

Aerospace Research in Bulgaria
Volume 9 . Sofia . 1993
Bulgarian Academy of Sciences

Редакционна колегия

Б. Бонев (главен редактор),
П. Велинов, П. Генев,
Б. Маджаров, Г. Мардиросян
(отговорен секретар), Д. Мишев,
П. Неновски,
Х. Спиридонов, Л. Филипов,
С. Чапкънов, З. Димитрова
(отговорен редактор на броя)
Преводач Л. Кралева

Editorial Board

B. Bonev (Editor-in-Chief),
P. Vellinov, P. Genov,
B. Majarov, G. Mardirosjan
(Secretary), D. Mishev,
P. Nenovski, H. Spiridonov,
L. Philipov, S. Chapkanov,
Z. Dimitrova (Technical Editor)
Translated by L. Krалеva

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

Издателство на Българската
академия на науките

Редактор
Н. Евтимова

Коректор
Б. Кременски

Техн. редактор
В. Андреева

Изд. индекс 13665
Формат 70×100/16
Печ. коли 6,75
Изд. коли 8,75

Печатница на Издателството
на БАН
1113 София
ул. „Акад. Георги Бончев“, бл. 5
Пор. № 123
629.13(05)

© БАН, Институт
за космически изследвания
1994

АЕРО- КОСМИЧЕСКИ ИЗСЛЕДВАНИЯ В БЪЛГАРИЯ

11

СОФИЯ, 1994
БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ

Съдържание

В. Дамгов, П. Георгиев
Возбуждение
„квантованых“ колебаний
под воздействием внешней
неоднородной силы / 3

В. Дамгов, П. Георгиев
Дискретизация радиусов
циклотронного движения
электрического заряда в
поле электромагнитной
волны / 19

Б. Димитров
Самоорганизационна
теория и самоорганизационни
проблеми на теорията на
магнитохидродинамичните
акреционни дискове по
отношение на процеса на
формиране на едромашабни
турбулентни вихрови
структури в акреционни
дискове около черни
дупки и неутронни
звезди / 29

Д. Димитров
Квазигаусова функция на
импульсна отклик и две
апроксимации на нейното
извънфокално разпределение
на осветеността / 37-43

Contents

V. Damgov, P. Georgiev
Excitation of "quantized"
oscillations under external
inhomogeneous action / 3-18

V. Damgov, P. Georgiev
Discretization of the radius
of the electric-charge
cyclotron motion in the field
of electromagnetic
wave / 19

B. Dimitrov
Self-organization theory and
self-organization problems of
magnetohydrodynamical
accretion disc theory with
reference to the process of
large-scale turbulent
helicity structure formation
in accretion discs around
black holes and neutron
stars / 29

D. Dimitrov
Quasi-Gaussian point
source function and two
approximations of its
out-of-focus intensity
distribution / 37-43

Т. Назърски, Г. Димитров,
Ч. Левчев, Г. Мардиросян,
Х. Проданов

Свърхвисокочестотна
двуполаризационна
радиометрична система
Р-400 на борда на модула
„Природа“ в състава на
орбиталния комплекс
„Мир“ / 47

Ю. Симеонова

Някои влияния на
космическия вакуум върху
космическите апарати / 55

С. Чапкънов

Датчик за измерване на
структурни плазмени
параметри / 59-62

А. Христов, О. Цветков

Регионален контрол на
интегритета и качеството на
сигналите от космическите
навигационни системи
GPS/GLONASS / 63

Г. Иванов, Б. Бонев

Определяне на някои
аеродинамични характеристики
на парашутна система по
метода на дискретните
вихри / 71-79

Г. Иванов

Пространствено поле на ско-
ростите, индуцирани от вихров
отрязък, произволно ориен-
тиран в пространството / 80

Д. Йорданов

Модификацията на леки
самолети чрез замяна на
витломоторна група като
проблем на стартовата маса / 85-

Р. Недков, С. Танев, 92
С. Симеонов,
П. Трендафилов

Интелигентен модул за
определяне на
диференциалния праг на
чувствителност при
соматосензорна
стимулация / 93-95

В. Баранов, Х. Христов,
С. Петков, К. Бояджиев

Разработване
кумулятивни заряди за
изследване на
псевдометеоритни частици / 97

Писма до редакцията / 103
Право на отговор / 106

T. Nazarsky, G. Dimitrov,
Ch. Levchev, G. Mardirossian,
Chr. Prodanov

Superhighfrequency
twopolarization
radiometric system "R-400" on
board of the "Priroda"
module constituting a part of
the "Mir" orbital
complex / 47

Y. Simeonova

Some influences of space
vacuum on space
equipment / 55

S. Chapkunov

Sensor for measurement of
structural plasma
parameters / 59-62

A. Christov, O. Tsvetkov

A zone GPS/GLONASS
monitoring network of the
integrity and navigation
signals quality / 63

G. Ivanov, B. Bonev

Determination of some
aerodynamical
characteristics of a
parachute system by the
discrete vortexes method / 71-79

G. Ivanov

Spatial field of the
velocities induced by a
vortex piece arbitrarily
oriented in space / 80

D. Jordanov

Modification of light
airplanes by substituting the
turbomotor group as a problem
of the starting mass / 85-92

R. Nedkov, S. Taney,
S. Simeonov, P. Trendafilov

Intelligent module for
determination of the
differential sensitivity
threshold under
stimulation / 93-95

V. Baranov, Ch. Christov, S. Pet-
kov, K. Boyadjiev

Pseudometeorite particles gene-
rated by shaped charges / 97

Letters to editorial staff / 103
A right to answer / 106

Excitation of „quantized“ oscillations under external inhomogeneous action¹

*Vladimir Damgov, Peter Georgiev**

*Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences
* Department of Physics, VMEI, 9010 Varna*

Introduction

A modelling system and oscillation excitation mechanism are presented that might find application in revealing the generation mechanisms of planetary magnetosphere radio sources and the wave interaction mechanisms in the Earth ionosphere and magnetosphere as well as the excitation of VLF waves in the near-Earth space.

The phenomenon of continuous oscillations excitation with amplitude from discrete value set of stationary amplitudes is demonstrated on the basis of a common model — an oscillating system under the action of external periodic force, nonlinear regarding the excited system coordinates. The phenomenon includes as particular case cyclotron process of charged particles acceleration. The phenomenon manifests itself in oscillating systems under the inhomogeneous action of external periodic forces.

The Nonlinear Theory of oscillations consider mainly the action of periodic forces which do not depend on the coordinates or are linear with respect to coordinates of excited systems (the classical parametric systems) [1, 2, 3]. During the last years, linear excited parametric resonance in the presence of a quadratic, cubic or periodic nonlinearity has been investigated [4].

The paper deals with the phenomenon of oscillation excitation under the action of an external nonlinear HF force, which is nonlinear as regards the coordinate of the excited system [5, 6]. Such system may be considered as autooscillating system with external power supply [7]. The investigation is motivated by survey the known from SHF and physical electronics, radiophysics, mechanics, technics of charged particle acceleration, processes and phenomena in plasma and other medium based on the inertia properties of the particles and inhomogeneous interactions etc. [1—7, 8, 9, 10], the problem examined by Fermi, to be known as a possible cosmic ray acceleration mechanism when char-

¹ An investigation supported by The Bulgarian National Foundation "Scientific Research" under Contract No TH-302/92.

ged particles are accelerated by collisions with moving magnetic field structures [11]. In every particular case and mode the interaction mechanism has been revealed differently — self-modulation, grouping, phase selection etc. However all these mechanisms are based on a common principle: the HF external force acts nonlinearly as regards the particles motion coordinates. In the present work it is shown, that the mechanism of LF oscillation excitation with discrete set of possible stable amplitudes is connected with phase capture and dynamical phase adaption, providing the necessary energy contribution to the oscillations during the external inhomogeneous influence. References as LF and HF are used only relatively. In the common case, the phenomenon is manifested in all frequency bands in oscillating systems under the action of external HF periodic force, nonlinear to excited systems coordinates. When the excited system and the power supply source interact, force is formed, which is frequency or phase (in general — argument) modulated in character. Characteristic system argument is adaptively tuning phase, providing the most advantageous interaction between the excited oscillation system and the high frequency power supply. Thus, the method of oscillations excitation is called symbolically short "argument method" [5].

The phenomenon of continuous oscillation excitation with amplitude from discrete value set of possible stationary amplitudes is demonstrated analytically for two cases (two analytical conditions) — first, when the nonlinearity of harmonic-force-external action is presented by β -function and the influence is subjected to the lower equilibrium point of the trajectory, and, second, when the external harmonic force acts over a trajectory zone with a finite length.

Analysis: the nonlinearity of external harmonic force is presented by δ -function

The motion in different oscillating systems under the action of external periodic force, nonlinear with respect to the system coordinate in general may be described by the following equation:

$$(1) \quad \ddot{x} + 2\delta_0 \dot{x} + \omega_0^2 x + f(x) = F_0(x, t_r),$$

where x is the generalized system coordinate, δ_0 is coefficient describing the system dissipative properties, $f(x)$ is function characterizing the excited system nonlinearity, $F_0(x, t_r)$ is external periodic force nonlinear to the system coordinate x , t_r is real time.

Taking into account the wide variety of system, described by Eq. (1), for the sake of analysis we select an concretized equation described the pendulum motion. The pendulum is common oscillating model as it is isomorphic to a variety of physical phenomena, particularly such as radio-frequency driven quantum-mechanical Josephson junction, charge density wave transport, cosmic particles in certain conditions etc. [12].

The equation describing pendulum swing caused by the action of a force, nonlinear to the coordinate, can be written in the form

$$(2) \quad \ddot{x} + 2\delta_0 \dot{x} + \omega_0^2 \sin x = F_0(x, t),$$

where x is the angular distance to equilibrium, ω_0 is the resonance frequency of the small oscillations, $t = \omega_0 t_r$.

In order to integrate the nonlinear Eq. (2) using the methods of the Theory of Nonlinear oscillations, we introduce new variable y and nonlinear time τ . So, the strongly nonlinear reactive term $\sin x$ in Eq. (2) may be excluded. The transformation of variables is performed by the scheme proposed by K. A. Samoylo [13], thus:

$$(3) \quad y = \text{sign } x \sqrt{2 \int_0^x \sin x' dx'} = 2 \sin \frac{x}{2},$$

$$(4) \quad \frac{dt}{d\tau} = \frac{dx}{dy} = \frac{y}{\sin [x(y)]} = G(y).$$

Functions $x(y)$ and $G(y)$ in Eq. (4) are easily expressed, taking into account Expr. (3):

$$(5) \quad x(y) = 2 \arcsin\left(\frac{y}{2}\right), \quad G(y) = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{y^2}{4}}}.$$

Substituting Exprs. (3) and (4) in Eq. (2) we obtain

$$(6) \quad \frac{d^2 y}{d\tau^2} + \beta^2 y = -2\delta_d \frac{dy}{d\tau} + F(x, \tau)G(y) + (\beta^2 - 1)y,$$

where $2\delta_d = \frac{2\delta_0}{\omega_0}$ and $F(x, \tau) = \frac{F_0(x, t)}{\omega_0^2}$, $(\beta^2 - 1)$ corresponds to the frequency detuning, $\beta \sim 1$.

The transition to new variables makes the system quite similar to a linear conservative system, whose state is represented by a point, moving in phase space on a circle with constant angular velocity. For such a system, common methods of Nonlinear oscillation theory can be applied. It should be mentioned that in terms of the new variables all initial system features are kept. Transformations (4) and (5) are appropriate if conditions $G(0) = 1$ and $G(y) > 0$ for all y values are fulfilled. Obviously Condition 1 is satisfied (see Expr. (5)). Condition 2 is fulfilled for $-\pi < x < \pi$ or $-2 < y < 2$. Further consideration will be performed for this y values interval. Physically it means, that initial conditions and external action provide pendulum swing with angle amplitude less than $\pm\pi$.

We assume that solution of Eq. (6) is:

$$(7) \quad y = R \cos \Psi = R \cos(\beta\tau - \varphi_0),$$

where R and φ_0 are oscillations amplitude and phase.

The dependence of normalized time t on angle Ψ can be expressed in agreement with Exprs. (4), (5) and (7) as

$$(8) \quad t = \frac{1}{\beta} \int_0^\Psi \frac{d\Psi}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{4} \cos^2 \Psi}}.$$

Considering Expr. (8), the normalized oscillations period is:

$$(9) \quad T_0 = \frac{1}{\beta} \int_0^{2\pi} \frac{d\Psi}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{4} \cos^2 \Psi}} = \frac{4}{\beta} K\left(\frac{R}{2}\right),$$

where $K\left(\frac{R}{2}\right)$ is the full elliptic integral of first kind.

The shortened (averaged) differential equations [1, 2, 3, 13] for amplitude R and phase φ_v can be written as:

$$(10a) \quad \left\langle \frac{dR}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{2\pi\beta} \int_0^{2\pi} L \sin \Psi d\Psi,$$

$$(10b) \quad \left\langle \frac{d\varphi_v}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{2\pi\beta R} \int_0^{2\pi} L \cos \Psi d\Psi,$$

where the sign $\langle \rangle$ denotes the procedure of averaging by time τ ,

$$L = 2\delta_d \beta R \sin \Psi + F(x, \tau)G(y) + (\beta^2 - 1)R \cos \Psi.$$

Taking into account that

$$\int_0^{2\pi} \sin^2 \Psi G(y) d\Psi = \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \Psi}{\sqrt{1 - \frac{R^2}{4} \cos^2 \Psi}} d\Psi = 4K\left(\frac{R}{2}\right) + \frac{16}{R^2} \left[E\left(\frac{R}{2}\right) - K\left(\frac{R}{2}\right) \right],$$

where $E(\cdot)$ is the full elliptic integral of second kind, the shortened equations (10) take the form

$$(11a) \quad \left\langle \frac{dR}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{\pi} \beta R \left\{ 4K\left(\frac{R}{2}\right) + \frac{16}{R^2} \left[E\left(\frac{R}{2}\right) - K\left(\frac{R}{2}\right) \right] \right\} - \frac{1}{2\pi\beta} \int_0^{2\pi} F(x, \tau)G(y) \sin \Psi d\Psi,$$

$$(11b) \quad \left\langle \frac{d\varphi_v}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{2\pi\beta R} \int_0^{2\pi} F(x, \tau)G(y) \cos \Psi d\Psi - \frac{\beta^2 - 1}{2\beta}.$$

Now, let us concretize the function $F_0(x, t)$ as follows:

$$(12) \quad F_0(x, t) = \delta(x)P \sin vt,$$

where $\delta(x)$ — δ -function, P and v are the external harmonic force amplitude and frequency correspondingly. We assume that $v = N\omega_0$, where $N = 1, 2, 3, \dots$. Taking into account the solution form (7), δ -function $\delta(x)$ can be presented in the form

$$(13) \quad \delta(x) = \sum_t \left| \frac{d\Psi}{dx} \right| \delta(\Psi - \Psi_{0,t}),$$

where the values $\Psi_{0,t}$ are determined by the equation

$$(14) \quad x(\Psi_{0,t}) = 0.$$

Considering equations (13) and (14) the equations (11) become

$$(15a) \quad \left\langle \frac{dR}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{\pi} \beta R \left\{ 4K\left(\frac{R}{2}\right) + \frac{16}{R^2} \left[E\left(\frac{R}{2}\right) - K\left(\frac{R}{2}\right) \right] \right. \\ \left. - \frac{1}{2\pi\beta} \left[GP \sin vt \left(\frac{\pi}{2}\right) \left| \frac{d\Psi}{dx} \right|_{\frac{\pi}{2}} - GP \sin vt \left(\frac{3\pi}{2}\right) \left| \frac{d\Psi}{dx} \right|_{\frac{3\pi}{2}} \right] \right\},$$

$$(15b) \quad \left\langle \frac{d\varphi_v}{d\tau} \right\rangle = -\frac{\beta^2 - 1}{2\beta}.$$

Noting that $\frac{d\Psi}{dx} = \frac{d\Psi}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} \frac{dt}{dx} = \frac{d\Psi}{d\tau} \frac{d\tau}{dt} \frac{d\tau}{dy} = -\frac{1}{G(y)R \sin \Psi}$ and that $G\left(\frac{\pi}{2}\right) = G\left(\frac{3\pi}{2}\right) = 1$, the Eq. (15a) can be rewritten as

$$(16) \quad \left\langle \frac{dR}{d\tau} \right\rangle = -\frac{1}{\pi} \beta R \left\{ 4K\left(\frac{R}{2}\right) + \frac{16}{R^2} \left[E\left(\frac{R}{2}\right) - K\left(\frac{R}{2}\right) \right] \right. \\ \left. - \frac{P}{2\pi\beta R} \left[\sin vt \left(\frac{\pi}{2}\right) - \sin vt \left(\frac{3\pi}{2}\right) \right] \right\}.$$

From Eq. (9) we obtain

$$(17) \quad \beta = \frac{2vK\left(\frac{R}{2}\right)}{\pi N}.$$

Introducing the designation $t\left(\frac{\pi}{2}\right) = t_1$ and taking into account Exprs. (9) and (17) we can write

$$t\left(\frac{3\pi}{2}\right) = t_1 + \frac{2}{\beta} K\left(\frac{R}{2}\right), \quad \sin vt\left(\frac{3\pi}{2}\right) = (-1)^N \sin vt_1.$$

Let us now consider two cases:

a) Case of even N ($N=2l$, $l=1, 2, 3, \dots$).

In this case $\sin vt\left(\frac{\pi}{2}\right) - \sin vt\left(\frac{3\pi}{2}\right) = 0$ and there are no stationary solution (the oscillations are damped);

b) Case of odd N ($N=2l+1$, $l=0, 1, 2, 3, \dots$).

In this case $\sin vt\left(\frac{\pi}{2}\right) - \sin vt\left(\frac{3\pi}{2}\right) = 2 \sin vt_1$ and

$$\left\langle \frac{dR}{d\tau} \right\rangle = e(R, \varphi_v), \\ \left\langle \frac{d\varphi_v}{d\tau} \right\rangle = g(R, \varphi_v),$$

where

$$(18a) \quad e(R, \varphi_v) = -\frac{1}{\pi} \beta R \left\{ 4K\left(\frac{R}{2}\right) + \frac{16}{R^2} \left[E\left(\frac{R}{2}\right) - K\left(\frac{R}{2}\right) \right] - \frac{P}{\pi\beta R} \sin vt_1 \right\},$$

$$(18b) \quad g(R, \varphi_v) = -\frac{\beta^2 - 1}{2\beta}.$$

For stationary mode ($e(R, \varphi_v) = 0$ and $g(R, \varphi_v) = 0$) from Eq. (18b) find the condition $\beta = 1$, which can be rewritten considering Expr. (17) as $K\left(\frac{R}{2}\right) = \frac{\pi}{v} \times \left(l + \frac{1}{2}\right)$, $l=0, 1, 2, 3, \dots$

Denoting $k = \frac{R}{2}$ (the module of the elliptic function), from Eq. (18a) we can find the second condition of stationary mode in the form

$$(19) \quad \frac{16\delta}{P} \{E(k) - (1 - k^2)K(k)\} - \sin vt_1 = 0.$$

When $k \rightarrow 0$ the Eq. (19) is simplified

$$(20) \quad \frac{4\pi\delta_d k^2}{P} + \sin vt_1 = 0,$$

and corresponds to the condition

$$(21) \quad |P| > 4\pi\delta_k k^2.$$

For the sake of stability estimation we can rewrite Eqs. (18) under the condition $k \rightarrow 0$ as

$$(22a) \quad \left\{ \begin{array}{l} e(R, \varphi_v) = -2\delta_d k - \frac{P}{2\pi\beta k} \sin vt_1, \\ g(R, \varphi_v) = -\frac{\beta^2 - 1}{2\beta}. \end{array} \right.$$

$$(22b) \quad \left. \right\}$$

where $\beta = 1$.

The characteristic equation can be written as

$$\lambda^2 - \lambda(e_R + g_\varphi) + e_R g_\varphi - e_R g_R = 0,$$

taking the final form

$$(23) \quad \lambda(\lambda - e_R) = 0,$$

where e_R, g_φ, g_R are the corresponding partial derivatives.

From Eq. (23) we find $\lambda_1 = 0, \lambda_2 = e_R$. The stability condition is: $\lambda_2 = e_R < 0$ i. e. $e_k < 0$.

Using Eq. (22a) we obtain $e_k = -2\delta_d + \frac{P}{2\pi k^2} \sin vt_1$.

Comparison with (20) reveals the stability condition in the form

$$(24) \quad e_k = -4\delta_d < 0.$$

As the value $\delta_d > 0$ *a priori*, the inequality (24) is fulfilled and the solution for odd N describes discrete set of stable stationary oscillations.

Analysis: The external harmonic force acts over a trajectory zone with a finite length

We consider the equation, describing pendulum motion, under nonhomogeneous action of external harmonic force, in the form

$$(25) \quad \ddot{x} + 2\delta_d \dot{x} + \sin x = \varepsilon(x)P \sin vt,$$

where

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} 1, & \text{when } |x| \leq d, \quad d < 1 \\ 0, & \text{when } |x| > d \end{cases}$$

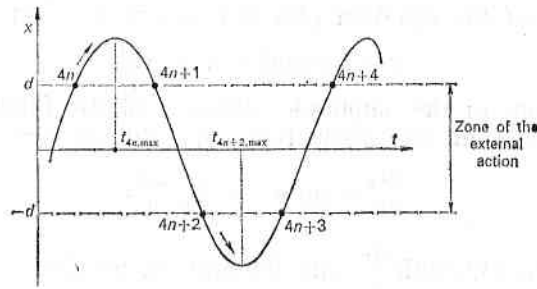


Fig. 1

determine the trajectory zone of the external influence.

Conditionally, we number the time moments, determined by the zone of action, as it is shown in Fig. 1.

The pendulum motion in the time intervals $[4n, 4n+1]$, $[4n+2, 4n+3]$, ... (out of the action zone) can be described by unperturbed equation

$$(26) \quad \frac{d^2x}{dt^2} + \sin x = 0.$$

Multiplying Eq. (26) with $\frac{dx}{dt}$ and integrating, we find

$$(27) \quad \frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - \cos x = W - 1,$$

where W is an integration constant corresponding to the full system energy.

From Eq. (27) we obtain

$$(28) \quad \frac{dx}{dt} = \pm \sqrt{2W - 4 \sin^2 \frac{x}{2}}.$$

Introducing the designation $u = \frac{x}{2}$ and $\sin u = z$ and considering Eq. (28), we can write

$$t - \alpha = \int \frac{dz}{\pm \sqrt{(1-z^2) \left(\frac{W}{2} - z^2 \right)}}, \text{ where } \alpha - \text{constant.}$$

Further on we use the incomplete normal elliptic integral of first kind $F(\cdot, \cdot)$, so

$$(29) \quad t - \alpha = \pm a \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{(a^2 - z^2)(z^2 - b^2)}} = F(\varphi, k),$$

where the amplitude $\varphi = am(t - \alpha, k)$, $m = k^2$, k is the modul of the elliptic function, m is the parameter of the elliptic function.

In the case under the consideration $a^2 = 1$, $b^2 = \frac{W}{2} < 1$ (in correspondance with the condition $-\pi < x < \pi$),

$$(30) \quad k = \sqrt{\frac{W}{2}}, \quad m = \frac{W}{2}, \quad \sin \varphi = \frac{z}{\sqrt{\frac{W}{2}}} = \frac{\sin \frac{x}{2}}{k}.$$

The solution of the equation (26) can be presented in the following form

$$(31) \quad x = 2 \arcsin [k \operatorname{sn}(t - \alpha)],$$

where $\operatorname{sn}(\cdot)$ is sine of the amplitude (Jacobi's elliptic function).

Taking into account the dissipation, Eq. (26) becomes

$$(32) \quad \frac{d^2 x}{dt^2} + \sin x = -2\delta_d \frac{dx}{dt}.$$

Multiplying Eq. (32) with $\frac{dx}{dt}$ and integrating, we find

$$\frac{d}{dt} \left[\frac{1}{2} \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - \cos x \right] = -2\delta_d \frac{d}{dt} \int \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 dt$$

or

$$(33) \quad \frac{dW}{dt} = \frac{d}{dt} \left[-2\delta_d \int \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 dt \right].$$

For a half of the period, from (30) and Eq. (33) we obtain

$$2\Delta m = \Delta W = -2\delta_d \int \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 dt.$$

Using (31), we can write

$$(34) \quad \frac{dx}{dt} = 2k \operatorname{cn}(t - \alpha)$$

and

$$\int \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 dt = 4k^2 \int \operatorname{cn}^2(t - \alpha) dt,$$

where $\operatorname{cn}(\cdot)$ is cosine of the amplitude (Jacobi's elliptic function).

Noting, that $\int \operatorname{cn}^2(t - \alpha) dt = \frac{1}{k^2} [E(am(t - \alpha), k) - (1 - k^2)(t - \alpha)]$ and $am[t - \alpha + 2K(k), k] = am(t - \alpha, k) + \pi$, $E(\varphi + \pi, k) = E(\varphi, k) + 2E(k)$, where $E(\cdot, \cdot)$ is in complete elliptic integral of second kind, hence $\int_0^{t+2K(k)} \operatorname{cn}^2(t - \alpha) dt = \frac{1}{k^2} \times [2E(k) - (1 - k^2)2K(k)]$.

For the half of period we have

$$(35a) \quad 2\Delta m = \Delta W = -16\delta_d [E(k) - (1 - k^2)K(k)],$$

$$(35b) \quad \Delta k = -\frac{4\delta_d}{k} [E(k) - (1 - k^2)K(k)].$$

In the case of small k , $0 < k \ll 1$, we can find

$$(36) \quad \int_0^{t+2K(k)} \operatorname{cn}^2(t - \alpha) dt \simeq \int_0^\pi \cos^2(t - \alpha) dt = \frac{\pi}{2}.$$

Combining Eqs. (34), (35a) and (36), we obtain for the half of period

$$(37) \quad \Delta m \simeq -2\pi\delta_d m, \quad \Delta k \simeq -\pi\delta_d k.$$

Let us introduce the following designations:

$$\Delta t_{4n} = t_{4n+1} - t_{4n}, \quad \Delta t_{4n+2} = t_{4n+3} - t_{4n+2}.$$

The bordering points are $x = \pm d$ and the semi-periods are symmetrical with respect of the time points $t_{4n, \max}$ and $t_{4n+2, \max}$ (see the Fig. 1).

$$\text{For } \begin{cases} t = t_{4n, \max} \\ t = t_{4n+2, \max} \end{cases} \text{ we have } \varphi = \begin{cases} + \\ - \end{cases} \frac{\pi}{2}.$$

Using (30) we can determine

$$(38) \quad \varphi = \arcsin \left(\frac{\sin \frac{x}{2}}{k} \right).$$

Combining Eqs. (29) and (38) we find

$$(39) \quad \Delta t_{4n} = 2 \left[F \left(\frac{\pi}{2}, k \right) - F \left(\arcsin \frac{\sin \frac{d}{2}}{k}, k \right) \right] \\ \simeq 2 \left[K(k) - F \left(\frac{d}{2k}, k \right) \right] \simeq 2 \left[K(k) - \frac{d}{2k} \right],$$

$$(40) \quad \Delta t_{4n+2} = 2 \left[F \left(\frac{\pi}{2}, k \right) - F \left(\arcsin \frac{\sin \frac{d}{2}}{k}, k \right) \right] = \Delta t_{4n} \simeq 2 \left[K(k) - \frac{d}{2k} \right],$$

where $F(\cdot, \cdot)$ is incomplete elliptic integral of the first kind.

The expressions (39) and (40) are valid when $k > \sin \frac{d}{2}$.

Further we use the approach developed in [15] on the basis of stitching the solutions.

In the region $|x| < d$, noting that $d \ll 1$, we can use the linear approximation of the equation (26), i. e. $\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\delta_d \frac{dx}{dt} + x \simeq \frac{P}{2d} \sin vt$ and its solution in the form

$$x = R e^{-\delta_d t} \sin [\omega(t - \gamma)] + \frac{\frac{P}{2d}}{\sqrt{(v^2 - 1)^2 + (2v\delta_d)^2}} \sin (vt + \varphi_v),$$

where $\omega = \sqrt{1 - \delta_d^2}$.

Let us assume that $v > 1$, then $\varphi_v = \arctg \frac{2v\delta_d}{v^2 - 1} + \pi$.

When $0 < \delta_d \ll 1$ and $v \gg 1$, the frequency $\omega \simeq 1$ and

$$x \simeq R \sin(t - \gamma) + \frac{\frac{P}{d}}{1 - v^2} \sin vt, \quad \frac{dx}{dt} \simeq R \cos(t - \gamma) + v \frac{\frac{P}{2d}}{1 - v^2} \cos vt.$$

Now, let us consider the region out of the acting zone $[-d, d]$, but closely to that zone, i. e. $|x| > d$, $|x| \simeq d$.

Under these conditions we can write:

$$x = 2 \arcsin [k \operatorname{sn}(t - \alpha)] = 2 \arcsin \{k \operatorname{sn}[2K(k) - (t - \alpha)]\} \simeq 2k[2K(k) - (t - \alpha)].$$

It follows that the moment t_{4n+1} can be found from the equation

$$(41) \quad 2k[2K(k) - (t_{4n+1} - \alpha)] \simeq d$$

when $\frac{dx}{dt} \simeq -2k$.

From the condition of lacking of x and $\frac{dx}{dt}$ interruption in the point $t = t_{4n+1}$, it follows

$$(42a) \quad R \sin(t_{4n+1} - \gamma) + \frac{P}{1-v^2} \sin vt_{4n+1} \simeq d,$$

$$(42b) \quad R \cos(t_{4n+1} - \gamma) + v \frac{P}{1-v^2} \cos vt_{4n+1} \simeq -2k_{4n+1}.$$

Solving the system (42) we can obtain formulae for $R = R_{4n+1}$ and $\gamma = \gamma_{4n+1}$. Analogically, when going out of the acting zone, i. e. for the point $t = t_{4n+2} = t_{4n+1} + \Delta t_{4n+1}$, where

$$(43) \quad \Delta t_{4n+1} = t_{4n+2} - t_{4n+1},$$

we can write

$$(44a) \quad R \sin(t_{4n+1} + \Delta t_{4n+1} - \gamma) + \frac{P}{1-v^2} \sin [v(t_{4n+1} + \Delta t_{4n+1})] \simeq -d,$$

$$(44b) \quad R \cos(t_{4n+1} + \Delta t_{4n+1} - \gamma) + v \frac{P}{1-v^2} \cos [v(t_{4n+1} + \Delta t_{4n+1})] \simeq -2k_{4n+2}.$$

If

$$(45) \quad v \Delta t_{4n+1} \ll 1,$$

the equations (42) give $\Delta t_{4n+1} \simeq \frac{2d}{-R \cos(t_{4n+1} - \gamma) + v \frac{P}{1-v^2} \cos vt_{4n+1}}$.

Taking into account Eq. (42b), Expr. (43) becomes

$$(46) \quad \Delta t_{4n+1} \simeq \frac{d}{k_{4n+1}}.$$

Let us introduce the designation

$$(47) \quad \Delta k_{4n} \simeq k_{4n+1} - k_{4n}.$$

Comparison (47) with (37) reveals $\Delta k_{4n} \simeq -\pi \delta_d k_{4n}$.

Considering (39), we can write

$$(48) \quad \Delta t_{4n} \simeq 2K(k_{4n}) - \frac{d}{k_{4n}}.$$

Using Eq. (44b), under the condition (45), we find

$$(49) \quad k_{4n+2} \simeq \frac{1}{2} \left\{ -R^2 \cos(t_{4n+1} - \gamma) + R \Delta t_{4n+1} \sin(t_{4n+1} - \gamma) \right\}$$

$$+ v \frac{P}{v^2-1} \cos vt_{4n+1} - \frac{v^2}{v^2-1} \frac{P}{2d} \Delta t_{4n+1} \sin vt_{4n+1} \}.$$

Substituting Eqs. (42) and (46) in Eq. (49) we obtain

$$(50) \quad k_{4n+2} \simeq k_{4n+1} - \frac{P}{4k_{4n+1}} \sin vt_{4n+1}.$$

Analogically we can write the following equations

$$(51) \quad \Delta t_{4n+2} \simeq 2K(k_{4n+2}) - \frac{d}{k_{4n+2}},$$

$$(52) \quad \Delta k_{4n+2} \simeq -\pi \delta_d k_{4n+2},$$

$$(53) \quad k_{4n+3} = k_{4n+2} + \Delta k_{4n+2},$$

$$t_{4n+3} = t_{4n+2} + \Delta t_{4n+2}.$$

For the region $4n+3 \rightarrow 4n+4$ (see Fig. 1) we have ($R=R_{4n+3}$, $\gamma=\gamma_{4n+3}$)

$$(54a) \quad R \sin(t_{4n+3} - \gamma) - \frac{P}{v^2-1} \sin vt_{4n+3} \simeq -d,$$

$$(54b) \quad R \cos(t_{4n+3} - \gamma) - v \frac{P}{v^2-1} \cos vt_{4n+3} \simeq 2k_{4n+3},$$

$$t_{4n+4} = t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3}.$$

$$(55a) \quad R \sin(t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3} - \gamma) - \frac{P}{v^2-1} \sin v(t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3}) \simeq -d,$$

$$(55b) \quad R \cos(t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3} - \gamma) - v \frac{P}{v^2-1} \cos v(t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3}) \simeq 2k_{4n+4}.$$

Assuming, that

$$(56) \quad v \Delta t_{4n+3} \ll 1,$$

and combining Eqs. (54a) and (55a) we find

$$\Delta t_{4n+3} \simeq \frac{2d}{R \cos(t_{4n+3} - \gamma) - v \frac{P}{v^2-1} \cos vt_{4n+3}}.$$

From (54b) it follows

$$(57) \quad \Delta t_{4n+3} \simeq \frac{d}{k_{4n+3}}, \quad t_{4n+4} = t_{4n+3} + \Delta t_{4n+3}.$$

Taking into account Eqs. (52) and (50), we can write

$$k_{4n+2} \simeq k_{4n} - \pi \delta_d k_{4n} - \frac{P}{4k_{4n}} \sin vt_{4n+2}.$$

Considering the condition (56), Eq. (55b) can be rewritten

$$(58) \quad \left. \begin{aligned} k_{4n+4} \simeq \frac{1}{2} \left\{ R \cos(t_{4n+3} - \gamma_{4n+3}) - v \frac{P}{v^2 - 1} \cos vt_{4n+3} \right. \\ \left. - R \Delta t_{4n+3} \sin(t_{4n+3} - \gamma) + v^2 \frac{P}{v^2 - 1} \Delta t_{4n+3} \sin vt_{4n+3} \right\}. \end{aligned} \right\}$$

Using Eqs. (54) and (58) we can write

$$(59) \quad k_{4n+4} \simeq k_{4n+3} + \frac{P}{4k_{4n+3}} \sin vt_{4n+3}.$$

Comparison (59) with (52) and (53) reveals

$$k_{4n+4} \simeq k_{4n+2} - \pi \delta_d k_{4n+2} + \frac{P}{4k_{4n+2}} \sin vt_{4n+4}.$$

Combining Eqs. (46) and (48) we find

$$t_{4n+2} \simeq \left[2K(k_{4n}) - \frac{d}{k_{4n}} \right] + \frac{d}{k_{4n+1}} + t_{4n} \simeq 2K(k_{4n}) + t_{4n}.$$

In analogue from Eqs (51) and (57) we can obtain

$$t_{4n+4} = \left[2K(k_{4n+2}) - \frac{d}{k_{4n+2}} \right] + \frac{d}{k_{4n+3}} + t_{4n+2} \simeq 2K(k_{4n+2}) + t_{4n+2}.$$

In the long run we have obtained the following system of equations:

$$(60a) \quad t_{4n+2} \simeq t_{4n} + 2K(k_{4n}),$$

$$(60b) \quad k_{4n+2} \simeq k_{4n} - \pi \delta_d k_{4n} - \frac{P}{4k_{4n}} \sin vt_{4n+2},$$

$$(60c) \quad t_{4n+4} \simeq t_{4n+2} + 2K(k_{4n+2}),$$

$$(60d) \quad k_{4n+4} \simeq k_{4n+2} - \pi \delta_d k_{4n+2} + \frac{P}{4k_{4n+2}} \sin vt_{4n+4}.$$

The spectrum of possible stationary amplitudes of continuous oscillations is determined by the expression:

$$(61) \quad v(t_{4n+4} - t_{4n}) = 2\pi N,$$

where $N=1, 2, 3, \dots$ is the ratio of frequency division.

The equation (61) can be written also in the form

$$v[K(k_{2n}) + K(k_{2n+2})] = \pi N.$$

Below we show that N has to be an odd number.

Designating five successive time points as t_0, t_1, t_2, t_3 and t_4 and corresponding values of k as k_0, k_1, k_2, k_3 , and k_4 (in analogue to as it has been done in Fig. 1), we can write the following conditions for the stationary mode

$$(62a) \quad \left| \begin{array}{l} k_4 = k_0, \\ v(t_4 - t_0) = 2\pi N. \end{array} \right.$$

$$(62b)$$

The equation (62b) follows from the condition of oscillation synchronization with the external excitation.

The Eqs. (60) can be rewritten

$$k_2 = k_0 - \pi\delta_d k_0 - \frac{P}{4k_0} \sin vt_2, \quad k_4 = k_2 - \pi\delta_d k_2 + \frac{P}{4k_0} \sin vt_0,$$

$$t_2 = t_0 + 2K(k_0), \quad t_4 = t_2 + 2K(k_2).$$

If we consider the condition of symmetry between the upper $\{4n \rightarrow 4n+2\}$ and lower $\{4n+2 \rightarrow 4n+4\}$ periods, we can find that it is possible to have the symmetry only if N is an odd number, i. e. $N=2l+1$, $l=0, 1, 2, 3, \dots$, and if the next equality is fulfilled: $\sin v[t+2K(k)] = -\sin vt$.

From Eqs. (41) and (42) it follows $2vK(k_0) = 2\pi\left(l + \frac{1}{2}\right)$ and

$$(63a) \quad \sin vt_0 = -\sin vt_2,$$

$$(63b) \quad \cos vt_0 = -\cos vt_2.$$

Combining Eqs. (35b), (62a) and (63) we can write

$$(64) \quad -\frac{16\delta_d}{P} [E(k_0) - (1-k_0^2)K(k_0)] - \sin vt_0 = 0,$$

which in the case of $k \rightarrow 0$ becomes

$$(65) \quad \frac{4\pi\delta_d k_0^2}{P} - \sin vt_0 = 0.$$

Solving Eq. (65) we can determine the initial phase t_0 . Apparently there exists an excitation threshold,

$$(66) \quad |P| > 4\pi\delta_d k^2.$$

For the P values above the value $P = 4\pi\delta_d k^2$, a discretization of the possible stationary oscillating amplitudes appears.

It is interesting to note that the threshold condition (66) coincides with the analogical condition (21), obtained for the case when the nonlinearity of the external harmonic excitement is presented by δ -function.

As we have assumed the solution symmetry, for the sake of system stability examination it is enough to consider only a half or the period.

From Eq. (60b) we determine the variation

$$\delta k_{4n+2} = \left(1 - \pi\delta_d + \frac{P}{4k_{4n}^2} \sin vt_{4n+2}\right) \delta k_{4n} - v \frac{P}{4k_{4n}} (\cos vt_{4n+2}) \delta t_{4n+2}.$$

Taking into account the relation [16] $\frac{dK(k)}{dk} = \frac{1}{k} \left[\frac{E(k)}{1-k^2} - K(k) \right]$ and also the approximate formulae $E(k) = \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{k^2}{4}\right) + O(k^4)$, $K(k) = \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{k^2}{4}\right) + O(k^4)$ we can write

$$(67) \quad \frac{dK(k)}{dk} = \frac{\pi}{4} k + O(k^3).$$

Considering (67), from (60c) we can find the following variation:

$$\delta t_{4n+4} = \delta t_{4n+2} + 2 \frac{dK(k)}{dk} \delta k_{4n+2} = \frac{\pi}{2} k_{4n+2} \left(1 - \pi\delta_d + \frac{P}{4k_{4n}^2} \sin vt_{4n+2}\right) \delta k_{4n}$$

$$+ \left(1 - \frac{\pi}{8} v P \frac{k_{4n+2}}{k_{4n}} \cos vt_{4n+2} \right) \delta t_{4n+2}.$$

Remembering that $k_{4n+2} = k_{4n} = k_0$, $\sin vt_{4n+2} = -\sin vt_0$, $\cos vt_{4n+2} = -\cos vt_0$, from Eq. (64) follows that $\frac{P \sin vt_{4n+2}}{4k_{4n}^2} = -\frac{P \sin vt_0}{4k_0^2} = -\pi\delta_d$, so, we can write

$$\begin{cases} \delta k_{4n+2} = (1 - 2\pi\delta_d) \delta k_{4n} + v \frac{P}{4k_0} (\cos vt_0) \delta t_{4n+2}, \\ \delta t_{4n+4} = \frac{\pi}{2} k_0 (1 - 2\pi\delta_d) \delta k_{4n} + \left(1 + \frac{\pi}{8} v P \cos vt_0 \right) \delta t_{4n+2}. \end{cases}$$

Let us assume that $\delta k_{4n+2} = \lambda \delta k_{4n}$ and $\delta t_{4n+4} = \lambda \delta t_{4n+2}$. Hence we can write

$$\begin{cases} (1 - 2\pi\delta_d - \lambda) \delta k_{4n} + v \frac{P}{4k_0} (\cos vt_0) \delta t_{4n+2} = 0, \\ \frac{\pi}{2} k_0 (1 - 2\pi\delta_d) \delta k_{4n} + \left(1 + \frac{\pi}{8} v P \cos vt_0 - \lambda \right) \delta t_{4n+2} = 0. \end{cases}$$

The characteristic equation has the form

$$\lambda^2 - \lambda \left(2 - 2\pi\delta_d + \frac{\pi}{8} v P \cos vt_0 \right) + (1 - 2\pi\delta_d) = 0$$

and its solution is

$$\lambda_{1,2} = 1 - \pi\delta_d + \frac{\pi}{16} v P \cos vt_0 \pm \sqrt{\left(1 - \pi\delta_d + \frac{\pi}{16} v P \cos vt_0 \right)^2 - 1 + 2\pi\delta_d}$$

The stability condition is: $|\lambda_{1,2}| < 1$.

Apparently, the solution is stable when the following condition is satisfied: $Pv \cos vt_0 < 0$.

Generally, we have proved that in the system under consideration oscillations with an amplitude from a possible set of stable amplitudes can be excited.

The spectrum of the symmetrical solution amplitudes can be expressed as $2vK(k_0) = 2\pi \left(l + \frac{1}{2} \right)$, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, which gives the spectrum of amplitudes k_0 , $K(k_0) = \left(l + \frac{1}{2} \right) \frac{\pi}{v}$, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$ and an odd ratio of frequency division $N = 2l + 1$, $l = 0, 1, 2, 3, \dots$

Conclusion

It should be noted that the relation $v = N\omega_0$ is complied with in all cyclic accelerators; there v is the accelerating high-frequency field frequency, ω_0 is charged particles rotating frequency, and N is acceleration, multiplicity reaching tens and hundreds. That is why, the above discussed stationary oscillations are analogous to the movement of "equilibrium" particle in cycloaccelerator. Particles, close to the equilibrium, in cycloaccelerators perform slow phase oscillations. Their analogue in our system is the fluctuating approximation to stationary values of the oscillation amplitude and phase. In our

problem, the phase oscillations damping is determined by the friction coefficient δ_d , while in charged particles accelerators damping is result of radioemission. Here, v , N and ω_0 are constants, however in the cycloaccelerators the process of charged particles acceleration is accompanied by increase of v (phasotron), N (microtron), ω_0 (synchrotron) or v and ω_0 (synchrophasotron). Injection in acceleration mode (for accelerators) and in stationary oscillations mode (our system) represents a separate problem [14].

The presented mechanism of continuous oscillations excitation allow to examine from this position the processes of plasma particle interaction with electromagnetic waves. For example, equation of (1) form is obtained with right-hand $F_0(x, t_r) = E \cos k_N x \sin vt_r$; in this case $\delta_d = \omega_r$ is ion-electron-neutral atoms collision frequency and $\omega_0 = \frac{eB}{MC}$ is ion cyclotron frequency, e is electron charge, M is ion mass, C is light velocity. This is the case of electromagnetic wave interaction with particle in cylindrical waveguide with longitudinal magnetic field B and E type wave. If, for example, $v = N\omega_0$ UHF oscillation is transformed into low-frequency oscillation ω_0 , then the corresponding correlations

between E and E_0 (longitudinal electric field) is: $E = \frac{e}{M} E_0 \frac{\Omega_p}{v} = \frac{e}{M} E_0 \frac{C}{V_A}$,

where $\Omega_p = 4\pi C^2 \frac{n_N}{M}$ is Langmuir plasma frequency, $V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi n_N M}}$ is Alfvén velocity, n_N is plasma density. The condition for plasma heating is defined as

$E_0 > \frac{M}{l_R} \cdot \frac{\omega_r \omega_0^2 R_0 N}{\omega_p}$, where R_0 and l_R are the waveguide radius and length,

$$N = \frac{v}{\omega_0}, \quad \omega_p = 4\pi l_R^2 \frac{n_N}{M}.$$

Examination of the process of energy transformation efficiency in the centimeter, IR and optical wavebands in low-frequency oscillations demonstrates the potentials for generation of powerful low-frequency waves in the Solar system near-planet space.

So, simple modelling systems and mechanisms of oscillation excitation are presented that may contribute to the revealing of mechanisms of planetary magnetosphere radiosources generation and wave interactions mechanisms in the Earth ionosphere and magnetosphere as well as the excitation of VLF waves in the near-Earth space.

References

1. Hayashi, Ch. Nonlinear Oscillations in Physical Systems. Princeton, New Jersey, Princeton University Press, 1985.
2. Chua, L. O. Linear and Nonlinear Circuits. Berkely, University of California, 1987.
3. Migulin, V. V., V. I. Medvedev, E. R. Mustel, V. N. Parygin. Basic Theory of Oscillations. Moscow, Mir Publishers, 1988.
4. Gumowski, I. Oscillatory Evolution Processes. Quantitative Analysis Arising from Applied Science. Manchester and New York, Manchester University Press, 1989.
5. Damgov, V. N. — Ukrainian J. Physics, 38, 1993, No 3, 470-479.
6. Damgov, V. N. — Earth, Moon, and Planets, 61, 1993, 87-117.
7. Landa, P. S., Y. B. Douboshinsky. — UFN, 158, 1989, No 4, 729-742.
8. Amusja, M. I. Braking Radiation. Moscow. Energoatomizdat, 1990.
9. Bruck, G. Cyclic Accelerators of Charged Particles. Moscow. Atomizdat, 1990.

10. Miroshin, R., I. Halidov. Theory of Local Interactions. Sankt Peterburgh, St. Peterburgh State University Press, 1991.
11. Lichtenberg, A. J., M. A. Leiberman. Regular and Stochastic Motion. New York, Springer-Verlag, 1983.
12. Miles, J. — Physics D: Nonlinear Phenomena, 31, 1988, 252-268.
13. Samoylo, K. A. A Method for Analysis of the Second Order Oscillation Systems. Moscow, Soviet Radio, 1976.
14. Damgov, V. N., D. B. Douboshinsky, Y. B. Douboshinsky. — Comptes Rendus de l'Academie Bulgare des Sciences, 40, 1987, No 4, 57-60.
15. Damgov, V. N., G. S. Grinberg. — Comptes Rendus de l'Académie Bulgare des Sciences, 44, 1991, No 9, 33-37.
16. Abramowitz, M., I. A. Stegun (Eds.). Handbook of Mathematical Functions. New York, Dover Publications, 1989.

Received 20. X. 1993

Возбуждение „Квантованных“ колебаний под воздействием внешней неоднородной силы

Владимир Дамгов, Петр Георгиев

(Резюме)

Аналитически представлено явление возбуждения незатухающих колебаний с амплитудой, принадлежащей к дискретному ряду возможных устойчивых амплитуд для двух случаев — во-первых, когда внешнее воздействие, представленное δ -функцией, прикладывается к нижней равновесной точке траектории колебаний и, во-вторых — когда внешняя гармоническая сила воздействует в заданной зоне траектории с конечной протяженностью.

Представленные модельная система и механизм возбуждения колебаний могут найти применение в работе по выявлению механизмов генерации радиосточников в магнитосферах планет и механизмов взаимодействия волн в ионосфере и магнитосфере Земли, а также возбуждения НЧ волн в околоземном пространстве.

Discretization of the radius of the electric-charge cyclotron motion in the field of electromagnetic wave¹

*Vladimir Damgov, Peter Georgiev**

*Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences
* Department of Physics, VMEI, Varna*

Introduction

As the history of research development shows, revealing of generation mechanisms in planetary magnetosphere radio sources is connected with the level of understanding of physical phenomena and the concept development in modern radiophysics. The most vivid example is the investigation of cyclotron maser processes and the subsequent discovery of similar processes in the nature of all magnetized planets [1-4].

It has been shown [4-7] that a discrete spectrum of stable amplitudes of an oscillatory system exists when the system is subjected to an inhomogeneous force at a frequency which is much higher than the resonant frequency of the oscillatory system. In the case of pendulum considered in [5], the interaction nonhomogeneity has been especially arranged — by restriction of external harmonic force action over small part of the trajectory.

When electromagnetic wave interacts with resonators, the effect of “quantization” of possible stationary stable oscillating amplitudes arises without satisfying any especially organized conditions (like the inhomogeneous action of external harmonic force).

An electric charge, moving on a circular orbit in a homogeneous permanent magnetic field is considered. When the charge is irradiated by a flat electromagnetic wave having a length commensurable with the orbit radius, an effect of discretization of the possible stable orbit radii has been observed.

A recurrent expression for the possible stable radius values (correspondingly, for the possible rotation speed values) is derived. It is shown, that a radius threshold values exists that for the values above it, a discretization of the possible stable radius values arises.

¹ An investigation supported by the Bulgarian National Foundation “Scientific Research” under Contract No TH-302/92

A stability general investigation is carried out.

Analysis

Let us consider electric charge q in magnetic field B and electric field E . The equation of motion in three-dimensional Euclid's space is,

$$(1) \quad m \frac{d^2 r}{dt^2} = F = q(E + V \times B) - 2m\beta V,$$

where m is the mass of the moving charge q , $V = \frac{dr}{dt}$ is the velocity, β is coefficient of dissipation.

Considering Eq. (1) and assuming that the motion is in the plane $z=0$, we can write:

$$(2) \quad \begin{cases} m \frac{dV_x}{dt} = q(E_x + V_y B_0) - 2m\beta V_x, \\ m \frac{dV_y}{dt} = q(E_y - V_x B_0) - 2m\beta V_y. \end{cases}$$

For constant magnetic field $B = e_z B_0 = \text{const}$ the cyclotron frequency

$$(3) \quad \omega_0 = -\frac{qB_0}{m}.$$

Taking into account Eq. (3), Eqs. (2) take the form

$$(4) \quad \begin{cases} \frac{dV_x}{dt} = -\frac{\omega_0}{B_0} E_x - \omega_0 V_y - 2\beta V_x, \\ \frac{dV_y}{dt} = -\frac{\omega_0}{B_0} E_y + \omega_0 V_x - 2\beta V_y. \end{cases}$$

A solution, corresponding to rotation plus drift is sought in the form

$$(5) \quad x = R \cos \Psi + at, \quad y = R \sin \Psi + bt, \quad \Psi = \omega t + \varphi,$$

where R , φ , a , b are constants in the stationary regime, $\omega = \text{const}$.

Let us introduce the sign $\langle \rangle$, denoting the averaging by time t . Then the values a , b can be found from the next equations:

$$(6) \quad \begin{cases} -\frac{\omega_0}{B_0} \langle E_x \rangle - \omega_0 b - 2\beta a = 0, \\ -\frac{\omega_0}{B_0} \langle E_y \rangle + \omega_0 a - 2\beta b = 0. \end{cases}$$

Integrating (4), we can write

$$(7) \quad \begin{cases} V_x = -\frac{\omega_0}{B_0} \int E_x dt - \omega_0 y - 2\beta x + \text{const}_1, \\ V_y = -\frac{\omega_0}{B_0} \int E_y dt + \omega_0 x - 2\beta y + \text{const}_2. \end{cases}$$

Neglecting $\frac{da}{dt}$ and $\frac{db}{dt}$ from (5) we obtain

$$(8) \quad \begin{cases} V_x = \frac{dx}{dt} = -\omega R \sin \Psi + \frac{dR}{dt} \cos \Psi - \frac{d\phi}{dt} R \sin \Psi + a, \\ V_y = \frac{dy}{dt} = \omega R \cos \Psi + \frac{dR}{dt} \sin \Psi + \frac{d\phi}{dt} R \cos \Psi + b. \end{cases}$$

The substitution of (8) into (7) gives:

$$(9) \quad \begin{cases} \frac{dR}{dt} \cos \Psi - \frac{d\phi}{dt} R \sin \Psi = -\frac{\omega_0}{B_0} \int E_x dt - a - \omega_0 b t \\ \quad - 2\beta a t + (\omega - \omega_0) R \sin \Psi - 2\beta R \cos \Psi + \text{const}_1, \\ \frac{dR}{dt} \sin \Psi + \frac{d\phi}{dt} R \cos \Psi = -\frac{\omega_0}{B_0} \int E_y dt - b + \omega_0 a t \\ \quad - 2\beta b t - (\omega - \omega_0) R \cos \Psi - 2\beta R \sin \Psi + \text{const}_2. \end{cases}$$

Considering (9) it gets clear how const_1 and const_2 have to be determined for the constant part of the Eqs. (7) to be fallen out.

Considering also (6) we can write

$$(10 a) \quad \begin{cases} \frac{dR}{dt} \cos \Psi - \frac{d\phi}{dt} R \sin \Psi = -\frac{\omega_0}{B_0} \left(\text{periodical part of } \int E_x dt \right) \\ \quad + (\omega - \omega_0) R \sin \Psi - 2\beta R \cos \Psi, \end{cases}$$

$$(10 b) \quad \begin{cases} \frac{dR}{dt} \sin \Psi + \frac{d\phi}{dt} R \cos \Psi = -\frac{\omega_0}{B_0} \left(\text{periodical part of } \int E_y dt \right) \\ \quad - (\omega - \omega_0) R \cos \Psi - 2\beta R \sin \Psi. \end{cases}$$

From Eqs. (10) we have

$$(11 a) \quad \begin{cases} \frac{dR}{dt} = \frac{\omega_0}{B_0} \left[-\cos \Psi \left(\text{periodical part of } \int E_x dt \right) \right. \\ \quad \left. - \sin \Psi \left(\text{periodical part of } \int E_y dt \right) \right] - 2\beta R, \end{cases}$$

$$(11 b) \quad \begin{cases} \frac{d\phi}{dt} = \frac{1}{R} \frac{\omega_0}{B_0} \left[\sin \Psi \left(\text{periodical part of } \int E_x dt \right) \right. \\ \quad \left. - \cos \Psi \left(\text{periodical part of } \int E_y dt \right) \right] - (\omega - \omega_0). \end{cases}$$

We consider a plane electromagnetic wave (i. e. $E \cdot k = 0$, where k is wave vector), $E \sim \cos(\tilde{v}t - k_x x - k_y y - k_z z + \alpha)$.

Let us assume that $k_x = k_z = 0$ and $k_y = k$. Then $E_y = E_z = 0$ and

$$(12) \quad E_x = -k \tilde{E}_0 \cos[(\tilde{v} - kb)t - kR \sin \Psi + \alpha].$$

Assuming that $v = \tilde{v} - kb$ and $-k \tilde{E}_0 = E_0$, Eq. (12) can be rewritten in the form

$$(13) \quad E_x = E_0 \cos(vt + \alpha - kR \sin \Psi).$$

We assume

$$(14) \quad \nu = N\omega, \quad N=1, 2, 3, \dots$$

For the sake of solving Eqs. (11) and considering Eq. (13), we derive the following expansions:

$$(15) \quad \begin{aligned} & \cos \Psi \left[\text{periodical part of } \int \cos (vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \\ &= \text{finite part } \left\{ \frac{J_0(kR)}{2N\omega} \{ \sin [(N-1)\omega t + \alpha - \varphi] + \sin [(N+1)\omega t + \alpha + \varphi] \} \right. \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j}(kR) \left\{ \frac{\sin [(2j+N-1)\omega t + (2j-1)\varphi + \alpha] + \sin [(2j+N+1)\omega t + (2j+1)\varphi + \alpha]}{2(2j+N)\omega} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\sin [(2j-N-1)\omega t + (2j-1)\varphi - \alpha] + \sin [(2j-N+1)\omega t + (2j+1)\varphi - \alpha]}{2(2j-N)\omega} \right\} \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j-1}(kR) \left\{ \frac{\sin [(2j-2-N)\omega t + (2j-2)\varphi - \alpha] + \sin [(2j-N)\omega t + 2j\varphi - \alpha]}{2(2j-1-N)\omega} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin [(2j-2+N)\omega t + (2j-2)\varphi + \alpha] + \sin [(2j+N)\omega t + 2j\varphi + \alpha]}{2(2j-1+N)\omega} \right\} \end{aligned}$$

$$(16) \quad \begin{aligned} & \sin \Psi \left[\text{periodic part of } \int \cos (vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \\ &= \text{finite part } \left\{ \frac{J_0(kR)}{2N\omega} \{ \cos [(N-1)\omega t - \varphi + \alpha] - \cos [(N+1)\omega t + \varphi + \alpha] \} \right. \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j}(kR) \left\{ \frac{\cos [(2j+N-1)\omega t + (2j-1)\varphi + \alpha] - \cos [(2j+N+1)\omega t + (2j+1)\varphi + \alpha]}{2(2j+N)\omega} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\cos [(2j-N-1)\omega t + (2j-1)\varphi - \alpha] - \cos [(2j-N+1)\omega t + (2j+1)\varphi - \alpha]}{2(2j-N)\omega} \right\} \\ &+ \sum_{j=1}^{\infty} J_{2j-1}(kR) \left\{ \frac{\cos [(2j-N-2)\omega t + (2j-2)\varphi - \alpha] - \cos [(2j-N)\omega t + 2j\varphi - \alpha]}{2(2j-1-N)\omega} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\cos [(2j+N-2)\omega t + (2j-2)\varphi + \alpha] - \cos [(2j+N)\omega t + 2j\varphi + \alpha]}{2(2j-1+N)\omega} \right\} \end{aligned}$$

where $J(\cdot)$ are Bessel functions of first kind.

Using (11) we can write the shortened (averaged) equations:

$$(17 \text{ a}) \quad \left\langle \frac{dR}{dt} \right\rangle = -\frac{\omega_0}{B_0} E \left\langle \cos \Psi \left\{ \text{periodical part of } \left[\int \cos (vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \right\} \right\rangle - 2\beta R,$$

$$(17 \text{ b}) \quad \left\langle \frac{d\varphi}{dt} \right\rangle = \frac{1}{R} \frac{\omega_0 E_0}{B_0} \left\langle \sin \Psi \left\{ \text{periodical part of } \left[\int \cos (vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \right\} \right\rangle - (\omega - \omega_0).$$

From (15), (16) and (17) we obtain

$$(18) \quad \langle \cos \Psi \left\{ \text{periodical part of } \left[\int \cos(vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \right\} \rangle \\ = -\frac{1}{\omega} J'_N(kR) \sin(N\varphi - \alpha);$$

$$(19) \quad \langle \sin \Psi \left\{ \text{periodical part of } \left[\int \cos(vt - kR \sin \Psi + \alpha) dt \right] \right\} \rangle \\ = \frac{N}{\omega kR} J_N(kR) \cos(N\varphi - \alpha),$$

where $J'_N(\cdot)$ is the first derivative of the Bessel function of the first kind.

Taking into account (18) and (19) Eqs. (17) can be rewritten as

$$(20 a) \quad \left\langle \frac{dR}{dt} \right\rangle = f(R, \varphi),$$

$$(20 b) \quad \left\langle \frac{d\varphi}{dt} \right\rangle = g(R, \varphi),$$

where

$$(21 a) \quad f(R, \varphi) = \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} J'_N(kR) \sin(N\varphi - \alpha) - 2\beta R,$$

$$(21 b) \quad g(R, \varphi) = \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} \frac{N}{kR^2} J_N(kR) \cos(N\varphi - \alpha) - (\omega - \omega_0).$$

The stationary solution corresponds to the conditions

$$(22) \quad \left\langle \frac{dR}{dt} \right\rangle = 0, \quad \left\langle \frac{d\varphi}{dt} \right\rangle = 0.$$

For the sake of stability analysis we vary

$$(23) \quad \begin{cases} \delta \frac{dR}{dt} = \frac{\partial f}{\partial R} \delta R + \frac{\partial f}{\partial \varphi} \delta \varphi, \\ \delta \frac{d\varphi}{dt} = \frac{\partial g}{\partial R} \delta R + \frac{\partial g}{\partial \varphi} \delta \varphi. \end{cases}$$

Using f_R , f_φ , g_R and g_φ to denote the derivatives $\frac{\partial f}{\partial R}$, $\frac{\partial f}{\partial \varphi}$, $\frac{\partial g}{\partial R}$ and $\frac{\partial g}{\partial \varphi}$ in Eqs. (23) for constant (stationary) values of R and φ , corresponding to the steady-state oscillations, the stability condition can be written

$$(24) \quad Re(\lambda_{1,2}) < 0,$$

where

$$(25) \quad \lambda_{1,2} = \frac{f_R + g_\varphi}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{f_R - g_\varphi}{2} \right)^2 + f_\varphi g_R}$$

since the time dependence of the small deviations of R and φ from their steady-state values is governed by the equations $\delta R = A_1 e^{\lambda_1 t} + A_2 e^{\lambda_2 t}$ and $\delta \varphi = B_1 e^{\lambda_1 t} + B_2 e^{\lambda_2 t}$, where A_1 , A_2 , B_1 and B_2 are constants.

Considering Eq. (25) the condition (24) can be rewritten as

$$(26 \text{ a}) \quad \left. \begin{aligned} f_R + g_\varphi < 0, \\ f_R g_\varphi - f_\varphi g_R > 0. \end{aligned} \right\}$$

The partial derivatives can be expressed:

$$(27) \quad \left\{ \begin{aligned} f_R &= \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} k \left[-\frac{1}{kR} J'_N(kR) + \left(\frac{N^2}{k^2 R^2} - 1 \right) J_N(kR) \right], \\ f_\varphi &= \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} N J'_N(kR) \cos(N\varphi - \alpha), \\ g_R &= \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} \frac{Nk^2}{k^2 R^2} \left[-\frac{2}{kR} J_N(kR) + J'_N(kR) \right] \cos(N\varphi - \alpha), \\ g_\varphi &= -\frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} k \frac{N^2}{k^2 R^2} J_N(kR) \sin(N\varphi - \alpha). \end{aligned} \right.$$

Considering Eqs. (22) and (21), Eqs. (27) become

$$(28) \quad \left\{ \begin{aligned} f_R &= -4\beta + \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} k \left(\frac{N^2}{k^2 R^2} - 1 \right) J_N(kR) \sin(N\varphi - \alpha), \\ f_\varphi &= \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} N J'_N(kR) \cos(N\varphi - \alpha), \\ g_R &= -\frac{2}{R} (\omega - \omega_0) + \frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} N k^2 \frac{1}{k^2 R^2} J'_N(kR) \cos(N\varphi - \alpha), \\ g_\varphi &= -\frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} k \frac{N^2}{k^2 R^2} J_N(kR) \sin(N\varphi - \alpha). \end{aligned} \right.$$

Combining, from (28) we can write

$$(29) \quad f_R + g_\varphi = -4\beta - F_0 J_N(\rho) \sin \gamma,$$

$$(30) \quad \begin{aligned} f_R g_\varphi - f_\varphi g_R &= F_0^2 \frac{N^2}{\rho^2} \left[\left(1 - \frac{N^2}{\rho^2} \right) J_N^2(\rho) - J_N'^2(\rho) \right] \\ &+ F_0 \left[4\beta \frac{N^2}{\rho^2} J_N(\rho) \sin \gamma + 2(\omega - \omega_0) \frac{N}{\rho} J'_N(\rho) \cos \gamma \right] + (N^2 - \rho^2)(\omega - \omega_0)^2 + 4\beta^2 N^2, \end{aligned}$$

where the following designations are introduced:

$$\frac{\omega_0}{\omega} \frac{E_0}{B_0} k = F_0, \quad kR = \rho, \quad N\varphi - \alpha = \gamma.$$

First we consider the case of small amplitudes, i. e. $|\rho| \ll 1$. In this case we can use the following asymptotical expressions for the Bessel functions [8]

$$(31) \quad J_N(\rho) = \left(\frac{\rho}{2} \right)^N \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l!(N+l)!} \left(\frac{\rho}{2} \right)^{2l} \simeq \frac{1}{N!} \left(\frac{\rho}{2} \right)^N + \dots$$

$$(32) \quad J'_N(\rho) = \frac{1}{2(N-1)!} \left(\frac{\rho}{2} \right)^{N-1} + \dots$$

From (20), (21) and (22) we find

$$(33 \text{ a}) \quad \left| \begin{array}{l} F_0 J'_N(\rho) \sin \gamma = 2\beta \rho, \\ F_0 \frac{N}{\rho^2} J_N(\rho) \cos \gamma = \omega - \omega_0. \end{array} \right.$$

Substituting (31) and (32) into (33) we determine

$$(34) \quad \left| \begin{array}{l} \operatorname{tg} \gamma \simeq \frac{2\beta}{\omega - \omega_0}, \\ |\rho|^{N-2} \simeq \frac{2^N (N-1)!}{|F_0|} [(2\beta)^2 + (\omega - \omega_0)^2]^{\frac{1}{2}}. \end{array} \right.$$

From (34) it is evident that the spectrum of the possible amplitudes is uninterrupted and that there are no conditions for the amplitude discretization in this case.

When $|\rho| \ll 1$ and $N \gg 1$, from (29) and (30) we find

$$(35) \quad f_R + g_\varphi = -4\beta < 0,$$

$$(36) \quad f_R g_\varphi - f_\varphi g_R \simeq N^2 (\omega - \omega_0)^2 + 4\beta^2 N^2 > 0,$$

i. e. the condition (26) is satisfied and in this case the system motion is stable.

Let us now consider the resonance case, which means

$$(37) \quad \omega - \omega_0 \simeq 0,$$

or considering Eq. (33 b) this is equivalent to

$$(38) \quad |F_0| \frac{N}{\rho^2} \gg |\omega - \omega_0|,$$

Two possibilities follow from Eqs. (33):

a) $J_N(\rho) = 0$ and $\cos \gamma \neq 0$ or b) $\cos \gamma = 0$.

We show that when the amplitudes are large ($\rho \gg 1$) the motion in the case a) is unstable as long as in the case b) motion is stable.

Case a),

$$(39) \quad J_N(\rho) = 0 \text{ and } \cos \gamma \neq 0.$$

Then $J'_N(\rho) \neq 0$. In Eq. (30) we neglect $(\omega - \omega_0)$ and $J_N(\rho)$ in correspondence with (37) and (39). We find: $f_R g_\varphi - f_\varphi g_R \simeq -\frac{F_0^2 N^2}{2} J_N'^2(\rho) + 4\beta^2 N^2$. However from (33 a) it follows

$$(40) \quad F_0 \frac{J'_N(\rho)}{\rho} = \frac{2\beta}{\sin \gamma}, \text{ i. e. } f_R g_\varphi - f_\varphi g_R \simeq 4\beta^2 N^2 \left(1 - \frac{1}{\sin^2 \gamma}\right) < 0$$

and apparently in this case the motion is unstable.

Case b),

$$(41) \quad \cos \gamma = 0, \text{ or}$$

$$(42) \quad \sin \gamma = (-1)^m, \quad m = 0; 1$$

(the two cases are possible, e. g. with adding π to γ).

As here β is not of essential significance, for the sake of simplifying we put

$$(43) \quad \beta \rightarrow 0.$$

From Eq. (33 a) it follows

$$(44) \quad J'_N(\rho) = 0.$$

The condition (44) determines the possible discrete spectrum of amplitudes ρ . These amplitudes do not depend on the force E_0 (or F_0).

Taking into account Eqs. (37), (41), (43) and (44), from Eq. (30) we find

$$(45) \quad f_R g_\varphi - f_\varphi g_R \simeq F_0^2 \frac{N^2}{\rho^2} \left(1 - \frac{N^2}{\rho^2} \right) J_N^2(\rho).$$

When

$$(46) \quad \rho > N$$

from (45) it follows that the stability condition (26 b) is satisfied: $f_R g_\varphi - f_\varphi g_R > 0$.

From (29) and (42) we obtain

$$(47) \quad f_R + g_\varphi \simeq -4\beta - (-1)^m F_0 J_N(\rho).$$

Selecting the values for m , it is possible to satisfy also the second stability condition (26 a): $f_R + g_\varphi < 0$, or

$$(48) \quad F_0 \sin \gamma J_N(\rho) > 0.$$

Conclusions

The analysis shows the following two essential features of the system considered.

1. Discrete set of possible stationary stable amplitudes is existing, which can be approximately determined using the eq. (44) under the conditions expressed by Eqs. (38), (41), (46) and (48).

2. There exists a threshold for the amplitude, determined by the condition (46), that for the values above it the discrete states are stable.

The phenomenon of continuous oscillations excitation with amplitude from discrete value set of stationary amplitudes has been demonstrated on the basis of a common model — oscillator under wave action. It is shown that phenomenon manifestation conditions are realized in a natural way in an oscillator system interacting with a continuous electromagnetic wave.

Modelling system of oscillating charge under wave action has been considered. It has been shown that the continuous wave with spectral components, considerably higher than the oscillator charge natural frequency, excites charge oscillations with quasinatural frequency and amplitude belonging to discrete value set of possible stationary amplitudes, dependent only on the initial conditions. The considered model may be used for phenomenological investigation of plasma particles with electromagnetic waves interactions and waves in the Earth ionosphere and planetary magnetospheres. Hypothesis of adaptive non-linear parametric wave generation may be suggested for Solar wind control of Jovian heterometric radiations, Saturn modulated radio emissions and Uranian auroral kilometric radiations. The mechanism is connected with natural interaction inhomogeneity and its type can be defined as cyclotron instability in the generation processes.

There is general agreement between researchers that planetary radiation is emitted in extraordinary mode by maser cyclotron process and all celestial bodies with magnetic field and energetic electron source are strong radioemitters due to cyclotron maser instability. We hope that the effect, presented in our work, may throw a new light and enrich the concept of generation mechanisms.

We have presented a mechanism of cyclotron processes that might prove fundamental considering planetary magnetosphere radioemission. It can be shown that the mechanism may give rise to radioemission not only in narrow range of angles almost perpendicular to the magnetic field in source region, but any time when a wave packet falls upon the charged particle oscillator.

Here-with is shown the potential for excitation of low-frequency continuous oscillations with discrete amplitude set under the influence of wave with incompatibly higher frequency — in that number fall waves from the ultraviolet band, near and far IR range and the radioband. Possibly, this mechanism is combined with multiple re-emission with frequency downward transformation and collision mechanisms are accompanied by radioemission generation mechanisms due to plasma waves transformation into electromagnetic under the “wave-particle” and “wave — wave” interactions.

The mechanism may also be combined with maser cyclotron processes, giving initial excitation (initial conditions) in the presence of magnetic field, whereas later a wave pumping from electromagnetic background is added.

Radioemission spectrum characteristics might be determined by the properties of the discussed effect — on one hand, a wave with same (unchangeable) frequency parameter may excite oscillations in wide frequency band and different amplitudes; on the other hand — waves with different frequency parameters may excite oscillations with same frequency (e. g., in gyroresonance frequency area and local plasma frequency, due to the resonance effects).

References

1. Leblanc, Y. — *Adv. Space Res.*, 10, 1990, 30-48.
2. Oya, H. — In: *Planetary Radio Emissions*. H. O. Rucker and S. J. Bauer (Eds.), Graz, Austria, Verlag der Österreichischen Akademie der Wissenschaften, 1984, 5-7.
3. Wu, C. S., L. C. Lee. — *Astrophys. J.*, 230, 1979, 621-626.
4. Damgov, V. N. — *Earth, Moon, and Planets*, 61, 1993, 87-117.
5. Damgov, V. N. — *Ukrainian J. Physics*, 38, 1993, No 3, 470-479.
6. Damgov, V. N. — *Comptes Rendus de l'Académie Bulgare des Sciences*, 44, 1991, No 9, 37-40.
7. Damgov, V. N. — *Earth, Moon, and Planets*, 56, 1992, No 2, 233-242.
8. Abramowitz, M., I. A. Stegun (Eds.). *Handbook of Mathematical Functions*. New York, Dover Publications, 1989.

Received 20. X. 1993

Дискретизация радиусов циклотронного движения электрического заряда в поле электромагнитной волны

Владимир Дамгов, Петр Георгиев

(Резюме)

Рассмотрено движение электрического заряда по круговой орбите в неоднородном магнитном поле. При облучении заряда плоской электромагнитной волной с длиной сравнимой с радиусом орбиты, наблюдается эффект дискретизации возможных устойчивых радиусов орбиты.

Выведено рекуррентное выражение для возможных устойчивых значений радиуса (соответственно, для возможных значений скорости вращения). Показано, что существует пороговое значение радиуса, выше которого возникает дискретизация величин возможных устойчивых радиусов.

Проведено общее исследование устойчивости.

Self-organization theory and self-organization problems of magnetohydrodynamical accretion disc theory with reference to the process of large-scale turbulent helicity structure formation in accretion discs around black holes and neutron stars

Bogdan Dimitrov

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

I. Introduction

During the past 20 years there has been an apparent interest in some complex phenomena in physics and other natural sciences such as the formation of spatial structures in hydrodynamical flows (Bernard's cells in thermoconvection, Taylor vortices between rotating cylinders), distributions of populations in ecological systems, nonequilibrium chemical reactions and many others. Although various in their nature, all of them can be described by means of similar models and equations in the framework of the so-called self-organization or synergetic theory [1-4]. As a rule, self-organization can be regarded as an appearance of spatial (generally, evolving with time) structures in a dissipative, nonequilibrium medium. Moreover, the parameters, characterizing these structures are determined by the properties of the medium itself and not by the spatial structure of the nonequilibrium source (energy, mass and etc.) [5].

The present paper has the purpose to present the basic theoretical principles, on which a consistent self-organization theory of magnetohydrodynamical accretion discs around compact astrophysical objects (black holes and neutron stars) can be created. Such a theory requires to regard accretion discs as open, nonequilibrium and dissipative systems. The main reasons for such a treatment are obvious. For example, an accretion disc is an open system due to the

following reasons: 1) there is an input of accreting matter from the outside companion compact object (a massive star) with an accretion rate \dot{M} , which is an important parameter in view of observable effects such as spectra, bursts and etc. 2) the gravitational field of the compact object sets up the vertical density distribution in the accretion disc in dependence of the variations of the gravitational potential [6]. 3) the magnetic field of a neutron star strongly influences the movement of matter, especially in the boundary layer of the accretion disc around the neutron star.

Since in accretion discs processes of substantial energy release occur due to viscous dissipation, reconnection of magnetic field lines and radiation transfer, accretion discs can also be regarded as typical dissipative systems. Also, since the unsteady accretion rate \dot{M} is connected with the complex time variations in the X-ray spectra of accretion discs, they can be considered as non-equilibrium systems.

In the next chapter the specific process of turbulent magnetohydrodynamical helicity structures formation will be investigated in the framework of self-organization theory.

II. Basic principles of the self-organization approach in magnetohydrodynamical accretion disc theory

The first important principle is that of hierarchy, which means that the initially formed turbulent structures (in the case-vortices) can interact between each other to form a new, hierarchical system of structures-large-scale helicity structures. Such a process, occurring in the boundary layers of accretion discs around neutron stars, has already been investigated in reference [7]. However, the interaction and the exchange of energy between the vortices and the subsequent deviation from isotropic turbulence give some reasons to assert in this paper that this process of anisotropization of turbulence should be accounted by additional terms in the spectral energy transfer equation:

$$(1) \quad \frac{\partial E}{\partial t} = -2\nu k^2 E(k, t) + T(k, t),$$

where $E(k, t)$ is the nonstationary energy function in k representation (k -wave number), $T(k, t)$ is the spectral transfer function in the inertial range and ν is the turbulent viscosity. The additional terms in (1) due to the interaction between the vortices depend more especially on the interaction function [8], which can account for the process of "energy accumulation" in the small wave numbers, characteristic for the case of two-dimensional turbulence. Moreover, since in accretion discs around neutron stars the twisting and the reconnection of magnetic field lines limits the energy cascade towards larger space scales (i. e. small k), the energy cascade in two opposite directions should be taken into consideration:

- a) in the direction of small k , accounting for the orientation of two-dimensional vortices in the direction of the magnetic field;
- b) in the direction of large k , thus accounting for the disorientating (chaotical) action of three-dimensional turbulence [9].

The second important principle of the self-organization approach concerns the nonequilibrium energy exchange in accretion discs. The process of stationary energy transfer from gaseous turbulence to the magnetic field has already

been investigated in references [10-12]. However, in view of the basic principles of structure formation in self-organization theory it is natural to expect that the entropy of the open dissipative system "gaseous turbulence-magnetic field" will decrease in the process of helicity structure formation. In other words, this means that the assumption about isotropic magnetic diffusion and reconnection should break down and therefore, the system of equations, describing the magnetic field generation in a geometrically thin disc will no longer be valid.

The third important principle is about the establishment or breaking of a given type of symmetry of the magnetic field. On the base of the invariance of the system of equations (describing the magnetic field generation) under the transformation $z \rightarrow -z$ it has been proved in ref. [13] that two types of solutions of this system can be distinguished, corresponding to two different modes and symmetries of the magnetic field:

1st type of symmetry is

$$(2) \quad B_r(z) = -B_r(-z); \quad B_\phi(z) = -B_\phi(-z); \quad B_z(z) = B_z(-z)$$

for the dipole mode and

$$(3) \quad B_r(z) = B_r(-z); \quad B_\phi(z) = B_\phi(-z); \quad B_z(z) = -B_z(-z)$$

for the quadrupole mode. However, when anisotropic diffusion sets in and under the assumption that the fluctuating field's scale is less than the characteristic scale of the mean field, the fluctuating component of the expression $\varepsilon_i = \overline{v'x b'}$ in the above system of equations should be taken of the kind:

$$(4) \quad \varepsilon_i = \overline{v'x b'} = \alpha_{ij} B_j + \beta_{ijk} \frac{\partial B_k}{\partial x_i}$$

$i, j, k = r, \phi, z$; α_{ij} is the helicity tensor, β_{ijk} is the anisotropic tensor of magnetic diffusion, B_j is the mean magnetic field and v' and b' are the fluctuating components of the turbulent velocity and of the magnetic field correspondingly. It is evident that the symmetry in this case will be different and more complex and will not be connected only with the z coordinate. It should be noted that it is not clear what type will be the symmetry at the final stage of the development of the helicity structure, when the scales of the fluctuating and of the mean field become comparable and equation (4) is inapplicable.

The fourth important principle concerns the connection between the helicity structure formation and the changes in the turbulent viscosity as a parameter, characterizing the turbulent medium, in accordance with what has been mentioned in the Introduction of this paper. In reference [10] the total viscosity had been presented as a sum of the viscosity when $k < k_1$ and of the "anomalous" viscosity (when $k > k_1$), where k_1 is the wave number when anomalous viscosity sets in. At the same time the spectral function $F(k)$ in the right-hand side of the correlation equation:

$$(5) \quad \frac{1}{2} \langle v_r(k) v_r(-k) \rangle = \frac{1}{3} \frac{F(k)}{4\pi k^2}$$

(the brackets $\langle \dots \rangle$ denote spatial or time averaging) is typical for the isotropic turbulence. At this important point the following remark is made in this paper: the clear distinction in ref. [10] between the two types of viscosities (when $k < k_1$ and $k > k_1$) is physically unacceptable and idealized assumption.

The reason is that "anomalous" vortices "overlap" the isotropical turbulence and hence a correlation in the helicity due to the presence of the term

$$(6) \quad -\Phi = \int_0^{\infty} \langle \alpha(t) \alpha(t+s) \rangle ds; \quad \alpha - \text{helicity}$$

in the diffusion term in the system of equations, describing the generation of magnetic field. That is why it is proposed in this paper that another, antisymmetrical term should be added to the correlation function $F_y(k, t)$:

$$(7) \quad F_{ij}(k, t) = \frac{E(k, t)}{4\pi k^2} (k^2 \delta_{ij} - k_i k_j) + \frac{i K(k, t)}{8\pi k^4} \epsilon_{ijl} k_l,$$

where the spectral functions $E(k, t)$ and $K(k, t)$ are connected with the turbulent velocity by the following formulae:

$$(8) \quad \frac{1}{2} \langle v^2 \rangle = \int_0^{\infty} E(k, t) dk; \quad \langle v, \text{rot } v \rangle = \int_0^{\infty} K(k, t) dk.$$

It should be noted also that no explanation has yet been proposed of the following facts, connected with anomalous diffusion:

a) what is the physical meaning of the change of sign in the dipole (oscillating) mode of the magnetic field and is this change related with the existence of anomalous diffusion?

b) it is known that anomalous diffusion is connected with the appearance of large-scale, long-lived vortices. However, it is not known presently whether large-scale helicity structures should always be caused by anomalous diffusion?

The fifth important principle of the self-organization approach concerns the application of the methods of nonlinear physics. In fact the assumption about nonlinearity is in full accordance with the previous assumption about the occurrence of dissipative processes. To prove the last statement let us assume the contrary. But then from Liouville's theorem about the constancy of phase volume for ergodic systems (i. e. for systems without dissipation) it will follow that when $t \rightarrow \infty$ the correlation function

$$(9) \quad \langle v_a(k, t) v_b(k, t) \rangle \neq 0$$

and also

$$(10) \quad \langle v_a(k, t) v_b(p, t) v_\gamma(-k-p, t) \rangle = 0, \quad [14].$$

The last equality in practice excludes the three-mode interactions, which is highly improbable, especially at the later-time process of interaction between the vortices. Moreover, in a turbulent medium with nonlinearity and dispersion (due to the viscosity) a nonlinear interaction between the perturbations along the r , ϕ , and z directions will take place, resulting in either competition or synchronization between the different modes and also processes of self-focusing or modulations, similarly to many known processes in radiophysics and nonlinear wave propagation theory [15]. Therefore, the application of such nonlinear approaches suggests that the existing linear theory of disc instabilities should be seriously revisited. In the framework of a new nonlinear disc instabilities theory, the stretching of convective cells along the z direction, also the growth of nonaxisymmetrical azimuthal perturbations, discussed in ref.

[16], probably would be explained with the effect of competition between the modes.

The above proposed five guiding principles allow one to make the conclusion that the variations of density, turbulent velocity, magnetic field, intensity of radiation and etc. would depend on the concrete physical parameters, characterizing the accretion disc such as the accretion rate M , the parameter $\beta = p_r / (p_r + p_g)$ (p_r — radiation pressure, p_g — gas pressure), the magnetic Reynold's number $R_m = vl/v_m$ (l — characteristic length of the magnetic field, v_m — the magnetic viscosity), the dynamo number $D = (R \frac{\partial \omega}{\partial R}) \alpha_0 z_0^3 / v_m^3$ (R — disc radius, ω — angular rotational velocity, l — characteristic length along z direction) and also the parameter δ , defined by the formulae:

$$(11) \quad \frac{\rho \langle v^2 \rangle}{2} \delta = \frac{\rho \langle v^2 \rangle}{2} - \frac{\langle H^2 \rangle}{8\pi} \quad (0 < \delta < 1).$$

From (11) it is evident that δ characterizes the rate of pulsational kinetic (i. e. turbulent) and magnetic energy and therefore the degree of nonequilibrium of the system "gaseous turbulence — magnetic field". One of the most important consequences of the application of the self-organization approach in this paper is that this "nonequilibrium" can be quantitatively characterized in terms of the other parameters of the accretion disc. This is natural to be expected since in self-organization theory it is important to determine which are the "governing" and the "submitted" parameters [3,4]. This is not an easy task and is not always possible. However, a more valuable idea can be suggested — the stochastic analyses of the intensity fluctuations of radiation and the quantitative characterization of the level of stochasticity through the dimensions of the stochastic attractor [17], can give valuable information about the magnitude of the magnetic Reynold's number and many other parameters.

The next chapter will be devoted to some observational facts from black hole and neutron star physics, which also suggest the idea about structure formation in accretion discs.

III. Observational facts in support of the large-scale turbulent helicity structure formation in accretion discs

The profound analyses of the X-ray spectra shows that although they are varied, they are also in a certain sense "symmetric" and "deterministic" on a macro and on a "micro" scale as well. Some observational data in support of this hypothesis and reflecting also the process of accretion are the following:

1. The existance of a "white noise" (i. e. correlation in the impulses) in the X-ray spectrum of Her X-1 due to the influence of the accretion disc.
2. In some X-ray sources (such as Her X-1 and Cen X-3) the main profile of the impulses does not change for a great range of energies, while for other sources (441626-67) this profile depends on energy.
3. Age decrease of the period of repetition of the impulses and therefore age increase of the rotation frequency of neutron stars in binary systems.
4. The great variety of the impulse forms (from symmetrical to highly asymmetrical).

If the "macro" spectrum reflects physical processes under the influence of outer factors (for example the accretion rate), then the "micro" spectrum reflects the ability of the system (in the case — the accretion disc) to create its "own signals" as a response to the action of the outer factors. That is why a conclusion is made in this paper that the "micro" spectrum should reflect a more complex dependence of the physical phenomena and parameters.

In this chapter two important and yet unresolved problems will be considered, which are based on observational data and are supposed to be related to the process of large-scale helicity structure formation.

The first problem is connected with the decrease and the subsequent increase of the period of pulsations in some X-ray sources for a given period of time (source 440900-40 for periods of 4 and 2 years respectively). A possible explanation for this is the change of the direction of rotation of the accreting matter near the magnetosphere, proposed in ref. [18]. Besides, in certain X-ray sources this change of period (transition "spin up" — "spin down") takes place for short times, while for others (Vela X-1) it occurs for longer periods (50 years). It can naturally be assumed that the reason for such a transition is connected with the structurization of the accretion flow.

The second problem concerns the existence of a "soft" (with small energy) and of a "hard" (with greater energy) components in the X-ray radiation from neutron stars in binary systems and also from "possible" candidates for black holes (CYG X-1, CIR X-1 and others). In the second case of a black hole the existence of a "high" state ("soft" component with energy $E < 10$ keV) is explained by means of the theoretical assumption about a higher accretion rate ($\dot{M} > \dot{M}_{cr}$), while the "low state" (with a "hard" component of radiation) is connected with the decrease of the accretion rate below a certain critical value \dot{M}_{cr} , i. e. $\dot{M} < \dot{M}_{cr}$. It is supposed also that the observed low temperature spectrum during the "low" state is connected with the existence of a coronae around the disk and with the increased activity of the magnetic field. The following observational fact is very important: the increase of the intensity of radiation (approximately several times, without any change in the spectrum) at the end of the "high" state. This clearly suggests that the transition "high-low" state takes place gradually and the prerequisites for the transition to the "low" state for example appear yet during the "high" state. Evidently there is a "transition time", during which structural changes in the accretion disc may take place, including the formation of helicity structures.

As far as accretion discs around neutron stars are concerned, the "soft" component of radiation is relatively stable in intensity and is identified with the radiation from the optically thick parts of the accretion disc, while the "hard" component of radiation is identified with the radiation from the neutron star's surface and mostly from the inner parts of the disc, most closely to the magnetosphere of the neutron star. The "hard" component varies considerably with time and therefore quite probably may account for the process of formation and destruction of large-scale helicity structures in the boundary layer of the disc.

Both in the cases of accretion discs around black holes and around neutron stars one and the same problem arises: is the transition from "high" to "low" state (or vice versa) connected with a transition from chaotical to structurized turbulent motion? Unfortunately this problem in astrophysics has not yet been resolved due to serious obstacles and inadequate basic assumptions in the theory. However, if these assumptions are properly corrected and various

new mathematical methods are implied, it will be possible to give a consistent explanation to this interesting phenomena within the framework of self-organization theory.

Acknowledgements

The author acknowledges stimulating and useful discussions with Dr L. G. Fillipov, Head of High Energy Astrophysics Section. Special gratitude is expressed also to Prof. P. Vellinov (Solar-Terrestrial Influences Laboratory), Dr P. Nenovsky (Space Research Institute) and Dr Dermendjiev (Institute of Astronomy) for their interest towards this work several years ago.

References

1. Glensdorf, P., I. Prigogine. *Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuation*. London/New York/Sydney/Toronto, Wiley-Interscience Publishing House, 1973.
2. Nicolis, G., I. Prigogine. *Self-Organization in Nonequilibrium Systems. From Dissipative Structures to Order Through Fluctuations*. New York/London/Sydney/Toronto, John Wiley & Sons, 1979.
3. Haken, G. *Synergetics*. M., Mir, 1980.
4. Haken, G. *Synergetics. Hierarchy of Instabilities in Self-organization systems and devices*. Berlin, Springer, 1983.
5. Gaponov-Grehov, A. A., M. I. Rabinovich. — In: *20th Century Physics. Development and Perspectives*. M., Nauka, 1984 (in Russian).
6. Lovelace, Mehanian, C., C. M. Mobarry, M. E. Sulkanen. — *Ap. J. Suppl. Ser.*, **62**, 1986, 1-37.
7. Wang, Y., Robertson. — *Ap. J.* **139**, 1984, 93-103; **299**, 1985, 85-108.
8. Bershadsky, A. — *Sov. Sci. Magn. Gydrod.*, **3**, 1986, 63-70; **3**, 1986, 90-96 (in Russian).
9. Bershadsky, A. — *Sov. Sci. Magn. Gydrod.*, **3**, 1983, 59-63 (in Russian).
10. Kato, S. — *Publ. Astr. Soc. Japan*, **36**, 1984, 55-69.
11. Kato, S. — *Publ. Astr. Soc. Japan*, **37**, 1985, 399-414.
12. Kato, S., T. Horiuchi. *Publ. Astr. Soc. Japan*, **39**, 1986, 313-333.
13. Ruzmaikin, A. Sokoloff, Turchaninov, Y. Zeldovich. — *Ap. Sp. Sci.*, **66**, 1979, 369-384.
14. Orszag, S. — *J. Fluid Mech.*, **41** (2), 1970, 363-386.
15. Rabinovich, M. I., Trubetskov. *Introduction in the Theory of Oscillations and Waves*. M., Nauka, 1984 (in Russian).
16. Lominadze, G., G. Chagelishvili. — *Soc. Sci. Astron. J.* **61**, 1984, 290-298. (in Russian); also in "Problems of Nonlinear and Turbulent Processes in Physics", vol. 2, 1985 (in Russian).
17. Voges, W., H. Atmanspacher, H. Scheingraber. — *Ap. J.*, **320**, 1987, 949-952.
18. Joss, P., S. Rappaport. — *Ann. Rev. Astr. Ap.*, **22**, 1983, 537-592.

Received 15. XI. 1993

Самоорганизационна теория и самоорганизационни проблеми на теорията на магнитохидродинамичните акреционни дискове по отношение на процеса на формиране на едромасщабни турбулентни вихрови структури в акреционни дискове около черни дупки и неутронни звезди

Богдан Димитров

(Резюме)

Настоящата работа има за цел да формулира основните принципи за приложение на новия самоорганизационен (синергетичен) подход в теорията на магнитохидродинамичните акреционни дискове в астрофизиката. На основата на критичен анализ от гледна точка на самоорганизационната теория в настоящата работа е доказано, че по-нататъшното теоретично изследване на процеса на едромасщабно вихрово структурообразуване се нуждае от значително модифициране на повечето от основните предположения в теорията на магнитохидродинамичните акреционни дискове.

Представени са и някои наблюдателни факти от астрофизиката на черните дупки и неутронните звезди в потвърждение на тезата за предполагаемото съществуване на такива структури в акреционни дискове около споменатите компактни астрофизични обекти.

Настоящата работа би могла да послужи като отправна точка за обширно теоретично изследване на турбулентното магнитохидродинамично вихрово структурообразуване.

Quasi-Gaussian point source function and two approximations of its out-of- focus intensity distribution

Dimitar Dimitrov

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Introduction

There are many cases in the applied optics when the point-spread function of the desired optical system is not diffraction limited (Airy's pattern) but seems like a blur spot with a size much more greater than the diameter of the central Airy's disk. The most trivial examples of this kind are stellar (i. e., point sources) turbulent images observed by means of ground-based large optical telescopes. If the optical system is not precisely focused, the resulting point source intensity distribution $g(r)$ will differ from that in the focal plane (x_0, y_0) depending on the distance Δf between the plane (x_0, y_0) and the plane (x, y) , where the intensity is measured by the detectors (Fig. 1).

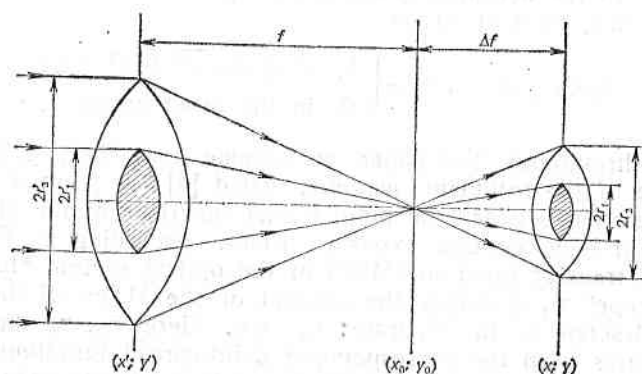


Fig. 1. Scheme of the optical system
 (x', y') — input aperture plane; (x_0, y_0) — focal plane; (x, y) — out-of-focus plane;
 f — focal length; Δf — out-of-focus distance; $\varepsilon = r'_1/r'_2 = r_1/r_2$ — central screening

We shall also denote by prime's the quantities referred to the input aperture plane (x', y') and by f the focal length. For concreteness, it is considered the case where the plane (x, y) is behind the plane (x_0, y_0) ($\Delta f > 0$). Further, we shall assume that the circular input aperture of the optical system has a central screening (shaded region in Fig. 1), as it is usual for the large telescopes. According to the accepted in this paper geometrical optics approach, the illuminated area is a ring with inner radius r_1 and outer radius r_2 ($r_2/f = r_2/\Delta f$; Fig. 1). The screened part of the input (output) aperture is characterized by the parameter $\varepsilon = r_1'/r_2' = r_1/r_2 = \text{const} < 1$.

During the last two decades many new methods for restoration of distorted images are developed and their practical realization is proven to be useful [1, 2, 3]. In particular, such techniques are applied in optical astronomy for development of out-of-focus images (Hubble Space Telescope) and images obtained through the turbulent Earth's atmosphere. The later case is implicitly considered as a preferred range of applicability of the results obtained in this paper.

Let us denote by $G_0(x_0, y_0)$ the intensity distribution of a precisely focused image and by $G(x, y)$ the intensity distribution of the same image in the out-of-focus plane (x, y) where the light sensitive detectors (photographic emulsion, CCD-matrix, etc.) are placed. Supposing that the principle of the linear superposition is fulfilled, the relation between these distributions is given (in the absence of noise) by

$$(1) \quad G(x, y) = \iint_{-\infty}^{\infty} G_0(x-\xi, y-\eta)h(\xi, \eta)d\xi d\eta,$$

where the integration over the coordinates ξ and η is performed in the out-of-focus plane. In practice, if the source is very bright, we may integrate over the area where the ratio signal to noise is greater than unity. In the above expression $h(x, y)$ is the point-spread function of the considered out-of-focus optical system, e. g., this is the intensity distribution in the out-of-focus plane (x, y) when the system is illuminated by light rays parallel to the principal axis. According to the accepted geometrical optics approach, within a normalizing multiple, $h(x, y)$ is given by

$$(2) \quad h(r = \sqrt{x^2 + y^2}) = \begin{cases} 1, & \text{if } r_1 \leq \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_2; \\ 0 & \text{in the other cases.} \end{cases}$$

Hereafter throughout this paper we assume that $G_0(x_0, y_0)$ is the point-spread function of the turbulent medium. Fried [4] has pointed out that it is possible a separation between the point-spread functions of the atmosphere and the telescope for long enough exposure times. According to Fried's results, the modulation transfer function (MTF) of the optical system "turbulent atmosphere + telescope" τ_{at} is simply the product of the MTFs of the atmosphere τ_a and the telescope τ_t in separate: $\tau_{at} = \tau_a \tau_t$. Here τ_{at} , τ_a and τ_t are the Fourier transforms from the corresponding point-spread functions. However, in this paper we prefer to use the convolution integral (1) in order to compute the long-exposure point-spread function $g(r)$ of the combination "turbulent medium + optical device" system (without including the detector response). Concretely, we shall investigate the distortions caused by the out-of-focus registration of the intensity distribution conditioned by point source, observed through a turbulent medium. To specify this case (as we have already done

above), we use small letters for the point source intensity distributions $g_0(x_0, y_0)$ and $g(x, y)$ (i. e., point-spread functions) in the focal plane (x_0, y_0) and in the out-of-focus plane (x, y) , respectively.

Approximation by a quasi-Gaussian function. Qualitative treatment of the problem

In this paragraph we shall assume that every of the observed point sources causes a quasi-Gaussian intensity distribution $g_0(r_0)$ of the light in the focal plane (x_0, y_0) of the optical system

$$(3) \quad g_0(r_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}) = S_0 \exp(-r_0^{2n_0}/B_0),$$

where $B_0 = (2\sigma_0^2)^{n_0}$ is a constant determining the size of the circular spot. $S_0 = S_0(\sigma_0)$ is a normalization constant depending on the total energy flux of the image and its numerical evaluation is not important in this paper, because we are interesting only on the relative intensity distributions within the images. The power n_0 describes the deviation of the distribution $g_0(r_0)$ from the Gaussian one ($n_0 = 1$). We assume that $n_0 = \text{constant}$ for the whole area of the image (i. e., n_0 does not depend on r_0). We emphasize that the later statement is true for the focal plane (x_0, y_0) and, generally speaking, is not true in the out-of-focus plane (x, y) , where the intensity is measured by the detectors.

The observed intensity distribution $g(x, y)$ may also be fitted by a quasi-Gaussian function

$$(4) \quad g(r = \sqrt{x^2 + y^2}) = g(x, y = 0) = S \exp[-x^{2n(x)}/B]; \quad B = (2\sigma^2)^{n(x)},$$

but, generally speaking, we expect that for this approximation the power is not a constant and will depend on r (or x , because we investigate the intensity distribution in the direction $y = 0$). Obviously, the point source out-of-focus images have lower central intensities ($S < S_0$) and are enlarged ($B > B_0$). If $|\Delta f|$ is greater, the redistribution of the light energy from the central part of the image to its outer part is a more pronounced effect (but the total light flux is not changed). If we assume that the power $n(x)$ does not vary too fast into the interval $(x - \Delta x, x + \Delta x)$, where $\Delta x \ll \sigma$ (i. e., we consider $n(x)$ locally as a constant), we can obtain the following expression [5]

$$(5) \quad n(x) = 0,5 \left[1 + x \left(\frac{g''(x)}{g'(x)} - \frac{g'(x)}{g(x)} \right) \right],$$

where the prime's denote differentiating with respect to x . By means of the above approximate expression we are able to evaluate the global (with respect to the size of the image) changes of the power n which describes the slope of the intensity distribution $g(x)$.

In this section we shall assume that the power n_0 in the expression (3) has a constant value for the whole area of the (precize focused) image, but its values, generally speaking, are not equal to unity. According to this acceptance, we shall also consider the powers $n_{04} > n_{03} > 1 > n_{02} > n_{01}$ which do not depend on x . The relative comparison between distributions $g_0(x; n_{01})$, $g_0(x; n_{02})$, $g_0(x; n_{03})$ and $g_0(x; n_{04})$ is given in Table 1. It would be pointed out that

$$(6) \quad g_0(0; n_{0i}) = S_0 = 1; \quad (i = 1, \dots, 4)$$

Table 1

Comparison between quasi-Gaussian intensity distributions for different values of the power n_0

$n_{01} < n_{02} < 1$	
$x < \sqrt{2} \sigma_0$	$x > \sqrt{2} \sigma_0$
$\ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) < 0$	$\ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) > 0$
$n_{01} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) > n_{02} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)$	$n_{01} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) < n_{02} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)$
$\left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{01}} > \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{02}}$	$\left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{01}} < \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{02}}$
$g(x; n_{01}) < g(x; n_{02})$	$g(x; n_{01}) > g(x; n_{02})$
$1 < n_{03} < n_{04}$	
$x < \sqrt{2} \sigma_0$	$x > \sqrt{2} \sigma_0$
$\ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) < 0$	$\ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) > 0$
$n_{03} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) > n_{04} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)$	$n_{03} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right) < n_{04} \ln \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)$
$\left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{03}} > \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{04}}$	$\left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{03}} < \left(\frac{x^2}{2\sigma_0^2} \right)^{n_{04}}$
$g(x; n_{03}) < g(x; n_{04})$	$g(x; n_{03}) > g(x; n_{04})$

and

$$(7) \quad g_0(\sqrt{2}\sigma_0; n_{0i}) = e^{-1} = 0,368; \quad (i=1, \dots, 4).$$

The later expression (7) means that all intensity distributions $g_0(x; n_{0i})$ ($i=1, \dots, 4$) have equal widths ($\sqrt{2}\sigma_0$) at the intensity level 36,8%. Roughly speaking, the area of the image may be divided into two parts ($y=0, r=x$):

(i) inner part: $0 \leq x \leq \sqrt{2}\sigma_0$;

(ii) outer part: $x \geq \sqrt{2}\sigma_0$.

According to the above description and to Table 1 (bottom rows), the intensity decrease in the inner parts of the point source images is slower (with the increase of x) for larger values of n_0 . In the outer parts the situa-

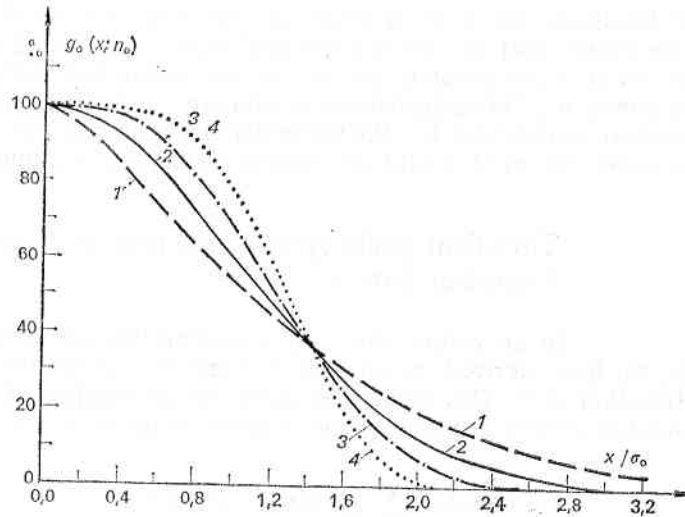


Fig. 2. Comparison between point source intensity distributions $g_0(x, n_0)$ for different values of n_0
 1 — $n_0=0,7$; 2 — $n_0=1$ (Gaussian distribution); 3 — $n_0=1,4$;
 4 — $n_0=2,0$

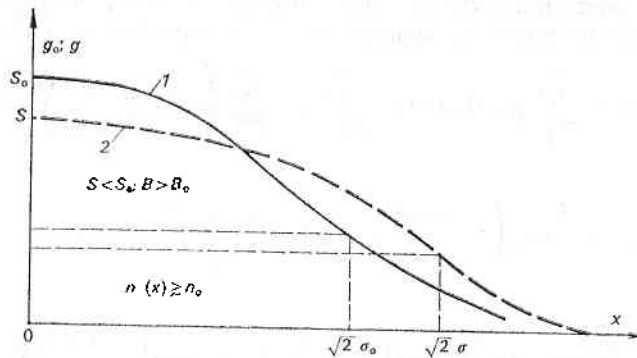


Fig. 3. Schematic comparison between the precise focused distribution $g_0(x; n_0)$ and its out-of-focus distorted ("flattened") image $g(x; n(x))$
 1 — $g_0(x; n_0 = \text{const})$; 2 — $g(x; n(x) \neq \text{const})$

tion is opposite: the intensities $g_0(x)$ decrease faster for larger n_0 (Fig. 2). Having in mind these considerations we are able to make a qualitative estimations about the behaviour of the power n for the out-of-focus images. If the out-of-focus distortions are not very "strong" [6], the energy flux is redistributed from the inner parts to the outer parts of the images (the total amount of the energy flux is not changed). Consequently, the intensity decreases in the inner parts and increases in the outer parts (here we do not use the normalization of the central intensities $S=1$; eq. (4)). This circumstance leads to the slower decrease of the intensity $g(x)$ in the inner parts and to its somewhat faster decrease in the outer parts in comparison with the precise focused images (Fig. 3). That is to say, the out-of-focus intensity distributions $g(x)$ are

"flattened" distributions $g_0(x)$. By a rough analogy with the results in Table 1 and Fig. 2, we expect that the mean (averaged over the inner or outer parts), values of the power n are greater than the corresponding undistorted "parents" values of the power n_0 . This approximate qualitative conclusion is in accordance with the numerical estimations for the particular Gaussian case ($n_0=1$) obtained in a previous paper [6], as it would be expected from the continuity reasons.

Turbulent point-spread function as a sum of Gaussian curves

In an earlier work [6], assuming that $g_0(x_0)$ is a Gaussian curve ($n_0=1$), we have derived an analytical expression about the out-of-focus intensity distribution $g(x)$. This result can easily be generalized if we consider a sum of Gaussian curves describing the intensity distribution ($y_0=0$)

$$(8) \quad g_0(x_0) = \sum_{i=1}^m p_{0i} \exp(-x_0^2/2\sigma_{0i}^2).$$

Here p_{0i} ($i=1, \dots, m$) are weight coefficients which do not depend on x_0 , m is the total number of the summed up Gaussian distributions with dispersions σ_{0i}^2 ($i=1, \dots, m$), respectively. Because of linearity of the differentiation and integration operations, we are able directly (without performing intermediate calculations) to write by analogy with the equation (11) from [6]

$$(9) \quad (2\pi)^{-1}g(x) = \sum_{i=1}^m p_{0i} B_{0i}(x) + \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \left[(k!)^{-2} \left(\frac{x}{2\sigma_{0i}^2} \right)^{2k} \right] B_{ki}(x),$$

where

$$(10) \quad B_{0i}(x) = \sigma_{0i}^2 \left[\exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right], \quad (i=1, \dots, m)$$

and

$$(11) \quad B_{ki}(x) = \sigma_{0i}^2 \left[r_1^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - r_2^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right] + 2k\sigma_{0i}^2 B_{(k-1)i}(x), \quad (k=1, 2, \dots; i=1, \dots, m).$$

It would be noted that every coefficient p_{0i} depends, however, on σ_{0i} : $p_{0i} = p_{0i}(\sigma_{0i})$ ($i=1, \dots, m$), by analogy with the dependence $S_0 = S_0(\sigma_0)$ as in the case of a single Gaussian curve [6]. This circumstance must be taken into account if we try to perform the transition $\sigma_{0i} \rightarrow 0$ for some (or all) of the components in the sum (9). As can be seen from (10) and (11), $B_{0i}(x)$ and $B_{ki}(x)$ tend to zero when $\sigma_{0i} \rightarrow 0$ ($i=1, \dots, m$). But the corresponding coefficients p_{0i} ($i=1, \dots, m$) must approach infinity in such a way that the total

light flux in the out-of-focus image to remain a constant, equal to $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g_0(x_0, y_0) dx_0 dy_0$. Moreover, the transitions $\sigma_{0i} \rightarrow 0$ ($i=1, \dots, m$) are physically incorrect because they do not correspond to the adopted in this paper geometrical

optics approach. Consequently, we shall consider all σ_{0i} ($i=1, \dots, m$) as a large enough strictly positive quantities with preliminary fixed values.

Differentiating with respect to x one or two times the above three expressions (9)-(11), we shall obtain the first and second derivatives $g'(x)$ and $g''(x)$, correspondingly. We shall write in an explicit form only the final results

$$(12) \quad (2\pi)^{-1}g'(x) = \sum_{i=1}^m p_{0i} B'_{0i}(x) + \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2k}{(k!)^2} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} x^{2k-1} B_{ki}(x) \\ + \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{x}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} B'_{ki}(x),$$

where the functions $B'_{0i}(x)$ and $B'_{ki}(x)$ are given by

$$(13) \quad B'_{0i}(x) = -x \left[\exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right]; \quad (i=1, \dots, m)$$

and

$$(14) \quad B'_{ki}(x) = -x \left[r_1^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - r_2^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right] \\ + 2k\sigma_{0i}^2 B'_{(k-1)i}(x), \quad (k=1, 2, \dots; i=1, \dots, m).$$

The second derivative of the intensity distribution is

$$(15) \quad (2\pi)^{-1}g''(x) = \sum_{i=1}^m p_{0i} B''_{0i}(x) + \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2k(2k-1)}{(k!)^2} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} x^{2k-2} B_{ki}(x) \\ + 2 \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2k}{(k!)^2} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} x^{2k-1} B'_{ki}(x) + \sum_{i=1}^m p_{0i} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{x}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} B''_{ki}(x),$$

where

$$(16) \quad B''_{0i}(x) = \left(\frac{x^2}{\sigma_{0i}^2} - 1\right) \left[\exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right]; \quad (i=1, \dots, m)$$

and

$$(17) \quad B''_{ki}(x) = \left(\frac{x^2}{\sigma_{0i}^2} - 1\right) \left[r_1^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - r_2^{2k} \exp\left(-\frac{x^2+r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right] \\ + 2k\sigma_{0i}^2 B''_{(k-1)i}(x); \quad (k=1, 2, \dots; i=1, \dots, m).$$

Taking into account that the coefficients p_{0i} ($i=1, \dots, m$) do not depend on x , it is possible to show that for $x=0$ the power $n(0)$ is equal to unity. Indeed, it is easy to estimate from (9), (12) and (15) that

$$(18) \quad (2\pi)^{-1}g(0) = \sum_{i=1}^m p_{0i} \sigma_{0i}^2 \left[\exp\left(-\frac{r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) \right],$$

$$(19) \quad (2\pi)^{-1}g'(0) = 0$$

and

$$(20) \quad (2\pi)^{-1}g''(0) = \sum_{i=1}^m p_{0i} B''_{0i}(0) + \sum_{i=1}^m 2p_{0i} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^2 B_{1i}(0) \\ = \sum_{i=1}^m p_{0i} \left[\exp\left(-\frac{r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) + 2\left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^2 B_{1i}(0) \right].$$

Obviously, the ratio $-xg'(x)/g(x)$ tends to zero when x approaches 0. To evaluate $xg''(x)/g'(x)$ for $x=0$, we must estimate the limit $g'(x)/x$ for $x \rightarrow 0$.

$$(21) \quad \lim_{x \rightarrow 0} [g'(x)/x] = 2\pi \lim_{x \rightarrow 0} \sum_{i=0}^m p_{0i} \left[x^{-1} B'_{0i}(x) \right. \\ \left. + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2k}{(k!)^2} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} x^{2k-2} B_{ki}(x) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{(k!)^2} \left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^{2k} x^{2k-1} B'_{ki}(x) \right].$$

Taking into account (13), (14) and also the expression (20), this leads to

$$(22) \quad \lim_{x \rightarrow 0} [g'(x)/x] = 2\pi \sum_{i=1}^m p_{0i} \left[\exp\left(-\frac{r_2^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) - \exp\left(-\frac{r_1^2}{2\sigma_{0i}^2}\right) + 2\left(\frac{1}{2\sigma_{0i}^2}\right)^2 B_{1i}(0) \right] = g''(0)$$

Consequently

$$(23) \quad \lim_{x \rightarrow 0} [xg''(x)/g'(x)] = 1$$

and

$$(24) \quad n(x=0) = 1.$$

This equality means that if the initial (i. e., precise focused) point source intensity distribution is a Gaussian one ($n_0=1$) or sum of Gaussian curves, then the curve $S(x)=x/[2n(x)-1]$ for x close to zero is a nearly straight line with a slope of 45° for an arbitrary value of Δf . This result is independent of the values of the coefficients p_{0i} and dispersions σ_{0i}^2 , ($i=1, \dots, m$). It would be noted that the Gaussian curves in (8) have maximal values which are not displaced from the center of the image $x_0=0$. For every single Gaussian curve term in (8) the results obtained in the previous paper [6] may be applied separately. Then for some of the terms (with small σ_{0i}) the out-of-focus distortions would be "strong", for other terms (with larger σ_{0i}) distortions would be "moderate" and, finally, for the largest σ_{0i} they (eventually) would be "slight". Having in mind that the "strong" distortions are not well described (in the case of a single Gaussian curve) by the power $n(x)$ ([6]; Fig. 3), we should use the expression (8) (or (9)) with some cautiousness if terms with small σ_{0i} are included. This remark is connected also with the difficulties which may arise with regard to the convergence of the infinite series in (9), (12) and (15) when some (or all) of the quantities σ_{0i} ($i=1, \dots, m$) tend to zero. As mentioned earlier, description of the out-of-focus distortions by means of the power $n(x)$ (5) is not a suitable tool in the case of "strong" distortions. In the case of a superposition of Gaussian curves (8),

the later statement can be checked by assigning concrete numerical values to the number of terms m , dispersions σ_{oi}^2 ($i=1, \dots, m$) and weights p_{oi} ($i=1, \dots, m$). We shall not perform here these calculations. Qualitatively, it is evident that if the weights p_{oi} (corresponding to small σ_{oi} , such that the out-of-focus distortions are "strong") are large, it would be expected that the power $n(x)$ is not a useful variable parameter giving the slope of the function $g(x)$. Nevertheless, the expression (9) still gives a reasonable description of the out-of-focus intensity distribution. It would be emphasized that the above conclusions about the power $n(x)$ do not concern the undistorted power n_0 , if the point-spread function $g_0(r_0)$ (3) is adopted.

Conclusions

We have considered an optical system with central screening of the input aperture and the performed computations are made in the geometrical optics approach. The point-spread function of the turbulent atmosphere is approximated in two ways: (i) by a single quasi-Gaussian curve (3), and (ii) by a sum of Gaussian curves with different weights and dispersions (8). In the later case we give exact analytical expressions describing the out-of-focus intensity distribution $g(r)$. Such results may be useful when they are applied for reconstruction of out-of-focus distorted images obtained during observations through a random turbulent medium. Then $g(r)$ is simply the point-spread function of the system "turbulent atmosphere + out-of-focus telescope". We entirely neglect the distortion effects like coma, astigmatism, etc.

References

1. Tikhonov, A. N., V. Ya. Arsenin. Methods of computation of incorrect problems. Moscow, Nauka, 1979, p. 288.
2. Goncharovskii, A. V., A. M. Cherepaschuk, A. G. Yagola. Numerical methods of computation of inverse problems of the astrophysics. Moscow, Nauka, 1978, p. 336.
3. Mariotti, J.-M., D. M. Alloin. Diffraction-limited imaging with very large telescopes. NATO ASI, ser. C. Dordrecht, Kluwer Acad. Publ., 1989, p. 171.
4. Fried, D. L. Optical resolution through a randomly inhomogeneous medium for very long and very short exposures. — *J. Opt. Soc. Am.*, 56, 1966, No 10, p. 1372.
5. Dimitrov, D. V. Investigation of the photoelectric profiles deviations of the stellar images from the Gaussian distribution. — *Vestnik K'harkov Univ.*, ser. 15, 1980, No 204, p. 44.
6. Dimitrov, D. V. Approximation of the out-of-focus intensity distribution for images having a Gaussian point source function. — *Aerospace Research in Bulgaria*, 1993, No 10.

Received 28. VII. 1993

Квазигаусова функция на импулсия отклик
и две апроксимации на нейното извънфокално
разпределение на осветеността

Димитър Димитров

(Резюме)

Разгледани са два случая на апроксимиране на функцията на импулсия отклик за наблюдения през турбулентна среда: 1) единична квазигаусова крива $g_0(r_0) \sim \exp(-r_0^{2n_0}/B_0)$, където B_0 е константа, определяща размера на изображението на точковия източник, а за степенния показател n_0 е прието, че има постоянна стойност; 2) сума от гаусови

криви $g_0(r_0) = \sum_{i=1}^m \rho_{0i} \exp(-r_0^2/2\sigma_{0i}^2)$ с различни тегла ρ_{0i} и дисперсии σ_{0i}^2 .

Ако измерванията на осветеността не са извършени във фокалната равнина на телескопа, извънфокалното разпределение на осветеността $g(r)$ също може да бъде апроксимирано с квазигаусова крива, но степенният показател n ще зависи от r . В случая 1) е дадено качествено описание на поведението на n и в случая 2) е получено точното аналитично представяне за разпределението на осветеността $g(r)$. В последния случай е показано и че $n(0) = 1$ за произволни ρ_{0i} , σ_{0i} и извънфокално отместване Δf . Всички оценки са извършени в приближението на геометричната оптика.

Superhighfrequency twopolarization radiometric system „R-400“ on board of the „Priroda“ module con- stituting a part of the „Mir“ orbital complex

*Todor Nazarsky, Georgi Dimitrov, Chavdar Levchev,
Garo Mardirossian, Christo Prodanov*

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

Destination

The systematic complex control of the geophysical parameters on a global scale — the monitoring of the state of land, world ocean and atmosphere, as well as the dynamics of these parameters state is one of the most actual tasks of modern geophysical science and practice. The periodical measurement of these parameters — temperature of the surface ocean layer, wind velocity in the atmospheric layer closest to the water surface, cloud cover characteristics, precipitation intensity, vertical temperature profiles, heat flow at the “ocean-atmosphere” boundary etc., are of vital importance to the modern development of geophysics, geography, geology, oceanology, hydrology, meteorology, ecology and climatology. The study of this diversity of parameters, moreover with the necessary accurateness, scale, expressness and operativeness may be accomplished only by the use of remote sensing space methods and technical means.

The major goal of the International Scientific Complex Project (ISCP) “Priroda” [1] is namely to obtain data about the geophysical parameters with high accuracy, reliability and space resolution. In it, there participate Armenia, Bulgaria, Germany, Italy, Poland, Russia, USA, Slovakia, France, Chechia and Switzerland.

Two tendencies may be outlined in the scientific program of the “Pridoda” ISCP: fundamental studies and studies having application character. The fundamental orientation is characteristic of the scientific experiments aimed at

ORBITAL „MIR” STATION

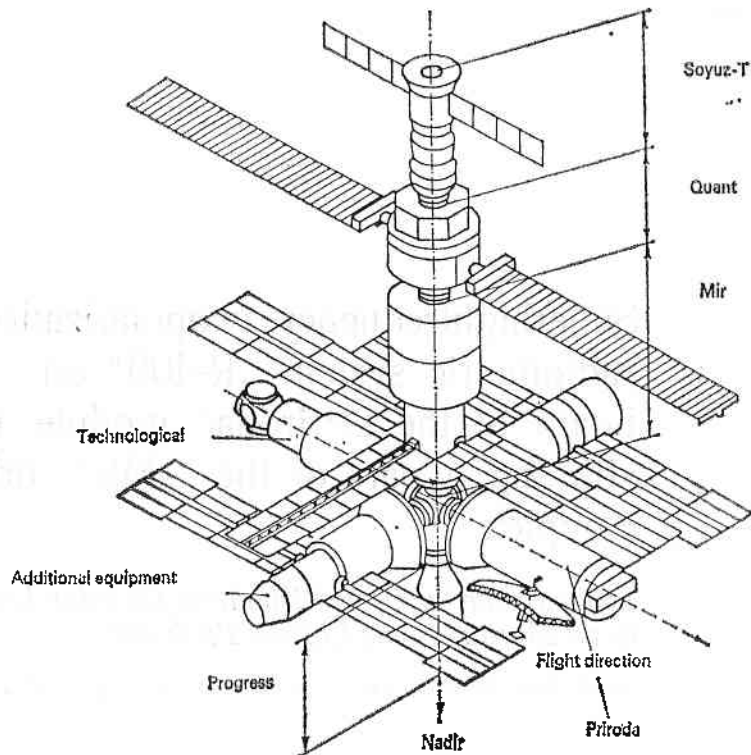


Fig. 1. Scheme of the "Mir" orbital station together with the joined "Priroda" module

studying the cloudiness field, the temperature field of the world ocean surface, the large-scale circulations of the atmosphere, the ocean-atmosphere interaction etc. The application character is typical of the experiments related with the ecologic monitoring of atmosphere, water and land pollution.

The Scientific Equipment Complex (SEC) by which the above mentioned scientific program is accomplished is mounted on board of the "Priroda" module, specialized for remote sensing geophysical studies, which is joined to the "Mir" orbital station (figs. 1 and 2). The "Priroda" SEC comprises equipment and systems for remote sensing working in the visible, infrared and superhighfrequency range of the electromagnetic spectrum.

A major equipment in the "Priroda" SEC is the superhighfrequency scanning twopolarization radiometric system R-400 aimed at the measurement of amplitude and space distribution of the own radiothermal emission of the earth's surface in the microwave range. This system has been designed, developed and implemented in the Space Research Institute of the Bulgarian Academy of Sciences.

The data obtained by the R-400 radiometric system provide information about the space distribution of some geophysical parameters: land surface layer humidity, water surface layer temperature, precipitation zone, glaciers

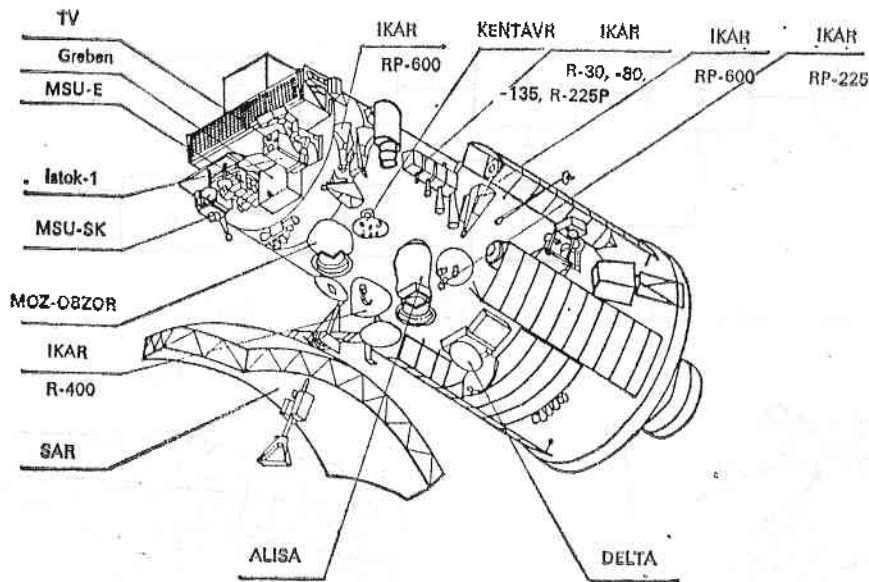


Fig. 2

Fig. 2. Scheme of the "Priroda" module

age and floating ices distribution in the polar regions etc. The collective processing of the data obtained by R-400 and the other equipment and systems, constituting the "Priroda" module allow for the solution of a number of scientific-application problems related with the development of a global ecologic monitoring of the Earth.

Structure and principles of operation of R-400

The electrical block scheme of R-400 is outlined in fig. 3 [3]. The major blocks are: 1 — scanning two polarization antenna, 2 — superhighfrequency (SHF) block, 3 — lowfrequency block, 4 — scanning antenna control block, 5 — radiometric system control block, 6 — secondary power-supplying source. Naturally, these are incorporated blocks, each one of them comprising several subblocks.

The own radiation of the studied natural objects is received by a scanning two polarization antenna. The movement of the antenna orientation diagram is a reversible one — in one direction of scanning the horizontal polarization of the earth's surface own radiothermal emission component is measured and in the other direction — its vertical polarization (fig. 4). Besides, the radiometric system's control block gets information about the momentary position of the aperture of the scanning antenna orientation diagram with respect to the examined territory. The SHF signal at the output of the scanning antenna corresponds to the adopted horizontal and vertical components of the measured radiothermal field. This signal is modulated by an adequate low frequency. At the output of the SHF block the received two polarizations of the ra-

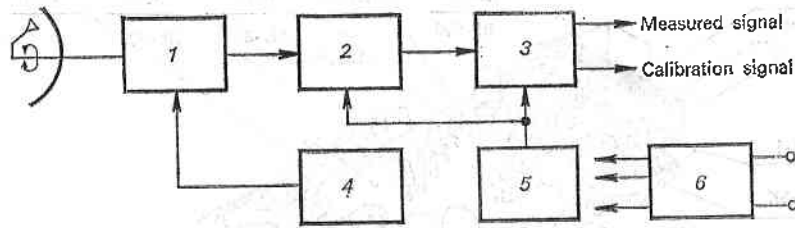


Fig. 3. Outline of the electrical block scheme of R-400

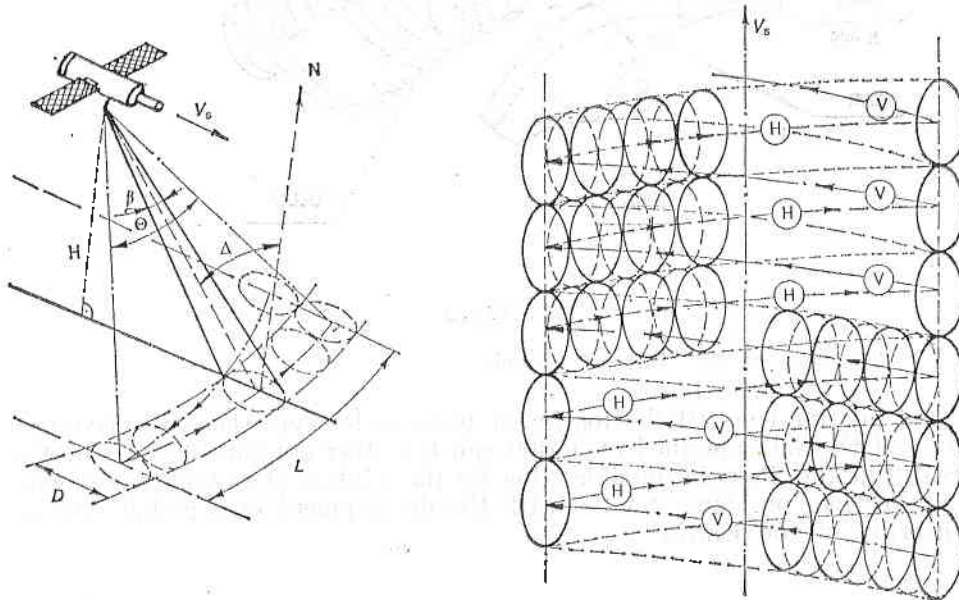


Fig. 4. Scheme of the reversive scanning implementation

diathermal field arrive in succession. In the receiver's mixer the frequency transformation of the received signals is performed after which they are amplified by intermediate frequency, quadratically detected and amplified by the low frequency preamplifier. This signal enters the low frequency block where it is synchronously filtered, amplified and synchronously detected. At the output of the low frequency block the information signal is obtained which is proportional to the horizontal and vertical components of the measured radiothermal emission.

A reference calibration tract is provided for registration of the radiometric receiver gain coefficient fluctuation. The information there obtained enters the algorithm for transformation of the output signals from the radiometric receiver into the physical quantity radiobrightness temperature by which the level of the own thermal emission of the examined objects on the earth's surface.

The blocks controlling the scanning antenna and the radiometric system form the cyclogram of the radiometer's work and the commands for controlling the electric motor of the scanning antenna.

The described principle of operation of R-400 is made possible thanks to a genuine solution [4, 5] with which for the first time simultaneously with the polarization amplitude components of the measured radiothermal field information is obtained about the space coordinates of the objects from the earth's surface that emit them.

Construction

Constructionally, the superhighfrequency twopolarization radiometric system R-400 is constituted by three separate blocks:

- antenna system;
- electronic block;
- connective waveconducting section.

The antenna system is mounted on the outer surface of the "Priroda" module and works in the outer space. It consists of an antenna mirror, an irradiator, a scanning electric motor, a flange and a flexible waveconductor. The antenna mirror has a spherical form, it is made of aluminium sheet with thickness of 3 mm and is attached to the body of the "Priroda" module by the flange. On it, the scanning electric motor is mounted, too. Within the flange, the flexible connective waveconducting section is located by which the SHF connection with the electronic block located within the "Priroda" module is established. The electric connection between the antenna system and the electronic block is effected by two couplings.

The outer appearance of the antenna system of R-400 is shown on fig. 5.

Constructionally, the electronic block represents a parallelepiped box made up of duraluminium alloy with black anoded outer covering. All SHF elements and electronic boards are mounted on a carrying plate. On the front plate of the electronic block there are 6 couplings by which the electrical connection with the business systems of the space station is accomplished.

The outer appearance of the electronic block of R-400 is shown on fig. 6.

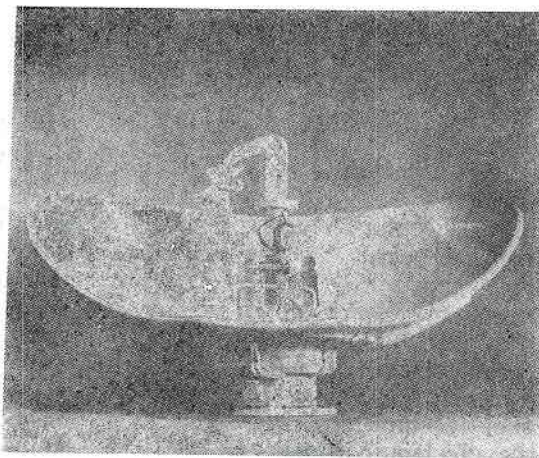


Fig. 5. Outline of the antenna system of R-400

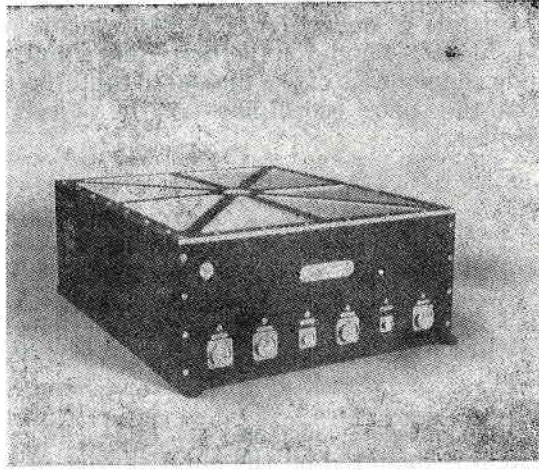


Fig. 6. Outline of the electronic block of R-400

Major technical and exploitation characteristics of R-400

1. Working wavelength	4 cm
2. Fluctuation sensitivity	$\leq 0,15$ K
3. Dynamics of the measured radio-brightness temperature	50 ÷ 350 K
4. Width of the antenna orientation diagram at level $3 \sigma_B$	5°
5. Angle of scanning	$\pm 35^\circ$
6. Angle of measurement with respect to nadir	40°
7. Scope of viewing at orbit height $H=300$ km	350 km
8. Duration of one image line at orbit height $H=300$ km	$\approx 3,8$ s
9. Number of pixels in one scanning line	40
10. Power supply:	
-- voltage	27 ± 7 V
-- power consumption	30 VA
11. Dimensions:	
-- scanning antenna	930 × 750 × 470 mm
- electronic blocks	400 × 300 × 200 mm
12. Total mass	46 kg
13. Temperature:	
-- for the antenna system	from -30 to +50°C
-- for the electronic block	from 0 to +10°C
14. Pressure:	
-- for the antenna system	from 10 to 130 hPa
-- for the electronic block	from 600 to 1300 hPa

Scientific problems solved by the data obtained from R-400

Using the data from the SHF twopolarization radiometric system R-400 problems from the following four groups can be solved: land surface study, ocean study, atmospheric studies and ecological studies.

1. Land surface study:
 - 1.1. Snow cover state control and parameters determination.
 - 1.2. Study of the soil cover characteristics.
 - 1.3. Study of the vegetation cover characteristics.
 - 1.4. Study of the basins of big rivers and inner water catchments.
 - 1.5. Mapping of the earth surface in different regions of the electromagnetic spectrum for the purposes of geology.
2. Ocean study:
 - 2.1. Monitoring of the large scale ocean surface temperature field of particular aquatories.
 - 2.2. Working off of methods for determination of wind velocity and direction and wind turbulence characteristics.
 - 2.3. Study of the ocean processes by radiophysical methods.
 - 2.4. Study of the ocean-atmosphere interaction and their influence on the inner continental processes.
 - 2.5. Study of the ice cover.
3. Atmospheric studies:
 - 3.1. Study of the large scale atmospheric processes above the oceans on the grounds of the watercontent field analysis.
 - 3.2. Study of the ocean and the atmosphere in the tropical zone.
 - 3.3. Development of the fundamental remote sensing studies of the "atmosphere-surface" system.
4. Ecological studies:
 - 4.1. Study of the natural complexes in the regions with ecological catastrophies.
 - 4.2. Study of the influence of urbanization and production activity on vegetation and woodcovers.

References

1. Международный целевой комплексный проект „Природа“. Научная программа экспериментов. М., 1991.
2. Мардиросян, Г. От космоса срещу екологичните катастрофи. С., БАН, 1993.
3. Сверхвысокочастотная двухполяризационная радиометрическая система Р-400. Техническая и эксплуатационная документация, ИКИ БАН, София, 1993.
4. Назърски, Т., Д. Мишев. Двуполяризационен сканиращ радиометър. Авторско свидетелство за изобретение № 4101/1986, Патентно ведомство на РБ, София, 1988.
5. Назърски, Т., Г. Каменов, И. Сотиров. Дноден възловиден модулатор. Авторско свидетелство за изобретение № 29259/1979, Патентно ведомство на РБ, София, 1981.
6. Nazarsky, T., G. Dimitrov, Ch. Levchev. An International Complex Project, Exhib. and Techn. Conf. on Ocean and Marine Engineering, Shipbuilding and Maritime Technology, Black Sea'90, Varna 90, p. 240-246.
7. Nazarsky, T., G. Dimitrov, Ch. Levchev. Satellite Microwave Scanning Radiometric System R-400, IGLS, Innsbruck, 1992, p. 2A-10 — 2A-13.
8. Nazarsky, T., G. Dimitrov, Ch. Levchev. International Project "Priroda", for Remote Sensing from Orbital Station "Mir", First Eurasian Symposium of Space Sciences and Technologies. MARMARA Research Center — TUBITAK, Turkey, 25-27 November 1993.

Received 20, X. 1993

Свръхвисокочестотна двуполяризационна радиометрична система Р-400 на борда на модула „Природа“ в състава на орбиталния комплекс „Мир“

*Тодор Назърски, Георги Димитров, Чавдар Левчев,
Гаро Мардиросян, Христо Проданов*

(Резюме)

Статията е посветена на свръхвисокочестотната двуполяризационна радиометрична система Р-400, разработена в Института за космически изследвания, БАН. Показано е предназначението на тази система за измерване на геофизични параметри и мястото ѝ в комплекса научна апаратура на специализирания за дистанционни изследвания модул „Природа“, стикован към орбиталната станция „Мир“.

Накратко и в най-общ вид са описани устройството и принципът на действие на радиометричната система Р-400. Дадени са и някои конструктивни параметри и основните технико-експлоатационни характеристики на системата. Изброени са и научните задачи, решавани с помощта на данните, получавани от Р-400.

Влияния на космическия вакуум върху космическите апарати

Юлика Симеонова

Институт за космически изследвания, БАН

Разредената среда с налягане, по-ниско от атмосферното, обикновено се нарича вакуум, макар че самата дума в превод от латински означава празно пространство. Ако се изходи от това, че малка част от Вселената е запълнена с кондензирана материя, вакуумът може да се разглежда като доминиращо състояние, а атмосферата около Земята и планетите като частен случай.

Човекът отдавна познава вакуума, създаван от него изкуствено в земни условия. С вакуума са свързани и първите осветителни лампи с нагорещена жичка, както и съвременните телевизионни тръби и други електровакуумни прибори, с които си служим ежедневно.

В съвременната научноизследователска практика вакуумът е необходима среда за провеждане на редица прецизни експерименти и технологии, включително и за получаване на свръхчисти материали.

Съвременният етап на космическите изследвания е характерен с активното използване на космическия вакуум в различни области — технологии, астроинженерни дейности, изучаване на земните ресурси, работа в открития Космос и др., където участвуват широк кръг специалисти — включително технолози, геолози, океанолози, триболози, оптико-механици и др., които на практика недостатъчно познават спецификата на вакуума. Водени от практическия интерес и от често дискутирани въпроси в тази област, ще разгледаме някои особености на влиянието на космическия вакуум върху космическите апарати, изучаващи Космоса.

Наложително е още в началото да се отбележи голямото разнообразие в космическото пространство, където присъствуват всички състояния на материята, разпределени крайно неравномерно [1]. Ако се вземе само концентрацията на газовите частици, то тя се мени в много широки граници — от $2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (при земната повърхност) до 1 и по-малко в междупланетното пространство [2]. Зависимостта на концентрацията, температурата, налягането на средната молекулна маса и на състава на неутралния газ от разстоянието до земната повърхност при средна слънчева активност [2, 3, 8] дава известна представа за това (табл. 1).

Таблица 1

Разстояние от Земята, km	Налягане, Pa	Температура, K	Концентрация на неутралните частици, cm ⁻³	Примерен състав на газа
На морското равнище	~10 ⁵	300	2,7.10 ¹⁰	78% N ₂ ; 21% O ₂ ; ~1% Ar; H ₂ ; He; Ne; Kr
30	~10 ⁴	243	4,0.10 ¹⁷	N ₂ ; O ₂ (O ₃); Ar
50	66,5	270	—	N ₂ ; O ₂ ; O ₃
100	2,9.10 ⁻²	200	—	N ₂ ; O ₂ ; O
150	5,0.10 ⁻⁴	800	—	N ₂ ; O ₂ ; O
200	1,33.10 ⁻⁴	1200	2.10 ¹⁰	N ₂ ; O; O ₂ ; Ar; He; H
300	2,99.10 ⁻⁵	1300	2.10 ⁹	O; N ₂ ; O ₂ ; He; Ar; H
500	9,30.10 ⁻⁷	1300	7,6.10 ⁷	O; N ₂ ; He; O ₂ ; H
800	6,65.10 ⁻⁸	1300	3,7.10 ⁶	O; He; H; N ₂ ; O ₂
1000	~10 ⁻⁸	1300	2,6.10 ⁵	O; He; H; N ₂ ; O
2000	~10 ⁻⁹	1300	2,1.10 ⁴	He; H; O
5000	~10 ⁻¹⁰	~10 ³	3,0.10 ³	H; He
10000	~10 ⁻¹¹	~10 ³	~10 ³	H; He
20000	~10 ⁻¹²	~10 ³	~10 ²	H; He

Голямото разреждане на средата обуславя и друга особеност на космическия вакуум, свързана с поглъщащото (изпомпващо) действие. Пример за неговото практическо използване е описан в [9], където експериментална камера на борда на космически апарат се вакуумира от космическата среда, като достигания вакуум в нея ($\sim 6,65 \cdot 10^{-3}$ Pa) е достатъчен за провеждане на някои физически изследвания на космическа орбита.

Изпомпващото действие на вакуума предизвиква отделяне на газ от поместените в него материали и обекти и образуване на газова „обвивка“ около космически апарат. На практика от повърхностите се извършва и сублимация, променяща тяхното състояние, включително и на специализираните покрития. Скоростта на сублимацията обикновено се определя експериментално в симулирани лабораторни условия, като се отчита съвместното действие на вакуума и на някои електромагнитни лъчения [4].

Космическият вакуум поставя и друг много съществен проблем, свързан непосредствено с изискванията за херметичност на космическите апарати, особено важни при пилотираните полети за гарантиране живота на космонавтите, или на други биологични обекти. Изследванията показват, че живите същества в условията на космическия вакуум загиват поради изпарение на клетъчното вещество [10, 11] и действието на космическата радиация [12]. Термовакuumните условия в Космоса необратимо увреждат живата клетка много по-бързо от радиационното въздействие, зависещо от дозата на облъчване [3].

Действието на космическия вакуум води до увеличаване и на адхезията, влошаване параметрите на триещите процеси в открития Космос. При триенето във вакуум отсъствуват традиционното смазване и конвекционното охлаждане. Температурата в зоната на контакта нараства, което стимулира пластичната деформация на материалите, адхезията, дифузията, деструкцията и десорбцията от взаимодействащите повърхности. Това води до тяхното изчистване, до зацепване-задиране в контакта и в някои случаи до блокиране на движението в триещия възел [5, 6, 7]. Тази тенденция е добре изразена при металите с кубична решетка, склонни към образуване на твърди разтвори и сплави [13].

Най-общо въздействията върху космическите апарати в условията на космическия вакуум се разделят на механични, топло- и електро-физични

Таблица 2

Физическо моделиране при	Налягане, Pa
Измерване на механичната здравина на херметизиращите елементи на космическите апарати при намаляване на налягането	$\sim 10^3$
Изключване на въздушното демфиране при вибрации	10^{-1}
Лъчисто топлоотдаване	$\leq 10^{-2}$
Диелектрични ефекти и разряди	$\leq 10^{-3}$
Изучаване конструктивната якост, вискозитета и други свойства на материалите, свързани с парния натиск	$\leq 10^{-4}$
Изучаване работата на йонните и плазмените двигатели	$\leq 10^{-5}$
Студена сварка на материалите	$\leq 10^{-5}$
Изучаване повърхностните свойства на материалите (адсорбция, взаимодействие „частици — твърдо тяло“, сухо триене и др.)	$< 10^{-5}$ до 10^{-12}

и повърхнинни (сублимация, адхезия, трибологични процеси и др.). Многообразието на физическите условия и на протичащите процеси налага диференциран подход при избора на условията и параметрите при лабораторното моделиране и изследване. Така например при топло- и електро-физичните взаимодействия критичен параметър е концентрацията на частиците в обема, докато при повърхнинните определящи са потоците частици от и към повърхността [1]. Основен критерий също е и степента на вакуума. Интервалът на работното налягане при експерименталното възпроизвеждане на някои физически явления във вакуум е различен и е посочен в табл. 2 [1].

Понятията „лабораторно моделиране“ и „стимулиране“ трябва да се разграничават. При лабораторното моделиране параметрите и условията се определят и регулират от експериментатора и могат в известна степен да се различават от реалната среда, докато симулираните параметри са предопределени и възпроизвеждат реалните условия. Лабораторното моделиране дава възможност за прогнозиране поведението на обекта при различни условия на космическия полет, при диференциран подход, свързан със спецификата на изследвания процес или материал.

Не трябва да се забравя, че влиянието на космическия вакуум върху космическите апарати е свързано с цял комплекс от въздействия на различни фактори — електромагнитни лъчения с изключително широк енергиен диапазон, потоци заредени частици, метеорити, микрогравитация, топлинно влияние и др. В този смисъл космическата среда е уникална и нейното комплексно възпроизвеждане в земни условия е нереализуемо. Независимо от това обаче лабораторното моделиране във вакуум при определени условия е осъществимо и целесъобразно, както за изучаване на отделни процеси и ефекти, така и за създаване на научно обосновани прогнози.

Считам за свой приятен дълг да изкажа благодарност на Марк Давидович Нусинов за ценната информация и полезната дискусия по засегнатите пакратко проблеми, на които той посвети много години от творческия си живот на учен изследовател. Идеята за написване на статията дължа на него.

Литература

1. Нусинов, М. Д. Космический вакуум. Сер. Космонавтика и астрономия, № 6. М., Знание, 1986.
2. Аллен, К. У. Астрофизические величины. М., Мир, 1977.
3. Нусинов, М. Д. Воздействие и моделирование космического вакуума. М., Машиностроение, 1982.
4. Козлов, Л. В., М. Д. Нусинов, А. И. Акишин и др. Моделирование тепловых режимов космического аппарата и окружающей среды. М., Машиностроение, 1971.
5. Сидин, А. А. Трение в космическом вакууме. — Трение и износ, 1, 1980, № 1, с. 168.
6. Симеонова, Ю., Н. Гиздова, А. Шопов, Д. Йорданов, Т. Назърски. Особенности при използване на алуминиева сплав като елемент от трибодвойка за работа във вакуум. — В: Сборник докл. Нац. семинар „ТРИБОЛОГИЯ-90“, т. 1, 1990, С., с. 130.
7. Кандева, М., Ю. Симеонова, Н. Манолов, В. Пътов. Особенности на трибологичните процеси в Космоса. — Аерокосмически изследвания в България, 1992, № 8, с. 33.
8. International Reference Atmosphere-COSPAR, Berlin, Academic Verlag, 1972, p. 450.
9. Hobson, J. P. Methods of improving vacuum in Space. — Journ. Vac. Sci. and Technol., 14, 1977, No 6, p. 1279.
10. Grueschla, E. E., R. H. Suess, M. Willard. The viability of microorganisms in ultrahigh vacuum. — Planet. Space Sci., 80, 1961, No 1, p. 30.
11. Microorganisms die in Space test show. — Aviat. Week and Space Technol., 75, 1961, No 17, p. 99.
12. Horneck, G. Survival of microorganisms in Space. Abstr. Pap. XXIII Plenary COSPAR Meeting, Budapest, 1980, p. 480.
13. Redhead, P. A., J. P. Hobson, E. V. Cornelson. The physical basis of ultrahigh vacuum. N. Y., Barnes and Noble, Inc., 1968, p. 485.

Постъпила на 27. V. 1991 г.

Some influences of space vacuum on space equipment

Yulika Simeonova

(Summary)

The influence of space vacuum on space equipment has been considered that is related with gas absorption and emission, geometry disturbance, adhesion increase, influence on live cells. The general principles of laboratory modelling and simulation of vacuum as a working environment for the study of particular processes of space experiments in earth conditions have been stated.

Датчик за измерване на структурни плазмени параметри

Стефан Чапкънов

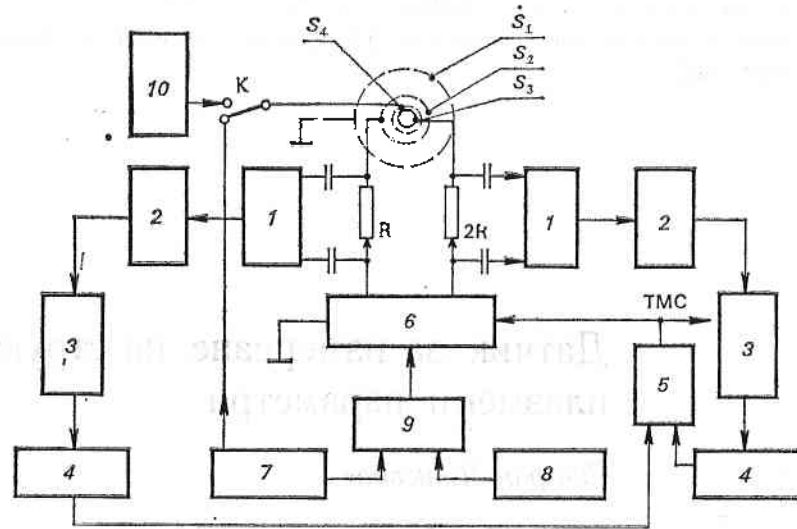
Институт за космически изследвания, БАН

За пръв път в космическата практика на борда на спътника „Интеркосмос България-1300“, изстрелян през 1981 г., е приложен четириелектроден сферичен йонен уловител [1] за измерване на концентрацията на йонната компонента на космическата плазма. Датчикът представлява метален сферичен колектор, около който концентрично са разположени антифотоелектронна решетка, анализираща решетка и външна метална решетка — обвивка под „плаващ“ потенциал. Външната решетка и анализиращата решетка имат коефициент на пропускане над 0,5, докато антифотоелектронната — над 0,9.

В настоящата статия се третира проблемът за използване на описания датчик за провеждане последователно във времето и на друг вид измерване на структурните плазмени параметри.

Съществува директен метод за определяне на електронната температура [2, 3], при който за датчици се използват две отделни сонди на Ленгмюир, като непрекъснато се следи разликата между приложените напрежения — суперпозиция на линейно изменящ се и малък по амплитуда синусоидален сигнал — да е постоянна. Прави впечатление, че макар и отработен като идея, въпросният метод за измерване на електронната температура след 70-те години не се прилага в космическата практика. Това навежда на мисълта за значителни технологични затруднения при изработката и калибрирането на съответния прибор, които обезсмислят прилагането на метода. Друго възможно затруднение в случая с необходимостта от периодично превключване по време на полет на двете сонди: разменяне на местата им на включване поради монтажни и топологични (измерване в различни точки на пространството) разлики в отделните електрически вериги.

По време на споменатия космически експеримент беше направен опит да се приложи методът за директно измерване на електронната температура. Измервателният трансформатор, който е технологично най-неудобният конструктивен възел, беше заменен с резисторна верига [4]. Същевременно поради неизвестното поведение на потенциала на обекта (като носител на измервателната апаратура за пръв път беше използван спътник тип „Метеор“) във въпросния прибор беше предвидена възможност за стъпаловидно



Фиг. 1

компенсиране на потенциални разлики до $+24\text{ V}$. Крайният резултат беше негативен: непрекъснато се оказваше включено стъпалото с най-висока компенсираща стойност на напрежението. Това превърна приборът в генератор на смуцаващи електромагнитни сигнали за останалите сондови измерители на борда на спътника и наложи изключването му за целия активен период на съществуване на обекта.

Предлага се четириелектродният сферичен йонен уловител да се използва и в режим на директен измерител на електронната температура. Това е показано на фиг. 1, на която сферичният метален колектор с повърхност S_3 е еднакъв по площ със събиращата повърхност S_2 на решетката, използвана при йонните измервания за анализираща. Така колекторът и решетка S_2 играят ролята на двойна електронна сонда. Между тях е разположена антифотоелектронната решетка S_4 , която в режим на измерване на електронната температура е свързана с генератора на линейно изменящо се напрежение. Означенията на фиг. 1 са, както следва: 7 — генератор на линейно изменящо се напрежение; 8 — генератор на синусоидално напрежение; 9 — суматор; 6 — съпротивителна верига; 1 — диференциален усилвател на променлив ток; 2 — лентов филтър; 3 — амплитуден детектор; 4 — филтър на ниска честота; 5 — диференциален усилвател на постоянен ток; 10 — генератор на постоянно напрежение за антифотоелектронната решетка в режим на измерване на йонната плазмена компонента.

Действието на схемата е следното. Сондовите токове, които протичат през резисторите, се обуславят от приложеното сумарно напрежение от изхода на генератора на тригонообразно напрежение 7 и синусоидалния генератор 8 (честота 6 kHz и амплитуда 20 mV) през суматора 9. Получените върху резисторите сигнали се подават към две идентични вериги, включващи съответно диференциалния усилвател на променлив ток 1, лентов филтър 2, амплитуден детектор 3 и филтър на ниска честота 4. Изходните сигнали от 4 постъпват към диференциален усилвател на постоянен ток 5 и пасивен делител 6. Прилагането на схемата от фиг. 1 всъщност се основава на обстоятелството, че при смесване на линейно изменящо се напрежение със синусои-

дален сигнал с малка амплитуда, резултатните сондови токове при разлагане в ред на Фурне, съдържат съгласно Тейлор първа хармонична, даваща информация за стойността на първата производна на тока.

Самият принцип на измерване е следният. Електронният ток, протичащ през метална сонда, потопена в плазмата и заредена до потенциала $\bar{\psi}$, се изразява с:

$$I_0 = \frac{1}{4} A n e \bar{v},$$

където A е площ на сондата (събиращата повърхност), n — електронна плътност, \bar{v} — средна скорост на електроните, e — заряд на електрона. Ако потенциалът на сондата е отрицателен по отношение на плазмения, до електрода достигат само електрони с енергия, достатъчна за преодоляване на спиращата потенциална разлика. Токът в случая е

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right),$$

където V е потенциал на сондата, k — константа на Болцман, T — електронна температура.

При положителен потенциал на сондата волт-амперната характеристика (ВАХ) вече не е експоненциална, а зависи от геометрията на датчика. При прилагане на развиващо напрежение към сондата през нея протича ток, който в спиращата област определя експоненциална ВАХ. Когато две сонди се намират под различни потенциали V_1 и V_2 в спиращата област, от горните зависимости следва, че

$$\left(\frac{dI_1}{dI_2}\right)_{dV} = \exp\left[-\frac{e(V_1 - V_2)}{kT}\right].$$

Ако отношението на диференциалите на токовете се поддържа постоянно и равно на 2, електронната температура при известна разлика $V_1 - V_2$ между напреженията е

$$T = \frac{e(V_1 - V_2)}{k \ln 2} = 1,67 \cdot 10^4 \Delta V \text{ [K]},$$

където $V_1 - V_2 = \Delta V$ във волтове.

Изискването за система, в която отношението на диференциалите на токовете през сондите се поддържа постоянно, се удовлетворява чрез изменението на V между сондите до получаване на отношение 2 между диференциалите. Самото отношение 2 е регламентирано от използване на резисторите R_1 и R_2 , които се различават 2 пъти по стойност.

Описаната схема може да се приложи лесно и в режим на измерване на йонната плазмена компонента при използване на датчика в традиционния му режим на четириелектроден сферичен йонен уловител, елиминиране на клоната от сервосистемата от фиг. 1, свързан с анализиращата решетка и телеметриране на изходното напрежение от сондовия колектор. При това по-голяма част от електронните блокове могат да се използват без изменение. Така при посоченото апаратурно диференциране първата производна на сондовия ток дава директна информация за йонната концентрация.

Литература

1. Чапкѝнов, С. К., Ц. П. Дачев, Т. Н. Иванова. Авт. свид. № 29531, 1980.
2. Wilson, J. W. G., G. Garside. — Planet and Space Sci., 16, 1968, 257-272.
3. Tyler, A. F. — Radio and Electron. Eng. 42, 1972; № 7, 17-23.
4. Марков, В., В. Генев, С. Чапкѝнов, И. Иванов. Авт. свид. 39955, 1981.

Постѝпила на 3. XI. 1993 г.

Sensor for measurement of structural plasma parameters

Stephan Chapkunov

(Summary)

A new possibility of application of a four electrode spherical ion trap is described here, i. e. as a double electron probe for direct measurement of electron temperature. Usually this probe is used for ion component density meter in space plasma measurements. These new in type measurements may be performed sequentially in time under the simple reswitching of the sensor electrodes. During the realization of the experiment no particular sophistication of the measuring electronic is required since the majority of the functional blocks perform equal functions both in positive ion density measurements and in direct electron temperature measurements.

A zone GPS/GLONASS monitoring network of the integrity and navigation signals quality

Angel Christov, Orlin Tsvetkov

Space Research Institute, Bulgarian Academy of Sciences

In paper the state and the prospects for satellite navigation systems (SNS) GPS/GLONASS in Bulgaria are presented. Following ICAO, sever requirements were imposed on the integrity and accuracy characteristics of air positioning, in the last flight stages. The potentialities for control stations siting in zones of higher accuracy and integrity requirements of civil users is discussed. Such station will provide continuous integrity and quality monitoring of navigation signals and function as NAVSAT pseudosatellite.

The results obtained from simulations prove the advantages of the proposed approach.

1. SNS use in Bulgaria — state and prospects

Navigation is one of pioneer fields of utilization of the first satellite, launched on October 4th, 1957. The experimental results served as basis of the TRANZIT and TZICADA navigation systems, proving the advantages of such systems for more than 20 years. Now we are on the threshold of configuration completion of the so-called second generation space navigation systems — GPS NAVSTAR and GLONASS, having the potentials to meet the demands for positioning of wide area of users. However, they are designed and developed for military purposes.

In Bulgaria, SNS use was limited — mainly for marine navigation. The reasons are as follows:

- lack of information among potential users;
- no guarantees for civil users because the systems are owned by USA and RUSSIA respectively, and are under military control;
- comparatively high costs of users' equipment;

However, the economic stabilization processes and the transport infrastructure development in Bulgaria are expected to rise the interest towards SNS services. Besides, due to the geographic situation and the growing trans-

portation traffic, development of the ground-based support for local (regional) system accuracy and reliability is imposed.

The space navigation and communications division at the Space Research Institute is investigating into the potential SNS differential mode use in marine, land and air transport, as well as research experiments for high-accuracy positioning in the fields of geodesy and surveying.

2. Disadvantages of GPS and GLONASS

The major GPS/GLONASS disadvantages concerning civil use incorporates technical, economic and political elements, namely:

1) air and marine users demands for accuracy and integrity are not satisfied for certain flight and ship navigation phases;

2) both systems design and first stage took place in the cold war period as military support systems and as such their acceptance as international navigation systems is difficult. The geopolitical changes impose gradual internationalization on the systems and probably the control functions should be executed by international body, like INMARSAT. Thus, necessary guarantees will be provided for their future civil utilization and maintenance costs recovery;

3) another SNS disadvantage is the contradiction between their global character, the high accuracy requirements of civil users and national security restrictions. For example, in military conflict regions, the system deactivation is impossible without disturbing the system functioning in other parts of the earth. Thus, the future discussion and legalization of the following is needed:

— limits should be imposed on maximum autonomous positioning accuracy of objects on the territory, air-space and territorial waters of sovereign countries via global satellite navigation systems;

— zones requiring higher accuracy positioning should be controlled and defined by state authorities;

3. System integrity and navigation signal quality

3.1. Integrity

Integrity is the capability of in — time warnings emission during periods of reduced navigation system positioning accuracy. Criterion for integrity is the time, necessary to warn the user, while criterion for decision-making whether system failure is present is the real position accuracy. The civil aviation imposes certain requirements for navigation support precision and integrity, depending on the flight phases, see Table 1 [1].

The satellite navigation message contains information bits about health status, but they may be erroneous for 15 minutes to several hours, to rectify. There are three alternatives for resolve the above mentioned problem:

1) Autonomous integrity control in the navigation receiver. Then at least 6 satellites in good geometric configuration are required for detection and elimination of satellite malfunctions, and if it is used a GPS/GLONASS receiver, configuration complexity is enhanced, while response time is reduced.

Table 1
The FAA navigation system accuracy and integrity requirements

Operational phase	Accuracy (2 drms)			Integrity Time to alarm
	Min. alt.	Lateral	Vertical	
En route / terminal Approach landing:	152 m	7,4 km	500 m	60 s / 30 s
Non-precision	76,2 m	3,7 km	100 m	10 s
Precision I	30,5 m	9,1 m	3 m	6 s
Precision II	15,2 m	4,6 m	1,4 m	1 s
Precision III	0 m	4,1 m	0,5 m	1 s

2) Wideband GPS/GLONASS Integrity Chanel (WB GIC) [2], using 4 geostationary satellites. In this case, messages for satellite elimination may be transmitted due to higher accuracy requirements for the landing approach. However, the same satellite may fulfil the requirements for en rout or terminal flights (false alarm). Besides, it is possible to use a satellite in non-precision approach, which signals, due to local, atmospheric or other jamming is disturbed, but WB GIC does not transmit alarm signal (missed detection).

3) Selective approach for integrity support. Definite flight phases, like ocean and domestic routes and terminal area, are WB GIC supported, while the precision and non precision approach are ground supported simultaneously with differential SNS mode. Ground support may be executed by wide-area differential GPS /GLONASS (WDSNS) [3] with integrity control and zonal differential GPS/GLONASS (ZDSNS) with integrity control. WDSNS advantage is that the ground differential station number is limited, however the vertical accuracy requirement for precision approach CAT I are not satisfied. Also, it has no capabilities for positioning accuracy control by state authorities over domestic territories. That's why ZDSNS using is most appropriate, where a receiver with pseudorange corrections in integrated dopler aiding mode is sufficient for CAT I precision approach [1], while the phase ambiguity problem solution in real-time will ensure a precision CAT II and CAT III approach. In Bulgaria, ZDSNS may be realised via two control stations (Fig. 1), sited in the eastern and western regions in the whereabouts of main international airports.

3.2. Quality

Navigation signal quality characterizes the potential positioning accuracy and is determined by the factors influencing the navigation measurement process. Thus, its control is connected with the systems integrity as a whole. The position coordinates for a given user are obtained by pseudorange measurements to 4 satellites and solving the basic navigation equation, whose linerized form is (1):

$$(1) \quad Z = HX + v,$$

where Z — measurement vector; X — state vector of the position coordinates and user clock offset; v — measurement noise; H — measurement matrix.

Or the position accuracy depends on the measurement errors and satellite geometry. The measure of the sensitivity to error inherent in navigation solution

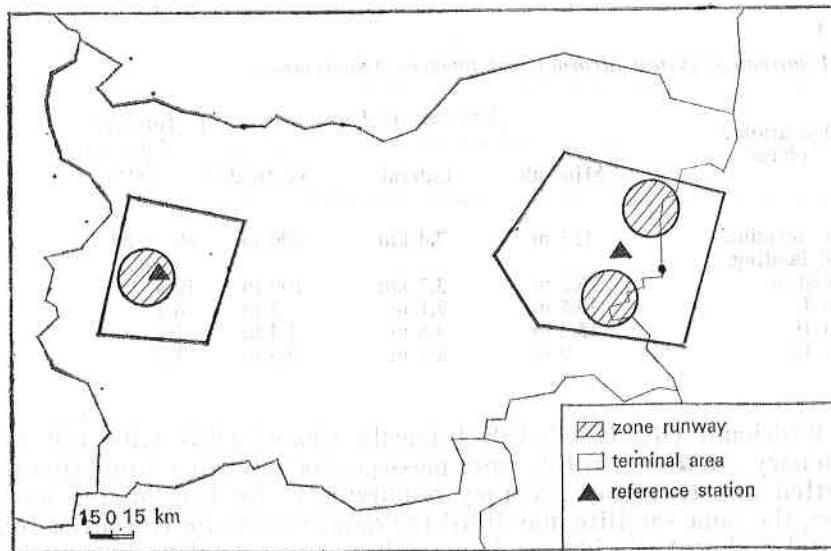


Fig. 1. A zone DSNS

Table 2
Pseudo-range errors with and without differential corrections

Source of error	Bias errors wo/DGPS (Meters)	Random errors wo/DGPS (1σ , Meters)	Bias errors w/DGPS (Meters)	Random errors w/DGPS (1σ , Meters)
Space segment and SA error				
Ephemeris data	4,0	0,0	2×10^{-8}	0,0
Satellite clock	1,5	0,7	0,0	0,7
Selective availability	30,0	0,0	$1,22 \times 10^{-7}$	0,0
Communication link errors				
Ionosphere	4,0	0,0	2×10^{-8}	0,0
Troposphere	0,5	0,5	0,5	0,5
Multipath	0,0	1,0	0,0	1,0

δ is the user — reference station separation (in meters);
 τ is the age of correction (in seconds)

is determined by the term geometrical dilution of precision — GDOP

$$(2) \text{ GDOP} = \sqrt{[\text{Tr} (\mathbf{H}^T \mathbf{H})^{-1}]}$$

The major error sources, systematic and random, summarized in Table 2, are due to:

- errors associated with space segment, as ephemeris data, satellite clock and selective availability S/A;
- errors associated with propagation of the signals in ionosphere, troposphere and multipath.

Real-time quality control should be realized by permanent estimation and identification of the errors introduced by various sources.

4. Performance of zone differential SNS with integrity monitoring

The best estimate of position accuracy is the aposterior error covariance in navigation solution

$$(3) \mathbf{P}_1 = [\mathbf{H}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{H} + \mathbf{P}^{-1}]^{-1},$$

where \mathbf{P}_1 is apriory error covariance.

It is clear, that \mathbf{P} depends on satellite geometry and error covariance in navigation measurements. Hence, integrity monitoring will be based on geometry and navigation measurements accuracy assessment.

Goal of the simulated operations with primary 21 satellite GPS constellation was investigation of the influence of user, satellites and control station geometry on user position accuracy in controled zone. The results show, that:

1) The position dilution of precision variation PDOP in the airport zone towards PDOP in the control point will influence insignificantly the objects positioning accuracy (Fig. 2).

2) The performance of differential mode by pseudolite will increase possible combination for measurement with $\text{PDOP} < 6$, and if GLONASS and INMARSAT-3 come into line, that increasing will be considerably (Fig. 3).

3) Considerably improving of vertical dilution of precision VDOP by using of a pseudolit (Fig. 4).

The navigation signals quality monitoring is performed (Fig. 5) by continuous assessment of the pseudorange and delpseudorange measurements in the receiver (all in view with appropriate "mask" angle) on the basis of local atmospheric and satellite motion modell. Besides, in the error analysis block are determined offsets between local reference time and GPS/GLONASS system time and the corrections concerning the differencies between GPS and GLONASS. Then in the decision -- making block, the most suitable satelli-

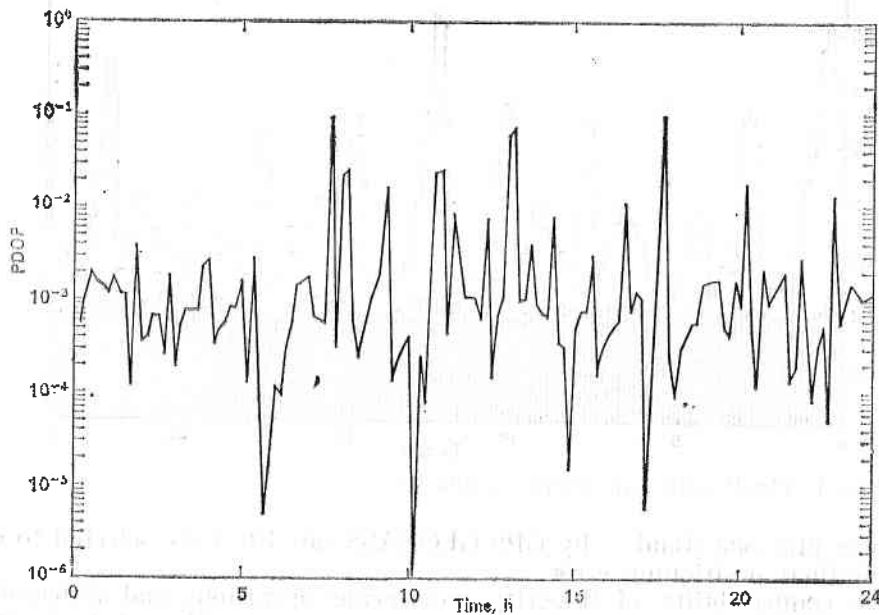


Fig. 2. PDOP versus time

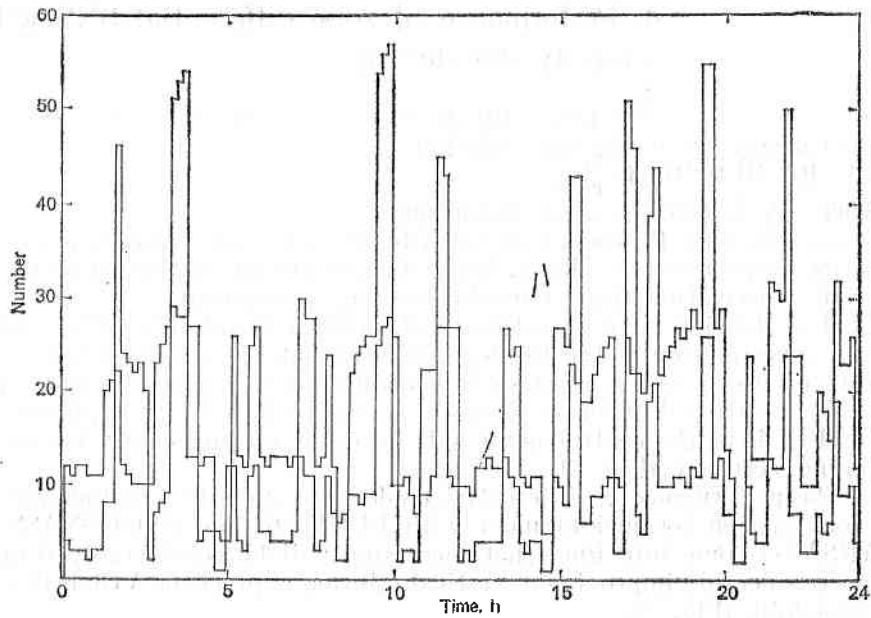


Fig. 3. Possible combinations for measurements with PDOP < 6 with and without pseudolite

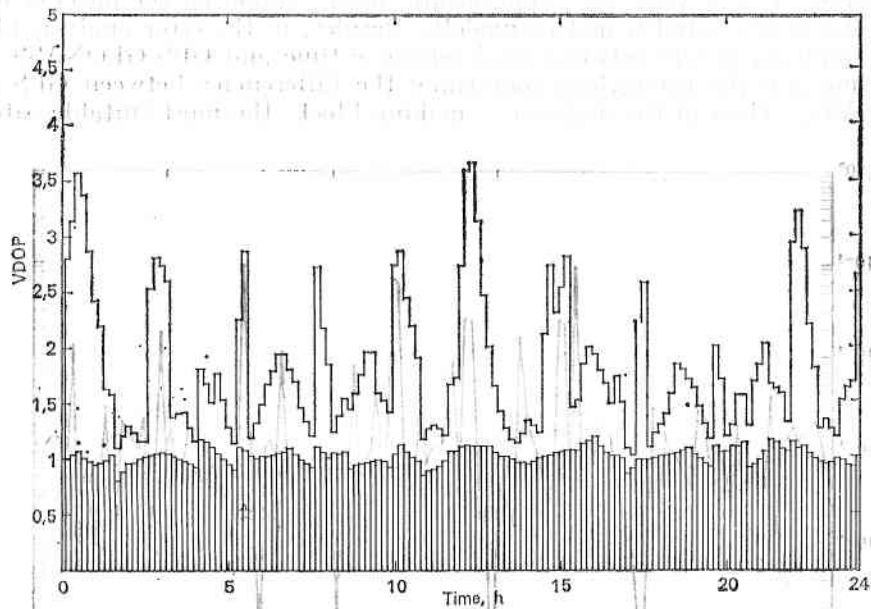


Fig. 4. VDOP with and without pseudolite

tes (three plus one stand — by GPS/GLONASS satellites) are selected to obtain minimal positioning error.

The compatibility of integrity monitoring operations and differential mode via NAVSAT pseudolite requires alarm message different from "use — don't use", as that will be in WB GIC. Navigation data should include following:

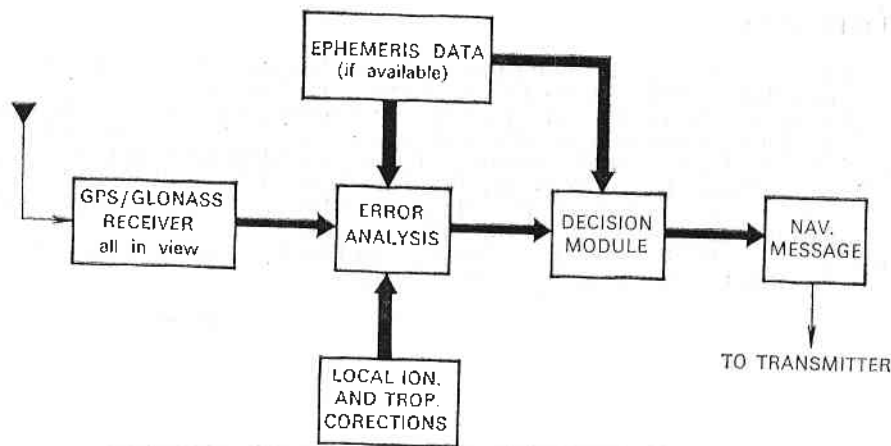


Fig. 5. Performance of DGPS with integrity monitoring

— the four GPS/GLONASS satellite number with their pseudorange corrections;

— orbital data version for those satellites, i. e. issue of data ephemeris (IODE);

— control station coordinates;

— time corrections to GPS and GLONASS system time, respectively;

— warning, if positioning with required accuracy is impossible;

The computation procedure is simpler for combined GPS/GLONASS receiver, if the navigation message contain also:

— clock offset between GPS and GLONASS system time;

— correction data for World Geodetic system (WGS 84) and Soviet Geocentric Coordinate System (SGS 85) local difference.

It has been suggested that the GPS receivers already have capability to demodulate data at any rate submultiple of the C/A code epoch (and that will enable to increase the advantages in the using NAVSAT pseudolite.

5. Conclusion

The accuracy and integrity requirements of avio users imposed the idea for zonal integrity monitoring of SNS like GPS and GLONASS simultaneous with differential mode realization via a NAVSAT pseudolite. The future solution of GPS/GLONASS institutional and international problems, or the NAVSAT concept realization [5], will provide for an independent civil aviation satellite navigation system. Such system with NAVSAT pseudolites, operating in universal coordinate system and utilizing also electronic aeronautical maps and satellite communications will be set an entirely new basis for flight support operations in all flight phases.

References

1. Parkinson, B. W., K. T. Fitzgibbon. Aircraft Automatic Landing Systems Using GPS. — *Journal of Navigation*, 42, 1989, i 1, p. 47.
2. Nagle, J. R., G. V. Kinal. Geostationary repeaters: a low cost way to enhance civil user performance of GPS and GLONASS. — *IEEE PLANS*, 1990, p. 9.
3. Graf, R., R. Loh. Analysis of stand-alone differential GPS for precision approach. — In: *Proceedings of NAV 91*, Royal Institute of Navigation, 1991.
4. Van Dierendonck, A. J. The role of pseudolites in the implementation of differential GPS. — *IEEE PLANS*, 1990, p. 370.
5. Rosetti, C., B. Forssel. NAVSAT — An Update. — In: *Proceedings of NAV 91*, Royal Institute of Navigation, 1991.

Received 15. XI. 1993

Регионален контрол на интегритета и качеството на сигналите от космическите навигационни системи GPS/GLONASS

Анел Христов, Орлин Цветков

(Резюме)

В статията са анализирани основните методи за разрешаване на проблемите, свързани с интегритета и точността на спътниковите навигационни системи (СНС) — GPS — NAVSTAR и GLONASS и е изложена структурата на схема за зонален мониторинг на интегритета и качеството на навигационните сигнали в комбинация с реализиране на диференциален режим на работа.

Изхождайки от препоръките на Международната организация за гражданска авиация (ICAO) и Международната морска организация (IMO), поставящи твърде високи изисквания по отношение интегритета и точностните характеристики на позициониране на самолетите в завършващите фази на полета и на корабоводенето при навлизане в пристанища и във води с ограничена свобода на маневриране, то е удачно в зоните, свързани с подобни изисквания да бъдат изградени контролни станции. Такива станции (псевдосателити) непрекъснато ще контролират интегритета и качеството на навигационните сигнали и ще изпълняват някои от функциите на спътниците INMARSAT-3, като:

— излъчване на навигационен сигнал;

— предаване на данни за интегритета на GPS и GLONASS.

Освен това локалните станции ще осигуряват диференциални корекции за постигане на точностните изисквания на потребителите в обслужваната зона.

Определяне на някои аеродинамични характеристики на парашутна система по метода на дискретните вихри

Георги Иванов, Борис Бонев

Институт за космически изследвания, БАН

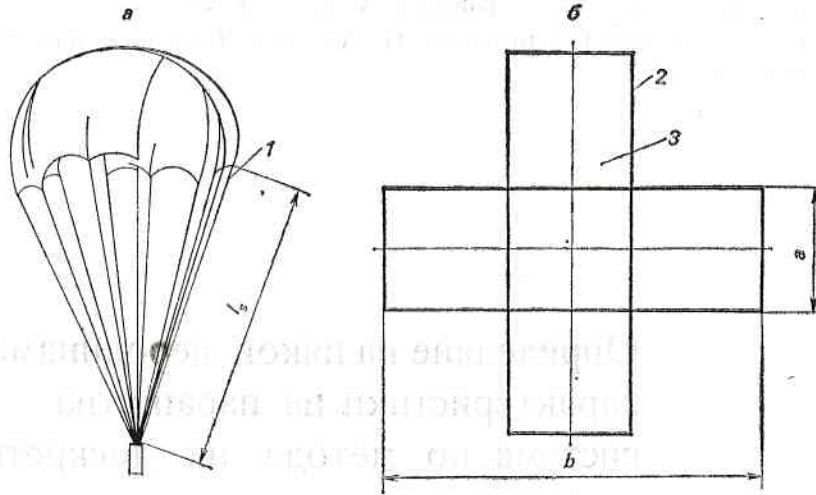
Меките спирални системи (парашути) с различна разкройна геометрия намират широко приложение в авиационната и космическата техника. Тяхната особеност се състои в това, че те представляват лошо обтекаеми повърхности (пропицаеми и непропицаеми), за които се реализира обтичане с откъсване на потока.

Въпросите на взаимодействие на парашутната система с потока се свеждат до изследване на проблемите на аероеластичността, основана на апарата на нелинейната аеродинамика. На авторите не са известни решенията на указаната задача.

В основата на построяването на модела на обтичане с откъсване на потока са положени предположението за идеална несвиваема течност и методът на дискретните вихри [2]. Разгледан е неосисметричен парашут, в частност купол с кръстообразна разкройна геометрия. Нека приемем, че след завършване на процеса на разтваряне на кръстообразния парашут куполът му е придобил някаква изходна пространствена форма.

Формата на напълнения кръстообразен парашут е изобразена на фиг. 1а, а съответстващата ѝ разкройна геометрия е изобразена на фиг. 1б (1 — въже, 2 — лента периферийна и каркасна, 3 — тъкан). Разкройната форма на купола на парашута се формира по следния начин. Отначало се изрязват от тъканта основи, от които след съшиване се получава платнището на купола на парашута. На определени места се пришива каркасна лента и периферийна лента. След това към долния ръб на купола към периферийната лента се закрепват въжетата, техните свободни краища се събират в един или няколко коуша. Означаваме чрез l_s — дължината на въжето, b — размаха на парашута, a — ширината на лопатката.

Безразмерните кинематични параметри, характеризиращи неустановеното движение на парашута като твърдо тяло, са функции на времето t



Фиг. 1

$$(1) \quad q_1 = \alpha(\tau), \quad q_2 = \beta(\tau), \quad q_3 = \omega_x(\tau) = \frac{\Omega_x b}{u_0},$$

$$q_4 = \omega_z(\tau) = -\frac{\Omega_z b}{u_0}, \quad q_5 = \delta(\tau), \quad \tau = \frac{u_0 t}{b}.$$

където δ е параметър на деформация; τ — безразмерно време; b — характерен линейен размер.

Извън парашута трябва да се изпълнява законът за съхранение на масата на газа, т. е. в сила е уравнението за непрекъснатост. Предполагайки, че всички безразмерни кинетични параметри са малки в сравнение с единица, смятаме, че съществува потенциал на скоростите, смутени от парашута, така че

$$(2) \quad W_x = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}; \quad W_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial y}; \quad W_z = -\frac{\partial \Phi}{\partial z}.$$

При решаване на задачата в несвиваема среда и при дозвукви скорости на потока ($0 \leq M < 1$) е целесъобразно да не се търси непосредствено потенциалът на смутените скорости, а парашутът и вихровата следа да се заменят с газодинамични особености, например вихри. За определянето на аеродинамичните натоварвания е достатъчно да се замени парашутът с вихрова повърхница, разположена на базовата плоскост и да се намери напрежението на циркулацията. Аеродинамичните характеристики на парашута се определят непосредствено от намрепеното разпределение на напрежението на вихровия слой на базовата плоскост по теоремата на Жуковски.

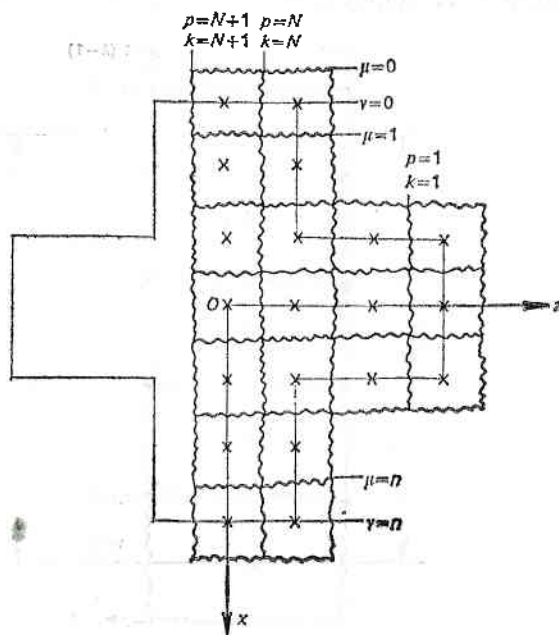
При нестационарно обгичане се прави допускание, че от ръбовете на парашута сходят на повърхностите на тангенциален разрив — вихрови пелени, движещи се след това заедно с потока, е непрекъснат. Вследствие на образуването и уноса на свободните вихри в съответствие с теоремата за постоянство във времето на циркулацията по затворен контур протича изменение на интензивността на присъединените вихри. В този случай на носещата повърхност едновременно се намират присъединени и свободни вихри, които заменят сумарната вихрова пелена.

В нелинейната теория, когато се разглежда обтичане при краен ъгъл на атака, следата извън „обекта“ не лежи в неговата плоскост, смутената скорост W_2 в плоскостта на „обекта“ е различна от нула, а надлъжните вихри, съгласно с теоремата на Жуковски, създават аеродинамични натоварвания. Затова както напречните, така и надлъжните вихри се наричат присъединени.

Математическата постановка съдържа уравнението за непрекъснатост във формата на уравнението на Лаплас, граничните условия на обтекаемата повърхност, условията на вихровата пелена и безкрайната отдалеченост от разглеждания обект и неговата следа, условието на Чаплигин — Жуковски, началните условия. Формирането на вихровата следа във времето се описва от диференциални уравнения на движението на свободните вихри в идеална среда. Тъй като средата е идеална, то интензивността на вихрите не се изменя, а се менят само тяхното положение в пространството. Както в стационарния, така и в нестационарния случай на обтичане на парашути, задачите са нелинейни и се свеждат до определяне циркулацията на вихрите, формата и положението на следата.

Общите подходи на схематизация на теченията с откъсване на потока в идеална несвиваема среда са изложени в [2], те са реализирани на модели на тънки здрави носещи повърхности. Тук тези подходи са разпространени на силно деформируеми повърхности, на ръбовете, където се наблюдава откъсване на потока, се изпълнява хипотезата на Чаплигин — Жуковски. Вихровата следа се построява в процеса на решение на задачата чрез метода на дискретните вихри.

Приемаме, че парашутът се движи под ъгъл на атака $\alpha = 90^\circ$, без плъзгане в идеална несвиваема среда. При движението на парашута в напълнено състояние се реализира откъсване на потока от всичките дванадесет ръба. Тъканта на купола се счита за непроницаема и неразтеглива.



Фиг. 2

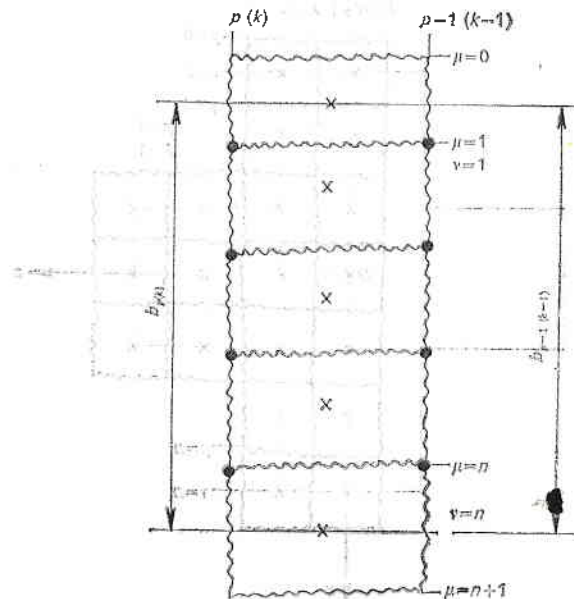
Разглеждаме купола на парашута в хоризонтална проекция (фиг. 2). Свързваме с него правоъгълна координатна система $Oxyz$, помествайки началото ѝ в центъра на купола на парашута (в разкройна геометрия). Повърхността на купола разсичаме на части чрез прави, успоредни на оста Ox и минаващи през ъгловите точки. След това всяка част разделяме на ленти с равна ширина (целесъобразно е куполът да се дели така, че всички ленти да имат приблизително еднаква ширина). След това през средите на лентите прекарваме линии, успоредни на оста Ox , и ги обозначаваме чрез k (или p). Номерацията водим от дясно на ляво ($k=1, p=1$). На сечението преди централното присвояваме номер N , а на централното — $N+1$. След това разбиваме купола на ленти чрез прави v , успоредни на оста Oz . Получаваме n ленти с ширина b/n . От пресичането на линиите $k(p)$ и v повърхността на купола се оказва разделена на пространствени четириъгълници.

При избора на положението на дискретните вихри и разчетните точки ще използваме принципите, обосновани в линейната теория [1, 4]. Разглеждаме лента, лежаща между $p-1$ и p сечения. Относителната координата на „предния“ ръб в сечението p означаваме ξ_{0p} , а на „задния“ — ξ_{1p} . Относителната хорда на сечението ще бъде:

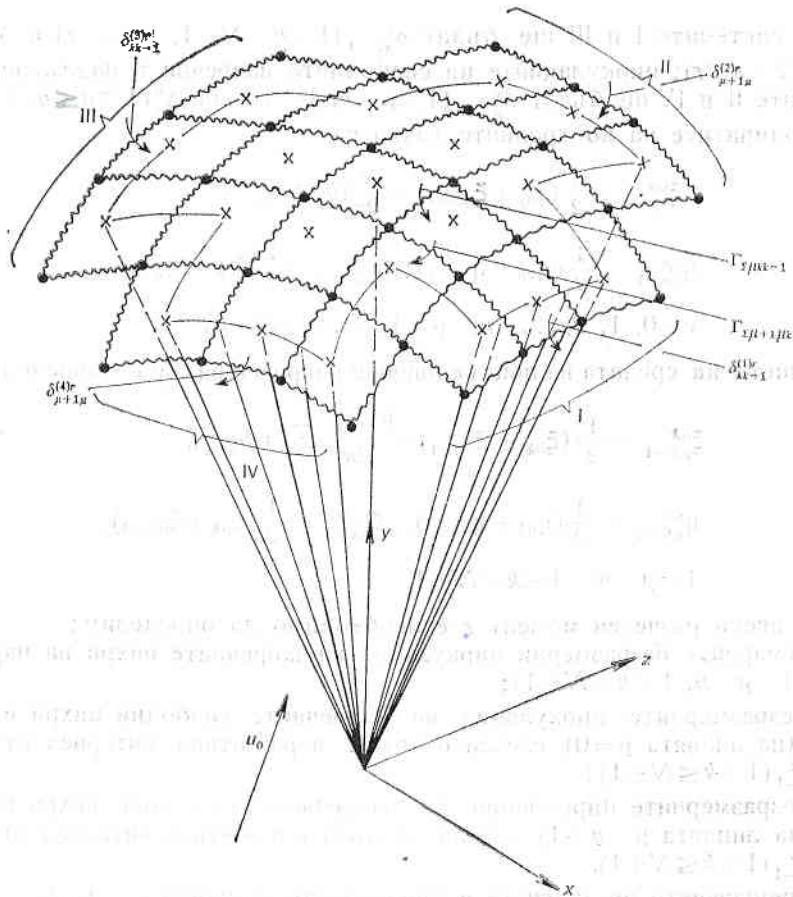
$$(3) \quad \bar{b}_p = \frac{b_p}{b} = \xi_{1p} - \xi_{0p}$$

Считайки формата на носещата повърхнина известна и зададена чрез координатите на ъгловите точки (на „предния“ и „задния“ ръб), определяме координатите на характерните точки и вихровата схема. На всеки участък на разстояние $b_p/(2n)$ от неговия „преден“ ръб поместваме напречен вихър, а на края на участъка — контролна точка (фиг. 3). Надлъжните вихри се поместват на краищата на разчетните ленти.

Въвеждаме единна система от означения за характерните точки на купола на парашута и за циркуляцията на вихровите отрязъци в разчетния



Фиг. 3



Фиг. 4

момент от време r (фиг. 4). Напречните вихрови шнурове ще характеризираме чрез номерата μ (започвайки от горе на долу). На купола $1 \leq \mu \leq n$ и в системите I ($n+1 \leq \mu \leq n+r$) и III ($1-r \leq \mu \leq 0$).

Координатите на краищата на вихровите отрязъци са $\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \zeta_{\mu k}$ ($1-r \leq \mu \leq n+r; 1-r \leq k \leq N+1$), а координатите на контролните точки ще са $\xi_{\nu p}^{vp}, \eta_{\nu p}^{vp}, \zeta_{\nu p}^{vp}$ ($0 \leq \nu \leq n, 1 \leq p \leq N+1$). При изчисляване на аеродинамичните натоварвания е необходимо да знаем скоростта на средите на напречните и надлъжните отрязъци на купола на парашута. Техните координати означаваме съответно:

$$\xi_{\mu k}^{\mu k-1}, \eta_{\mu k}^{\mu k-1}, \zeta_{\mu k}^{\mu k-1} (1 \leq \mu \leq n; 1 \leq k \leq N+1),$$

$$\xi_{\mu k}^{\mu+1 k}, \eta_{\mu k}^{\mu+1 k}, \zeta_{\mu k}^{\mu+1 k} (1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N).$$

Ще използваме и аналогична система от означения за циркуляциите. Допълнително въвеждаме индекс s или r , характеризиращ момента от време, в който са възникнали или се разглеждат тези циркулации. Циркуляциите на сумарните напречни и надлъжни вихри ще означим $\Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N+1$) и $\Gamma_{\Sigma \mu+1 \mu k}^r$ ($1 \leq \mu \leq n, 1 \leq k \leq N$), циркуляциите на свободните

вихри в системите I и III ще бъдат δ_{kk-1}^s ($1 \leq k \leq N+1$, $1 \leq s \leq r$) и Δ_k^s ($1 \leq k \leq N+1$, $2 \leq s \leq r$); циркуляциите на свободните напречни и надлъжни вихри в системите II и IV ще бъдат $\delta_{\mu+1\mu}^s$ ($1 \leq \mu \leq n$, $1 \leq s \leq r$) и Δ_μ^s ($1 \leq \mu \leq n$, $2 \leq s \leq r$)

Координатите на контролните точки са

$$\begin{aligned} \xi_{vp-1}^{vp} &= \frac{1}{2} (\xi_{0p} + \xi_{0p-1}) + \frac{v}{2n} (\bar{b}_p + \bar{b}_{p-1}), \\ \eta_{vp-1}^{vp} &= \frac{1}{2} (\eta_{vp} + \eta_{vp-1}); \zeta_{vp-1}^{vp} = \frac{1}{2} (\zeta_{vp} + \zeta_{vp-1}), \\ v &= 0, 1, 2, \dots, n, \quad p = 1, 2, \dots, N+1. \end{aligned} \quad (4)$$

Положението на средата на присъединения напречен вихър се определя така:

$$\begin{aligned} \xi_{\mu k-1}^{\mu k} &= \frac{1}{2} (\xi_{0k} + \xi_{0k-1}) + \frac{\mu-1}{2n} (\bar{b}_k + \bar{b}_{k-1}), \\ \eta_{\mu k-1}^{\mu k} &= \frac{1}{2} (\eta_{\mu k} + \eta_{\mu k-1}), \quad \zeta_{\mu k-1}^{\mu k} = \frac{1}{2} (\zeta_{\mu k} + \zeta_{\mu k-1}), \\ 1 &\leq \mu \leq n, \quad 1 \leq k \leq N+1. \end{aligned} \quad (5)$$

Във всеки разчетен момент r е необходимо да определим:

а) сумарните безразмерни циркуляции на напречните вихри на парашута $\Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r$ ($1 \leq \mu \leq n$, $1 \leq k \leq N+1$);

б) безразмерните циркуляции на напречните свободни вихри в системата III (на линията $\mu=0$), слезли от ръба в разчетния интервал от време, т. е. $\delta_{kk-1}^{(3)r}$ ($1 \leq k \leq N+1$);

в) безразмерните циркуляции на напречните свободни вихри в системата I (на линията $\mu=n+1$), слезли от ръба в разчетния интервал от време, т. е. $\delta_{kk-1}^{(1)r}$ ($1 \leq k \leq N+1$).

От решаването на задачата в предходните моменти ($s=1, 2, \dots, r-1$) са известни сумарните циркуляции на напречните вихри на купола на парашута $\Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^s$ ($1 \leq s \leq r-1$), циркуляцията на напречните вихри в системата I $\delta_{kk-1}^{(1)s}$ ($1 \leq s \leq r-1$) и циркуляцията на напречните вихри в системата III $\delta_{kk-1}^{(3)s}$ ($1 \leq s \leq r-1$). От вихровата схема (фиг. 4) следва, че към първия разчетен момент $r=1$ не успяват да се образуват надлъжните вихри в системите I, II, III и IV

$$\Delta_k^{(1)1} = \Delta_\mu^{(2)1} = \Delta_k^{(3)1} = \Delta_\mu^{(4)1} = 0, \quad s = 1. \quad (6)$$

Циркуляциите на всички вихри на купола на парашута и извън него се изразяват чрез известните циркуляции.

Съставляващите на смутената скорост в контролна точка с координати ξ_{vp-1}^{vp} , η_{vp-1}^{vp} , ζ_{vp-1}^{vp} се индуцират от напречни и надлъжни вихри на купола на парашута и системите I, II, III и IV

$$W_{vpp-1}^r = W_{\Sigma vpp-1}^r + W_{I vpp-1}^r + W_{II vpp-1}^r + W_{III vpp-1}^r + W_{IV vpp-1}^r. \quad (7)$$

Определят се по следния начин:

$$W_{\Sigma vpp-1}^r = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{N+1} \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r (\omega_{vpp-1}^{\mu k k-1} - \sigma \omega_{vpp-1}^{\mu k k-1}) + \quad (8)$$

$$+ \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^{N+1} \sum_{\mu=0}^n \Gamma_{\Sigma \mu+1, \mu k}^r (\omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k} - \sigma \omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k}).$$

Аналогично се определят и за останалите съставляващи.

Безразмерните скорости $\omega_{vpp-1}^{\mu k k-1}$ и $\sigma \omega_{vpp-1}^{\mu k k-1}$, $\omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k}$ и $\sigma \omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k}$ се изчисляват по известните формули [2] за следните аргументи:

$$\omega_{vpp-1}^{\mu k k-1} = \omega(\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \zeta_{\mu k}, \xi_{\mu k-1}, \eta_{\mu k-1}, \zeta_{\mu k-1}, \xi_{vpp-1}^{vp}, \eta_{vpp-1}^{vp}, \zeta_{vpp-1}^{vp}),$$

$$\sigma \omega_{vpp-1}^{\mu k k-1} = \omega(\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \sigma \zeta_{\mu k}, \xi_{\mu k-1}, \eta_{\mu k-1}, \sigma \zeta_{\mu k-1}, \xi_{vpp-1}^{vp}, \eta_{vpp-1}^{vp}, \zeta_{vpp-1}^{vp}),$$

$$\omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k} = \omega(\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \zeta_{\mu k}, \xi_{\mu+1, k}, \eta_{\mu+1, k}, \zeta_{\mu+1, k}, \xi_{vpp-1}^{vp}, \eta_{vpp-1}^{vp}, \zeta_{vpp-1}^{vp}),$$

$$\sigma \omega_{vpp-1}^{\mu+1, \mu k} = \omega(\xi_{\mu k}, \eta_{\mu k}, \sigma \zeta_{\mu k}, \xi_{\mu+1, k}, \eta_{\mu+1, k}, \sigma \zeta_{\mu+1, k}, \xi_{vpp-1}^{vp}, \eta_{vpp-1}^{vp}, \zeta_{vpp-1}^{vp}).$$

От условията за непроницаемост следва, че нормалната съставляваща на относителната скорост на купола, е равна на нула. Това условие се изпълнява във всички контролни точки с координати ξ_{vpp-1}^{vp} , η_{vpp-1}^{vp} , ζ_{vpp-1}^{vp} на всяка времева стъпка. За пространствен купол се записва така:

$$(9) \quad \omega_{\xi vp} \cos(\bar{n}, \xi)_{vp} + \omega_{\eta vp} \cos(\bar{n}, \eta)_{vp} + \omega_{\zeta vp} \cos(\bar{n}, \zeta)_{vp} = -\sin \beta \cos(\bar{n}, \xi)_{vp} - \cos \beta \cos(\bar{n}, \eta)_{vp}.$$

Сумирайки скоростите, индуцирани от всички вихрови системи и изпълнявайки в контролните точки граничното условие за непроницаемост, получаваме уравнения за определяне на безразмерните циркулации на сумарните вихри на парашута $\Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r$ и свободните напречни вихри в системата I $\delta_{kk-1}^{(1)r}$ и в системата III $\delta_{kk-1}^{(3)r}$. Тази система от уравнения се допълва от условията за постоянство на циркулацията по затворен течен контур, обхващащ разчетните ленти. В резултат получаваме

$$(10) \quad \sum_{k=1}^{N+1} \left(\sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r a_{vpp-1}^{\mu k k-1} + \delta_{kk-1}^{(1)r} a_{vpp-1}^{(1) k k-1} + \delta_{kk-1}^{(3)r} a_{vpp-1}^{(3) k k-1} \right) = H_{vpp-1}^r,$$

$$p=1, 2, \dots, N+1; v=1, n; r=1, 2, \dots$$

$$(11) \quad \sum_{\mu=1}^n \Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^r + \delta_{kk-1}^{(1)r} + \delta_{kk-1}^{(3)r} = c_{kk-1} - \sum_{s=1}^{r-1} (\delta_{kk-1}^{(1)s} + \delta_{kk-1}^{(3)s}),$$

$$k=1, 2, \dots, N+1; r=1, 2, \dots$$

Коефициентите a се определят по формули, аналогични на изложените в [2]. Коефициентите c_{kk-1} се определят от началните условия. Ако при $\tau_r > 0$ куполът не смущава потока, то $c_{kk-1} = 0$.

Нека в даден момент от време r край на свободен вихър се намира в точка с координати ξ^r , η^r , ζ^r . В следващия момент $r+1$ тази точка се придвижва по вектора на относителната скорост на потока и достига точка с координати

$$(12) \quad \xi^{r+1} = \xi^r + \Delta t \omega_x^r; \quad \eta^{r+1} = \eta^r + \Delta t \omega_y^r; \quad \zeta^{r+1} = \zeta^r + \Delta t \omega_z^r,$$

където Δt е разчетен интервал на безразмерното време.

При разчет на нестационарно обтичане на тънки носещи повърхности е целесъобразно да се избира $\Delta\tau \approx 1/R$, където R е броят на дискретните вихри [3].

Решението на системата уравнения (10) и (11) във всеки разчетен момент r се провежда независимо. Започваме с $r=1$. Тогава $H'_{vpp-1} = 2\pi f_n(\xi_{vpp-1}, \eta_{vpp-1}, \zeta_{vpp-1}, \tau_1)$ и положението на свободните вихри е известно. Те лежат в плоскости, допирателни към купола по линиите на неговите долни ръбове, симетрично по отношение на най-близките вихри на кръстообразния парашут (на линиите $\mu=0, \mu=n+1, k=0, k=N+1$). При това условие изчисляваме коефициентите на левите части на уравненията, решаваме системите (10) и (11) и определяме циркулациите $\Gamma_{\Sigma \mu k k-1}^1, \delta_{kk-1}^{(1)1}$ и $\delta_{kk-1}^{(3)1}$. По тези стойности изчисляваме циркулациите на останалите вихри и с помощта на (12) построяваме положението на свободните вихри при $r=2$ и т. н.

Решавайки системите (10) и (11), намираме сумарните циркулации на присъединените и свободните напречни вихри на парашута в разчетен момент $r=1, 2, \dots$ а след това и на надлъжните вихри на парашута. За определяне на аеродинамичните натоварвания ще използваме непосредствено интеграла на Коши — Лагранж [2].

Безразмерната интензивност на разпределения вихров слой се изразява чрез циркулациите на дискретните вихри

$$(13) \quad \gamma'_{\Sigma \epsilon pp-1} = \Gamma'_{\Sigma \epsilon pp-1} \frac{n}{b_{pp-1}}$$

$$(14) \quad \gamma'_{\Sigma \epsilon-1 p} = \Gamma'_{\Sigma \epsilon-1 p} \frac{1}{l_{pp-1}}$$

където

$$\Gamma'_{\Sigma \epsilon-1 p} = \frac{1}{4} (\Gamma'_{\Sigma \epsilon \epsilon-1 p} + \Gamma'_{\Sigma \epsilon+1 \epsilon p} + \Gamma'_{\Sigma \epsilon \epsilon-1 p-1} + \Gamma'_{\Sigma \epsilon+1 \epsilon p-1}).$$

Изменението на сумарната циркулация по контура L се явява вследствие на възникването и схода от носещата повърхност на свободни вихри затова

$$(15) \quad \Delta \Gamma'_{L \epsilon pp-1} = \sum_{\mu=\epsilon}^n (\Gamma'_{\Sigma \mu pp-1} - \Gamma'_{\Sigma \mu pp-1}^{r-1}) + \delta_{pp-1}^{(1)r} + \delta_{pp-1}^{(3)r}.$$

Това изменение протича в течение на безразмерен отрязък от време $\Delta\tau$. При малка стъпка може да се приеме, че

$$(16) \quad \frac{\partial \Gamma'_{L \epsilon pp-1}}{\partial \tau} \approx \frac{\Delta \Gamma'_{L \epsilon pp-1}}{\Delta \tau}.$$

По известните аеродинамични натоварвания чрез сумиране по носещата повърхност намираме разпределените и сумарните характеристики.

След несложни преобразувания окончателно се получават формулите за разчет на разпределените и сумарните аеродинамични характеристики на парашута

$$c'_{pp-1} = \frac{1}{n} \sum_{\epsilon=1}^n \bar{\Delta p}'_{\epsilon pp-1}.$$

$$m_{zpp-1}^r = -\frac{1}{n} \frac{1}{b_{pp-1}} \sum_{\epsilon=1}^n \Delta p_{\epsilon pp-1}^r \xi_{\epsilon pp-1},$$

$$c_n^r = \frac{2}{n} \frac{b^2}{s} \sum_{p=1}^{N+1} \sum_{\epsilon=1}^n \Delta p_{\epsilon pp-1}^r \bar{b}_{pp-1} \bar{v}_{pp-1},$$

$$m_z^r = -\frac{2}{n} \frac{b^2}{s} \sum_{p=1}^{N+1} \sum_{\epsilon=1}^n \Delta p_{\epsilon pp-1}^r \bar{b}_{pp-1} \bar{v}_{pp-1} \xi_{\epsilon pp-1}.$$

Литература

1. Белоцерковский, С. М. Тонкая несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М., Наука, 1965.
2. Белоцерковский, С. М., М. И. Ништ. Отрывное и безотрывное обтекание тонких крыльев идеальной жидкостью. М.: Наука, 1978.
3. Белоцерковский, С. М., В. Н. Котовский, М. И. Ништ, Р. М. Федоров. Математическое моделирование плоскостного отрывного обтекания тел. М., Наука, 1988.
4. Белоцерковский, С. М., Б. К. Скрипач, В. Г. Табачников. Крыло в нестационарном потоке газа. М., Наука, 1971.
5. Белоцерковский, С. М., И. В. Дидеров, А. Т. Пономорев, О. В. Рысев. — Динамика мягких тормозных систем. — МТТ, АИГ СССР, 1983, № 1.

Поступила на 26. X. 1993 г.

Determination of some aerodynamical characteristics of a parachute system by the discrete vortexes method

Georgi Ivanov, Boris Bonev

(Summary)

The paper is aimed at the study of the nonstationary characteristics of a crosslike parachute. The mathematical treatment of the problem for the study of the parachute system movement has been outlined. The principle of schematization has been shown, the vortex structure has been computed and an idea of the disposition of the vortex systems and the control points has been provided. The equation systems have been defined by the solving of which the unknown circulations are determined. Formulae for the calculation of some aerodynamical characteristics of a parachute system in an ideal nonshrinking environment have been provided.

Пространствено поле на скоростите, индуцирани от вихров отрязък, произ- волно ориентиран в пространството

Георги Иванов

В велинейната теория на носещите повърхности е удобно в качеството на основен вихров елемент да се разглежда праволинеен вихров отрязък, произволно ориентиран в пространството. Да разгледаме вихров отрязък с дължина l_0 и циркулация Γ_+ , произволно ориентиран относно координатната система $Oxuz$ (фиг. 1).

Нека чрез A означим началото на вихровия отрязък, а чрез B — края. Точките A и B имат следните координати: $A(x_1, y_1, z_1)$ и $B(x_2, y_2, z_2)$.

За удобство въвеждаме следните безразмерни величини:

$$(1) \quad \Gamma = \frac{\Gamma_+}{a_0 b}; \quad \xi = \frac{x}{b}, \quad \eta = \frac{y}{b}, \quad \zeta = \frac{z}{b}, \quad \xi_0 = \frac{x_0}{b}, \quad \eta_0 = \frac{y_0}{b}, \quad \zeta_0 = \frac{z_0}{b},$$
$$\xi_1 = \frac{x_1}{b}, \quad \eta_1 = \frac{y_1}{b}, \quad \zeta_1 = \frac{z_1}{b}, \quad \xi_2 = \frac{x_2}{b}, \quad \eta_2 = \frac{y_2}{b}, \quad \zeta_2 = \frac{z_2}{b},$$

където b е характерен линейен размер.

Съгласно с фиг. 1. означаваме с a разстоянието AM , с c — MB , с h — перпендикуляра от точка M към AB , с l_0 означаваме дължината на вихровия отрязък.

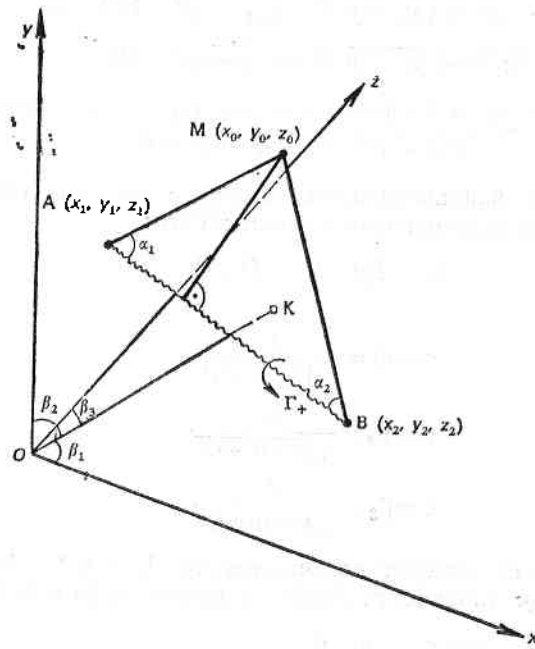
Скоростта, индуцирана от указания вихров отрязък в т. $M(x_0, y_0, z_0)$, съгласно с формулата на Био — Савар е

$$(2) \quad W = \frac{\Gamma_+}{4\pi h} (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2),$$

където h е разстояние между точката, в която определяме скоростта и вихровия отрязък; α_1 и α_2 — ъгли между присъединения вихър и отсечките, съединяващи разглежданата точка с краищата му.

Проекциите на смутената скорост на осите Ox , Oy , Oz са

$$(3) \quad \begin{aligned} W_x &= W \cos \beta_1, \\ W_y &= W \cos \beta_2, \\ W_z &= W \cos \beta_3. \end{aligned}$$



Фиг. 1. Изчисляване на скоростите от вихровия отрязък АВ, произволно ориентиран в пространството

Ъглите β_1 , β_2 и β_3 са ъгли, които сключва нормалата към плоскостта АВМ с осите на координатната система. Положителното направление на нормалата се съгласува с положителното направление на Γ_+ . Трябва да се намерят величините, влизащи в (2) и (3). Знаем координатите на върховете на триъгълника. Съгласно с фиг. 1 уравненията на трите страни на триъгълника са

$$(4) \quad \begin{aligned} \frac{x-x_1}{x_2-x_1} &= \frac{y-y_1}{y_2-y_1} = \frac{z-z_1}{z_2-z_1}, \\ \frac{x-x_1}{x_0-x_1} &= \frac{y-y_1}{y_0-y_1} = \frac{z-z_1}{z_0-z_1}, \\ \frac{x-x_0}{x_2-x_0} &= \frac{y-y_0}{y_2-y_0} = \frac{z-z_0}{z_2-z_0}. \end{aligned}$$

Ъглите α_1 и α_2 са ъгли на пресичане на правите АМ и ВМ с правата АВ, а величината h е разстояние от точката М до правата АВ. Следователно:

$$(5) \quad \begin{aligned} \cos \alpha_1 &= \frac{(x_1-x_2)(x_1-x_0) + (y_1-y_2)(y_1-y_0) + (z_1-z_2)(z_1-z_0)}{\sqrt{(x_1-x_0)^2 + (y_1-y_0)^2 + (z_1-z_0)^2} \sqrt{(x_2-x_1)^2 + (y_2-y_1)^2 + (z_2-z_1)^2}}, \\ \cos \alpha_2 &= \frac{(x_2-x_1)(x_2-x_0) + (y_2-y_1)(y_2-y_0) + (z_2-z_1)(z_2-z_0)}{\sqrt{(x_2-x_0)^2 + (y_2-y_0)^2 + (z_2-z_0)^2} \sqrt{(x_2-x_1)^2 + (y_2-y_1)^2 + (z_2-z_1)^2}}, \end{aligned}$$

където

$$\sqrt{(x_1-x_0)^2 + (y_1-y_0)^2 + (z_1-z_0)^2} = AM = a,$$

$$\sqrt{(x_2 - x_0)^2 + (y_2 - y_0)^2 + (z_2 - z_0)^2} = BM = c,$$

$$\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2} = AB,$$

$$h = \frac{\sqrt{(x_1 - x_0)^2 + (y_1 - y_0)^2 + (z_1 - z_0)^2 + [(x_1 - x_0)(x_2 - x_1) + (y_1 - y_0)(y_2 - y_1) + (z_1 - z_0)(z_2 - z_1)]^2}}{\sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2}}$$

За определяне на направляващите косинуси на нормалата към плоскостта АВМ записваме уравнението на плоскостта:

$$(6) \quad Ax + By + Cz + D = 0.$$

Тогава

$$\cos \beta_1 = \frac{A}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

$$(7) \quad \cos \beta_2 = \frac{B}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

$$\cos \beta_3 = \frac{C}{\sqrt{A^2 + B^2 + C^2}}$$

Необходимо е да се намерят коефициентите A , B и C . За целта се разглежда уравнението на плоскостта АВМ, минаваща през точките A , B и M :

$$(8) \quad \begin{vmatrix} x - x_1 & y - y_1 & z - z_1 \\ x_0 - x_1 & y_0 - y_1 & z_0 - z_1 \\ x_2 - x_1 & y_2 - y_1 & z_2 - z_1 \end{vmatrix} = 0.$$

Използвайки (6) и (8), се получава

$$(9) \quad \begin{aligned} A &= (y_2 - y_1)(z_1 - z_0) - (z_2 - z_1)(y_1 - y_0), \\ B &= (z_2 - z_1)(x_1 - x_0) - (x_2 - x_1)(z_1 - z_0), \\ C &= (x_2 - x_1)(y_1 - y_0) - (y_2 - y_1)(x_1 - x_0). \end{aligned}$$

Въвеждаме безразмерна скорост

$$(10) \quad W = \frac{u_0 \Gamma}{2\pi} w.$$

Тогава, съгласно (2) и използвайки (1) получаваме

$$(11) \quad w = \frac{1}{2\bar{h}}(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2), \quad \bar{h} = \frac{h}{b}.$$

Проекциите на безразмерната скорост на координатните оси са

$$(12) \quad \begin{aligned} w_x &= \frac{1}{2\bar{h}}(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) \cos \beta_1, \\ w_y &= \frac{1}{2\bar{h}}(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) \cos \beta_2, \\ w_z &= \frac{1}{2\bar{h}}(\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2) \cos \beta_3. \end{aligned}$$

Преминваме към безразмерни координати и въвеждаме следните означения:

$$\begin{aligned}
a_0 &= (\eta_2 - \eta_1)(\zeta_1 - \zeta_0) - (\zeta_2 - \zeta_1)(\eta_1 - \eta_0), \\
b_0 &= (\zeta_2 - \zeta_1)(\xi_1 - \xi_0) - (\xi_2 - \xi_1)(\zeta_1 - \zeta_0), \\
c_0 &= (\xi_2 - \xi_1)(\eta_1 - \eta_0) - (\eta_2 - \eta_1)(\xi_1 - \xi_0). \\
(13) \quad \bar{a} &= \sqrt{(\xi_1 - \xi_0)^2 + (\eta_1 - \eta_0)^2 + (\zeta_1 - \zeta_0)^2}, \\
\bar{c} &= \sqrt{(\xi_2 - \xi_0)^2 + (\eta_2 - \eta_0)^2 + (\zeta_2 - \zeta_0)^2}, \\
a_1 &= (\xi_1 - \xi_2)(\xi_1 - \xi_0) + (\eta_1 - \eta_2)(\eta_1 - \eta_0) + (\zeta_1 - \zeta_2)(\zeta_1 - \zeta_0), \\
a_2 &= (\xi_2 - \xi_1)(\xi_2 - \xi_0) + (\eta_2 - \eta_1)(\eta_1 - \eta_0) + (\zeta_2 - \zeta_1)(\zeta_2 - \zeta_0).
\end{aligned}$$

Тогава формулите за проекциите на безразмерните скорости се представят във вида

$$\begin{aligned}
(14) \quad w_x &= \frac{0,5 a_0}{a_0^2 + b_0^2 + c_0^2} \left(\frac{a_1}{a} + \frac{a_2}{c} \right), \\
w_y &= \frac{0,5 b_0}{a_0^2 + b_0^2 + c_0^2} \left(\frac{a_1}{a} + \frac{a_2}{c} \right), \\
w_z &= \frac{0,5 c_0}{a_0^2 + b_0^2 + c_0^2} \left(\frac{a_1}{a} + \frac{a_2}{c} \right).
\end{aligned}$$

При $h \rightarrow 0$ скоростите на вихровия отрязък се стремят към безкрайност. При $h = 0$, следва:

$$(15) \quad w_{(x,y,z)} = 0.$$

От (15) и (7) следва, че при $h = 0$

$$(16) \quad a_0^2 + b_0^2 + c_0^2 = 0.$$

Следователно, ако в процеса на изчисленията се появи равенството (16), то следва, че $w_{(x,y,z)} = 0$.

При решаване на стационарни задачи е удобно да се ползува дължината на вихровия отрязък l_0 и неговите направляващи косинуси $\cos(l, x)$, $\cos(l, y)$, $\cos(l, z)$. От равенства от типа

$$\cos(l, x) = \frac{x_2 - x_1}{l_0},$$

$$\cos(l, y) = \frac{y_2 - y_1}{l_0},$$

$$\cos(l, z) = \frac{z_2 - z_1}{l_0},$$

имаме:

$$\begin{aligned}
(17) \quad \xi_2 &= \xi_1 + \bar{l}_0 \cos(l, x), \\
\eta_2 &= \eta_1 + \bar{l}_0 \cos(l, y), \\
\zeta_2 &= \zeta_1 + \bar{l}_0 \cos(l, z),
\end{aligned}$$

където $\bar{l}_0 = l/b$ е безразмерна дължина на вихровия отрязък.

За намиране на безразмерните скорости значенията на $(\xi_2 - \xi_1)$, $(\eta_2 - \eta_1)$, $(\zeta_2 - \zeta_1)$ заместваме в (13) в съответствие със (17). Получаваме

$$\begin{aligned}
a_0 &= \bar{l}_0 \cos(l, y)(\zeta_1 - \zeta_0) - \bar{l}_0 \cos(l, z)(\eta_1 - \eta_0), \\
b_0 &= \bar{l}_0 \cos(l, z)(\xi_1 - \xi_0) - \bar{l}_0 \cos(l, x)(\zeta_1 - \zeta_0), \\
c_0 &= \bar{l}_0 \cos(l, x)(\eta_1 - \eta_0) - \bar{l}_0 \cos(l, y)(\xi_1 - \xi_0), \\
\bar{a} &= \sqrt{(\xi_1 - \xi_0)^2 + (\eta_1 - \eta_0)^2 + (\zeta_1 - \zeta_0)^2}, \\
\bar{c} &= \sqrt{(\xi_1 - \xi_0 + \bar{l}_0 \cos(l, x))^2 + (\eta_1 - \eta_0 + \bar{l}_0 \cos(l, y))^2 + (\zeta_1 - \zeta_0 + \bar{l}_0 \cos(l, z))^2}, \\
a_1 &= (-\bar{l}_0 \cos(l, x))(\xi_1 - \xi_0) + (-\bar{l}_0 \cos(l, y))(\eta_1 - \eta_0) + (-\bar{l}_0 \cos(l, z))(\zeta_1 - \zeta_0), \\
a_2 &= \bar{l}_0 \cos(l, x)(\xi_1 - \xi_0 + \bar{l}_0 \cos(l, x)) + \bar{l}_0 \cos(l, y)(\eta_1 - \eta_0 + \bar{l}_0 \cos(l, y)) \\
&\quad + \bar{l}_0 \cos(l, z)(\zeta_1 - \zeta_0 + \bar{l}_0 \cos(l, z)).
\end{aligned}$$

Получените значения използваме във формули (14) за проекциите на безразмерните скорости.

Литература

1. Бонев, Б. И. Потенциал скоростей и поле скоростей, индуцируемых вихрем при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Научно-методические материалы по конструкции и обоснованию ТД летательных аппаратов, изд. ВВИА им. проф. Н. Е. Жуковского, М., 1973.
2. Белодерковский, С. М., Б. К. Скрипач, В. Г. Табачников. Крыло в нестационарном потоке газа. М., Наука, 1971.

Постъпила на 26. X. 1993 г.

Spatial field of the velocities induced by a vortex piece arbitrarily oriented in space

Georgi Ivanov

(Summary)

A rectilinear vortex piece arbitrarily oriented in space has been considered as a basic vortex element in the nonlinear theory of bearing surfaces. The formulae for the nondimensional velocities caused by a vortex piece with length l_0 and circulation Γ_+ have been derived.

Модификацията на леки самолети чрез замяна на витломоторна група като проблем на стартовата маса

Димитър Йорданов

Институт за космически изследвания, БАН

Модифицирането на самолетите има за цел при минимални разходи да се изменят определени характеристики и да се разшири сферата на приложението им. В цялото разнообразие на съществуващите модификации е възприето [1] те да се класифицират условно в два типа:

— „малки“, които не включват промени в геометрията, площта и схемата на носещите повърхности (измененията обхващат дължината и диаметъра на тялото, замяната на оборудване, витломоторната група, вътрешната компоновка);

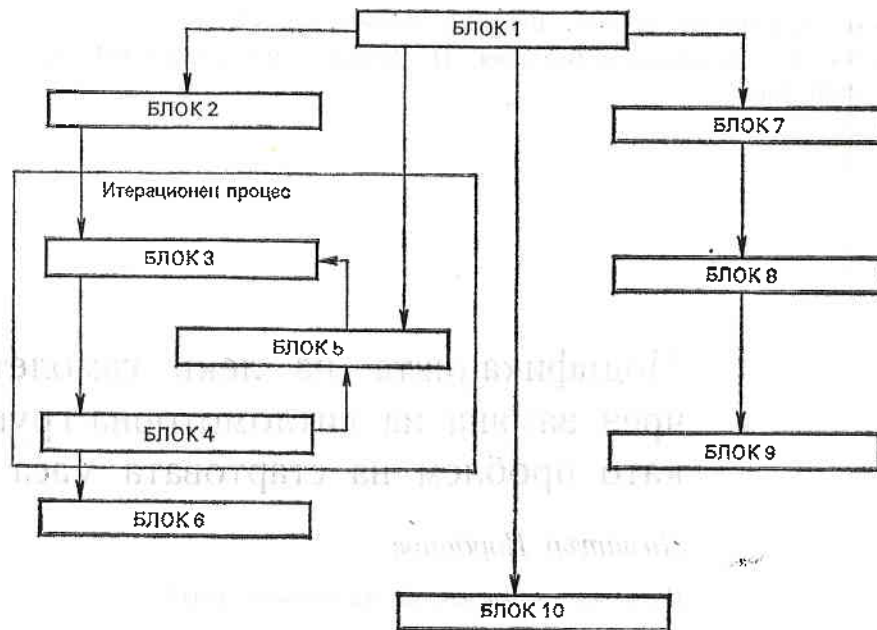
— „дълбоки“, когато се променя геометрията в широки граници (площ на крилото $S_{кр}$ до 20%, площ на опашните плоскости $S_{оп}$ до 25% и др.).

Най-често срещаната модификация при леките самолети е замяната на една витломоторна група с друга, притежаваща по-моцнен двигател. Независимо че това се отнася към класа на малките модификации, при замяна на двигател комплексно се променят качествата на самолета — увеличават се максималната скорост и скороподемността, намалява се разбегът при излитане. Освен положителния ефект от модификацията при замяна на една витломоторна група с друга (по-моцна), се появява допълнителна маса, която предизвиква общо увеличение на стартовата маса (обикновено по-голямо от допълнителната маса). Окончателната големина на новата стартова маса може да бъде получена точно от решението на уравнението за масовия баланс. В най-общ вид това уравнение представлява сума от относителните маси на главните части, горивото, полезното натоварване и екипажа и е равна на единица.

$$m_{кр} + m_{т} + m_{оп} + m_{кол} + m_{об,чпр} + m_{сy} + m_{гор} + m_{ек} + m_{пол,т} = 1,$$

където $m_i = \frac{m_i}{G_0}$ е относителната маса; G_0 — стартовата маса.

Относителните маси на конструкцията ($m_{кр}$, $m_{т}$, $m_{оп}$, $m_{кол}$) са сложни функции на летателните и геометричните характеристики, $m_{сy}$ е функция на



Фиг. 1

мощността на двигателя, $m_{гор}$ е функцията на далечината на полета и специфичния разход на гориво. Масата на екипажа и полезният товар се задават от предназначението на самолета.

Решението на уравнението за масовия баланс става чрез итерационен процес в математични модели. Рационалните решения при формиране облика на самолета могат да бъдат намерени само след анализ на разкритите от моделите закономерности.

Всеки математичен модел има начални условия и в резултат на решението се получават зависимостите на изчисленията за оптимизация критерий от задаваните като начални условия параметри. Задачата по принцип е многопараметрична, но анализите и многобройните решения показват, че има начални данни, които са определящи и най-силно влияят върху приетия за критерий параметър. Провеждането на многовариантен разчет с такъв определящ параметър като аргумент обикновено бързо изяснява рационални и оптимални решения. За анализ на резултатите се подбират варианти, които удовлетворяват началните условия в широк диапазон от изменения на определящия аргумент. Разчетите и анализът им са възможни само с електронно-изчислителна техника.

В уравнението за масовия баланс стартовата маса G_0 е органически свързана с геометрични, летателни, якостни и експлоатационни характеристики и на практика се проявява като интегрален критерий. Поради това оптималните или рационалните решения са около минималната маса. На фиг. 1 е дадена блоковата схема, а след това функциите на блоковете за два математични модела, които се различават по начални условия.

Модел 1

БЛОК 1 — Главни функции и управление на програмата

БЛОК 2 — Въвеждане на начални данни

- БЛОК 3 — Определяне на геометричните характеристики и необходимата мощност на двигателя по условия за максимална скорост и зададена дължина на разбега
- БЛОК 4 — Решение на уравнението за масов баланс
- БЛОК 5 — Многовариантен разчет за оптимизация на специфичното натоварване на крилото по условие за минимална стартова маса
- БЛОК 6 — Резултати от разчета за анализ
- БЛОК 7 — Въвеждане на данни за компоновъчния замисъл и схемата на самолета
- БЛОК 8 — Разчет на моментни характеристики, компоновка по условие за приемлива надлъжна статична устойчивост; диапазон на центровка
- БЛОК 9 — Компоновъчна таблица
- БЛОК 10 — Печат на резултати

Модел 2

- БЛОК 1 — Главна функция и управление на програмата
- БЛОК 2 — Въвеждане на началните данни и мощността на избрания двигател
- БЛОК 3 — Определяне на геометричните характеристики и характеристиките летателни данни
- БЛОК 4 — Решение на уравнението за масов баланс
- БЛОК 5 — Многовариантен разчет с аргумент специфичното натоварване на крилото ρ_0
- БЛОК 6 — Резултати от разчета за анализ
- БЛОК 7 — Въвеждане на данни за компоновъчния замисъл и схемата на самолета
- БЛОК 8 — Разчет на моментни характеристики, компоновка по условие за приемлива надлъжна статична устойчивост; диапазон на центровка
- БЛОК 9 — Компоновъчна таблица
- БЛОК 10 — Печат на резултати

Първият модел определя размерите, масата и компоновъчните данни на самолет със зададени като начални следните данни:

- характеристики на профила на крилото;
- възможности на механизацията на крилото;
- максимална хоризонтална скорост при земята;
- дължина на разбега (засилването) при излитане;
- специфично натоварване на крилото;
- удължение на крилото;
- маса на екипажа и полезния товар;
- маса на горивото.

В резултат на решението за първия модел се получава точната големина на стартовата маса, необходимата мощност на двигателя (определяна като по-голяма от условията за максимална скорост и зададена дължина на разбега), далечината на полета, геометричните и компоновъчните характеристики, достатъчни за начало на проскиране и якостен разчет на отделните главни части на самолета. Специфичното натоварване на крилото, като най-силно влияещ параметър, е избрано за аргумент при многовариантния разчет за оптимизиране на стартовата маса в качеството на интегрален критерий.

Отстраняват се нереалните съчетания на началните данни и се посочва диапазон за рационални решения при отклонение на аргумента от оптималната стойност. Моделът е удобен за насочване при проектиране на самолет с оглед на възможности за бъдещи модификации чрез замяна на двигатели, а също така за предварително проектиране на самолет с определени от заданието свойства. При определена настройка на модела с начални данни за известни самолети може да се провери тяхната пригодност за модификация чрез замяна на двигатели.

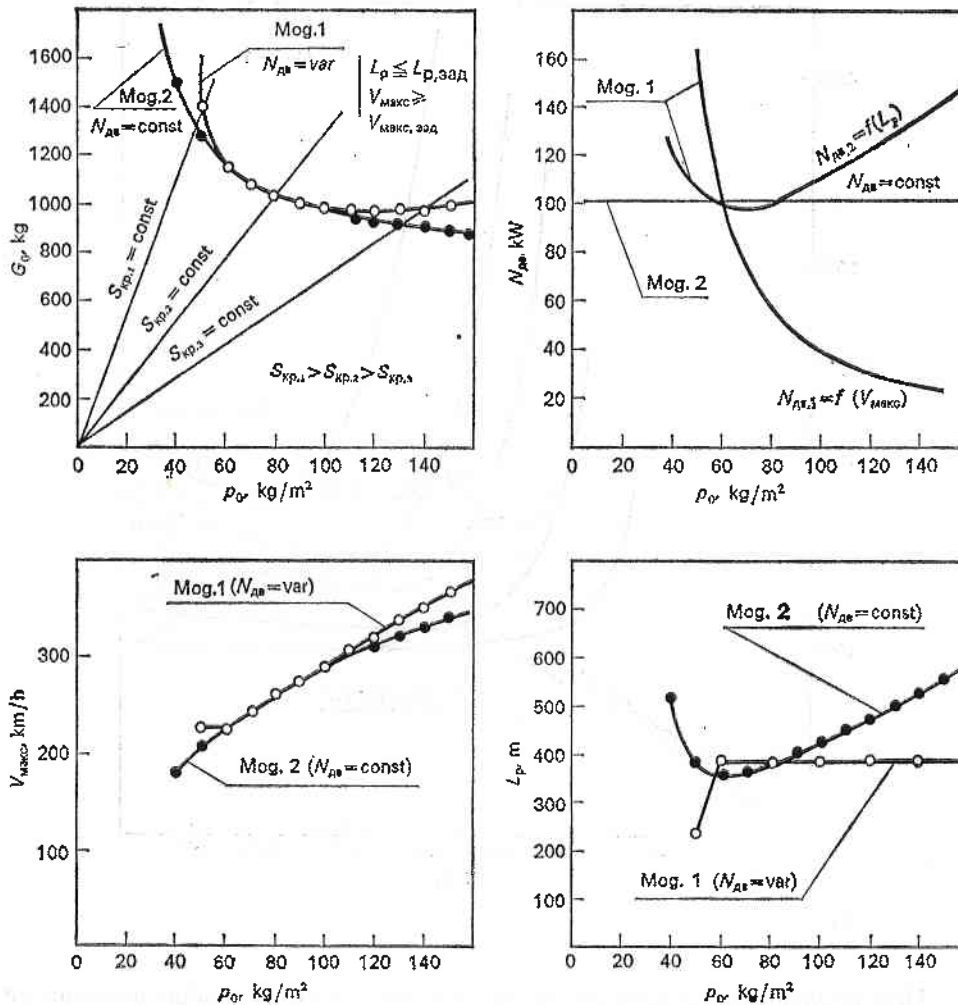
Вторият модел също определя размерите на самолета и неговите компоновъчни характеристики, но с по-малко зададени начални данни:

- характеристики на профила на крилото;
- възможности на механизацията на крилото;
- мощност на двигателя;
- специфично натоварване на крилото;
- удължение на крилото;
- маса на екипажа и полезния товар;
- маса на горивото.

Решението се извършва по аналогичен итерационен способ както в първия модел. Този модел е по-удобен за реални условия на проектиране, когато са известни характеристиките на предварително избран двигател.

Резултатите от решенията по двата модела са представени на фиг. 2 — за лек самолет с маса около 1000 kg (двуместен с товар или четириместен).

Съвкупността от точки по кривите $G_0=f(p_0)$ представляват точни решения на уравнението за масов баланс, при които зададените начални данни се удовлетворяват от различни по маса и размери самолети. Следователно, задачата при анализ на данните от решението се свежда до избор на един от множеството възможни варианти. Протичането на кривите $G_0=f(p_0)$ има редица особености и съществени разлики за двата модела. Първото и общо за двата модела е съществуването вляво от графиките на зона по специфичното натоварване на крилото, в която уравнението за масов баланс няма решение по сходящ итерационен процес. Стойностите на p_0 , при които G_0 клони към безкрайност, могат да се приемат за теоретични граници за реализиране на самолет със зададените начални данни. В граничната област сумата от относителните маси на конструкцията и силовата уредба се приближават до 1, а вляво от нея превишават 1. Физическата причина за нереализуемост на самолетната конструкция в тази зона се състои в това, че геометрията на самолета и мощността на двигателя не осигуряват условия за създаването на сили, необходими за хоризонтален полет дори без екипаж и полезен товар. Границата в решението на уравнението за масовия баланс е непостоянна, зависи от началните условия, при които то се решава и от неговата степен на сложност и неопределеност. Характерно е, че тя винаги се намира в областта на малките стойности на специфичните натоварвания на крилото p_0 . При олекотяване на конструкцията чрез използване на нови композитни материали и технологии кривите се преместват надолу и наляво, а при повишаване на експлоатационното претоварване — нагоре и вдясно. На характера на протичане влияят силно условията за разбег, носещите свойства на крилото, ефективността на механизацията. Резултатите на фиг. 2 са получени за класически технологии (нитоване) и алуминиеви сплави. Специфични натоварвания на крилото p_0 30 kg/m² за моноплан са типични за свръхлеки самолети, изпълняващи основно хоризонтален полет и виражи с малки претоварвания. Техните конструкционни материали са композити, специални тъкани, а технологиите — залепване, шев; основната силова схема е формата.

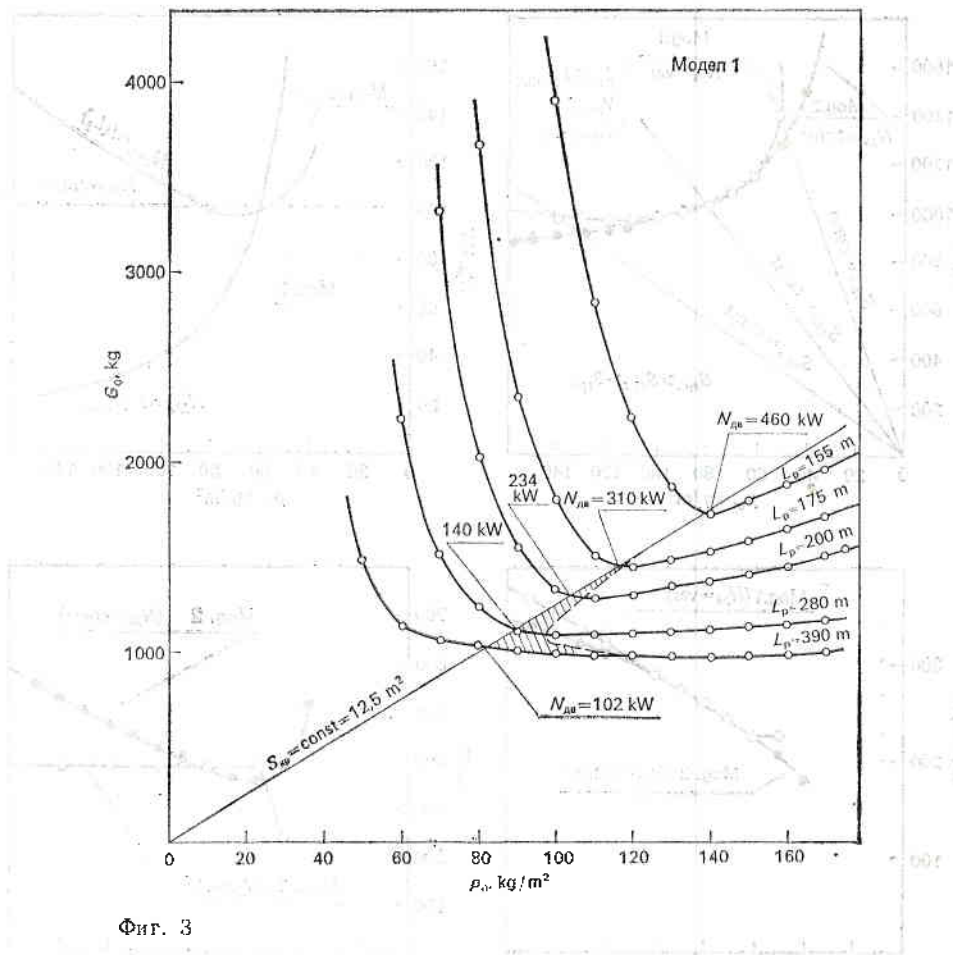


Фиг. 2

Кривата $G_o = f(\rho_o)$ за първия модел има слабо изразен минимум. В повечето случаи мощността на двигателя за този клас самолети се формира от условието за разбег при излитане.

За втория модел кривата $G_o = f(\rho_o, N_{Дв} = \text{const})$ няма изразен минимум и подборът на най-подходящия вариант по специфично натоварване на крилото е целесъобразно да се направи по зависимостта $L_p = f(\rho_o)$, която има добре изразен минимум. Той е резултат от едновременното влияние на стартовата маса и специфичното натоварване на крилото.

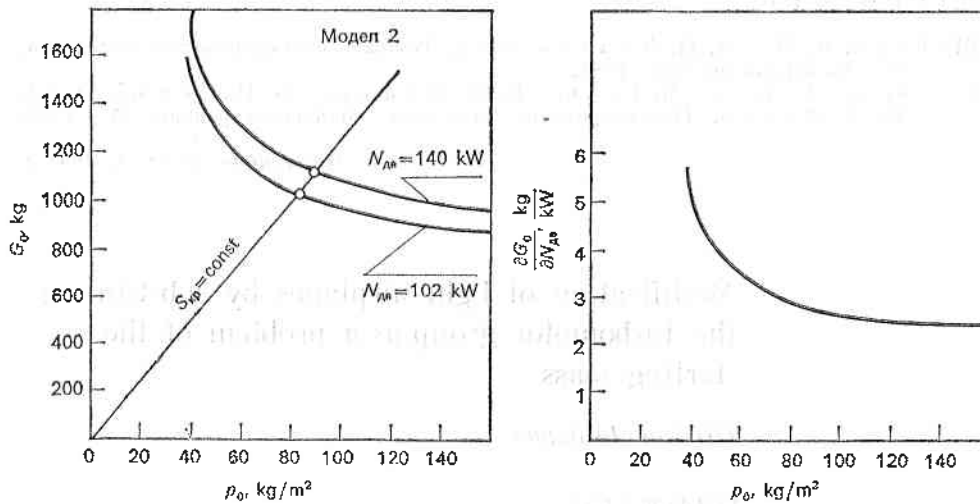
Правите от началото на координатната система (G_o, ρ_o) са за постоянни стойности на площта на крилото. При малка модификация, когато не се изменя площта на крилото, а се заменя един двигател с друг — по-мощен, стартовата маса на модифицирания самолет ще съответствува на пресечната точка на линиите $S = \text{const}$ с кривите $G_o = f(\rho_o, N_{Дв} = \text{const})$ (фиг. 2 и 4).



Фиг. 3

При налагането на кривите от двата модела за определени начални условия те имат общи точки (фиг. 2) в областта на рационални решения, получена от първия модел.

Анализът на резултатите от решенията дава основание да се смятат за по-перспективни варианти тези, при които специфичното натоварване на крилото е избрано наляво от оптималната стойност — в областта, където зависимостта $G_0 = f(\rho_0)$ променя по-рязко характера си при приближаване към теоретичната граница. С така избрано специфично натоварване на крилото самолетите са с по-добри маневрени свойства и са по-пригодни за следващи модификации с нови двигатели. С поставянето на по-мощен двигател решението обикновено за доста широк диапазон от мощности на двигатели не излиза от зоната на рационални варианти, която с увеличаването на мощността става все по-тясна и съвпада с оптималните решения по стартова маса. Това най-добре личи на фиг. 3, където с помощта на разчети от първия модел се показва преместването и стесняването на зоната за рационални решения. Минимумът отначало се премества наляво и нагоре, а при по-нататъшно скъсяване на разбега при излитане — надясно и нагоре (скъсяването на разбега се осигурява от по-мощни двигатели).



Фиг. 4

Проверките, направени чрез модел 1 за удачни реални конструкции, показват, че изборът на специфичното натоварване на крилото ρ_0 е направен в зоната на рационални решения — наляво от оптималното решение.

Значителното увеличаване на мощността на двигателя и запазването на едподвигателна силова уредба като схема изисква и ново компоновъчно решение на тялото и двигателния отсек, свързано с общо скъсяване на тялото за самолетите с предно разположение на двигателя или удължаване на опашната му част при разположение на двигателя зад крилото и кабината (тласкащо витло). Компоновъчните изменения са по-леко реализуеми за звездообразни двигатели, при които конструкцията е развита в една или в две успоредни условни плоскости. Измененията в дължината на тялото също спадат към малките модификации.

Проведените многобройни разчети и анализи на резултатите дават основание да се приеме за лесокомоторни самолети, че на всеки киловат допълнителна мощност се пада по 2,4—5,4 kg увеличение на стартовата маса. По-големите стойности се отнасят за лявата част на кривите $G_0 - f(\rho_0)$ — фиг. 4. Тези данни дават възможност при оценка на смисъла от модификация със замяна на двигател да се използва приближения метод за градиентите на стартовата маса [2] като новата маса

$$G_{0(\text{нова})} = G_{0(\text{макс})} + \kappa_{\text{дв}} \Delta N_{\text{дв}},$$

където в качеството на частната производна $\kappa_{\text{дв}} = \frac{\partial G_0}{\partial N_{\text{дв}}}$ се приемат данните 2,4—5,4 или около 4 kg на 1 kW мощност. След като е известна новата големина на стартовата маса при модификация със замяна на двигател е възможно да се определят почти всички произтичащи от това изменения в летателните характеристики на самолета и да се решават разнообразни задачи, типични за метода на градиентите на стартовата маса [2].

Л и т е р а т у р а

1. Шейнин, В. М., В. И. Козловский. Весовое проектирование самолетов. М., Машиностроение, 1984.
2. Бадагян, А. А., С. М. Егер, В. Ф. Мишин, Ф. И. Склюнскый, Н. А. Фомин. Проектирование самолетов. Машиностроение, М., 1972.

Поступила на 22. X. 1993 г.

Modification of light airplanes by substituting the turbomotor group as a problem of the starting mass

Dimitar Jordanov

(S u m m a r y)

In the paper, the potentialities of the mathematical models upon modification of light airplanes by substituting the motor by a lighter one have been illustrated. The problems thus arising with the increase of the starting mass and its reflection on the flying characteristics may be analysed with satisfactory accurateness as a result of which an optimal or reasonable solution may be adopted. The models are suitable for the preliminary design of light airplanes, too. By them, the geometry formation and the mass and completeness solutions are streamlined and theoretically substantiated. Qualitative characteristics relating power changes with starting mass have been derived that can be used in other express and approximate methods for designers' projects analysis.

Интелигентен модул за определяне на диференциалния праг на чувствителност при соматосензорна стимулация

Румен Недков, Стоян Танев, Светозар Симеонов,
Пламен Трендафилов

Институт за космически изследвания, БАН

Електронните характеристики на живите тъкани на човека от гледна точка на електрониката и термоелектрониката могат да се моделират с отрицателно диференциално съпротивление (R^-) или отрицателна диференциална проводимост [1].

В биоелектростимулацията импедансът Z на мембраната на живата тъкан се разглежда само като капацитивен. С електротермичната теория на възбуждане се обяснява както капацитивният, така и индуктивният характер на импеданса [1, 2]. Съгласно [3] изразът за импеданса има следния вид:

$$(1) \quad Z = \frac{(R^- + 2\pi f L_e) (R^- - j \frac{1}{2\pi f C_e})}{R^- + R + j (2\pi f L_e - \frac{1}{2\pi f C_e})}$$

където R е активното съпротивление на биоверигата, C_e и L_e са еквивалентните стойности на индуктивността и капацитета, R^- е отрицателното диференциално съпротивление.

R^- се определя от израза

$$(2) \quad R^- = R \frac{1 + A\tau}{1 - A\tau}$$

където $A = kI_e I_e^2 / C$, I_e е стойността на тока, C — термокапацитетът, k — топлинният коефициент, τ — времеконстантата на биоверигата.

При ниски честоти на стимулация f клони към 0, следователно Z клони към R^- , при високи честоти на стимулация f клони към ∞ , следователно Z клони към R . При определени честоти се наблюдава изместване на фазата до

$\pi/2$ между U и I . Съгласно [4] активното съпротивление на мембраната на живата клетка (R_m) е от порядъка на десетки до стотици ома, а активното съпротивление на клетките на кожата (R_k) е от порядъка на десетки до стотици килоома.

Определяне на диференциалния праг на чувствителност

Точността и обективността при определяне на диференциалния праг на чувствителност (ДПЧ) при соматосензорна стимулация основно зависят от линейността на стимулиращия сигнал (СС) и линейността на изменение на товара (R_k). Под линейно изменение на СС се разбира линейно изменение на амплитудата и честотата му. Линейното изменение на СС е технически осъществимо.

Възниква въпросът как да се осигури линейност на импеданса, така че при определени честоти и нива на СС да се определи адекватно реакцията на чиято база се определя ДПЧ.

Когато не съществуват други видове стимулация, реакцията от въздействието зависи главно от R_k и R_m . При определени честоти и нива на СС, R_k и R_m се изменят нелинейно [4]. Следователно е необходимо да се търсят такива честоти и нива на СС за които R_k и R_m се изменят линейно. Ако със $S(I_m, f)$ се означава стимулиращото въздействие (СВ), където I_m е амплитудата на импулсния ток, а f — неговата честота, тогава ДПЧ се определя при първата адекватна реакция (R_s). При конкретно ниво на стимулиращото въздействие (определя се индивидуално за всеки човек) $S_0(I_{m0}, f_0)$ адекватна реакция отсъства, т. е. $R_s=0$. При нарастване на нивото $S_k(I_{mk}, f_k)$ се появява адекватна реакция и $R_s \neq 0$. Това е минималният праг на чувствителност. Разликата между S_0 и S_k се нарича ДПЧ.

$$(3) \quad \Delta S = S_k(\cdot) - S_0(\cdot) \approx dS.$$

Динамиката на ДПЧ се определя като скорост на изменение на стимулиращата във времето

$$(4) \quad D = \frac{\partial S(I_m, f)}{\partial t}.$$

В [4] са описани редица прибори за соматосензорна стимулация. Основен техен недостатък е липсата на линейно регулиране на СС в широк диапазон и запомняне на параметрите му при различни адекватни реакции $R_s \neq 0$.

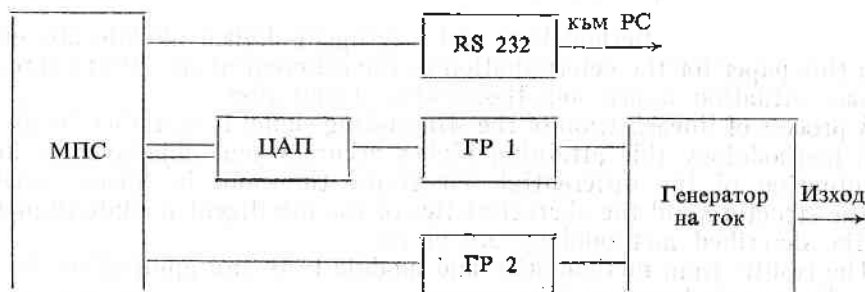
Линеаризацията на процеса на соматосензорна стимулация съкращава времето за точно определяне на ДПЧ.

Линеаризацията на процеса, която е реализирана в разработения интелигентен модул, позволява да се отстранят голяма част от недостатъците на съществуващите до този момент аналогични прибори и системи за соматосензорна стимулация.

Описаната методика дава възможност за прилагане на този подход за определяне на ДПЧ в различни условия (космически и наземни) без съществено изменение на структурата на апаратния модул.

Структура и характеристики

Блоковата схема на модула е показана на фиг. 1. Микропроцесорната система (в случая едночипов компютър) се управлява от персонален компютър по RS 232. Изпълнителната част на стимулатора е генератор на ток, който издава правоъгълни импулси с регулируеми продължителност и амплитуда. С помощта на ЦАП се управлява токът, а галваничното разделяне се налага от изискванията за безопасност.



Фиг. 1. Блокова схема

МПС — микропроцесорна система; ЦАП — цифрово-аналогов преобразувател ГР1, ГР2 — схеми за галванично разделяне

Така предложената методика и интелигентен модул бяха апробирани в Макс-Делбрюк-Център в Германия. Положителните резултати, получени от апробацията, дадоха възможност предложената методика и модул да бъдат изпитвани в клинични условия.

Разработената методика и интелигентен модул представляват елемент от проектираната в настоящия период система за неврофизиологични изследвания в космически условия — НЕВРОЛИАБ.

Литература

1. Ромоданов, А. П., Г. Б. Богданов, Д. С. Лященко. Первичные механизмы действия иглоукалывания и прижигания. Киев, Вища школа, 1984, 17—25.
2. Колесников, Г. Ф. Электростимуляция нервно-мышечного аппарата. Киев, Здоровья, 1977, с. 167.
3. Богданов, Г. Б. Теория автогенераций живой ткани. — В: Проблемы метрологического обеспечения измерения характеристик случайных полей и сигналов, генерируемых биологическими объектами (Тезисы докладов). М., Атомиздат, 1979, 29—30.
4. Портнов, Ф. Г. Электростимуляционная рефлексотерапия. Рига, Зинатис, 1982, 104—110.

Постъпила на 29. XI. 1993 г.

Intelligent module for determination of the differential sensitivity threshold under stimulation

Roumen Nedkov, Stoyan Tanev, Svetozar Simeonov, Plamen Trendafilov

(S u m m a r y)

Methodology and intelligent digital module are suggested in this paper for the determination of the differential sensitivity threshold in Space situation under somatosensoric stimulation.

A process of linearization of the stimulating signal is described in the suggested methodology this attaining higher accuracy and objectiveness in the determination of the differential sensitivity threshold in Space situation.

The structure and the characteristics of the intelligent module implementing the described methodology are given.

The results from methodology and module tests and applications in Germany (DM Centre) are positive.

Разработване на кумулативни заряди за изстрелване на псевдометеоритни частици

Виктор Баранов, Христо Христов, Станчо
Петков**, Красимир Бояджиев****

Тульский государственный технический университет, Тула, Русия

** Военно научно-изследователски проектно-конструкторски институт, София*

*** „ВМЗ“ ЕООД, Сопот*

При разработването на корпуси на космически системи възниква въпросът за поведението на тяхната обшивка в работни условия. Единственият възможен начин за проверка на жизнеспособността на корпусната обшивка в лабораторни условия е обстрелването ѝ с псевдометеоритни частици. Предвид високата скорост на движение на метеоритните частици в работни за обшивката условия, в достъпни лабораторни условия е удобно такова движение да се имитира чрез формиране на кумулативна струя от кумулативен заряд.

Конструкцията и действието на кумулативния заряд може да се опише по следния начин. Взривно вещество с вдлъбнатина с определена форма е пресовано в корпус. Корпусът и вдлъбнатината са осовосиметрични. При осово инициране на взривното вещество продуктите на взрива придобиват на повърхността на вдлъбнатината импулс, насочен под някакъв ъгъл към общата ос на кумулативния заряд. В резултат на това налягането, температурата, плътността и скоростта на газовия поток в областта на кумулацията се оказват значително по-високи, отколкото в разпръсквания се поток. При облицоване на кумулативната вдлъбнатина с метал от кумулативната облицовка се образува компактна кумулативна струя, насочена по оста на кумулативния заряд в посока, обратна от иницирането на взривното вещество [1, 2].

За да могат да изпълнят предназначението си в лабораторни условия, псевдометеоритните частици трябва да са компактни тела. Но с многочислени експерименти е доказано, че компактността на кумулативната струя се нарушава вследствие на градиента на скоростта по нейната дължина. Безградиентността на скоростта при формиране на кумулативната струя е фактор за запазване на нейната компактност на относително големи разстояния.

Целенасоченото формиране на безградиентна кумулативна струя изисква решаването на обратната задача на кумулацията [3, 4].

От авторите, използвайки методи на Станюкович и Орленко, е формулирана обратната задача на кумулацията при прието безградиентно формиране на кумулативната струя. Задачата е решена относно функциите $F(x)$, $\Phi(x)$, $\phi(x)$, $f(x)$, описващи кривите на образуващите, съответно на външната и на вътрешната повърхност на корпуса и на външната и на вътрешната повърхност на кумулативната облицовка на кумулативния заряд. Геометрията на взривното вещество, разположено между корпуса и кумулативната облицовка, се описва от функциите $\Phi(x)$, и $\phi(x)$.

При решаването на задачата са наложени ограничения на указаните функции, на първите и на вторите им производни откъсно непрекъснатостта им в участъка $x \geq 0$, като по x се задава височината на кумулативния заряд. Освен това: $F(x) - \Phi(x) \geq 0$, $\Phi(x) - \phi(x) \geq 0$ и $\phi(x) - f(x) \geq 0$. Зарядът от взривно вещество в целия си обем е изотропен [5].

Кумулативният заряд се разделя по неговата височина на n равни елементарни части с плоскости, перпендикулярни на общата ос Ox .

Нека в момент време $t=0$ детонационната вълна, разпространяваща се във взривното вещество, от точката на инициране към кумулативната облицовка, достига върха на облицовката и при $t > 0$ се разпространява към нейната основа със скоростта на детонация D на взривното вещество. За определяне на зависимостите, описващи деформацията на облицовката и формирането на кумулативната струя при наложените ограничения на функциите $F(x)$, $\Phi(x)$, $\phi(x)$, $f(x)$, е използвана радиалната схема на деформация на кумулативната облицовка.

Разглежда се елементарна част от кумулативната облицовка с координатата x и дължина dx . В момент време $t=x/D$ точка А (левият край) от разглежданата елементарна част започва движение към оста на симетрия на кумулативния заряд със скорост $W_0(x)$. За времето, докато детонационната вълна достигне точка В (десния край на елементарната част), т. е. за време $dt=dx/D$, точка А се премества по посока към оста Ox на разстояние dy , което се определя по формулата

$$(1) \quad dy = W_0(x) dt = W_0(x) \frac{dx}{D}$$

и се намира от оста Ox на разстояние

$$(2) \quad R = f(x) - dy = f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D}$$

Нека скоростта $W_0(x)$ не зависи от времето и е функция само на координатата x . Тогава разстоянието R точка А ще измине за време T , определено от зависимостта

$$(3) \quad T = \frac{R}{W_0(x)} = \frac{1}{W_0(x)} \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right]$$

За това време точка В се премества по посока на оста Ox със скорост $W_0(x) + dW_0(x)$ и изминава път

$$(4) \quad L_1 = T(W_0(x) + dW_0(x)) = \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right] \frac{W_0(x) + dW_0(x)}{W_0(x)}$$

като се намира от оста OX на някакво разстояние L_2

$$(5) \quad L_2 = [f(x) + df(x)] - L_1.$$

Следователно ъгълът на схлопване α на елементарната част от облицовката се определя по формулата:

$$(6) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{L_2}{dx} = \frac{f(x) + df(x) - \frac{1}{W_0(x)} \left[f(x) - W_0(x) \frac{dx}{D} \right] [W_0(x) + dW_0(x)]}{dx}.$$

След преобразувания последното уравнение се записва във вида

$$(7) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)}{W_0(x)} \frac{dW_0(x)}{dx} + \frac{W_0(x)}{D}.$$

Скоростта на деформиране $W_0(x)$ на елементарната част от облицовката с дължина dx е свързана със скоростта на движение на кумулативната струя в разглежданото сечение $W_1(x)$ чрез кинематичното съотношение

$$(8) \quad W_0(x) = W_1(x) \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} = \frac{k_i D}{2} \sqrt{\beta(x) [2 + \beta(x)]^{-1}},$$

където k_i е коефициент, отчитащ преразпределението на импулса на взрива върху различни елементарни части на облицовката, вследствие движението на продуктите на детонацията по образуващата на кумулативната вдлъбнатина, $\beta(x)$ — функция на активната маса на заряда.

Тогав изразът за определяне на ъгъла на схлопване α на елементарната част от облицовката ще има следния вид:

$$(9) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)}{W_1(x) \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2}} \left[\frac{dW_1(x)}{dx} \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} + W_1(x) \frac{d \left(\operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} \right)}{dx} \right] + \frac{W_1(x) \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2}}{D}.$$

Изисква се в последното уравнение $W_1(x) = \text{const}$. В такъв случай след извършване на преобразувания решението на уравнение (9) има вида

$$(10) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \frac{df(x)}{dx} - f(x) \frac{1}{\sin \alpha(x)} \frac{d\alpha(x)}{dx} + \frac{W_1(x)}{D} \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2}.$$

В уравнение (10) функциите $\operatorname{tg} \alpha(x)$, $\sin \alpha(x)$, $\operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2}$ и $\frac{d\alpha(x)}{dx}$ могат да бъдат представени чрез $W_1(x)$ и $\beta(x)$

$$(11) \quad \operatorname{tg} \alpha(x) = \operatorname{tg} \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{D}{2W_1(x)} \sqrt{\beta(x) [2 + \beta(x)]^{-1}} \right\} = \operatorname{tg} [2 \operatorname{arctg} \varepsilon(x)] = \frac{2\varepsilon(x)}{1 - \varepsilon^2(x)};$$

$$(12) \quad \sin \alpha(x) = \sin \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{D}{2W_1(x)} \sqrt{\beta(x) [2 + \beta(x)]^{-1}} \right\} = \sin [2 \operatorname{arctg} \varepsilon(x)] = \frac{2\varepsilon(x)}{1 + \varepsilon^2(x)};$$

$$(13) \quad \operatorname{tg} \frac{\alpha(x)}{2} = \operatorname{tg} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{D}{2W_1(x)} \sqrt{\beta(x) [2 + \beta(x)]^{-1}} \right\} = \operatorname{tg} [\operatorname{arctg} \varepsilon(x)] = \varepsilon(x);$$

$$(14) \quad \frac{d\alpha(x)}{dx} = \frac{d \left\{ 2 \operatorname{arctg} \frac{D}{2W_1(x)} \sqrt{\beta(x) [2 + \beta(x)]^{-1}} \right\}}{dx} = \frac{d[2 \operatorname{arctg} \varepsilon(x)]}{dx} = 2 \frac{1}{1 + \varepsilon^2(x)} \frac{d\varepsilon(x)}{dx},$$

където

$$(15) \quad \varepsilon(x) = \frac{D}{2W_1(x)} \sqrt{\beta(x)[2 + \beta(x)]^{-1}}.$$

Но

$$(16) \quad \frac{d\varepsilon(x)}{dx} = \frac{D}{2W_1(x)} \left\{ \sqrt{\beta(x)[2 + \beta(x)]^3} \right\}^{-1} \frac{d\beta(x)}{dx},$$

Тогава уравнение (10) приема следния вид;

$$(17) \quad \frac{2\varepsilon(x)}{1 - \varepsilon^2(x)} = f'(x) - \frac{f(x)D}{2\varepsilon(x)W_1(x)} \left\{ \sqrt{\beta(x)[2 + \beta(x)]^3} \right\}^{-1} \beta'(x) + \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D}$$

Първата производна на сложната функция $\beta(x)$ описва изменението на активната маса на взривното вещество за елементарна част от облицовката с координата x и дължина dx

$$(18) \quad \frac{d\beta(x)}{dx} = A(x)a(x)\frac{dF(x)}{dx} + [A(x)d(x) + C(x)c(x)]\frac{d\Phi(x)}{dx} \\ + [B(x)b(x) + C(x)g(x)]\frac{d\varphi(x)}{dx} + B(x)e(x)\frac{df(x)}{dx},$$

където $A(x)$, $B(x)$, $C(x)$, $a(x)$, $b(x)$, $c(x)$, $d(x)$, $e(x)$ и $g(x)$ са междинни функции, приети с цел опростяване на записа на уравнение (18), зависещи от поведението на функциите $F(x)$, $\Phi(x)$, $\varphi(x)$, $f(x)$.

След определяне на изменението на активната маса от заряда взривно вещество уравнение (17) се записва така:

$$(19) \quad \frac{2\varepsilon(x)}{1 - \varepsilon^2(x)} = \frac{df(x)}{dx} - \frac{f(x)D}{2\varepsilon(x)W_1(x)} \left\{ \sqrt{\beta(x)[2 + \beta(x)]^3} \right\}^{-1} \\ \times \left\{ A(x)a(x)\frac{dF(x)}{dx} + [A(x)d(x) + C(x)c(x)]\frac{d\Phi(x)}{dx} \right. \\ \left. + [B(x)b(x) + C(x)g(x)]\frac{d\varphi(x)}{dx} + B(x)e(x)\frac{df(x)}{dx} \right\} + \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D}.$$

Тогава

$$(20) \quad \frac{df(x)}{dx} - E(x) \left\{ A(x)a(x)\frac{dF(x)}{dx} + [A(x)d(x) + C(x)c(x)]\frac{d\Phi(x)}{dx} \right. \\ \left. + [B(x)b(x) + C(x)g(x)]\frac{d\varphi(x)}{dx} + B(x)e(x) \right\} \frac{df(x)}{dx} + \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D} - \frac{2\varepsilon(x)}{1 - \varepsilon^2(x)} = 0,$$

или

$$(21) \quad \frac{df(x)}{dx} - E(x)A(x)a(x)\frac{dF(x)}{dx} - E(x)[A(x)d(x) + C(x)c(x)]\frac{d\Phi(x)}{dx} \\ + E(x)[B(x)b(x) + C(x)g(x)]\frac{d\varphi(x)}{dx} + E(x)B(x)e(x)\frac{df(x)}{dx} \\ + \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D} - \frac{2\varepsilon(x)}{1 - \varepsilon^2(x)} = 0,$$

където

$$(22) \quad E(x) = \frac{f(x)D}{2\varepsilon(x)W_1(x)} \left\{ \sqrt{\beta(x)[2 + \beta(x)]^3} \right\}^{-1}$$

е сложна междинна функция, несъдържаща производни от функциите $F(x)$, $\Phi(x)$, $\varphi(x)$ и $f(x)$, което позволява тя да се представи като коефициент.

Уравнения (20) и (21) се явяват обикновени диференциални уравнения от първи ред относно една неизвестна от функциите $F(x)$, $\Phi(x)$, $\varphi(x)$ и $f(x)$ при зададени други три и начални условия за неизвестната функция. Същевременно тези уравнения се явяват изходни за формулирането на задачата на Коши за безградиентно формиране на кумулативна струя.

Получените зависимости позволяват целенасочено да се формира безградиентна кумулативна струя, използвана в качеството на псевдометеоритна частица. Задачата се решава в следните два основни случая:

1. При известен профил на корпуса на кумулативния елемент да се построи профилът на кумулативната облицовка, осигуряващ безградиентно формиране на кумулативната струя.

2. При известен профил на кумулативната облицовка да се построи профилът на корпуса на кумулативния елемент, осигуряващ безградиентно формиране на кумулативната струя.

В първия случай се получава следната зависимост за профила на кумулативната облицовка:

$$(23) \quad \frac{df(x)}{dx} = \left\{ \frac{2\varepsilon(x)}{1-\varepsilon^2(x)} - \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D} + E(x) \left\{ A(x)a(x) \frac{dF(x)}{dx} + [A(x)d(x) + C(x)c(x)] \frac{d\Phi(x)}{dx} + [B(x)e(x) + C(x)g(x)] \frac{d\delta(x)}{dx} \right\} \right\} Q(x),$$

където

$$(24) \quad Q(x) = \{1 - E(x) [B(x)b(x) + C(x)g(x)]\}^{-1}.$$

Анализът на резултатите от решаването на задачата на Коши за уравнение (23) показва, че образуващата на повърхността на кумулативната облицовка в повечето случаи има вид на ярко изразена парабола

$$f(x) = -ax^2 + bx + f(0).$$

Във втория случай се получава следната зависимост за профила на корпуса на кумулативния заряд:

$$(25) \quad \frac{d\Phi(x)}{dx} = \left\{ \frac{W_1(x)\varepsilon(x)}{D} - \frac{2\varepsilon(x)}{1-\varepsilon^2(x)} + [1 - E(x)B(x)e(x)] \frac{df(x)}{dx} - E(x) \left\{ A(x)d(x) \frac{d\Omega(x)}{dx} + [B(x)b(x) + C(x)g(x)] \frac{d\varphi(x)}{dx} \right\} \right\} \Gamma(x),$$

където

$$(26) \quad \Gamma(x) = \{E(x) [A(x)a(x) + C(x)c(x)]\}^{-1}.$$

Анализът на резултатите от решаването на задачата на Коши за уравнение (25) показва, че образуващата на повърхността на корпуса на кумулативния заряд в повечето случаи има вид на слабо изразена парабола

$$\Phi(x) = Ax^2 + Bx + \Phi(0).$$

Получените теоретични резултати относно целенасоченото формиране на безградиентна кумулативна струя са проверени експериментално, като критерий за компактност и безградиентност на кумулативната струя е крайният ефект от проникването ѝ в хомогенна метална преграда със средна твърдост. При изменение на разстоянието между кумулативния заряд и преградата при изпитванията на отделните образци дълбочината на пробойната остана непроменена.

Литература

1. Баум, Ф. А., К. П. Станюкович, В. И. Шехтер. Физика взрыва. М., ФИЗМАТГИЗ, 1959.
2. Физика взрыва. Под ред. К. П. СТАНЮКОВИЧА, М., Наука, 1975.
3. Христов, Х. И. Оптимизация на конструктивните параметри на кумулативен заряд с конусна облицовка на вдлъбнатината. В. Гърново, ЮНС, 1993.
4. Христов, Х. И. Обоснование возможности повышения эффективности кумулятивных элементов для кассетных боеприпасов путем формирования безградиентной струи. Дисертация за получаване на научна степен „Кандидат на техническите науки“, Тулски държавен технически университет, Тула, 1993.
5. Лаврентьев, М. А., Б. В. Шабат. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., Наука, 1977.

Постъпила на 14. I. 1994 г.

Pseudometeorite particles generated by shaped charges

*Victor Baranov, Christo Christov,
Stancho Petkov, Krasimir Boyadjiev*

(Summary)

One method of testing the viability of lining of space vehicles in laboratories is by use of meteorite particles jet. As the meteorite particles have high speed in real operation of the space craft their motion can easily be simulated in laboratory by forming a null-gradient cumulative jet. Shaped charges forming null-gradient cumulative jet have been designed by the employment of the method of Stanukovitch and Orlenko. Direct relationship between null-gradient cumulative jet and geometry of the shaped charge has been formulated. The null-gradiency of the cumulative jet makes possible its use in the role of pseudometeorite particles.

*Писма до редакцията**

Коментар на статията „Върху функционирането на сондова апаратура в условията на активен сондов експеримент“

Георги Станев, Людмил Банков

Институт за космически изследвания, БАН

Авторът на коментираната статия, публикувана в „Аерокосмически изследвания в България“, кн. 9, стр. 17—20, 1993, Ст. Чапкънов си е поставил задачата да изследва някои от особеностите на функциониране на определен вид сондова апаратура — четириелектроден йонен уловител (ЧИУ) и цилиндрична сонда на Ленгмюр (ЦСЛ), монтирана на борда на космически апарат. При активен експеримент чрез контролирана от експериментаторите въздействие близо до космическия апарат се създава област с параметри на плазмата, различаващи се от равновесните и се изучават физическите явления при известни или поне частично известни начални условия. В тази област се променят функциите на разпределение на заредените и неутралните компоненти на плазмата; наблюдават се промени в концентрациите и температурите, енергетичния им спектър, възбудените състояния; генерират се квазипостоянно електрическо поле, електростатични и електромагнитни вълни и колебания и т. н. Промените във функциите на разпределение обуславят промени в събирания ток от сондовите прибори и изучаването на тази зависимост е важна задача. За съжаление, авторът на коментираната статия свежда цялото това многообразие от явления само до „повишаване на потенциала“ на обекта. Трябва да се отбележи, че значителни повишавания на потенциала на спътника са наблюдавани и без активни експерименти, т. е. и в този аспект заглавието на статията не е коректно.

В статията са цитирани три работи — две с участието на автора, а тази под номер [2] (Магдзев и др.) дава някои сведения за зависимостта на потенциала на космическия апарат от тока на инжекция. Очевидно авторът има претенции за авторство на приведените две формули. Ще покажем,

* Материалът се публикува без редакторска намеса.

Право на отговор

Отговор на „Коментар...“

Стефан Чапкънов

Институт за космически изследвания, БАН

„Коментар“ по-нататък ще бъде в кавички не само, защото се цитира. Авторите му са си изградили схема, която смятат за удобна при постигане на целите: да покажат колко „опасна“ е статията, демонстрирайки информираност и компетентност. Последното си е техен проблем. Другият им значителен проблем е, че „коментарът“ просто не се отнася до същността на публикацията ми. В тази връзка отговорът може да изглежда по следния начин:

1. Не съм твърдял, че при активни експерименти не се „създава област с параметри на плазмата, различни от равновесните“. Какво твърдя ще стане ясно по-нататък. И т. н., и т. н., т. е. отговорът ми би съдържал приблизително толкова точки, колкото е броят на изреченията в „коментара“. Аз ще се задоволя с по-малко.

2. Не съм казвал, че „цялото това многообразие от явления се свежда само до „повишаване на потенциала“ на обекта“, както и че не са наблюдавани „значителни повишавания на потенциала на спътника и без активни експерименти“. Когато съм смятал за необходимо, това е било отбелязвано, както е например в [1].

3. Не си приписвам авторство по отношение на използваните две формули. Невитирането на автора на формули, станали класически, не означава непременно претенция за авторство. По този начин е постъпено например в [2]. Първата формула изисква специално внимание. Тя е изведена за пръв път в [3]. В „коментара“ е направен опит да бъде цитирана. Общият вид на формулата е:

$$(1) \quad I_k = \alpha n_1 e u_0 \pi r^2 (1 - 2 e \phi / m_1 u_0^2).$$

Оказва се, че дори „приведената проста формула“ не е достатъчно проста за възможностите на авторите. В скобата вместо скоростта на обекта u_0 те са поставили средната скорост на йоните v_1 . Това не е просто техническа грешка, защото горната формула е изведена при условие $u_0 \gg v_1$. На фона на тази фразираща некомпетентност проличава колко струват изрази от рода

* Материалът се публикува без редакторска намеса.

на: „Необходимо е да бъде въведено и числото на Мах, особено в случая за йонния ток.“

4. Не съм твърдял, че не съществуват случаи, когато „цилиндричната сонда има поведение на сферична“. В [4], например, този факт е основа на работата. Пак там са цитирани [5, 6, 7]. Споменавам това и във връзка с твърде екстравагантното „умозаключение“ в „коментара“: „Нецитирането на някаква част от съществуващите голям брой оригинални и обзорни работи ни дават основание да твърдим, че авторът просто не ги познава.“ Такива „констатации“ дават ясна представа за мисловната нагласа на авторите на „коментара“.

5. Пак там може да се прочете, че „сериозен дефект на коментиращата работа е неотчитането на магнитното поле“. Това е грандиозна констатация, особено като се има предвид още следващата фраза, с която авторите, без да искат, обясняват защо горечитираното не е дефект именно на тази публикация: „Отчитането на магнитното поле намалява съществено радиуса на събиране и следователно тока.“ Максималният ток, а той е такъв именно при неотчитане на магнитното поле, е опасен за функционирането на сондовата апаратура и това е отчетено в статията.

6. Единствено вярно в „коментара“, което засяга статията, е, че твърдението ми: „в зависимост от потенциала на обекта токът е ограничен или на минималната, или на максималната стойност“ не произтича непременно от формула (1). Но това е така не поради изтъкнатата от авторите причина, а поради обстоятелството, че формулата важи в ограничен вид само за линейния участък на волтамперната характеристика. Въпреки това самата констатация в статията е вярна: при силно положителен корпус естествено йони не се събират (токът е минимален), докато при силно отрицателен потенциал на корпуса уловителят събира всички йони, които среща по пътя си, но не повече, т. е. колекторният ток е ограничен на максималната си стойност.

Признавам също, че измисленото понятие „неизкривена околна плазма“ е заимствано от [8].

Цялата бъркотия, каквато представлява т. нар. „Коментар“, се дължи на очевидния факт, че авторите му просто са загубили способността да четат. Вероятна причина за това са многото години, през които те са се занимавали с приборостроене. Но по това време можеха да научат поне да правят разлика между функциониране и работа на едно устройство. Резюмето на статията е предназначено и за неспециалисти. Там (на английски) е казано: „Четириелектродният сферичен йонен уловител . . . чрез своята структура е защитен от влиянието на високия потенциал на обекта по време на инжекцията“. Кое то ще рече, че сондите не работят нормално по време на инжекция. Статията се занимава с проблема дали те са защитени достатъчно, за да могат да функционират (а не да се повреждат) в режим на инжекция, което от своя страна е гаранция за нормалната им работа при възстановяване на равновесните параметри на плазмата. Естествено е в моя публикация да цитирам сондови прибори, към които имам принос. Естествено е да отделям внимание само на онези съпровождащи инжекцията явления, които са опасни за функционалните блокове на измерителите. А поради характера на измерването естествено най-опасен е високият потенциал на корпуса. Нямам намерение да преразказвам статията си.

Следвайки логиката на „коментара“ с пълно основание мога да кажа, че дефектите, неправилните формули, както и неумението да се чете, правят въпросното писание безсмислено. И че в този си вид то дори е опасно за лековерния читател.

А иначе „коментарът“ не се отнася до моята публикация и както стана ясно, въобще не е коментар.

Литература

1. Шаркипов, С. К. et al. XXXIV IAF-Congress, 1983.
2. Гдалевич, Г. — Ионосферные исследования, **18**, 1969, 95—119.
3. Грингауз, К. И. и др. — Искусственные спутники Земли, вып. 6, 1961, 63.
4. Шаркипов, С. К. — Sp. Res. in Bulg., **5**, 1986, 35-39.
5. Findley, J. A., L. H. Brace. — PIEEE, **57**, 1969, 1054-1056.
6. Brace, L. H., R. F. Theis. — J. Geophys. Res., **79**, 1974, No 13, 1871-1884.
7. Brace, L. H. et al. — Radio Sci., **8**, 1973, No 4, 341-448.
8. Серафимов, К. В. Космические исследования в Болгарии. С., БАН, 1980.

Постъпила на 6. XII. 1993 г.

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 (210×295).

• 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 work 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. Bulard, E., I. Cooper. The determination of the masses necessary to produce a given gravitational field. — Proc. Royal Soc. London, 194, 1948, 332-347.

2. Yanovskaya, T., L. Porokhova. 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.

ing address:

Address. The authors may submit articles in person or send them to the follow-

Editorial Board of
Aerospace Research in Bulgaria,
Institute for Space Research,
Bulgarian Academy of Sciences,
6 Moscovska 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 език. Българските автори трябва да представят и превод на статията.

• 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 210×295.

• Всяка статия трябва да бъде придружена от резюме (до 1 стандартна страница) на български и на един западен език.

• Материали, приети за печат или публикувани в други издания, не се приемат.

Подреждаве:

• На първата страница на всяка статия трябва да бъдат написани заглавието, имената на авторите и адресът на местоработата.

• Таблиц 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. — Списание 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 определения 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“

Цена 30 лв.