слой ($j01$) от едната страна на отражателя при действие на хомогенно векторно поле $\mathcal{W}_{(1)}(E_{j0}, B_{j0})$. Ако анализираме двете величини (V_{j01} и g_{j01}) в разгърнат вид, то ще се убедим, че те са инвариантни от разпределението на $\mathcal{W}_{(1)}$ извън външното ниво Y_j на слоя, в който те са определени.

Тогава нека да си представим, че от ниво Y_j започва да действа друго векторно поле, което е хомогенно във външния подобем на същото ниво. Например нека в обема на многопластовия слой ($j1n$) вече да действа поле с компоненти E_{j1} и B_{j1} от (3). Чрез решаване на (32) можем да определим дрейфовата скорост на ионите V_{j1n} във външния подобем на ниво Y_j , при действие на E_{j1} и B_{j1} . Тогава пропорционалната сума

$$(42) \quad V_{j(2)} = g_{j01} V_{j01} + g_{j1n} V_{j1n}$$

представлява решение във второ приближение на задачата, защото се отнася до двустъпално векторно поле $\mathcal{W}_{(2)}$. Но-нататък ако мислено разложим външния подобем на ниво Y_j на два слоя ($j12$) и ($j2n$), пресметнем V_{j12} и g_{j12} в условия на E_{j1} и B_{j1} , зададем някакви нови стойности E_{j2} и B_{j2} от (3) на полето в слой ($j2n$), пресметнем V_{j2n} при действие на E_{j2} и B_{j2} и сумираме тегловите скоростни компоненти на ионите в трите слоя ($(j01)$, ($j12$) и ($j2n$)), то ще получим $V_{j(3)}$, т.е. трето приближение на задачата и т.н.

4. Псевдоотражателен метод

Получените досега резултати могат да бъдат използвани за решаване на едномерна задача, която определя макроскопичната дрейфова скорост на иони в свободно (от отражение) пространство под действие на постоянни и напречни магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

Решението на горната задача ще демонстрираме първо при действие на хомогенно векторно поле $\vec{W}_{(1)}$, т.е. ще покажем едно решение в първо приближение чрез псевдоотражателен метод.

Нека йоните от едно подмножество M_i да осъществяват повърхностен дрейф над отражателя в РМ ($W_{(1)}$) със средна скорост $V_{d(1)}$.

Ако си представим, че сме отстранили механичния отражател без да окажем никакво друго въздействие върху йоните, то те ще се разпределят от двете страни на ниво y_0 .

Тегловата концентрация на тази част от йоните, която след разпределението, ще се намира постоянно в долния полуобем е равна на относителното време на престой на йоните в същия полуобем. Тази трета по вид (тук) теглова концентрация може да се представи и преобразува чрез (25) в следния вид:

$$(43) \quad g_{j2} = \frac{\frac{1}{\pi} \int_{-\pi}^{2\pi} \alpha_{j20}(\phi) d\phi}{\pi} \equiv \frac{1}{\pi^2} \int_0^\pi \alpha_{j20}(2\pi - \phi) d\phi = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\pi [\pi - \alpha_{j10}(\phi)] d\phi.$$

Аналогично тегловата концентрация на йоните от M_i в горния полуобем (след отстраняване на отражателя) ще бъде

$$(44) \quad g_{ii} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\pi \alpha_{i10}(\phi) d\phi.$$

Чрез т. нар. формални функционални връзки (8), (25) и (30) между преносните процеси при повърхностен и свободен дрейф, както и чрез (33) се доказва, че средната дрейфова скорост $V_{d(1)}$ на йоните, които се намират над ниво y_0 не се променя след отстраняване на отражателя, въпреки разпределението на частиците в двета полуобема. Аналогично може да се докаже, че йоните под y_0 в псевдоотражателния РМ се движат по Ox със средна дрейфова скорост $V_{d(1)}$ от (33).

Ако сумираме скоростите ($V_{d(1)}$ и $V_{d(1)}$) от двете страни на y_0 пропорционално на тегловите концентрации g_{ij} , и след заместване с (33), (43) и (44) преобразуваме получените произведения от прости интеграли в двойни интеграли и съкратим, то ще получим единичен резултат

$$(45) \quad V_{d(1)} = \sum_{j=1}^2 g_{ij} V_{d(j)} = -\frac{E_{10}}{B_{10}}.$$

Дясната страна на (45) съвпада по знак и стойност с известен теоретичен и емпиричен резултат. Съвпадението доказва, че дрейфовата скорост на йони под

действие на напречни магнитно и електрическо поле може да се представи като пропорционална сума от две псевдоотражателни скоростни компоненти.

Псевдоотражателният метод позволява непротиворечно решение на същата задача в условия на векторно поле със стъпално разпределение (3).

За целта е достатъчно да определим тегловите концентрации g_{ij} на йоните в двета полуобема при действие на $V_{(2n)}$. Равенства (43) и (44) ще добият следния универсален вид

(46)

$$g_{ij} = \frac{\tau_{ij}}{T_i} = \frac{\frac{1}{\pi} \int_{\Delta\Phi_{j0}}^{\frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{2\Delta\alpha_{ijk+1}(\Phi_j(\phi))}{\omega_{jk}} d\phi}}{T_i} = \frac{\frac{2}{\pi} \int_{\Delta\Phi_{j0}}^{\frac{2}{\pi} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{\alpha_{ijk}(\phi_k) - \alpha_{ijk+1-e}(\phi_{k+1})}{\omega_{jk}} d\phi}}{T_i}$$

където τ_{ij} е средно време на престой на йоните от едната страна на псевдоотражателя, $T_i = \sum_{j=1}^2 \tau_{ij}$ - среден период на трахоидалните цикли в псевдоотражателния РМ, $\frac{2\Delta\alpha_{ijk+1}(\Phi_j(\phi))}{\omega_{jk}}$ - време на престой на отделен йон в слой $(jkk+1)$, $\Phi_j(\phi)$ - числовата редица от (22), $\alpha_{ijk}(\phi_k)$ и $\alpha_{ijk+1-e}(\phi_{k+1})$ са функции на фазовия път на отделен йон, пресметнати върху границите на слой $(jkk+1)$, вж. (26), ϕ_k и ϕ_{k+1} са две поредни фиксираны стойности на $\Phi_j(\phi)$.

Тогава сумата

$$(47) \quad V_{(2n)} = \sum_i g_i \sum_{j=1}^2 g_{ij} V_{j(n)} = \sum_i g_i \sum_{j=1}^2 g_{ij} \sum_{k=0}^{n-1} g_{ijk+1} V_{ijk+1}$$

представлява решение в (2л) -приближение на едномерна задача, определяща средната дрейфова скорост на йони ($M = \sum M_i$) под действие на напречни магнитно и електрическо поле с произволно разпределение по оста на електрическия вектор.

5. Обсъждане на получените резултати

Намерени са решения на едномерни задачи за количествена оценка с желана точност на равновесен повърхностен или свободен дрейф на йони в установена закрита осево-симетрична система от разредена ионизирана среда и постоянно магнитно поле с аксиална поляризация и радиално разпределение.

Обоснован е псевдоотражателен метод за количествена оценка на йонен поток в обема на закрит плазмен цилиндър, който се върти около ротационната си ос под действие на аксиално магнитно поле. Ако си представим, че дискретните ординати Y_{jk} в плоския РМ (фиг.1) са дискретни радиуси R_{jk} на плазмения цилиндър, то оценките ще се отнасят до:

- теоретично максималната макроскопична ъглова скорост на плазмения цилиндър ($\omega_{(2n)} = \frac{V_n}{R_0}$, вж.(47));
- разпределението на относителния дрейфов електрически ток по посока и големина в коаксиалните слоеве на цилиндъра, вж.(38).
- разпределението на йоните по коаксиални слоеве, вж.(19).

Известно е предположение, че всяка закрита осево-симетрична система с постоянен приток на външна енергия, която е съставена от разредена ионизирана среда и аксиално магнитно поле има устойчиво състояние на термодинамично равновесие, при което съставните тела на системата осъществяват синхронно ротационно въртене [3].

Магнитосферите на естествените космически тела могат опростено да се сведат до системи от горния тип. Следователно, направеното в [3] предположение има следния смисъл - естествените космически тела имат параметри на осево въртене, които са определени чрез параметрите на кръговия поток от йони в екваториалната област на своята магнитосфера.

Връзката между двете ротационни движения за случая, когато магнитната ос в системата на космическото тяло съвпада с оста на механично въртене, има следния вид:

$$(48) \quad K\omega_{(2n)} = K \frac{V_{(2n)}^*}{R_0} = \omega_s, \quad K < 1,$$

където K е интегрален коефициент на затихване на кръговата скорост на йоните при "недисипативен макроскопичен пренос" в магнитосферата, който отчита действието на всички спиращи фактори (електрически микровзаимодействия на йоните в плазмата, ударни взаимодействия между

микрочастиците в магнитосферата, геометрични отклонения на магнитосферата от идеален осево-симетричен модел и др.); $\omega_{(2n)}$ - ъглова скорост на плазмения цилиндр в заместващ модел; ω_s - емпиричната стойност на ъгловата скорост при механично (осево) въртене на космическия обект; $R_0 = R_{j0} \approx Y_{j0} = Y_0$ - екваториален радиус на магнитосферата, в който плътността на ионите е максимална, т.e. R_0 е радиус на мислен псевдоотражател; $v_{(2n)}$ - решение на едномерна псевдоотражателна задача в заместващ модел на същата магнитосфера, в който е отчетено и действието на гравитационните сили.

Численото пресмятане на $v_{(2n)}$ от (48) се постига чрез решаване на уравнение (47), в което величината E_{jk} е заместена с един двучлен

$$(49) \quad E_{jk} \rightarrow E_{jk} + \frac{m_i g_{jk}}{q_i} \quad j=1, 2, \quad k=0, 1, \dots, n-1,$$

където g_{jk} е дискретна стойност на гравитационното ускорение в точка от екваториалната равнина с радиус $R_{jk} \approx Y_{jk}$.

В случая, когато магнитната ос на космическото тяло не съвпада с оста на неговото механично въртене, връзката между величините ω_s и $\omega_{(2n)}$ е нелинейна. Кръговото движение на ионите около прецесиращата магнитна ос може да се разложи на една екваториална и на една полярна компонента. Акумулацията на въртеливо макродвижение в твърдото ядро на космическата система се осъществява само чрез действието на екваториалната компонента на прецесиращия кръгов поток.

Относителната безинерционност на ионния поток, спрямо процесите на прецесионно и осево въртене, ни позволява да представим опростено ъгловата скорост $\omega_{(2n)}^E$ на неговата екваториална компонента по следния начин:

$$(50) \quad \omega_{(2n)}^E = \omega_{(2n)}^E(\psi) = \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\cos \Psi},$$

където Θ е плосък ъгъл между магнитната ос на тялото и оста на неговото механично въртене; Ψ - моментна стойност на плоския ъгъл, който сключва един радиус-вектор с екваториалната равнина, когато векторът се намира в равнината на магнитния екватор и се върти с постоянна ъглова скорост $\omega_{(2n)}$ около своеот начало върху магнитната ос на системата.

Ако интегрираме и осредним (50) по стойностите на ъгъл Ψ ще получим величина, която, съгласно предположението от [3], е равна, с точност до стойността на множителя K от (48), на ъгловата скорост ω_s , с която космическото тяло осъществява механично въртене

(51)

$$K \frac{1}{\Theta} \int_0^\Theta \omega_{(2n)}^E(\Psi) d\Psi = K \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\Theta} \int_0^\Theta \frac{d\Psi}{\cos \Psi} = K \omega_{(2n)} \frac{\cos \Theta}{\Theta} \ln \tg \left(\frac{\Theta}{2} + \frac{\pi}{4} \right) = \omega_s,$$

$$0 < \Theta < \frac{\pi}{2}.$$

Коректно е да посочим, че една функционална връзка от вида на (48) или (51) противоречи или най-малко противоречиво ще се съгласува с хипотезата за периодична инверсия в поляритета на магнитните полета на космическите обекти, например за Земята този период е от 10^5 до 10^6 г.[5].

Една проверка на предположението, че кръговият поток от йони в магнитосферите на естествените космически тела и образувания е основен фактор за тяхното осево въртене [2,3], може да се извърши със средствата на предложения тук псевдоотражателен метод.

Нека да предположим, че имаме изходни емпирични данни за:

- масата (m_i) и заряда (q_i) на йоните в земната магнитосфера;
- тегловите концентрации g_i на йоните в същата магнитосфера;
- разпределенията на магнитното, електрическото и гравитационното поле, в радиалните граници (R_{1n}, R_{2n}) на земната магнитосфера чрез техните средни (денонощи, годишни) стойности във всичко 2π на брой точки (кръгови орбити) R_{jk} от екваториалната равнина;
- средната температура $T_{j0} = T_0$ на плазмата в пресечните точки на прецесиращата равнина на магнитния екватор с екваториална орбита с радиус $R_{j0} = R_0$, т.е. температурата в точките на максимална йонна плътност.

От горните емпирични данни можем да изградим еднозначно скаларното поле (т. 2.4) в един заместващ еквимодел на земната магнитосфера.

Чрез последователно въвеждане на числените и функционални величини от скаларното поле в уравнения с номера до (47), в които е извършена смяна на параметричната величина E_{jk} (вж.(49)) и след тяхното решаване ще можем да решим и уравнение (51). След пресмятанятията ще имаме данни за ъгловата скорост, радиалното разпределение на заредените частици и на електрическия ток в заместващ модел на земната магнитосфера.

Псевдоотражателният метод би имал безспорно приложение за изследване на естествени космически обекти ако неговите резултати, при оценка на преносните процеси в заместващ модел на земната магнитосфера, се окажат разумно сравними с емпирични данни, например за ω_s в съответствие с (51) или на такива за известните [6] кръгови електрически токове в долните и горните слоеве на същата магнитосфера.

Псевдоотражателният метод е разработен при предположение, че

всички подмножества M_i от иони имат сечения на максимална ионна плътност, които съвпадат с ниво y_0 на РМ. Задачата има решение и когато тези сечения не съвпадат.

Литература

1. Детлаф, А., Б. Яворски. Курс физики. М., Высшая школа, 1989.
2. Вatzov, M. Кръгов поток от газови иони в магнитно поле. - Аерокосмически изследвания в България, 1997, 12.
3. Вatzov, M. Квазистатични процеси и термодинамични състояния в изкуствен модел на топлинен двигател. - Аерокосмически изследвания в България, 1997, 12.
4. Маделунг, Э. Математический аппарат физики. М., Наука, 1968.
5. Мардироян, Г. Екокатастрофи. С., Ванеса, 1995.
6. Сюняев, А. Физика космоса. М., СЭ, 1986.

Постъпила на 30. VIII. 1995г.

A pseudoreflection method for determination
of the drift velocity of free ions under
the influence of constant and mutually
perpendicular magnetic and electric fields
with arbitrary distribution along the axis
of the electric vector

Milcho Vatzov

(Summary)

A solution of one-dimensional parameter problem has been found, which determines with accuracy the macroscopic velocity of the surface drift, performed by free ions above a mechanical reflector under the influence of constant and mutually perpendicular magnetic and electric fields with arbitrary distribution along the axis of the electric vector. All other conditions being equal, the problem has different solutions on both sides of the reflector. It has been proved that the proportional sum of the different solutions of both sides of the reflector determines uniquely the macroscopic drift velocity of the same ions under the influence of the same fields, but in a space with no reflections (a space with a pseudo-reflector). The problem refers only to thin ionized media, where inner friction is negligible. The magnetosphere of a natural space body can, if

simplified, be substituted by a model, representing an established axial-symmetric system of thin ionized medium under the influence of magnetic, electrical and gravitational fields. The so-called substituting model coincides with the working model that has been used in the study. The suggested pseudo-reflection method represents an algorithm for numerical calculation of the ions macroscopic angular velocity and radial distribution as well the electric currents radial distribution in the plasma cylinder of the substituting model under initial empirical data for relatively small physical quantities.

Energy-structure invariant. Premises and essence

Dean Gochev

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

The idea of mutual influence of the great geographic discoveries and modern physics is in general currency nowadays [1]. During the last five hundred years the basic stimulus to the development of contemporary physics is its drive for an absolute and everlasting control over nature. With the explosive development of technology in the XX century came the increasing shift towards solving of an engineer type of problems which in its turn gave notice for a crisis in paradigms [2]. The search for a way out of the contradictions and the blind alley leads to the creation of a phenomenal physics [3].

Space investigations combine the simultaneous use of micro- and macro approach to the study of the versatility of open systems in a broad range, specific periods, eigen energy, hierarchies [4]. A development of the concepts in real time is observed. Because of an increase in the dimension of the intensive structure formation, a necessity for description in a new state space occurs.

Beside this complexity comes the always present question about ambiguity: in classical physics these are the various types of instabilities; in quantum mechanics - Heisenberg's relations; in stochastic dynamics - the bifurcation region. An attempt for a clarification underlies the statement that human brain thinks in incomplete fuzzy codes and half-opened intervals with variably fixed boundary [5]. An attempt has been made for relating such ideas to quantum mechanics [6].

The area between the two poles of the abstract human knowledge - philosophy and mathematics - is now being filled by interdisciplinary manifestations/ displays of physical theories which converge to for analysis and diverge from for prognosis.

The development of processes in structured media is determined by energy. The modes of her movement are: dissipation, canalization, preservation, conversion. The energy exchange is mostly a chaotic cascade of constructive impulses or of ones destroying part of the system. The support of this structure depends on critical energy values for the corresponding levels. The scale of the system is also an energy function. Energetic changes can't exist without the existence of various types of energy - this being a basic fact in the second law of thermodynamics.

Time exists because of a change or of a comparison to an external for the system tact measure unit, out of this following the relativity of time.

The occurrence of structures in dissipative systems confirms the existence of an arrow of time [7]. Basic requirement in classic models is the cause and effect relations to stay unchanged and with maximum scope of action. In nature there are changes which are not continuous but an explosive ones [8]. The world nowadays is a set of relations between elements whose nature is determined by their relation to the whole [9]. From Bell's theorema follows that each structural level depends on the preceding one as well as on their organization [10]. There is a common implicit order of fundamental levels without their cutting off [11].

The complex adaptive systems bound in a common evolutionary process oscillate in a state of maximum information processing, suitability and evolutionary readiness [12]. In critical states they are characterized by reactions of medium capacity [13]. The problem of parting the boundaries and the contact between the systems is related to the "curse" of the boundaries. Local times and the media for whose structural levels exist various possibilities need to be known [14]. For the combination of the problem "infinity-boundary" Poincare suggests asymptotic coordinates, i.e., a new state space [15].

For the solution of the problem about the originating of the novelty, of an information in dissipative systems, specific relations between local information and the global entropy are suggested; it is believed that with the elapsing of time the state exchange of the information field tends to singularity, it is spoken about a collapse of the wave function [16].

A general question of every axiomatic is the relation of scales and periods of application. The terminological multi-semantics is exemplified with the introducing of *simplicity* and *complicity* [17]. So far, equations, functions and operators are used, i.e., a balance and one-way action of causality. The mono causality in mechanics which determines its linear apparatus is shifted by Arnold's diffusion [18]. Linearity supposes repetition, eliminates the existence of disruptions and of the originating of something new. In a description using differential equations, problems arise with laws for preservation, limits of symmetry and the possibility for an unpredictable phenomena. The use of boundary and initial terms disregards the description of transitional areas. In our opinion the contradictions in linking of transitional areas is due to the use of discrete terms for

description of fuzzy phenomena. In the solutions of Navie - Stocks, in the system, with the elapsing of time problems become more complicated, peculiar areas appear in the state space [20]. In Xenon - Hillis' problem [21] with energy growing up "islands" of stability appear in the chaos. This is due to the time and again repetitions and changes in phase trajectory. The decrease of the periods of stability is related to the arising of new regimes.

In nature there are no peace, balance, average value, straight line. Anything being closed and isolated is an abstraction suited for approximation. In reality there are inner structural levels with shifting boundaries. There is a contradiction between the quantation of energy and the hierarchy of these levels, i.e., turbulency is macro-manifestation of the atomic structure [22]. Nature presents no requirement for harmony, i.e., phenomena are perceived as a sum of periodic processes because of unspoken presumption that there are alternative positive and negative changes in the energy exchange, discretisation of processes, recurrence, continuous motion, summing up. In fact the processes are non-linear, unbalanced, irreversible, multi-measurable [23]. New abstractions are needed beside the generally accepted which are efficient only in simple hierarchies.

When generalizing experimental data we found that there is a self-similarity between various natural phenomena. Without limiting the generality we can suppose that the evolution of the hierarchy of a system is determined by the spontaneous and momentary emergence of a new structure. In turbulent processes exists alternative interchange of local structures differing in size and instability. The participant random quantities are marked by the fact that their average value is lower than the average value of the boundary values of each of them. If we assume that the law for preservation is invalid, an avalanche-like explosion of disorder should follow and new definition of time and being will be necessary.

Systems are set up of two multitudes - energy and structure. Their elements are hierarchically included and not summed up or integrated. They exist in passive and active state. Their organization presupposes the presence if inner discretisation, i.e., of a boundary between the levels. The contradiction between the law for preservation of energy and the occurrence of a new state in self-organization we suggest to be avoided by introducing of an energy-structure invariant (ESI). It consists of energy, structure and generating potential (GP). It is introduced because of the unpredictability of the new phenomena and the openness of the systems. It is a continuous value, so it doesn't make sense to define it's velocity of dissemination, as well as it's critical value. In ESI energy is a value marking the completeness of the system; structure - the irreversibility of the transformations; the GP - the ambiguity. The law for energy preservation is generalized with the transformations of the components of ESI. The activation of the structure of the last hierachic level creates a boundary region. It is defined as a phenomenological object inhibited for states. This contact between the systems is described not by "entry" - "exit", "summing up" - "balance" but

as an merging which results in loss of individualities. The development of the boundary region is marked by blurring the differences between the elements and structure multitudes. The birth of a new structure, i.e., the occurrence of a new information is realized when a maximum indefiniteness in the boundary region has been reached. This is called a delta-leap (DL). During DL only one possible state is realized which is not repeated in the same system and has not existed till the moment of the leap. DL is caused by a spontaneous, momentary activation of the generating potential. GP's action is enzyme-like and after the end of the DL the GP remains in a passive state, i.e., a new activation of the boundary region is blocked for an indefinite characteristic time. The presence of the GP in a passive state determines the detachment of structures from one another. So, the evolution of the structure-formation is a "mosaic" type of process. The thus described consecutive transformations of the components of the invariant form a cycle, i.e., the ESI exists because of performing, arranging and interaction of cycles. With an increase in their number, grows up the influence of the GP in the invariant because of it's probable accumulation in every delta-leap. The break in upon the aforesaid transformations creates various types of degenerated cycles.

For each cycle exist local time directions. During the DL occurs a disruption in the course of time. The configuration of this sequence could be described by a fuzzy fractal [24].

Assuming that there is no inner structure, follows the existence of a mega-system, of a perpetual energy and infinite number of simultaneous scenarios which is unlikely to be confirmed in the accessible experiments.

The axiomatic being created must be a hierarchical and evolutionary one. The presented propositions about the nature of the invariant can modify certain well-familiar mathematical techniques through the research of the GP. For example the mixed use of natural orthogonal functions and fuzzy fractals [25]; universal identification of classes in the renormalization theory whose critical exponents depend on the scale, the size, the governing structural parameters [26].

A generalized Hamiltonian could be created postulating of variable course of time, conversions between the non-commuting energy and structure and changes expressed through a boundary region and DL.

We can consider a wave-like process as a degenerated cycle - unlimited structure repetition without the action of a GP. If we assume the existence and lack of a delta-leap as presence and absence of structure levels, the configuration of the system can be described as a pack of longitudinal impulses.

Through using a specific logic of the sequence of the conditions we can make an elementary modelling if we use binary coding of the state of the components of the invariant.

A primary macro analysis of a system can be done using the relations between the specific energies and periods of/between the corresponding cycles.

The configuration of the system can be investigated by creating of state

space determined by the components of the invariant.

The use of fuzzy multitudes [27] doesn't contradict the second principle of thermodynamics and is suited for an heuristic activity including the use of technical devices.

The elaboration of a new mathematical apparatus needs time for an evolution of the new logic, for a comparison with classic techniques, development from the experiment, psychological training for its proper apprehension.

In conclusion we'll list several problems which are under discussion: the isolatedness of fundamental concepts; the emergence of an unique and stable solution from a number of unstable ones; the link between the measure of logic and the measure of the space about which it is postulated.

References

1. Тулмин, Ст. Космополис. С., Кальс, 1994, гл.1.
2. Кун, Т. Структура научных революций. М., Наука, 1976, гл. 1,3.
3. Пригожин, И. Новая вязька. С., Техника, 1988, гл.2.
4. Morfill, G. Chaos ist uberrall. Munchen, Ullstein, 1993, s. 278.
5. Malsburg, Concepts of Neuroscience. Vol. 1. Boston, Singer, 1990, 1-26.
6. Stern, A. The Quantum Brain. Amsterdam, Dordrecht, 1994, ch. 2, 3.
7. Пригожин, И. От существующего к возникающему. М., Наука, 1985 гл. 10.
8. Planck, M. Neue Bahnen der Physikalische Erkenntnis. Berlin, 1913.
9. Stapp, H. S-Matrix Interpretation of Quantum Theory - Physical Review, D3, 1971.
10. Stapp, H. Nuovochimento, № 40 (B 1977), № 29 (B 1975).
11. Bohm, D. Science, Order and creativity. NY, Bantam, 1987, ch. 5.
12. Levin, R. Die Komplexitats Theorie. Hoffman und Campe Verlag, 1993, K 4.
13. Eigen, M. Das Spiel-Naturgesetze steuern Zufall. Munchen, 1975, s. 97.
14. Иваницкий, Г. От динамики популяционных автоволн формируемых живыми клетками, к изырингматики - УФН, 164, 1994, кн. 10, с.1041.
15. Пуанкаре, А. Этюды о науке. М, Мир, 1987, гл. 2.
16. Климонтович, Ю. Нелинейное броуновское движение. - УФН, 163, 1994, кн. 8, с. 835.
17. Stewart, I. The Collapse of Chaos. London, Viking, 1994, p. 19.
18. Арнольд, В. И. Математические методы классической механики, М., Наука, 1989, 4.
19. Виноградов, А. Нелинейные волны - В: Структуры и бифуркации. М., Наука, 1987, с. 279.
20. Афаймович, В. С. Нелинейные волны - В: Динамика и эволюция. М., Наука, 1989, с. 16.
21. Loc. cit.
22. Кадомцев, Б. Динамика и информация - УФН, 164, 1994, кн. 5, с. 449.
23. Стратонович, Р. Л. Нелинейная неравновесная термодинамика. М., Наука, 1985, гл. 7.
24. Mandelbrot, B. Fuzzy Fractals - In: Proc. R. Soc. A., 1991, p. 235.
25. Казакевич, В. Статистическое описание гидродинамических величин. Л., Гидрометиздат, 1977, стр. 273.
26. Hofstadter, D. R. Godel, Escher, Bach, 1985, Stuttgart, s. 439.
27. Терапо, Т. Fuzzy Systems - theory and its applications. LA, Academic Press, 1987, p. 174.

Енергоструктурен инвариант.

Предпоставки и същност

Деан Гочев

(Резюме)

Представен е кратък коментар върху проблеми на някои физически парадигми. На тази основа са постулирани свойствата на предложен инвариант, базиран на пораждащ потенциал. Споменава се възможната му употреба за модифициране на някои математически техники. Предложени са няколко проблема отворiti за дискусия.

Съобщения

Проблеми при използването на космическа информация за прогнозиране на земетресения по електромагнитни предвестници

Деан Гочев

Институт за космически изследвания, БАН

Създаването на наблюдателна мрежа с наземно, въздушно и космическо базиране за събиране на информация от разнородни и нееднозначни предвестници за земетресения от тектоничен произход е необходимо условие при прогнозиране [1,2]. Такова земетресение представлява магистрален разрыв. Резултат е от нееднородни деформации в геологични породи, при които се разкъсват адхезионни връзки и се проявяват донорно-акцепторни механизми на разпределение на електрически заряди[3]. Причина за деформациите е нарастването на напрежението, като с приближаването към критична стойност на разрушение зависимостта на електричната и на магнитната проницаемост от характерните времена на процесите и самото време е нелинейна. Появяват се и хистерезисни ефекти. Последователните етапи на подготовката на земетресение, процес, който обхваща площ с линейни размери до неколкостотин километра, се характеризират с образуването на пукнатини и сливането им. Това е ансамбъл от необрратими, нестационарни процеси, настъпващи след стохастично достигане на критични стойности на съответните управляващи параметри, определящи тензора на напрежение. Характерно за пукнатино-образуването е множеството разнородни по физическа същност електромагнитни явления. Например това се съпътства с обмен на йонни ваканции; дрейф на дислокации, с характерни времена от милионна до стотна от секундата; появя на "метализирани" ядра; движение на флуктуиращи заряди в йонни диелектрици; колебания и релаксация на мозаечни заряди по краищата на пукнатините; възникване на токови системи с линейна и кръгова структура.

Електромагнитното излъчване, в резултат на тези процеси, е в различни честотни диапазони - от суб- до мегахерцов обхват, E достига до 100 V/m , B - до 10 pT , регистрира се рентгеново и инфрачервено излъчване [1, 4, 5]. Образуването на пукнатини се характеризира с нискочестотно излъчване, трептенето на създаваните диполи - с високочестотно, чиято енергия, разпространявайки се от огнището към повърхността, се трансформира в нискочестотна. Често пукнатините се запълват с електролит, възникват двойни слоеве.

Диаграмата на електромагнитното излъчване, поляризацията и затихването са специфични според района на подготовка на земетресението. За описание на големия брой локални импулсни излъчватели се използва система от шест нелинейни частни диференциални уравнения, в която влизат 61 параметъра [6]. Допълнителни трудности възникват и поради случайното образуване на квази-вълноводи и квази-“лещи” с размери няколко километра [4].

За екваториални и ниски ширини областта на приемане на излъчването в магнитосферата е елиптично петно с размери няколко градуса, за което е нужно да се знае морфологията на естествения електромагнитен фон. Използването на методите на нелинейната геометрична оптика за пресмятане на електромагнитното излъчване се затруднява от влиянието на слънчевата активност върху плазмените параметри, което води до образуване на каустики в началото и дефокусиране в края на лъча [7]. Допълнителна неяснота възниква от наслагването на електрически и магнитни полета с различен интензитет, честота и продължителност. Те се излъчват при гореспоменатите електромагнитни явления, които придръжават поредицата fore- и after-шокове. Достоверността на прогнозата е затруднена поради съществуването на електромагнитни предвестници, различни по мащаб, физическа същност, продължителност, начално време; несъответствието между лабораторните модели и реалните явления; теоретичните проблеми, свързани с определянето и филтрирането на полезната информация. Съществуват прекрасни обяснения на наблюдения и частни модели, но в реална ситуация ефективността им е под съмнение поради хаотичните режими на множеството електромагнитни импулсни излъчватели [4].

За нарастване информативността на анализа е нужно използването на апарат на детерминистичния хаос, т.е. на обобщаващи процеса характеристики и специфични функции, използващи необратимостта на отворената система [8]. Особено полезно би било изследването на фракталните размерности на геологичните породи, пукнатините, спектъра на излъчването [9]. В програмното обезпечаване на анализираща апаратура да се използва конструирана за конкретната цел размита логика [10]. Така

предложените средства могат да послужат за създаване на "неронна мрежа", самообучаваща се в реално време [11].

При превантивното патрулиране на орбитални станции (ОС) е нужно да се обърне внимание на динамиката в разпределението на геомагнитното поле. Освен от слънчевата активност, тя зависи от особените области във фазовото пространство на решенията за динамо-механизмите на генерацията му [12]. Подходящи орбитални параметри на ОС и избор на високо разрешителни режими на сбор и обработка на данни се определят от смятането на особените области в реално време. Наблюдението на състоянието на горепосочените рискови зони е от значение за прогноза на възможни едро-мащабни смущения - аварии и нестабилности във функционирането на комплексни електродинамични системи с изкуствен произход [13]. Изследванията на информационния обмен в главния мозък показват съществуването на квази-лазерно излъчване в UV-диапазон, използването на специфични форми на свиване на информация. Подобни явления съществуват при функционирането на имунната система на ниво връзки в нуклеиновите киселини [14]. Съчетаването на споменатите фактори със съпътстващи експерименти по електродинамика на мозъчната дейност и на имунната система [15] по време на пилотириани полети на космически апарати би разкрило корелации и би предложило механизми за енергетика на взаимодействащи комплексни системи. Обявените предложения са в основата на разработвания с РАН международен космически проект "Единство" [16].

Л и т е р а т у р а

1. Rikitake, R. Earthquake prediction. ESPC, 1976.
2. Марлиросян, Г. От космоса срещу екологичните катастрофи. С. БАН, 1993.
3. Соболев, Г.А. и др. Крупномасштабное моделирование. Подготовки и предвестников землетрясение. М. Наука, 1988 г.
4. Электромагнитные предвестники землетрясений. М. Наука, 1982 г.
5. Новацкий, В. Электромагнитные эффекты в твердых телах. М. Мир, 1986 г.
6. Касахара, К. Механика землетрясений. М., Мир, 1985 г., гл.3
7. Магнитосферные исследования № 8. М., Изд. АН СССР, 1986 г., стр.68.
8. Заславский, Г.М. Стохастичность динамических систем. М., Наука, 1984, допъл. 3 и 4.
9. Mandelbrot, B. The fractal geometry of Nature. NY, Academic Press, 1989.
10. McNeill, D. Fuzzy Logic. London, 1994.
11. STAR ,33, 1995, iss. 6, p. 1309.

12. Никитин, Л. Генерация крупномасштабных вихрей в ядре земли и их связь с наблюдением магнитного поля. Геомагнетизм и аэрономия, 34, 1994, кн. 4, стр. 180.
 13. Гамбурцев, А. Современная геодинамика и катастрофы. Вестник РАН, 6, 1995, кн.7, с. 646.
 14. Interaction Mechanisms of Low-Level Electromagnetic Fields in Living Systems. Oxford, OUP, 1992.
 15. Electromagnetic Bioinformation. Baltimore, Urban and Schwarzenberg, 1989.
 16. Чирев, В. М. и др. Електромагнитен контрол от Космоса за целите на екологията, предизвествяващ и контрол на природни бедствия и техногенни катастрофи - експеримент "Сейзмопрогноз" от космически проекти "Едноство". - Аерокосмически изследвания в България, кн. 13 (под печат).

Постъпила на 4. II. 1996 г.

Авиация и космонавтика за всички

**АПОЛО -
реализираната американска амбиция ***

Димитър Йорданов

Институт за космически изследвания, БАН

Безопасността на лунните експедиции

Осигуряването на безопасността на полетите до Луната е най-сериозната задача в програмата. Благополучното завръщане на астронавтите изиска комплексно да бъдат отчетени неблагоприятните за лунната експедиция фактори, да се защити надеждно екипажът от тях, да бъдат научно разработени, моделирани и оценени възможните аварийни ситуации, да се обоснове достатъчно високо и реално достижимо ниво на безопасността, да се подберат и подгответ астронавти за работа на Луната. Никога до полетите към Луната, а и след това, човек не е работил на такова отдалечение от Земята.

Схемата на полета предвижда след старта да се отделят последователно системата за аварийно спасение, първата и втората степен на ракетата носител. Третата ѝ степен и космическият кораб остават на ниска околоземна орбита, от която се стартира по трасето за Луната. Основната част от времето на експедицията протича по това трасе и в операциите около и на Луната. Всички критерии и норми по безопасност на полетите са свързани с времето и колкото времето на полета е по-дълго, толкова и рисковете са по-големи. В качеството на интегрален критерии за безопасност на полетите до Луната НАСА приема вероятност за

* Продължение от кн. 12.

благополучно връщане на Земята 0,999, което съответства на степен на риск (вероятност за гибел) в процеса на полета 1 на 1000. Под този норматив е формулирана и изградена цялата стратегия и система за осигуряване на безопасността в полета. Тази вероятност се отнася за времето след старта от околоземна орбита по трасето за Луната. Специални изисквания по безопасност са въведени за времето на старта и извеждане на околоземна орбита като изкуствен спътник на Земята. Началният участък на полета и първите няколко часа след старта са особено опасни, защото екипажът не е адаптиран към новите условия, а потокът от откази на техниката според статистически данни е най-голям в първите 4 часа.

Представа за реалността на нормативно определения риск в полета до Луната може да се получи, ако той бъде сравнен с риска на полетите в авиацията, която по сложност и надеждност, както и по организация, е най-близо до космонавтиката.

За магистралните пътнически самолети вероятността да се появи отказ в 4-часов полет е 1 на 1000, което се смята за високо ниво. Вероятността за катастрофа при гражданската авиация за периода 1967-1970 г., изчислена за пролетяно време 384 часа също е 1 на 1000. Това време от 384 часа е максималното време за една лунна експедиция, лимитирано от запасите на системите за жизнеобеспечение ("Аполо-15"). Безотказността и безопасността на полетите във военната авиация поради по-тежките режими за работа са значително по-ниски от аналогичните показатели при гражданската авиация. От тези условни сравнения може да се направи заключение, че определеният от НАСА интегрален нормативен критерий за благополучно завръщане на екипажа в лунната експедиция е разумно висок и реално достижим.

Осъществяването на поставените цели по осигуряването на безопасност в програмата "Аполо" налага и съществуването на специална служба в НАСА, чиято структура е развита от ниво зам.-директор на НАСА до групи по безопасност в научноизследователските центрове.

При реализацията на полетите се залага на човека като съществен функционален резерв. Предвидена е активна роля на астронавтите в управлението и парирането на неблагоприятните последствия по време на полета и ликвидиране на аварийните ситуации. Това е предопределен и изискванията за професионална и физическа подготовка към кандидатите астронавти за полети до Луната.

Надеждността на техниката е една от слагаемите на безопасността на космическите полети. По време на изпълнение на лунните експедиции са регистрирани 218 отказа, от които само един (на "Аполо-13") създава реална опасност за екипажа. Около 80% от тях, като нестандартни ситуации, са били предварително моделирани и изучени още при подготовката за полети. Проработени са на тренажор с астронавтите над 600 отказа и 800

непредвидени ситуации, което значително повишава вероятността за успешно ликвидиране на аварийни обстановки в полет. По етапи на полета най-опасен от гледна точка на откази е активният участък. За разлика от другите етапи, в процеса на извеждане на околоземна орбита откази със значителна опасност са възможни и в ракетата носител. При предстартовата подготовка екипажът има възможност да напусне космическия апарат за 2-3 с. По време на старта при взрив на ракетата носител се разчита на система за аварийно спасение, която отделя кабината на екипажа и я приземява на безопасно място. Предвидени са аварийни траектории и способи за осъществяването им в случаи на аварии по етапи на полета, включително и облитане на Луната, което се прилага при случая с "Аполо-13" (най-дългата аварийна ситуация). Аварийни траектории са предвидени и за окололунните операции. При аварийната ситуация с "Аполо-13" на изпитание са подложени и физическите възможности на екипажа. Почти четири денонощия астронавтите работят при завищено съдържание на въглероден двуокис, ниски температури, с ограничен запас от вода, кислород и електроенергия. Причините за тази авария, както се установява по-късно, са заложени още при техническата подготовка на системите, а самата авария е от късо съединение. Късо съединение и последвалият го пожар са причините и за гибелта на астронавтите Грисъм, Чаффи и Уайт, извършващи тренировъчни действия и проверки в кабината на първия космически кораб "Аполо", когато не е било възможно по-бързо напускане от 30 с.

В процеса на полетите до Луната астронавтите получават различни дози радиоактивно облучване, които са от 10 до 100 пъти по-ниски от допустимите дози, нормативно определени за полети по програмата "Аполо".

Осигуряването на безопасност при лунните експедиции изисква и значителни финансови разходи. Общата им стойност е около 20% от стойността на цялата програма. Само доработките след пожара при "Аполо-1" и аварията с "Аполо-13" възлизат на близо 700 млн. долара.

Астронавтите от програмата "Аполо"

Сложността на задачите в полетите до Луната и краткото време за подготовката и изпълнението им предопределят и подбора на астронавтите. В периода от 1959 до 1967 г. за пилотирани полети по програмите "Меркурий", "Джемини" и "Аполо" се прави подбор на шест групи астронавти. В първите четири групи са предимно професионални летци с опит във военната авиация и изпитателната работа. Всички са с висше образование, получили бакалавърски

образователни и научни степени в университети на САЩ. В четвъртата и петата група преобладават научни работници с научни степени във философските, естествените и техническите науки. Една част от подготвените астронавти продължават участиято си и в програмите след лунните експедиции.

Всички кандидати преминават теоретичен шестмесечен курс по динамика на полета, системи за управление, навигация, ракетни двигатели, системи за жизнеобеспечение и спасение, физиология, геология, астрономия, изучаване на Луната - всичко около 600 часа. След това изучават около 230 часа конструкция на космическия кораб "Аполо", задължително участват в изпитанията на техниката по фирмите производители и на стартовите комплекси. Много внимание е отделено в подготовката им на комплексни тренажори. За поддържане на физическата готовност на астронавтите е разработена специална програма, част от която е известната днес аеробна тренировка (аеробика) на доктор Кенет Кулпър, който е лекар във ВВС и експерт в НАСА по времето на подготовката и провеждането на полетите до Луната.

Високият професионализъм и физическите качества на астронавтите от програмата "Аполо" и свързаните с нея "Меркурий" и "Джемини" им позволяват да участват многократно в космически полети.

След прекратяването на летателна дейност повечето астронавти ръководят частни фирми, стават консултанти на известни фирми, четат лекции в университетите, занимават се активно с политика. Кратки данни за живота и работата им са приведени в справочни и енциклопедични издания по космонавтика.

Равносметката от програмата "Аполо"

Финансовите разходи за реализацията на програмата "Аполо" възлизат на около 25 милиарда долара. Голяма част от тях (около 70 - 80%) се връщат във федералния бюджет благодарение на използването на идеите и космическите технологии в "земни" отрасли на икономиката. Общото стимулиращо влияние на програмата върху американската икономика след 20 години е оценено като 1 към 7 по един от критериите на Комитета за използване на космическото пространство към ООН. По този интегрален критерий се съпоставят сумите за осъществяване на програмата с материалните, политическите, военните и престижните изгоди, изразени общо финансово. По същия критерий влиянието на цялата американска космическа програма се изразява с отношението 1 към 14.

Впечатляваща е ролята на програмата "Аполо" за човешкия прогрес. Тя е достижение на цялото човечество. В реализацията са

ангажирани приблизително един милион специалисти, от които една четвърт са висококвалифицирани учени и инженери. В нея участват не само аерокосмически промишлени гиганти, но и множество малки и средни фирми, специализирани в тесни области на науката и техниката. Като правило, фирмите след изпълнение на космическите поръчки веднага търсят земното приложение на технологиите. Този процес е стимулиран и от специален орган в НАСА - "Отдел за използване на космическите технологии в земни сектори на икономиката". Неговите инспектори са в колективите разработчици и тяхната основна задача е да търсят и намерят "земно" приложение на идеите и технологиите. Достатъчно е да се споменат няколко примера за илюстрация на ефективността на принципите, гарантиращи възвръщаемост на разходите.

Строителство: През 1967г. като страничен продукт от разработката на скафандрите по програмата "Аполо" е разработена тъкан, която след покриване с тefлон и светлоотражателен слой се превръща в листов материал, даващ принципно нови възможности за покриване на огромни пространства без подпори. С такъв материал е направен покривът на стадиона в Детройт с опори само по периметъра.

Енергетика: Принципите на защита на електрооборудването на ракетата носител "Сатурн-5" от пикови претоварвания са успешно използвани за електрозащита на промишлени и гражданска съоръжения, което увеличава ресурса на лампите, превключвателите, релетата и измервателната апаратура от 1,5 до 3 пъти.

Противопожарна техника: Спасителната самоспираща лебедка за спускане на човек от прозорец на високи здания при пожар е разработена по идеята за бързо напускане при пожар на стартовата позиция от операторите, подготвящи излитането.

Осветителна техника: При изследвания, свързани с попадане на мълния в ракетата носител на "Аполо-12", е разработен агрегат за сравнително силна и устойчива електрическа дъга. По-късно идеите от тази разработка са приложени с успех при конструирането на мощен портативен прожектор.

Авиация: Използваните в съвременните самолети системи за автоматично управление, при които между пилота и органите за управление функционират многократно резервири компютърни системи, като идея са приложени за първи път на "Аполо-15".

Медицина: Аеробната тренировка, разработена и приложена от д-р Кенет Купър в подготовката на американските астронавти, първо се възприема като средство за поддържане на физическите качества от служителите на НАСА, а след това става най-разпространената система за профилактика в света.

Ако резултатите от изпълнението на научната програма, свързана

с изучаването на Луната по време на пилотируемите лунни експедиции, се приемат общо сдържано в научните среди, то като техническо постижение изпращането на човек на Луната и успешното му завръщане изпревари времето си. Тази технологична цел застави всички граждани на САЩ, а и на планетата, да погледнат далеко напред и да повярват в бъдещето на човека и неговите неизчерпаеми възможности.

“Гигантски скок на човечеството” нарече Нийл Армстронг първата малка човешка крачка, стъпвайки на лунната повърхност след прилуняването на 20 юли 1969г. Времето потвърди неговите думи.

Приложение. Биографични данни за астронавтите от програмата “Аполо” по реда на първите им космически полети (По “Космонавтика-энциклопедия”, Москва, 1985г.)

Алън Шепард е роден през 1923г. Завършва Военноморска академия през 1944г. и участва в Тихоокеанските операции през Втората световна война. До 1957г. работи в школа за летци изпитатели на ВМС. Лети на “Меркурий-3” и “Аполо-14”, каца на Луната. Командир е на групата астронавти в центъра за пилотируеми полети - Хюстън, до 1974г., контраадмирал. След 1974г. е в оставка и е президент на фирма.

Върджил Грисъм е роден през 1926г., загинал при пожар на стартовата площадка по време на изпитания на космическия кораб “Аполо” през 1967г. През 1950г. завършва Университет Пердю, бакалавър по механика. През 1955г. завършва технологичен институт на ВВС, подполковник от ВВС. Лети на “Меркурий-4” и “Джемини-3”. Негови са думите: “Ако ни се наложи да отдадем живота си, то ние бихме искали хората да го приемат със смирение... Завоеванието на космоса си струва такъв риск.”

Джон Глен е роден през 1921г. През 1943г. завършва летателна школа на ВМС, а през 1954г. школа за летци изпитатели, полковник от морската пехота. Рекордьор е на скоростен трансконтинентален полет. Първият американски астронавт, извършил орбитален полет на “Меркурий-6”. От 1964г. е в оставка и се занимава с активна политическа дейност, сенатор от Демократическата партия от Охайо.

Малcolm Скот Карпентър е роден през 1925г. През 1949г. завършва Колорадския университет, бакалавър по авиационна техника. Завършва школа за летци изпитатели през 1954г., работи в изпитателен център на ВМС, капитан III ранг. В НАСА е от 1959г. Изпълнява полет на “Меркурий-7”, участва в проектирането и разработката на лунната кабина; помощник-директор на центъра за пилотируеми полети в Хюстън. След автомобилна катастрофа излиза от групата на астронавтите през 1969г. и става частен предприемач в Лос Анжелис. Посетил България за Четвъртия конгрес на Асоциацията на участниците в космически полети през 1988г.

Уолтър Шира е роден през 1923г. Завършва Военноморска академия в Анаполис, капитан I ранг. Лети на "Меркурий-8", "Джемини-6", "Аполо-7". След 1969г. е в оставка и възглавява консултантско бюро по защита на околната среда и ръководи отделение на частна фирма в гр. Денвър, Колорадо.

Гордан Купър е роден през 1927г. На 17-годишна възраст получава права на пилот. Служил в армията, флота и авиацията. През 1945г. завършва Технологичен институт на ВВС, бакалавър по авиационна техника. След школа за летци изпитатели работи като изпитател и инженер в базата Едуардс, полковник от ВВС. В НАСА е от 1959г. Лети на "Меркурий-9" и "Джемини-5". От 1970г. е в оставка и е вицепрезидент на научноизследователска фирма в Калифорния.

Джон Янг е роден през 1930г. Завършва технологичен институт в Атланта, бакалавър по авиационна техника, професионален пилот от авиацията на ВМС, капитан I ранг. Летец изпитател, рекордьор по скороподемност на 3000 м и 25 000 м със самолет изтребител F-4 Н1 през 1962г. Лети на "Джемини-3", "Джемини-10", "Аполо-10", "Аполо-16", каца на Луната, извърши първия полет на космическата совалка "Колумбия" през 1981г. и през 1983г. лети отново на "Колумбия". От 1974г. е командир на групата астронавти в центъра за пилотирами полети.

Джеймс Макдивит е роден през 1929г. През 1959г. завършва Мичиганския университет, бакалавър по авиационна техника, летец изпитател. Лети на "Джемини-4" и "Аполо-9", един от ръководителите на програмата "Аполо" в Центъра за пилотирами полети, бригаден генерал от ВВС. От 1972г. е в оставка и е президент на фирма в Чикаго.

Едуард Уайт е роден през 1930г. Загинал при пожар на стартовата позиция по време на изпитания на космическия кораб "Аполо" в 1967г. През 1952г. завършва Военна академия, а в 1959г.-Мичиганския университет, магистър по авиационна техника. Летателната подготовка преминава във Флорида и Тексас, а през 1959г. завършва школа за летци изпитатели в базата Едуардс. Служи като летец изпитател в базата Райт-Петерсън (Охайо). В НАСА е от 1962г. Лети на "Джемини-4", първият американски астронавт, излизал в открития космос.

Чарлз Конрад е роден през 1930г. Завършва през 1953г. Принстънския университет. В НАСА е от 1962г., офицер от ВМС, капитан I ранг. Лети на "Джемини-5", "Джемини-11", "Аполо-12", каца на Луната, продължава участието си като астронавт и в първия екипаж на космическата станция "Скайлаб". В оставка от 1974г., вицепрезидент на фирма "Маркетинг" в корпорацията "Макдонал Дъглас"-Колорадо.

Франк Борман е роден през 1928г. Получава права на пилот на 15-годишна възраст. След завършване на Военна академия през 1950г. става военен летец и служи във военната авиация до 1956г., полковник от ВВС.

През 1957г. завършва Калифорнийския технологичен институт, магистър по авиационна техника. В периода 1957-1960г. е преподавател по термодинамика и хидромеханика във Военна академия. През 1960г. завършва школа за пилоти за аерокосмически изследвания, работи в школата като инструктор до 1962г. След това преминава в НАСА. Лети на "Джемини-7" и "Аполо-8". Зам.-директор на службата за контрол на полетите в Хюстън. От 1970г. е в оставка. Президент и началник на управление за въздушни операции на Източните авиолинии в Майами, Флорида.

Джеймс Ловъл е роден през 1928г. Чех по произход. Завършва Военноморска академия в Анаполис и Уисконсинския университет. Летец изпитател, капитан I ранг, специализирал в школа по авиационна безопасност в Южнокалифорнийския университет. От 1962г. е в НАСА. Лети на "Джемини-7", "Джемини-12", "Аполо-8" и "Аполо-13". Зам.-директор на отдел по научно-приложни изследвания в центъра за пилотиращи полети в Хюстън. От 1971г. е в оставка. Президент е на фирма за телефонни системи в Хюстън.

Томас Стаффорд е роден през 1930г. През 1952г. завършва Военноморска академия, бакалавър на науките, летец на изтребител прехваща във ВВС. През 1959г. завършва школа за летци изпитатели в базата Едуардс и става един от ръководителите ѝ. Лети на "Джемини-6", "Джемини-9", "Аполо-10", а през 1975г. участва в съвместния полет по програмата "ЕПАС", при която се скачват със съветския космически кораб "Съюз-19" и заедно с Венс Бранд и Доналд Слейтън, Алексей Леонов и Валерий Кубасов извършват съвместни експерименти. Заенал е редица ръководни длъжности в НАСА и ВВС, генерал-лейтенант от ВВС. В оставка е от 1981г. и е вицепрезидент на частна фирма.

Нийл Армстронг е роден през 1930г. в гр. Уапаконт, щат Охайо. Шестнадесетгодишен става пилот любител, а през 1949г. завършва Военноморско училище за летци в Пенсакола, Флорида. След това учи в Университета Пердю и го завършва през 1955г., бакалавър по авиастроене. Служи като военен летец и седем години е летец изпитател. Участва в изпитанията на аерокосмическия хиперзвуков самолет X-15 с ракетен двигател. От 1962г. е в групата астронавти. Лети на "Джемини-8" и "Аполо-11", каца на Луната. Първият човек, стъпил на лунната повърхност. До 1970г. е зам.-началник на НАСА. От 1971г. е професор по космическа техника в Университета в Цинциннати.

Дейвид Скот е роден през 1932г. През 1955г. завършва Военната академия в Уест-Пойнт, а през 1962г. Масачузетския технологичен институт, магистър по авиация и астронавтика. След школа за летци изпитатели и школа за пилоти за аерокосмически изследвания от 1963г. е в НАСА, полковник от ВВС. Лети на "Джемини-8", "Аполо-9" и "Аполо-

15", каца на Луната. В периода 1972-1977г. работи в НАСА и в летателно-изследователския център в базата Едуардс. В оставка е от 1977г. и се занимава с търговска дейност в Лос Анжелис.

Юджин Сърнан е роден през 1934г. През 1956г. завършва Университета Пердю, бакалавър по електроника. След Военноморска школа в Монтерей, Калифорния, получава степен магистър по авиационна техника. В НАСА е от 1963г. Лети на "Джемини-9", "Аполо-10", "Аполо-17", каца на Луната. В оставка е от 1976г. и е помощник-вицепрезидент на фирма в Хюстън.

Майкъл Колинз е роден през 1930г. в Рим. Завършва Военната академия Уест-Пойнт, служи във Франция, а след това става летец изпитател, полковник от ВВС. От 1963г. е в групата астронавти. Лети на "Джемини-10" и "Аполо-11". След полетите до Луната става помощник-държавен секретар и помощник-министр. От 1971 до 1978г. е директор на Националния музей по авиация и аeronавтика, а от 1978г. е зам.-научен секретар на Смитсоновския институт във Вашингтон.

Ричард Гордън е роден през 1929г. През 1951г. завършва Вашингтонския университет, бакалавър по химия, офицер от ВМС, капитан I ранг. Завършва школа за летци изпитатели и е включен в групата астронавти на НАСА. Лети на "Джемини-11" и "Аполо-12". В оставка от 1972г., работи в частна фирма в Хюстън.

Едвин Олдрин е роден през 1930г. в гр. Монтклер, щат Ню Йорк. В 1951г. завършва Военната академия в Уест-Пойнт, а след това военно училище за летци в Брайън, Тексас, полковник от ВВС. В 1963г. завършва Масачузетския технологичен институт, доктор на науките по астронавтика. Лети на "Джемини-12" и "Аполо-11", каца на Луната. След лунните експедиции е началник на школа за летци изпитатели в базата на ВВС Едуардс. След напускане на НАСА става президент на инженерингова фирма в Лос Анжелис.

Роджър Чаффи е роден през 1935г. Завършва Университета Пердю, щат Индиана, бакалавър по авиационна техника, капитан-лейтенант от ВМС. Загива при изпитания на системата "Сатурн-Аполо" на старта от пожар в кабината на космическия кораб през 1967г. при подготовката си за първия космически полет.

Донн Ейзел е роден през 1930г. Завършва Военноморска академия през 1952г., а по-късно Технологичен институт на ВВС, бакалавър по авиационна техника, магистър по астронавтика, изпитател на специални видове оръжия, полковник от ВВС. В НАСА е от 1968г. Лети на "Аполо-7" през 1968г. в първия пилотиран изпитателен полет по програмата "Аполо". След 1972г. е в оставка, ръководи отделение на фирма.

Уолтър Канингам е роден през 1932г. Завършва Калифорнийския университет, бакалавър по физика, а по-късно и доктор на науките. Лети на "Аполо-7" в първия изпитателен полет през 1968г. Разработва

магнитометър за лунните експедиции. До 1971г. работи в НАСА, а след това става главен вицепрезидент на фирма в Хюстън. През 1988г. посещава България във връзка с Четвъртия международен конгрес на Асоциацията на участниците в космически полети.

Уилям Андерс е роден през 1933г. През 1955г. завърши Военноморска академия, а през 1962г. - Технологичен институт на ВВС в Райт-Патерсън, Охайо, магистър на науките, ядрен физик. Служи като летец инструктор в авиационната база Кертленд, майор от ВВС. В НАСА е от 1963г. Лети на "Аполо-8". В периода 1969-1973г. е изпълнителен секретар на НАСА. Работи в комисии по ядрена енергетика. Посланик е на САЩ в Норвегия през 1976-1977г. Генерален директор е на фирма в Сан Хоуе, Калифорния.

Ръсел Швейкарт е роден през 1935г. Военен летец е от 1956 до 1963г. Завърши Масачузетския технологичен институт, магистър по авиация и астронавтика. Учен изследовател, занимавал се с горните слоеве на атмосферата. От 1963г. е в НАСА. Лети на "Аполо-9". Работил е в управляческия апарат на НАСА от 1974 до 1977г. Съпредседател на Изпълнителния комитет на Асоциацията на участниците в космически полети заедно с А. Леонов. През 1988г. посещава България във връзка с Четвъртия международен конгрес на Асоциацията на участниците в космически полети.

Алън Бин е роден през 1932г. Завърши Тексаския университет през 1955г., бакалавър по авиационна техника. След школа за летци изпитатели на ВМС и школа за авиационна безопасност е приет в групата на астронавтите в НАСА, капитан I ранг от ВМС. Лети на "Аполо-12", каца на Луната, участва във втория екипаж на космическата станция "Скайлаб".

Джон Суиджърт е роден през 1931г. През 1953г. завърши Колорадския университет, бакалавър по механика. След обучение в Политехническия институт в гр. Ренселер през 1965г. получава магистърска степен по авиация и астронавтика. През 1967г. в Хартфордския университет става магистър на науките по административна дейност. Работи като летец изпитател. Лети на "Аполо-13". През 1973г. излиза от НАСА и работи в Комисията по наука и техника към американския Конгрес. Преминава подготовка по програмата за космическата совалка.

Фред Хейс е роден през 1933г. Завърши Университета в Оклахома, бакалавър по авиационна техника. Работи като пилот изследовател в базите Едуардс, Хюстън, Луис. Научен работник. Лети на "Аполо-13". Участва в програмата "Спейс Шатл" като технически пом.-ръководител и изпитва в свободен полет совалката след отделянето ѝ от носителя Б-747. От 1979г. е вицепрезидент на корпорацията "Груман".

Стюърт Русса е роден през 1933г. През 1962г. завърши Колорадския университет, бакалавър по авиационна техника. Военен летец и инженер във ВВС, а по-късно летец изпитател в базата Едуардс, полковник от ВВС.

От 1966г. е в НАСА. Лети на "Аполо-14". В оставка е от 1976г., вицепрезидент на частна фирма. Живее в Гърция. През 1988г. посещава България във връзка с Четвъртия международен конгрес на Асоциацията на участниците в космически полети.

Едгар Митчел е роден през 1939г. Завърши Технологичния институт Карнеги в Питсбърг през 1952г., бакалавър по административни науки. В Масачузетския технологичен институт става магистър и доктор по аeronавтика и астронавтика. Офицер от ВМС, капитан I ранг. След завършване на школа за пилоти за аерокосмически изследвания от 1966г. е в НАСА. Лети на "Аполо-14", каца на Луната. От 1972г. е в оставка и е президент на частна фирма в Палм Бийч, Флорида.

Алфред Уордън е роден през 1932г. Завърши Военна академия през 1955г., бакалавър по военните науки. През 1963г. получава магистърска степен по авиация, астронавтика и приборостроене в Мичиганския университет. Служил е в различни авиационни части, полковник от ВВС. След завършване на школа за пилоти за аерокосмически изследвания през 1966г. преминава в НАСА. Лети на "Аполо-15". Ръководител е на отделение в научноизследователския център в Еймс. От 1975г. е в оставка, вицепрезидент на фирма в Колорадо.

Джеймс Ирвин е роден през 1930г. Завърши Военноморска академия, бакалавър по морски науки. Магистърска степен по авиация, астронавтика и приборостроене получава в Мичиганския университет през 1957г. Служил в авиационни части, полковник от ВВС. През 1961г. завърши школа за летци изпитатели на ВВС, а през 1963г. - школа за пилоти за аерокосмически изследвания. Лети на "Аполо-15", каца на Луната. В оставка е от 1972г.

Томас Маттингли е роден през 1936г. През 1958г. завърши Висша школа Едисон в Майами, бакалавър по авиационна техника, летец във ВМС, капитан I ранг. След завършване на школа за пилоти за аерокосмически изследвания преминава в НАСА. Лети на "Аполо-16" и в четвъртия екипаж на совалката "Колумбия" през 1982г.

Чарлз Дюк е роден през 1935г. През 1957г. завърши Военноморска академия, бакалавър по военноморските науки. В Масачузетския технологичен институт през 1964г. става магистър по авиация и астронавтика. Служи в базите на ВВС в Джорджия и Тексас и в Германия. След завършване на школа за пилоти за аерокосмически изследвания преминава в НАСА през 1966г. Лети на "Аполо-16", каца на Луната. От 1976г. е в оставка. Ръководи своя частна фирма.

Роналд Еванс е роден през 1933г. През 1956г. завърши Канзаския университет, бакалавър по електротехническо машиностроене. Офицер от ВМС, капитан I ранг. През 1964г. става магистър по авиационна техника. В НАСА е от 1966 г. Лети на "Аполо-17". От 1977г. е в оставка, помощник вицепрезидент на частна фирма.

Харисън Шмитт е роден през 1935г. Завърши Калифорнийския технологичен институт, бакалавър по геология. В 1964г. в Харвардския университет става доктор по геология. Работи в геологически управлния на САЩ и Норвегия. Лети на "Аполо-17", каца на Луната. Сенатор от републиканската партия.

Л и т е р а т у р а

1. Понамарев, А. Н. Годы космической эры. М., ВИ, 1974.
2. Авиация и космонавтика, 1969.
3. Гэтланд, К. Космическая техника. М., Мир, 1986.
4. Михайлов, В. П. Достижения космонавтики в земной технике. Серия космонавтика, астрономия, б. М., Знание, 1989.
5. Космонавтика-энциклопедия. М., 1985.
6. Береговой, Г. Т., А. А. Тищенко, Г. П. Шибанов, В. И. Ярополов. Безопасность космических полетов. М., Машиностроение, 1977.
7. Анциелович, Л. Л. Надежность, безопасность и живучесть самолета. М., Машиностроение, 1985.

Постъпила на 1. X. 1994 г.

In memoriam

Професор доктор на физическите науки Митко Маринов Гогошев

Българските космически изследвания загубиха още един от основоположниците си. Митко Гогошев бе за мен не само предпочитан съавтор, но и приятел от многообразните съвместни пътувания по света. Често сме делили хотелските стаи по космодрумите. Затова със смъртта му си отива и нещо от мен.

Проф. Митко Гогошев е роден на 15 април 1940 г. в с. Златия, област Монтана, но ще остане завинаги свързан с гр. Стара Загора. В този град той живя и твори след завършване на Софийския университет през 1965 г. Още като студент космосът го привлича: първите му научни трудове са свързани с наблюденията на изкуствените спътници на Земята. От 1968 г. той е директор на обсерваторията, която превърна от любителско звено за обучение на ученици във водещо космическо научно направление. Д-р Гогошев е от рядката напоследък категория български учени, които оставиха след себе си школа. Той създаде научно направление "Оптични методи за изучаване на космическата плазма" и дори след срамната "шпионска история", която го принуди да напусне Института за космически изследвания при БАН, беше неоспорим научен ръководител на колегите от Базовата обсерватория в Стара Загора. В Куба, Гвинея, Гърция, Португалия и Индия слушаха негови лекции или работеха създадени под ръководството му наземни фотометрични станции за изследване на "светенето на нощното небе".

Негова беше идеята за изстреляне на спътник, снабден изцяло с българска научна апаратура, за ознаменуване на 1300-годишнината от създаването на българската държава - реализирана като спътник "Интеркосмос-България-1300". Проф. Гогошев беше научен ръководител на проведените със собствена научна апаратура оптични изследвания в опашката на Халеевата комета (по време на експеримента "Венера-Халей")

и идеолог на работещата в момента на борда на авроралния спътник от експеримент "Интербол" българска ултравиолетова система за изследване на полярните сияния.

Митко Гогошев имаше истинска административна дарба: негова ръзба е и международният ситуациярен център, както и научно-производственото предприятие "Космос" в гр. Стара Загора. С каквото и да се заповеше той блестеше с ерудиция и интелект. Освен учен, организатор и популяризатор, Митко беше спортна и артистична натура. Той беше душата на всяка компания

Сбогом, приятелю! Ще ни писваш!

Ст.н.с. Стефан Чапкънов ИКИ-БАН

INSTRUCTIONS TO AUTHORS

The Aerospace Research in Bulgaria series publishes original articles in the theoretical or applied fields of the space and aviation science and practice.

Submission:

• The articles should be submitted in duplicate in Bulgarian, Russian or English language. The Bulgarian authors should also supply a Bulgarian version for verification of the translation.

• Manuscripts (including the tables and references) should not exceed 15 standard pages (30 lines per page, 60 strokes per line) typed on white non-transparent paper in standard office format (210 x 295).

• Each article should be accompanied with a summary (up to 30 lines).

Conditions:

The articles should not be published, neither submitted for publication elsewhere.

All manuscripts are subject to editorial review.

Arrangement:

• Title page. The first page of each article should indicate the title, the authors' names and the Institute where the article was conducted.

• Tables and illustrations. Tables and captions to illustrations should be submitted on separate sheets. The proper place of each figure in the text should be indicated in the left margin of the corresponding page. All illustrations (photos, graphs and diagrams) should be referred to as "figures" and given in abbreviation "Fig." The author's name, the number of the figure with indication of its proper orientation (top/bottom) should be slightly marked on the back on each figure. All illustrations should be submitted in duplicate too.

• References. They should be indicated in the text by giving the corresponding number in parentheses. The references should be typed on a separate sheet, arranged chronologically by numbers figuring in the text. The name of the first author should be given with inversion. The title of the article is followed by that of the journal (collection), volume, year of publication, issue number and the pages cited. The titles of the monographs should be followed by the city, publisher, year of publication and the cited page.

Example:

1. B u l a r d, E., I. C o o p e r. The determination of the masses necessary to produce a given gravitational field. - Proc. Royal Soc., London, 194, 1948, 332-347.

2. Y a n o v s k a y a, T., L. P o r o k h o v a. Inverse Geophysical Problems. Leningrad, Leningr. Univ. Publ., 1983.

Further details:

• Units of measurement should be used only according to SI.

• Authors have to accomplish one proof-reading within a specified by the publishers term. Only type-setting errors are subject to correction.

Address. The authors may submit articles in person or send them to the following address:

Editorial Board of
Aerospace Research in Bulgaria,
Space Research Institute
Bulgarian Academy of Sciences,
6 Moskovska Str., Sofia 1000, Bulgaria

УКАЗАНИЯ ЗА АВТОРИТЕ

В тематичната поредица "Аерокосмически изследвания в България" се печатат оригинални научни статии от областта на космическата и авиационната наука и практика.

Условия: Статиите трябва да бъдат представени в 2 екземпляра на български, руски или английски. Българските автори трябва да представят и превод на статията, ако тя е на руски или английски език.

- Обемът на статията (включително таблиците и литературата) не трябва да превишава 15 стандартни машинописни страници (30 реда на страница, 60 удара на ред) с формат 210x295.
- Всяка статия трябва да бъде придружена от резюме (до 1 стандартна страница) на български и на един западен език.
- Материалы, приети за печат или публикувани в други издания, не се приемат.

Подреждане:

- На първата страница на всяка статия трябва да бъдат написани заглавието, имената на авторите и адресът на местоработата.

● Таблици и илюстрации. Таблиците и текстът към илюстрациите трябва да се представят на отделни страници. Мястото им в текста да се посочи в полето на съответната страница. На гърба на илюстрациите (фотоси, чертежи, графики и др.) с молив да се напишат заглавието на статията, имената на авторите, номерът на фигурата и да се укаже ориентацията.

● Литература. Цитираната литература се представя на отделен лист по номерация, появяваща се хронологично в текста. Името на първия автор се дава с инверсия. Следват заглавието на статията, заглавието на списанието (сборника), том, година, книжка, страница, а при монографиите - град, издателство, година, страница.

Пример:

1. Кръстанов, Л., К. Серафимов. - Сп. на БАН, XX, 1974, № 2, с. 29.
2. Несторов, Г. Физика на ниската йоносфера. С., БАН, 1969, с. 63.

Други изисквания:

- Мерните единици задължително да бъдат по СИ.
- Авторите преглеждат една коректура в определен срок. Допускат се само поправки на грешки, направени при набора.

Адрес. Авторите могат да представят лично материалите си или да ги изпратят на адрес:

София 1000
ул. "Московска" № 6
Институт за космически изследвания - БАН
Редакционна колегия на "Аерокосмически изследвания в България"