CS87 17443 – 17448

INSTITUTE OF PLASMA PHYSICS
CZECHOSLOVAK ACADEMY OF SCIENCES

JOINT CZECHOSLOVAK - SOVIET WORKSHOP ON CURRENT DRIVE IN TOKAMAKS

Liblice, May 15 to 17, 1985

IPPCZ - 254

October 1985

RESEARCH REPORT

POD VODÁRENSKOU VĚŽÍ 4, 18069 PRAGUE 8
CZECHOSLOVAKIA

JOINT CZECHOSLOVAK - SOVIET WORKSHOP

on CURRENT DRIVE in TOKAMAKS

Liblice, May 15 to 17, 1985

IPPCZ - 254

October 1985

COMPUTER SIMULATION OF LOWER HYBRID CURRENT DRIVE

P. Pavlo and R. Klíma

ABSTRACT

A physical model based on 1-D Fokker-Planck equation with inclusion of the effect of runaway for lower hybrid current drive is presented. An account of numerical scheme which allows for solution of the kinetic equation for arbitrary shape of the spectrum (with inclusion of the parasitic wing) and strong electric field is given. The effect of the electric field on the driven current is investigated. The results demonstrate a strong dependence of the driven current magnitude on the power contained in the short wave-length (SW) part of the spectrum. The shape of the SW part strongly influences the driven current radial profile. The possible role of nonlinear generation of third harmonic waves due to the ponderomotive density modulation at the plasma edge is discussed. All numerical results have been obtained for T-7 tokamak parameters.

1. INTRODUCTION

For fusion applications, non-inductive current drive provides an attractive option of a stationary tokamak. Up to date, the best results have been obtained in lower hybrid current drive experiments. However, the results are not yet fully understood. The key issue is how relatively cold electrons interact with high phase velocity waves as predicted by the linear theory of grill, to produce driven currents of magnitudes encountered in experiments. The role of the electric field (which is initially present in Ohmically created plasmas and, in most cases, does not vanish during LH current drive) is not yet fully specified. However, some estimates have been made /1/ showing strong dependence of the current drive efficiency on the toroidal electric field. The high-density limit on LHCD has not been satisfactorily explained either. While it is now generally agreed that the original quasilinear theory /2/, /3/ is relevent (as indicated by meassuring the current drive efficiency etc.), in absolute values, the theoretical predictions do not match the experimental results if a linear LH wave spectrum /4/ is employed. In /5/ it is shown that a small fraction of rf power contained in short wavelength part of spectrum can account for the observed order-of-magnitude discrepancies.

Some of this opened questions are investigated in the present paper.

2. PHYSICAL MODEL

The choice of the physical model of LHCD was subject to the requirement of its usability within a 1-D radial transport code. The model is therefore one-dimensional both in space and in velocity. All quantities are averaged over coaxial toroidal magnetic surfaces. On the reasons given in /6/, quasilinear approximation is used. It is supposed that $\omega \gtrsim 2\,\omega_{LHmax}$, where ω is the applied rf field frequency and ω_{LHmax} is the maximum lower hybrid frequency in the plasma volume. On this condition (generally valid in LHCD experiments), the propagation of LH waves can be fairly well described in terms of perpendicular group velocity, v_{gr} ,

$$(1) \qquad v_{gr} \approx \frac{\omega^2}{k_\parallel\,\omega_{pe}} = \frac{\omega}{\omega_{pe}}\,\frac{c}{N_\parallel}\,,$$

where $k_\parallel$ ($N_\parallel$) is the parallel wave number (refraction index) of an individual LH mode, and ω_{pe} is the plasma frequency $^{+)}$. Transient effects connected with the wave propagation are neglected as their characteristic time $\sim a/v_{gr}$ is much less than the characteristic times of the change of macroscopic plasma parameters (skin time, energy confinement time).

The space distribution of the rf field energy is therefore solved for in quasi-steady approximation. However, in velocity space, the transient effects (connected with the finite time of the quasilinear plateau formation and of the response of the electron distribution to the change in the parallel electric field $E_\parallel$ due to the driven current generation) are respected fenomenologically, introducing relaxation times. Beyond this, the 1-D kinetic equation is also solved in quasi-steady approximation.

Relativistic effects are neglected.

Both $k_\parallel > 0$ and $k_\parallel < 0$ are admitted. However, in what follows, only $k_\parallel > 0$ (i.e. $v_\parallel > 0$) is considered; for $k_\parallel < 0$ ($v_\parallel < 0$), the same results are valid with the sign of $E_\parallel$ reversed.

$^{+)}$Ray-tracing method is not employed.

3. KINETIC EQUATION FOR ELECTRONS

In the steady state approximation, the 1-D Fokker-Planck equation with quasilinear and $E_\parallel$-terms reads /7/

$$(2)\quad \frac{\partial}{\partial v_\parallel} \mathcal{D}_q \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} + \frac{e}{m_e} E_\parallel \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} + \frac{2+Z_{eff}}{a_y} \frac{\partial}{\partial v_\parallel} \nu_\lambda \left(v_\parallel f_\parallel + \frac{T_e}{m_e} \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} \right) = 0 .$$

Here, $\mathcal{D}_q$ is the quasilinear diffusion coefficient

$$(3)\quad \mathcal{D}_q = \frac{\pi e^2}{\varepsilon_0 m_e^2} \frac{\omega^2}{\omega_{pe}^2} \frac{1}{|v_\parallel|} W_k(k) \Big/_{k_\parallel = \omega/v_\parallel}$$

W_k is the spectral energy density, $\frac{2 + Z_{eff}}{a_y} \nu_\lambda$ is the effective collision frequency of resonant electrons,

$$(4)\quad \nu_\lambda(v_\parallel) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0^2} \frac{e^4 m_e \ln\Lambda}{m_e^2 |v_\parallel|^3} .$$

$\ln\Lambda$ is the Coulomb logarithm. The coefficient a_y should represent the scattering of electrons in perpendicular velocity, $v_\perp$. Its value can be inferred from 2-D computer simulations but, being roughly the only adjustable parameter in Eq. 2, it can also serve as a means to fit the experimental data. From 2-D simulations, for $Z_{eff} = 1$, follows the value $a_y = 2,5$, for $Z_{eff} = 1.5$, $a_y \approx 2.7$. We usually take $a_y = 2.5 \div 5$.

Define, for simplicity, the collision diffusion coefficient

$$(5)\quad \mathcal{D}_c(v_\parallel) = \frac{2+Z_{eff}}{a_y} \nu_\lambda(v_\parallel) \frac{T_e}{m_e} .$$

Integrating Eq. 2 from $v_\parallel$ to a certain v_0 we obtain

$$(6)\quad \begin{aligned} &\frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} (\mathcal{D}_q + \mathcal{D}_c) + f_\parallel \left(\frac{e}{m_e} E_\parallel + \frac{2+Z_{eff}}{a_y} \nu_\lambda(v_\parallel)\, v_\parallel \right) = \\ &= \frac{e}{m_e} E_\parallel f_\parallel(v_0) + \frac{2+Z_{eff}}{a_y} \nu_\lambda(v_0) \left(v_0 f_\parallel(v_0) + \frac{T_e}{m_e} \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} \Big/_{v_\parallel = v_0} \right) . \end{aligned}$$

Denote $v_1, v_2\ (0 < v_1 < v_2)$ the lower and the upper bounds of the resonant region. Choosing v_0 in Eq. 6 sufficiently above the upper bound v_2, the second term of R.H.S. can be neglected (due to $|v_\parallel|^{-3}$ dependence of ν_λ on $v_\parallel$) without significantly affecting the value of $f_\parallel(v_\parallel)$ for $v_\parallel \lesssim v_2$.

The first term on R.H.S. of Eq. 6 is negligible only if $f_\parallel(v_\parallel)$ decreases for $v_\parallel > v_2$ fast enough. This is the case when $E_\parallel > 0$ (the electrons are decelerated), or $E_\parallel < 0$ but $|E_\parallel|$ is very small. The solution of Eq. 6 then reads /8/, cf. also /1/

$$(7) \qquad f_\parallel(v_\parallel) = f_\parallel(v_a) \exp\left(-\int_{v_a}^{v_\parallel} p(v_\parallel')\,dv_\parallel'\right)$$

where

$$(8) \qquad p(v_\parallel) = \frac{\frac{e}{m_e}E_\parallel + \left[(2+Z_{eff})/a_v\right]\nu_k(v_\parallel)\,v_\parallel}{\mathcal{D}_q(v_\parallel) + \mathcal{D}_c(v_\parallel)}$$

If the increase of the number of electrons contained in the resonant region due to the quasilinear plateau formation is negligible compared to the number of bulk electrons, it is natural to put $v_a = v_1$, and $f_\parallel(v_1) = f_{\parallel 0}(v_1)$, $f_{\parallel 0}$ being the rf undisturbed ($\mathcal{D}_q = 0$) distribution function.

The critical velocity v_c, for which the collisional drag just equals the accelerating force of the parallel electric field $E_\parallel$, is defined by

$$(9) \qquad -\frac{e}{m_e}E_\parallel = \frac{2+Z_{eff}}{a_v}\,\nu_k(v_c)\,v_c\,.$$

If $E_\parallel < 0$ is strong enough, so that $v_c \lesssim v_2$, it is obviously impossible to choose v_0 so that the condition $f_\parallel(v_0) \ll f_\parallel(v_2)$ is satisfied: for $v_\parallel > v_c$, $f_\parallel$ decreases slowly (the runaway region), and the well-known problem of the divergence of the steady-state solution (7) occurs.

To overcome the difficulty, the first term of R.H.S. of Eq. 6 (which is no more negligible) must be retained. Denoting

$$(10) \qquad Q(v_\parallel) = \frac{(e/m_e)\,E_\parallel}{\mathcal{D}_q(v_\parallel) + \mathcal{D}_c(v_\parallel)}\,,$$

we obtain from (6) the equation

$$(11) \qquad \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel} + p(v_\parallel)\,f_\parallel(v_\parallel) = Q(v_\parallel)\,f_\parallel(v_0)\,,$$

which has a solution

$$(12) \qquad f_\parallel(v_\parallel) = e^{-\int_0^{v_\parallel} p(v_\parallel')\,dv_\parallel'}\cdot\left[\left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e + \int_0^{v_\parallel} Q(v_\parallel')\,f_\parallel(v_0)\,e^{\int_0^{v_\parallel'} p(v_\parallel'')\,dv_\parallel''}\,dv_\parallel'\right].$$

Here, the boundary condition

$$(13) \qquad f_\parallel(v_\parallel)\Big/_{v_\parallel = 0} = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e$$

is used (i.e. maxwellian value of $f_\parallel(v_\parallel)$ at $v_\parallel = 0$ is assumed). Choosing $v_\parallel = v_0$ in (12), $f_\parallel(v_0)$ is obtained,

$$f_{\parallel}(v_0) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e \, e^{-\int_0^{v_0} p(v_\parallel')dv_\parallel'} \cdot \left[1 - \int_0^{v_0} Q(v_\parallel') \, e^{-\int_{v_\parallel'}^{v_0} p(v_\parallel'')dv_\parallel''} dv_\parallel'\right].$$

This, inserted in (12), yields finally

$$f_{\parallel}(v_\parallel) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e \, e^{-\int_0^{v_\parallel} p\,dv_\parallel'} \left[1 + \frac{\int_0^{v_\parallel} Q(v_\parallel') \, e^{-\int_{v_\parallel'}^{v_0} p(v_\parallel'')dv_\parallel''} dv_\parallel'}{1 - \int_0^{v_0} Q(v_\parallel') \, e^{-\int_{v_\parallel'}^{v_0} p(v_\parallel'')dv_\parallel''} dv_\parallel'}\right]. \tag{14}$$

Comparing the result with the expression (7) for $v_a = 0$, it is seen that the second term in the bracket of (14) represents the runaway correction.

The solution (14) has to be evaluated numerically. The numerical scheme is described in Section 5.

4. LH WAVES PROPAGATION, POWER ABSORPTION AND THE DRIVEN CURRENT EVALUATION

Under conditions given in Sect. 2, the space distribution of the rf spectral energy density W_k is described by the equation

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r v_{gr} W_k\right) = 2\gamma_k W_k, \tag{15}$$

where v_{gr} is given by (1), and the decrement $2\gamma_k$ of the mode k is

$$2\gamma_k = \frac{\pi\omega}{n_e}\left(\frac{\omega}{k_\parallel}\right)^2 \frac{\partial f_\parallel}{\partial v_\parallel}\Big/_{v_\parallel = \frac{\omega}{k_\parallel}}. \tag{16}$$

Simple integration of Eq. 15 yields

$$W_k(r) = \frac{a\, v_{gr}(a)}{r\, v_{gr}(r)} \, W_k(a) \exp\left(\int_a^r \frac{2\gamma_k}{v_{gr}} dr\right), \tag{17}$$

where $W_k(a)$ is the spectral energy density of the rf field at the plasma boundary ($r = a$).

Given the power spectral function $P(N_\parallel)$ at $r = a$,

$$\int_{N_\parallel} P(N_\parallel) = 1,$$

and the total input power P_{in}, with respect that

$$P_{in} = \int_S \int_{k_\parallel} v_{gr} W_k \, dk_\parallel \, dS, \qquad S = 2\pi a \cdot 2\pi R, \tag{18}$$

we can find for the spectral energy density $W_k(r=a)$

$$(19) \quad W_k(a)\Big/_{k_\parallel=\frac{\omega}{v_\parallel}} = \frac{ce}{4\pi^2\sqrt{\varepsilon_0 m_e}} \; \frac{1}{aR\omega^2} \sqrt{m_e} \; \frac{1}{v_\parallel} \, P\!\left(\frac{c}{v_\parallel}\right) P_{in} \,,$$

R being the major radius. Note that $W_k \sim \sqrt{m_e}$.

Solving Eq. (11) with $D_q = 0$, i.e. in the absence of rf field, rf undisturbed distribution function $f_{\parallel 0}$ is obtained. The driven current density can be then determined as

$$(20) \quad j_{rf}(r) = -e \int_{v_\parallel} \left(f_\parallel(v_\parallel) - f_{\parallel 0}(v_\parallel) \right) \; v_\parallel \, dv_\parallel \,.$$

The integration is performed from $(-v_0)$ to v_0 (both branches of the spectrum). However, the contribution to j_{rf} from outside the resonant region is significant only for strong electric fields when runaway is pronounced.

The absorbed power density p_{abs} is

$$(21) \quad p_{abs}(r) = \int_{k_\parallel} \left(-2\gamma_k\right) W_k(r) \; dk_\parallel \,.$$

Direct application of (21) in computation is difficult as it requires very fine space mesh (at lower energy densities, single modes may be damped on very short distances). It is more convenient to determine the deposited power by the difference of the rf energy fluxes on adjacent magnetic surfaces (cf. expression (18)).

5. NUMERICAL SCHEME

The basis of the model consists in the solution (14) of the kinetic equation. The solution is to be evaluated in each space point and in each time step, and an effective method has to be developed for the purpose. In the first place, it is convenient to introduce dimensionless variables

$$(22) \quad w_\parallel = v_\parallel / v_{Te} \,, \qquad 2\varepsilon = \frac{a_y}{2+Z_{eff}} \, \frac{E_\parallel \cdot \mathrm{sign}\, v_\parallel}{E_D} \,, \qquad \eta_k = \frac{W_k}{k_w m_e^2} \,,$$

where

$$(23) \quad E_D = \frac{1}{8\pi\varepsilon_0^2} \, \frac{n_e e^3 \ln\Lambda}{T_e} \,, \qquad k_w = \frac{2+Z_{eff}}{a_y} \, \frac{e^4 \ln\Lambda}{8\pi^2\varepsilon_0^2 m_e} \, \frac{1}{\omega^2} \,.$$

As W_k is a function of $w_\parallel$, η_k is a function of $w_\parallel$. A mesh in $w_\parallel$ will be introduced later on in which η_k is piece-wise constant; in what follows, the subscript k is therefore elapsed. For further references, note that η represents the strength of the rf field, $|2\mathcal{E}|$ is proportional to $|E_\parallel|$,

(24) $\eta \sim P_{in} / (w_\parallel \, n_e^{3/2})$, $\quad |2\mathcal{E}| \sim T_e |E_\parallel| / n_e$.

In the notation (22), the expression (14) can be rewriten as

$$(25)\quad f_\parallel(v_{Te} w_\parallel) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e \, e^{-\int_0^{w_\parallel} p(w')dw'} \; \frac{1 - \int_{w_\parallel}^{w_\xi} q(w') e^{-\int_{w'}^{w_\xi} p(w'')dw''} dw'}{1 - \int_0^{w_\xi} q(w') e^{-\int_{w'}^{w_\xi} p(w'')dw''} dw'} ,$$

where now $w_\xi = v_\xi / v_{Te}$, and

$$(26)\quad p(w_\parallel) = \frac{2\mathcal{E} w_\parallel^2 + 1}{\eta w_\parallel^2 + 1} \, 2 w_\parallel \; , \qquad q(w_\parallel) = \frac{2\mathcal{E} w_\parallel^2}{\eta w_\parallel^2 + 1} \, 2 w_\parallel^2 .$$

As $q(w) = p(w) - 2w/(\eta w^2 + 1)$, and

$$\int_{w_\parallel}^{w_\xi} p(w_\parallel') \exp\left(-\int_{w_\parallel'}^{w_\xi} p(w_\parallel'')dw_\parallel''\right) dw_\parallel' = 1 - \exp\left(-\int_{w_\parallel}^{w_\xi} p(w_\parallel')dw_\parallel'\right) ,$$

we finally obtain from (25)

$$(27)\quad f_\parallel(v_{Te} w_\parallel) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e \; \frac{1 + \int_{w_\parallel}^{w_\xi} \frac{1}{\eta w'^2 + 1} \exp\left(\int_{w_\parallel}^{w'} p(w'')dw''\right) 2w'dw'}{1 + \int_0^{w_\xi} \frac{1}{\eta w'^2 + 1} \exp\left(\int_0^{w'} p(w'')dw''\right) 2w'dw'} .$$

It can be shown /9/ that the distribution function $f_\parallel$ defined by (27) is monotonously decreasing even if $v_c < v_\xi$. The solution (7) for decelerating or weakly accelerating $E_\parallel$ in terms of $w_\parallel$, $2\mathcal{E}$ and η reads

$$(28)\quad f_\parallel(v_{Te} w_\parallel) = \left(\frac{m_e}{2\pi T_e}\right)^{\frac{1}{2}} n_e \exp\left(-\int_0^{w_\parallel} p(w')dw'\right) .$$

Before proceeding to the evaluation of the integrals entering (27) and (28), it is nesessary to introduce a mesh in $w_\parallel$. The only condition imposed on the mesh is that η (or W_k) can be regarded as constant between each two neighbouring mesh points w_i. Let

$$(29)\quad \begin{aligned} &0 = w_0 < w_1 < w_2 \cdots\cdots < w_N = w_\xi \\ &\eta(w_\parallel) = \eta_i = \text{const., for } w_\parallel \in (w_{i-1}, w_i),\; i = 1, \ldots N. \end{aligned}$$

Assuming η = const. in (a , b), define

(30a) $$I(a,b) = \int_a^b p(w)\,dw$$

(30b) $$J(a,b) = \int_a^b \frac{1}{\eta w^2+1}\, e^{I(a,w)}\, 2w\,dw$$

and denote

(31) $$I_i = I(w_{i-1}, w_i), \qquad J_i = J(w_{i-1}, w_i).$$

Then we have for $f_e(w_e)$ at corresponding mesh points w_i,

(32) $$f_i = f_e(v_k \cdot w_i)$$

from (27) for $2\varepsilon \lesssim -w_f^2$

(33) $$f_i = M\,\frac{1 + \sum_{j=i+1}^{N}\left[J_j \exp\left(\sum_{k=i+1}^{j-1} I_k\right)\right]}{1 + \sum_{j=1}^{N}\left[J_j \exp\left(\sum_{k=1}^{j-1} I_k\right)\right]}$$

and from (28) for $2\varepsilon \gtrsim -w_f^2$

(34) $$f_i = M \exp\left(-\sum_{j=1}^{i} I_j\right),$$

where $M = (m_e/(2\pi T_e))^{1/2}\, n_e$.

This way, the problem simplifies to the determination of the set of integrals I_i, J_i.

Explicitly, we have from (30a) and (26)

(35) $$I(a,b) = \int_a^b \frac{2\varepsilon w^2+1}{\eta w^2+1}\, 2w\,dw.$$

The integration yields

(36a) $$I(a,b) = \frac{2\varepsilon}{\eta}\left(b^2-a^2\right) + \frac{1}{\eta}\left(1-\frac{2\varepsilon}{\eta}\right)\ln\frac{1+\eta b^2}{1+\eta a^2},$$

and in limit cases,

(36b) $$\lim_{\varepsilon\to 0} I(a,b) = I(a,b)\Big/_{\varepsilon=0} = \frac{1}{\eta}\ln\frac{1+\eta b^2}{1+\eta a^2},$$

(36c) $$\lim_{\eta\to 0} I(a,b) = \varepsilon\left(b^4-a^4\right) + \left(b^2-a^2\right)$$

To obtain the latter limit on computer, an approximate formula valid for $\eta a^2 \ll 1$ has to be used, (36d) $$I(a,b)\Big/_{\eta a^2\ll 1} = (b^2-a^2) + (\varepsilon - \tfrac{\eta}{2})(b^4-a^4).$$

The evaluation of $\mathcal{J}(a,b)$ which enters the expression (33) is more complicated. Note that the expression is computed only for $\varepsilon < 0$, therefore, in what follows, $(-2\varepsilon) > 0$. Using the substitution

(37) $$x = -\frac{2\varepsilon}{\eta^2}(1+\eta w^2)$$

and denoting

(38) $$x_a = -\frac{2\varepsilon}{\eta^2}(1+\eta a^2), \qquad x_b = -\frac{2\varepsilon}{\eta^2}(1+\eta b^2),$$

(39) $$\alpha = \frac{1}{\eta}\left(1-\frac{2\varepsilon}{\eta}\right),$$

the expression (30b) with (36a) for $I(a,w)$ gets the form

(40) $$\mathcal{J}(a,b) = \frac{1}{\eta}\int_{x_a}^{x_b}\frac{1}{x}e^{-(x-x_a)+\alpha\ln\frac{x}{x_a}}\,dx =$$

(41) $$= \frac{1}{\eta}e^{x_a}x_a^{-\alpha}\int_{x_a}^{x_b}e^{-x}x^{\alpha-1}\,dx.$$

In terms of the incomplete gamma function

(42) $$\gamma(\alpha,x) = \int_0^x e^{-t}t^{\alpha-1}\,dt, \qquad \mathrm{Re}\,\alpha > 0,$$

(43) $$\mathcal{J}(a,b) = \frac{1}{\eta}e^{x_a}x_a^{-\alpha}\left[\gamma(\alpha,x_b) - \gamma(\alpha,x_a)\right].$$

Despite the fact that the incomplete gamma functions are usually not contained in standard mathematical program libraries, expression (43) can be effectively used for numerical evaluation of the distribution function at high and intermediate rf power densities as shown in section 6.

By using (36d) in (30b), an expression of $\mathcal{J}(a,b)$ for weak rf fields ($\eta a^2 \ll 1$) can be obtained. Another way is to expand logarithm in (40)

(44) $$\ln\frac{x}{x_a} \approx \frac{x-x_a}{x_a} - \frac{1}{2}\left(\frac{x-x_a}{x_a}\right)^2$$

which is valid for

(45) $$\frac{x_b-x_a}{x_a} \ll 1 \qquad \text{or equivalently,} \qquad \frac{\eta(b^2-a^2)}{1+\eta a^2} \ll 1.$$

We arrive at

(46) $$J(a,b) = \frac{1}{\eta}\sqrt{\frac{2}{\alpha-1}}\, e^{t_a^2}\int_{t_a}^{t_b} e^{-t^2}\,dt = \sqrt{\frac{\pi}{2}}\,\frac{e^{t_a^2}}{\sqrt{\eta-\eta^2-2\varepsilon}}\left[\phi(t_b)-\phi(t_a)\right]$$

where

(47a) $$t_a = -\frac{\alpha-1-x_a}{\sqrt{2(\alpha-1)}} = \frac{\eta-2\varepsilon a^2-1}{\sqrt{2(\eta-\eta^2-2\varepsilon)}} ,$$

(47b) $$t_b = t_a + \sqrt{\frac{\alpha-1}{2}}\,\frac{x_b-x_a}{x_a} = t_a + \sqrt{\frac{\eta-2\varepsilon-\eta^2}{2}}\,\frac{b^2-a^2}{1+\eta a^2} ,$$

and where the error function $\phi(z)$ is defined as

(48) $$\phi(z) = (2/\sqrt{\pi})\int_0^z e^{-t^2}\,dt .$$

Expressions (46, (47) are valid also for $\eta \to 0$ as could be verified by using (36c) in (30b). The case $\eta \equiv 0$ occurs when the rf field is absent; the rf undisturbed distribution function f_{NO} is, in the regime of strong accelerating $E_{\parallel}$, always computed by using (46).

The condition (45) can be fulfilled either for $\eta b^2 \ll 1$ ($b^2 > a^2$), (weak rf field), or for ($b^2 - a^2$) $\ll$ $1/\eta$ (a fine mesh in velocity space). The upper limit on η is therefore imposed independently by demanding $\sqrt{2(\eta-2\varepsilon-\eta^2)}$ be real, i.e., for usability of (46), $\eta \lesssim 1$ is required.

6. PROGRAMMING CONSIDERATIONS

The expressions (33), (34) can be easily algorithmized; the details will be described elsewhere. Here, only the choice of the mesh and the evaluation of integrals $J(a,b)$ is discussed.

The only condition imposed on the mesh (29) is that η is constant between each two neighbouring points. η = const. implies W_k= const., or, according to (19), $P(N_{\parallel}) \sim 1/N_{\parallel}$. While this dependence can hardly be expected in all the range of $N_{\parallel}$, the approximation can be made unimportant by choosing the mesh fine enough.

Because $w_{\parallel} = v_{\parallel} / v_{Te}$ is dependent on the temperature (which is space and time-dependent), the choice of a mesh fixed in $v_{\parallel}$ is more convenient. As the distribution function is expected to be either flat (with rf or runaway) or exponentially small (without both rf and runaway) in the high velocity region, it seems to be wiser to choose a mesh more dense on the low velocity side. On the basis of this arguments, a mesh equidistant in $N_\parallel$ is employed,

$$(49) \quad v_{\parallel}\cdot w_i = \frac{c}{N_{\parallel max} - (i-1)\Delta N_\parallel}, \quad i = 1, \ldots N,$$

where $\Delta N_\parallel = (N_{\parallel max} - N_{\parallel min})/(N-1)$. The mesh is introduced only in the resonant region $\left(v_1 = c/N_{\parallel max},\ v_2 = c/N_{\parallel min}\right)$. Note that outside the resonant region(s), the value of $f_\parallel(v_\parallel)$ can be determined at any $v_\parallel$ from analytical formulae, as $\eta \equiv 0$.

The most general expression for the integrals $J(a,b)$ is given by (43). Its practical value is, however, limited to cases when the incomplete gamma functions can be easily evaluated, viz., if the infinite sum /10/

$$(50) \quad \gamma(\alpha, x) = e^{-x} x^{\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{\alpha(\alpha+1)\ldots(\alpha+n)}$$

can be used. While there exist some asymptotic representations of $\gamma(\alpha, x)$, their usability is to be discussed in $(\eta, 2\mathcal{E})$ (instead of (α, x)) plane, and they do not seem to cover any significant part of it. On the contrary, the expression of $J(a,b)$ in terms of error functions (46) covers a significant part of $(\eta, 2\mathcal{E})$ plane (cf. Fig. 1, region FUN); in cases with strong electric field ($|\mathcal{E}| \gtrsim 0.1$) and high normalized velocities w, it can be used for η values reaching to 1 (region FUN* in Fig. 1). In cases when neither the first (denoted by SUM) nor the second way are passable, the integral $J(a,b)$ is computed by definition (40), using a standard 12-point Gaussian quadrature (denoted in Fig. 1 by G12). This region is quite narrow. Note that the choice $b = a\sqrt{2}$ in Fig. 1 corresponds to rather crude mesh.

7. NUMERICAL RESULTS

A computer code has been developed based upon the above model, using the results of the foregoing analysis. It can be used on three complexity levels: i) The simplest version consists in evaluation of the distribution functions $f_\parallel(v_\parallel)$ and $f_{\parallel 0}(v_\parallel)$ in a homogenenous plasma and for a prescribed LH spectrum (local model). ii) Using the former procedure in each space point (characterized by local values $n_e(r)$, $T_e(r)$, $E_\parallel(r)$; and $W_k(r)$ as determined by the wave energy density transport equation), radial profiles of the driven current and of the absorbed power density can be obtained.

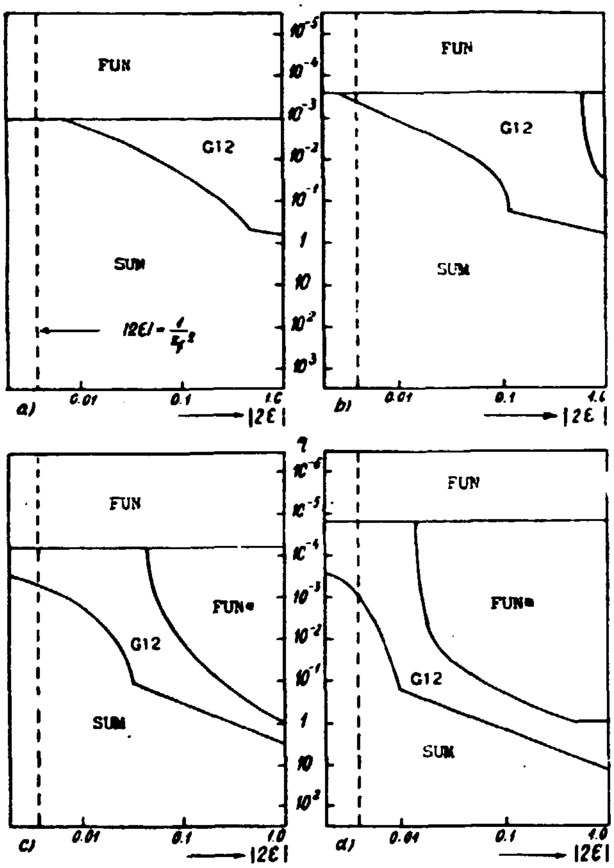


Fig. 1. The mode of computing $\mathcal{J}(a,b)$ in ($|2\varepsilon|$, η) plane for $a = 1$ (a), $a = 2$ (b), $a = 4$ (c), and $a = 8$ (d); $b = a\sqrt{2}$. On the left from the vertical dashed line, the simpler model (7) without runaway is usable.

However, the profiles $n_e(r)$, $T_e(r)$ and $E_{\parallel}(r)$ have to be prescribed, and the mutual dependences of $E_{\parallel}(r)$ and $T_e(r)$ on $j_{rf}(r)$ and $p_{abs}(r)$ and vice versa are not reflected in this case (non-selfconsistent 1-D model). iii) Coupling of the latter LHCD code to a standard 1-D transport code enables (on the time-scale of the transport code) to follow the evolution of both plasma and LHCD-relevant parameters. The plasma parameters responde to the generation of the driven current and deposition of the rf power (self-consistent 1-D model), and a steady state solution can be obtained.

Numerous runs have been performed on each of the three levels /9/. T-7 parameters were used throughout in view of the joint Czechoslovak-Soviet project on LHCD on T-7 tokamak /11/, /12/. Here, only main conclusions with some illustrative examples will be given; for more details, see /13/, /14/, /15/ and elsewhere.

Consistently with the T-7 experiments where the energy of most tail electrons did not exceed $\sim$ 100 keV, the integration bound $v_c = 2/3\ c$ is taken. The error in driven current determination due to the neglect of relativistic effects and of the contribution of still faster electrons should not exceed 10 - 15 % by estimate.

Local model

In a homogeneous plasma, characterised by electron temperature T_{eo}, density n_{eo} and effective ion charge Z_{eff}, subject to the electric field $E_{\parallel}$, the dependences of the shape of the distribution function $f_{\parallel}$ on the named plasma parameters, the input rf power and on the bounds of the spectrum were studied. Rectangular spectrum depicted in Fig. 2 was only considered.

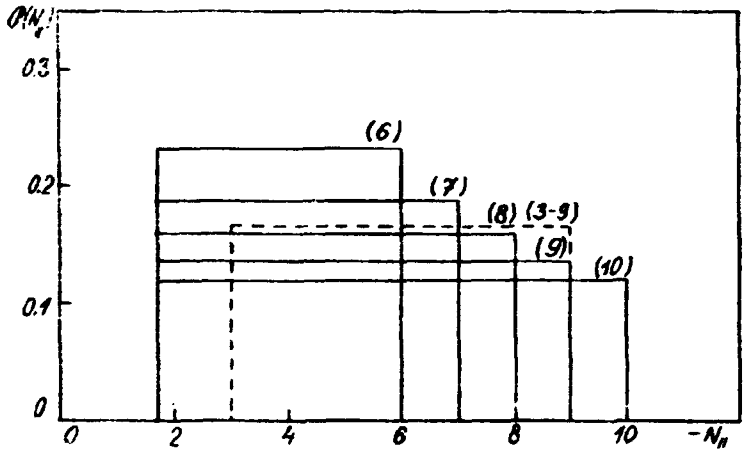


Fig. 2. Rectangular spectra of LH waves.

Figs. 3 - 5 show the dependence of the shape of $f_{\parallel}$ on the electric field $E_{\parallel}$ (for two values of the electron temperature T_{eo}), on the injected rf power P_{in} and on both the upper and the lower bounds of the spectrum, respectively. Note that $E_{\parallel} = 0.15\ \mathrm{Vm}^{-1}$ corresponds to $U_{loop} \approx 1$ V in T-7 tokamak. The spectral energy density W_k was computed as if the indicated rf power P_{in} entered the homogeneous plasma through the surface of T-7 tokamak at $r = a$.

Main conclusions to be drawn from the pictures are:

i) The electric field modifies both the level and the shape of the quasilinear plateau. Decelerating $E_{\parallel}$ ($E_{\parallel} < 0$) lowers the level of the plateau (consistent with /1/) and, simultaneously enhances the decrease of the plateau $|\partial f_{\parallel}/\partial v_{\parallel}|$ on the high velocity side. As a consequence, the magnitude of the driven current (main contribution to which comes from fast electrons) should decrease with $E_{\parallel} < 0$ even more than predicted in /1/ (where only the lowering of the plateau level $f_{\parallel}(v_1)$ at v_1 is considered). On the contrary, the absorbed power is proportional to $|\partial f_{\parallel}/\partial v_{\parallel}|$, and the two named effects are competing. Enhanced absorption on the long wavelength (LW) side of spectra can be expected here.

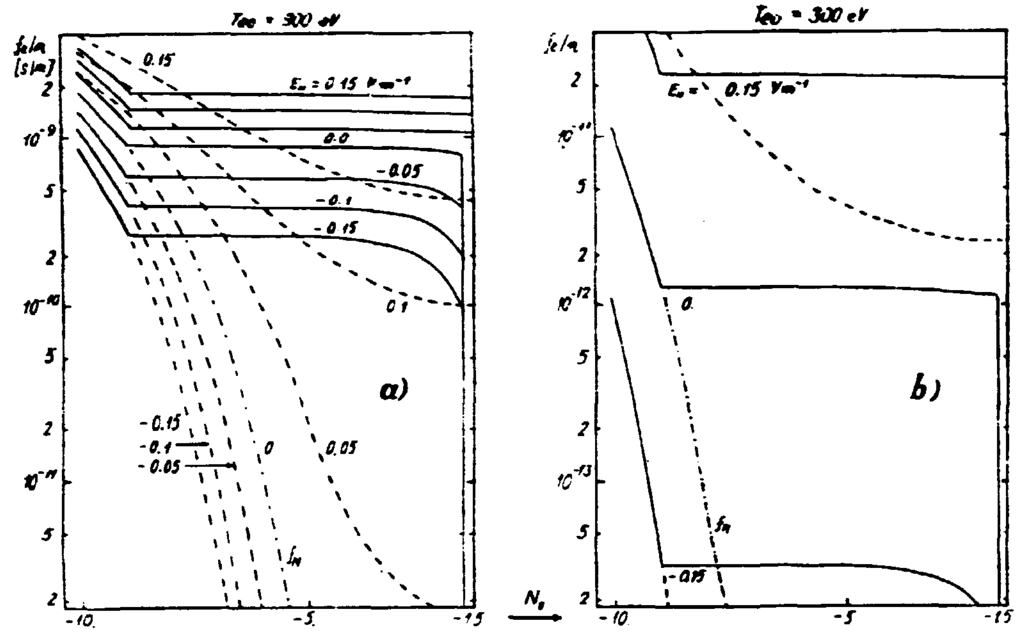


Fig. 3. The dependence of $f_\parallel(v_\parallel = c/N_\parallel)/n_{eo}$ (full lines) and $f_{MO}(v_\parallel)/n_{eo}$ (dashed lines) on $E_\parallel$ (indicated in Vm^{-1}) and on T_{ec} (T_{ec} = 900 eV (a), T_{eo} = 300 eV (b)) for $n_{eo} = 6\times10^{18}$m^{-3}, Z_{eff} = 1, a_y = 5 and the spectral energy density W_k corresponding to the spectrum (9) of Fig. 2 at P_{in} = 200 kW.

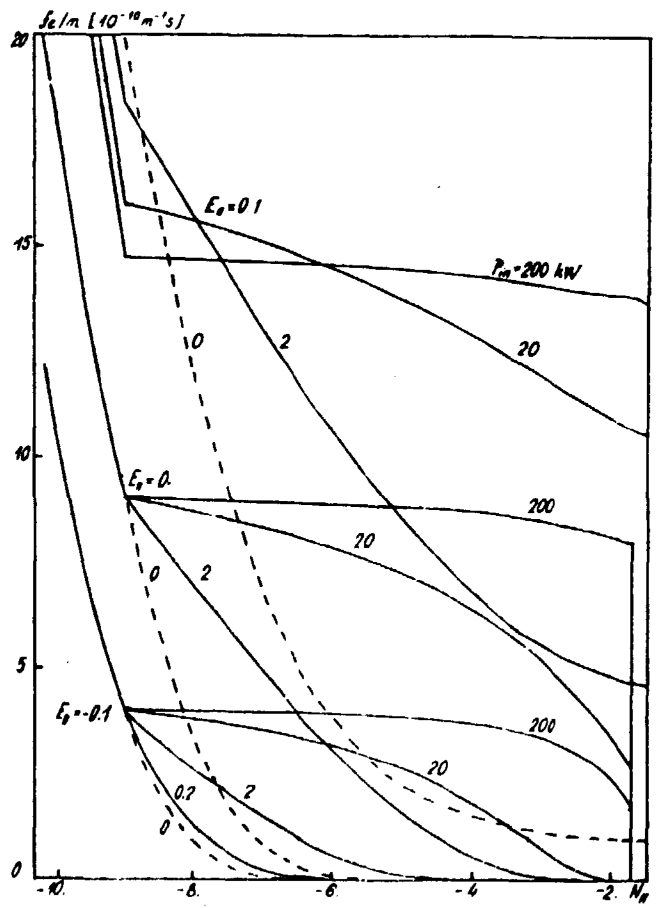


Fig. 4. The dependence of $f_\parallel(v_\parallel = c/N_\parallel)/n_{eo}$ on the input power (indicated in kW) for $E_\parallel$ = 0 and $E_\parallel$ = ± 0.1 Vm^{-1}. Spectrum (9) of Fig. 2, $n_{eo} = 6\times10^{18}$m^{-3}, Z_{eff} = 1, a_y = 5 and T_{ec} = 900 eV.

Accelerating $E_\parallel$ ($E_\parallel > 0$) acts contrarywise (i.e. it raises the level of the plateau and straightens it). However, the raise of the plateau level with $E_\parallel$ is less than in the former case due to rf enhancement of runaway (which leads to $f_\parallel(v_1) < f_{\parallel 0}(v_1)$). Moreover, at stronger $E_\parallel$, $f_{\parallel 0}$ becomes non-negligible in the driven current definition (20), and I_{rf} may fall down with further increasing $E_\parallel$, as shown later.

It can be expected from Fig. 3 that $E_\parallel \neq 0$ may be useful in suppressi the effect of the parasitic branch of the spectrum but hardly can account for the observed orders-of-magnitude discrepancies between the computed and the experimental values of the driven current /12/.

ii) Strong accelerating electric field suppresses the dependence of I_{rf} on the long-wavelength bound of spectra due to the runaway. (Strong dependence of I_{rf} on the short-wavelength (SW) bound of spectra is well known).

iii) Already a rather weak rf field (cf. Fig. 4) can significantly affect the decrease of $f_\parallel$ with $|v_\parallel|$. A neglect of a few percents of the total rf power contained in the SW part of spectra can lead to order-of--magnitude discrepancies in the driven current evaluation. This fact was pointed out already in /16/, and recently confirmed by 2-D computation /5/.

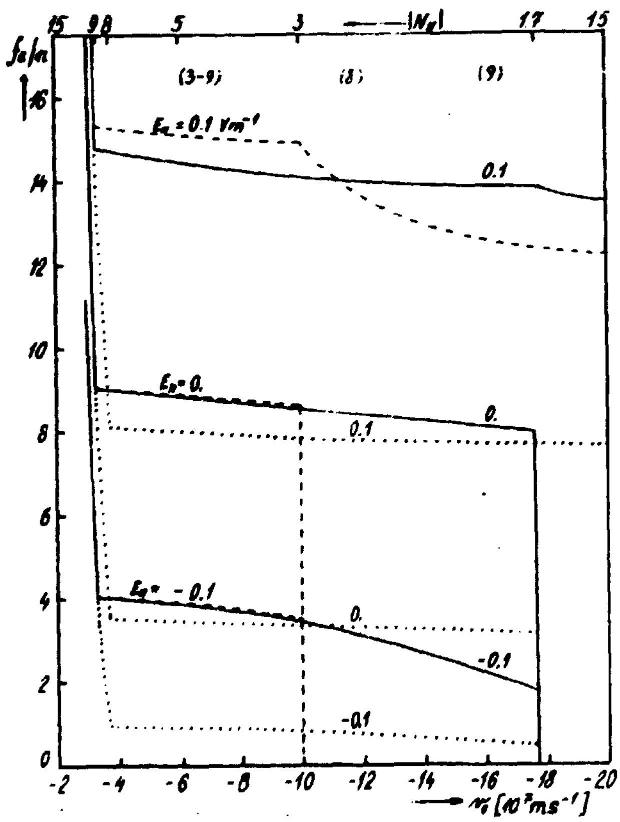


Fig. 5. The dependence of the shape of $f_\parallel(v_\parallel)\ /n_{e0} [10^{-10} m^{-1} s]$ on the bounds of the spectrum at different values of $E_\parallel$ (indicated in Vm^{-1}). Full lines correspond to the spectrum (9), dashed lines to spectrum (3-9) and dotted lines to spectrum (8) of Fig. 2. P_{in} = 200 kW; other parameters are the same as in Fig. 4.

1-D model with prescribed radial profiles of plasma parameters

Since real spectra is never rectangular, even at high power levels there exist regions where the approximation of "infinite" rf field amplitude is violated. This is true especially near the SW end of the spectrum (on the low-$N_\parallel$ side, the exact shape of the spectra can be unimportant because of the accessibility limits). Due to the low amplitude of rf field near the SW end, $|N_{\parallel max}|$ is gradually downshifted on passing through the plasma because of absorption. On the other hand, $|N_{\parallel max}|$ can be also upshifted due to toroidicity and other mechanisms (scattering on the density fluctuations, ponderomotive effects /16/, /17/, etc.).+) In view of the high sensitivity of the quasilinear plateau level on the SW bound of spectrum and also on the electron temperature, any local model can only give a rough information about global quantities such as the total driven current I_{rf}. Moreover, the radial profiles of the driven current density and of the absorbed rf power density are also important.

Therefore, an extensive study of the dependence of the driven current and of the absorbed power P_{abs} on the plasma and LHW parameters was performed with inclusion of spatial dependences. Parabolic profiles of the electron temperature and plasma density were assumed; the values n_{eo} and T_{eo} indicated in Figs. 6 - 13 are the central values ($r = 0$). $E_\parallel(r) = $ const. $= E_\parallel$ is considered here.

Fig. 6 shows the dependence of the total driven current I_{rf} and the total absorbed rf power P_{abs} on $E_\parallel$ for rectangular spectra (9) and (3-9) of Fig. 2. Dashed lines I were constructed using for $f_\parallel$ the simpler expression (7) ($f_\parallel(v_\parallel)$ was set constant for $v_\parallel > v_c$). For the curve (9) of this figure, the radial profiles $j_{rf}(r)$ and $p_{abs}(r)$ (Fig. 7a,b) and the total power absorbed from individual modes (Fig. 8) are given for representative values of $E_\parallel$.

The shape of both $P_{abs}(E_\parallel)$ and $I_{rf}(E_\parallel)$ in Fig. 6 confirms, for rectangular spectra and at sufficient power input, the predictions of the local model study. Thus, the decrease of $P_{abs}(E_\parallel)$ round $E_\parallel = 0$ is due to the flattening of the distribution on the high velocity side of the resonant region which results in reduced absorption on the LW side of spectrum

---

+) No upshift of $N_\parallel$ during the LH wave propagation is considered in the present paper.

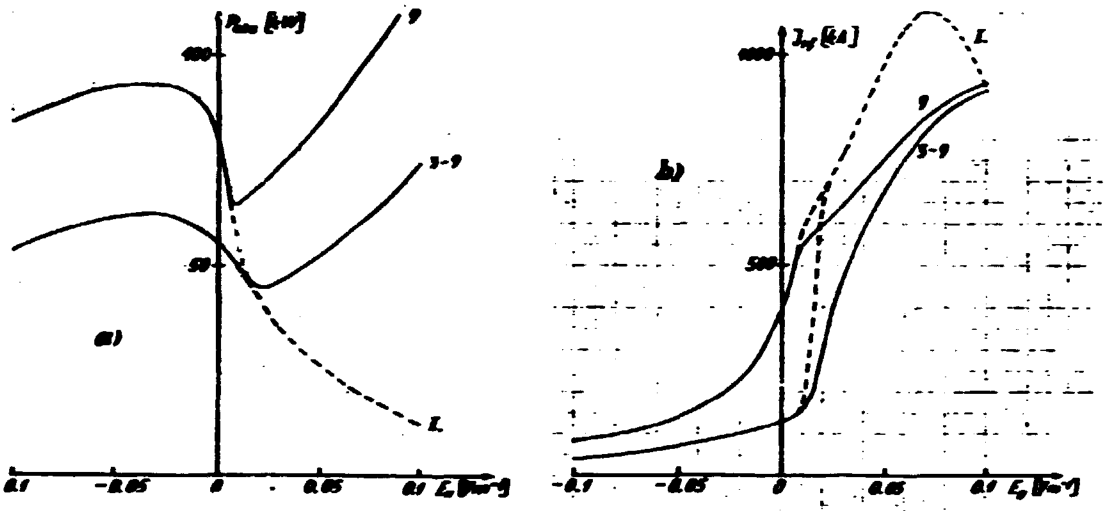
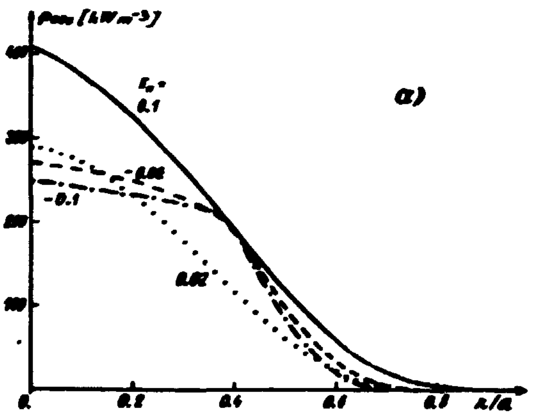


Fig. 6. The total absorbed power P_{abs} (a) and the total driven current I_{rf} (b) as a function of $E_{\parallel}$ for spectra (9) and (3-9) of Fig. 2, the input power P_{in} = 200 kW, $n_e(r) = n_{eo}\,(1 - (r/a)^2)$, $T_e(r) = T_{eo}\,(1 - (r/a)^2)$, n_{eo} = 6x10^{18}m^{-3}, T_{eo} = 900 eV, Z_{eff} = 1, a_f = 5. The curves I were computed for comparison by use of only the simpler formula (7) throughout.



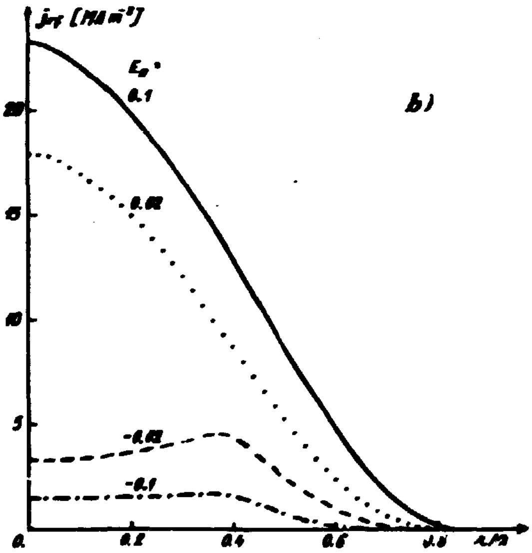


Fig. 7. Radial profiles $j_{rf}(r)$ and $p_{abs}(r)$ for curve (9) of Fig. 6 at chosen values of $E_{\parallel}$ (as indicated).

(see Fig. 8). The strong increase of I_{rf} with $E_{\parallel} \lesssim$ 0.01 Vm^{-1} is much reduced at higher $E_{\parallel}$ due to rf enhancement of runaway and to the growing influence of f_{MO}. Note that $E_{\parallel} \gtrsim$ 0.05 nearly compensates, if I_{rf} is concerned, the missing LW part ($|N_{\parallel min}|$ = 3 for spectrum (3-9) and $|N_{\parallel min}|$ = = 1.7 for spectrum (9)).

For $E_{\parallel} \gtrsim$ 0 and P_{in} = 200 kW, the profiles of p_{abs} and j_{rf} correspond to the profile of the temperature. However, due to the enhanced absorption of LW modes for $E_{\parallel}$<0, some part of the spectrum becomes fully absorbed

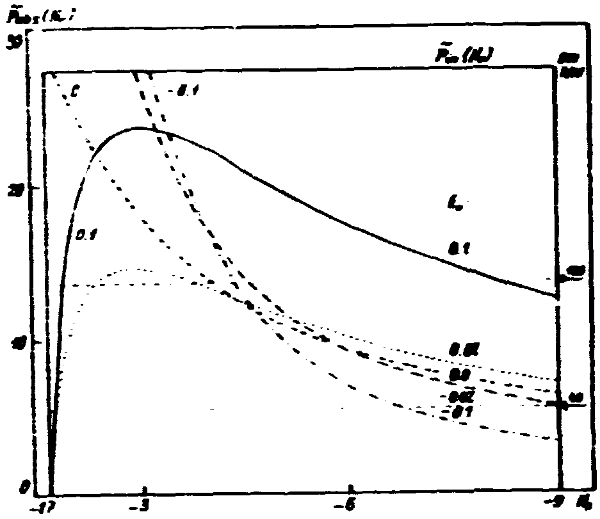


Fig. 8. The total power, absorbed from individual modes $N_\parallel$, $\tilde{P}_{abs}(N_\parallel) = 4\pi^2 R \int_0^a \tilde{p}_{abs}(N_\parallel, r)\, r\, dr$, where $\tilde{p}_{abs}(N_\parallel, r)$ is the density of power absorbed from the mode $N_\parallel$ at the space point r. Multiple passes of LH waves are not considered. The parameters are the same as in Figs. 6 and 7. $E_\parallel$ is indicated in Vm^{-1}.

(see Fig. 8). As a consequence, the fast increase of p_{abs} and j_{rf} toward the plasma centre is terminated (at $r \approx 0.4a$), see Fig. 7.

In the case of Fig. 6, the rf spectral energy density near the SW end of spectra is sufficient not to get fully absorbed (see Fig. 8). This is a rare

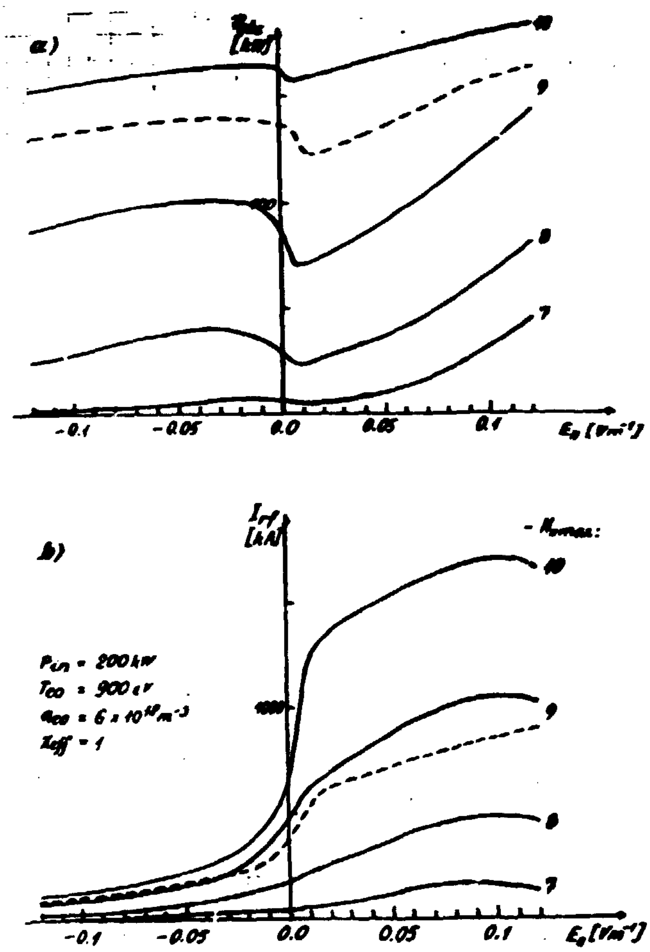


Fig. 9. The dependence of I_{rf} and P_{abs} on $E_\parallel$ and on the short-wavelength bound $N_{\parallel max}$ (as indicated cf. Fig. 2).

case; usually, $|N_{\parallel max}|$ decreases toward the plasma centre. The driven current strongly depends on $N_{\parallel max}$ (see Fig. 9), and, therefore, the driven current profile is essentially determined by the shape of the SW part of spectra (besides of the temperature and density profiles and the total input power). The role of SW part of spectrum in LHCD is discussed in more detail in /13/.

Here, only one practically important example is given. A real spectrum (cf. Fig. 12) usually consists of main lobes and secondary lobes. Fig. 11 gives (for the spectrum depicted in Fig. 10) the dependences of I_{nf} and η_{abs} on the power contained in the SW part of spectrum and on the degree in which this part is separated from the main (LW) lobe. It is seen that if the two parts are separated and there is no strong accelerating $E_{\parallel}$ to bridge the spectral gap, the effect of the presence of the SW part (obvious for $k_g = 1$ in Fig. 11) is suppressed. Frequently, this is the case of the parasitic wing of the spectra which drives the counter current. From another point of view, the existence of the gap in the spectra often helps to choose more convenient bounds of spectra for numerical calculations (lower $N_{\parallel max}$)

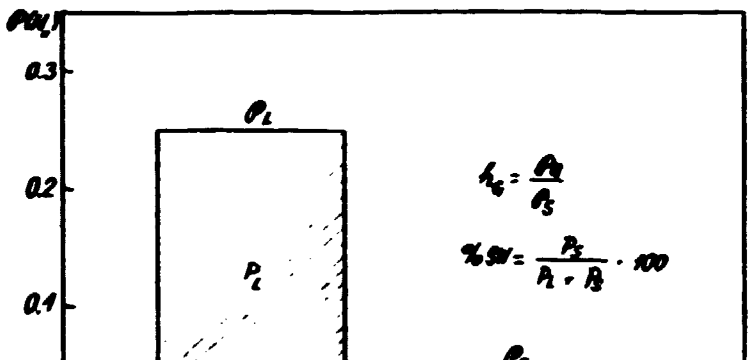


Fig. 10. Spectrum composed of two rectangulars with a gap. It models a main (LW) lobe plus a secondary (SW) lobe which are connected (for $k_g = 1$) or partially ($1 > k_g > 0$) or fully ($k_g = 0$) separated from each other.

The use of model spectra such as Fig. 10 is convenient in that it facilitates scaling studies but any simulation of real experiments requires real spectra be used, as the results are sensitive to their exact shape. Fig. 12 shows the spectrum computed from linear theory ("linear spectrum") for the T-7 three-waveguide grill /16/.

Because the selfconsistent simulation of LHCD (in the frame of a transport code) is rather time-consuming (several hours of CPU per run on IBM/370), the linear spectrum Fig. 12 was first used in 1-D computations with plasma

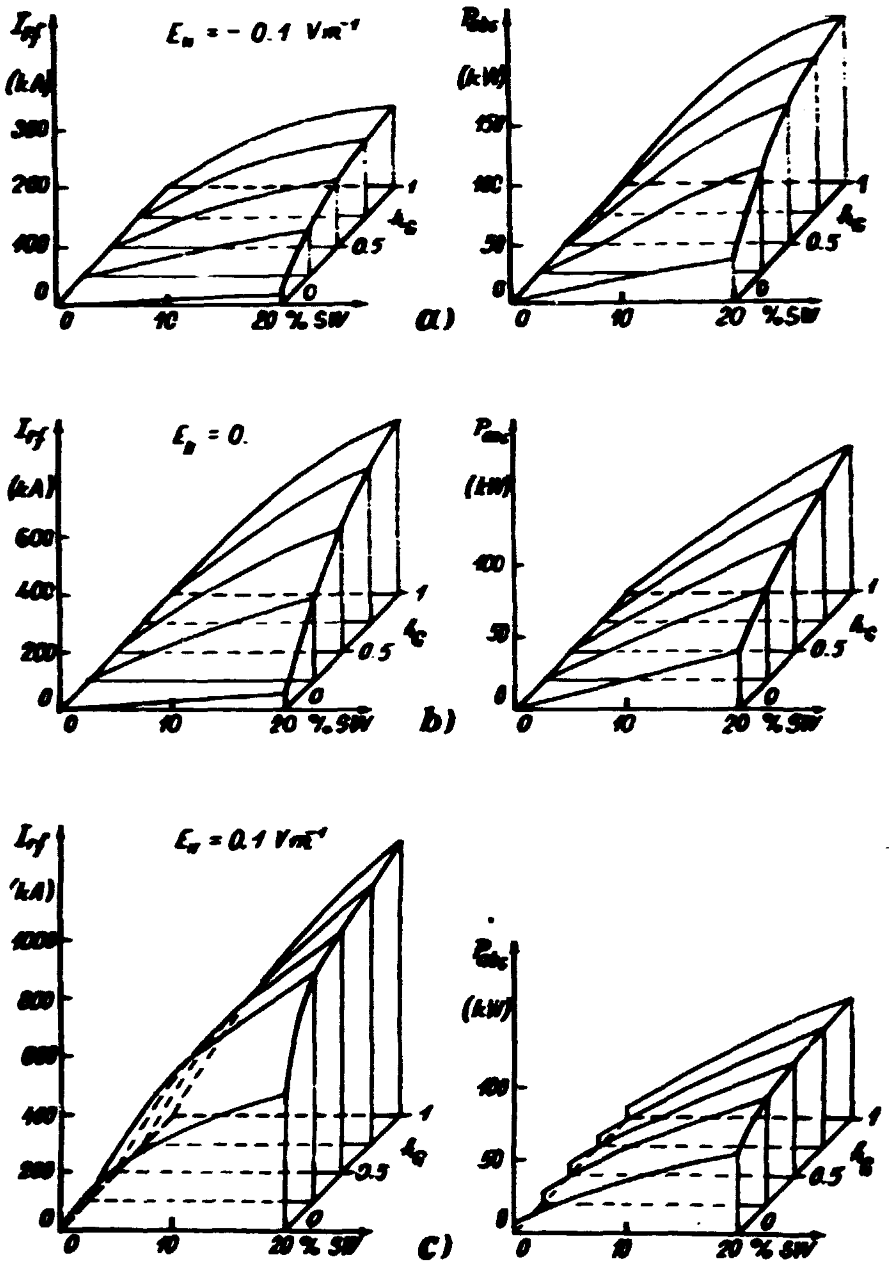


Fig. 11. The dependence of P_{abs} and I_{rf} on the power content in the SW part (in % of P_{in}) and on the degree in which the SW part is separated from the main LW lobe. Spectrum Fig. 10 and the same parameters as in Fig. 6.

parameters fixed, to obtain parametric dependences of I_{rf}, P_{abs} ($j_{rf}(x)$, $p_{abs}(x)$) on the plasma parameters and the input power. The dependences of I_{rf} and P_{abs} on $E_\parallel$, together with the effect of the parasitic wing of the spectrum, are discussed e.g. in /13/.

Fig. 13 shows the dependence of I_{rf} and P_{abs} on the input power P_{in}, for reasonable values of $E_\parallel$ (both branches of the spectrum are involved). The curve $I_{rf}(P_{in})$ for $E_\parallel = 0$ (in sustained current) saturates at moderate power levels. It would seem from Fig. 13 that there is, for a given spectrum, a maximum current that can be sustained, regardless of the power input or, inversely, there is an upper limit on the plasma current I_p for which

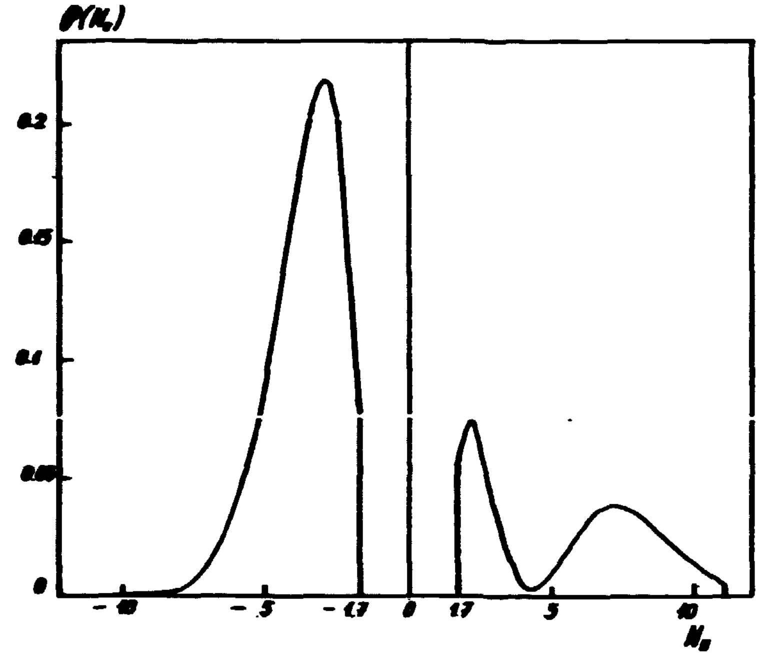


Fig. 12. LH spectrum of the T-7 three-waveguide-grill as computed by using the linear theory /18/. Phasing $\Delta\phi$ = 120°, ∇n_e = 3x10^{11} cm^{-4}.

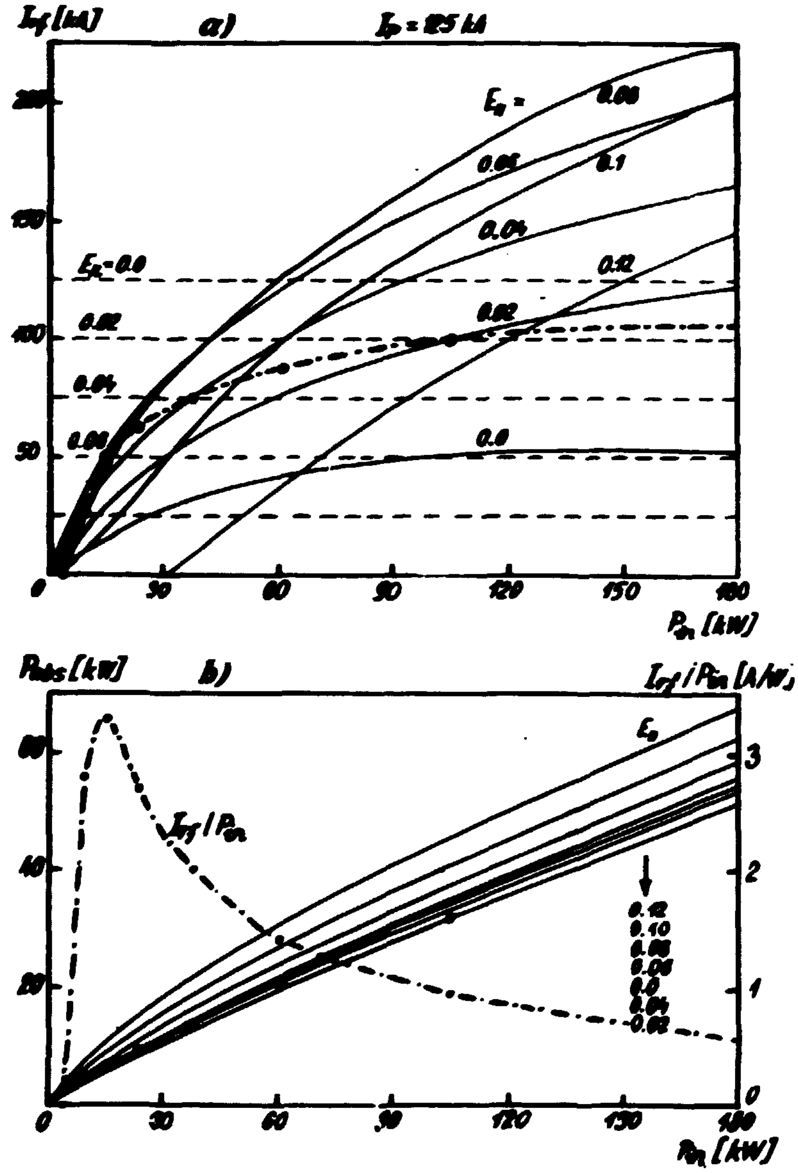


Fig. 13. The dependence of I_{rf} (a) and P_{abs} (b) on the input power P_{in} for the spectrum Fig.12 for indicated values of E_s (Vm^{-1}), n_{e0} = 6x10^{18}m^{-3}, T_{e0} = 900 eV, Z_{eff} = 1.5 and a_y = 5. The dashed-dot lines see text p. 22.

$E_{\parallel}$ = 0 (U_{loop} = 0) is obtainable. However, as the absorbed power P_{abs} is far from saturation at the input power levels considered, the increase in P_{in} should result in the increase of T_e and, consequently, of I_{rf}.

The dashed-dot line in Fig. 13a is constructed provided that the total plasma current I_p = 125 kA is kept constant, and that the only parameter that responds to the driven current generation is the electric field. Before the rf pulse, $E_{\parallel}(0) = E_0 = 0.1\ Vm^{-1}$ is supposed; after the skin time, $E_{\parallel} = E_0\ (I_p - I_{rf}(E_{\parallel}))/\ I_p$. The resulting dependence $I_{rf}(P_{in})$ is qualitatively (despite of the neglect of the power balance) in good agreement with experiments /12/. The corresponding efficiency I_{rf}/P_{in} is plotted in Fig. 13b (dashed-dot), and has a strongly pronounced maximum at low P_{in} ($\sim$15 kW). However, at this power levels, the absorbed rf power cannot compensate for the decrease of Joule heating, and the necessity of considering the power balance is obvious.

One more point to be mentioned in Fig. 13 is the negative driven current I_{rf} predicted by the model for strong electric field ($E_{\parallel} \gtrsim 0.1\ Vm^{-1}$) and low power levels ($P_{in} \lesssim 30$ kW). This fact is not connected with the parasitic wing of the spectrum (its effect is strongly suppressed at this values of $E_{\parallel}$). Negative I_{rf} is obtained if the critical velocity v_c is lower then the lower bound of the resonant region. In this case, rf field pumps the electrons out of the resonant region but does not enhance the pumping of the electrons from below of v_c. As a consequence, $f_M(v_1)$ matches $f_{MO}(v_1)$ rather at the upper than at the lower end of the resonant region, $f_M(v_2) \approx f_{MO}(v_2)$, and the quasilinear plateau lies mostly below of the rf undisturbed distribution function. The existence of such effect has to be verified by 2-D calculations (or experimentally).

Selfconcistent 1-D model

The LHCD code described in the foregoing sections was coupled to the transport code briefly described in /19/. To obtain radial profiles of plasma parameters close to those encountered in T-7 experiments /12/, suitable transport coefficients were chosen. The transport code was first run without rf until a steady state was achieved (ohmic regime). Then ($t = 0$) rf was switched on. The pulse length was usually 50 ms, the input power P_{in} = 10 - - 200 kW (cf. /12/).

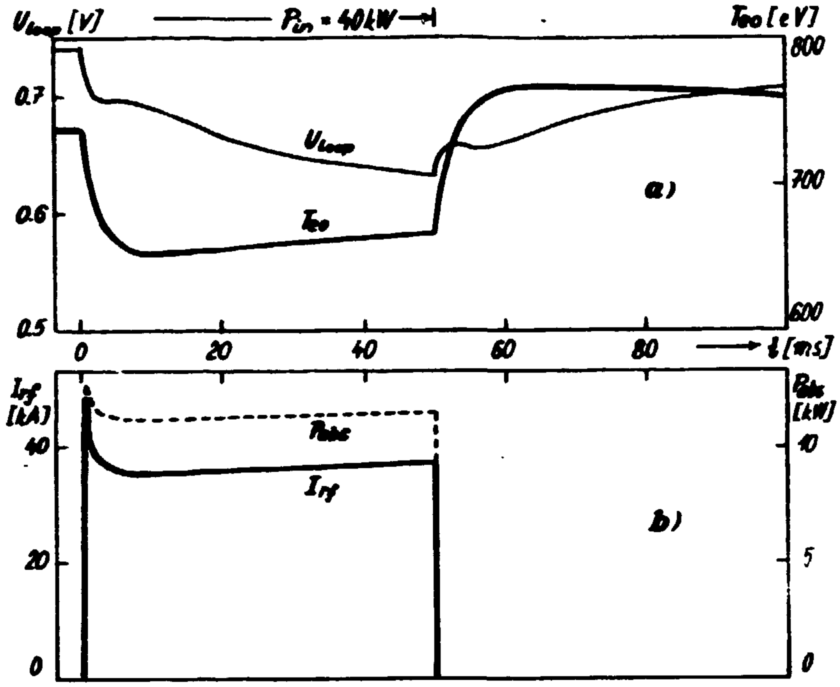
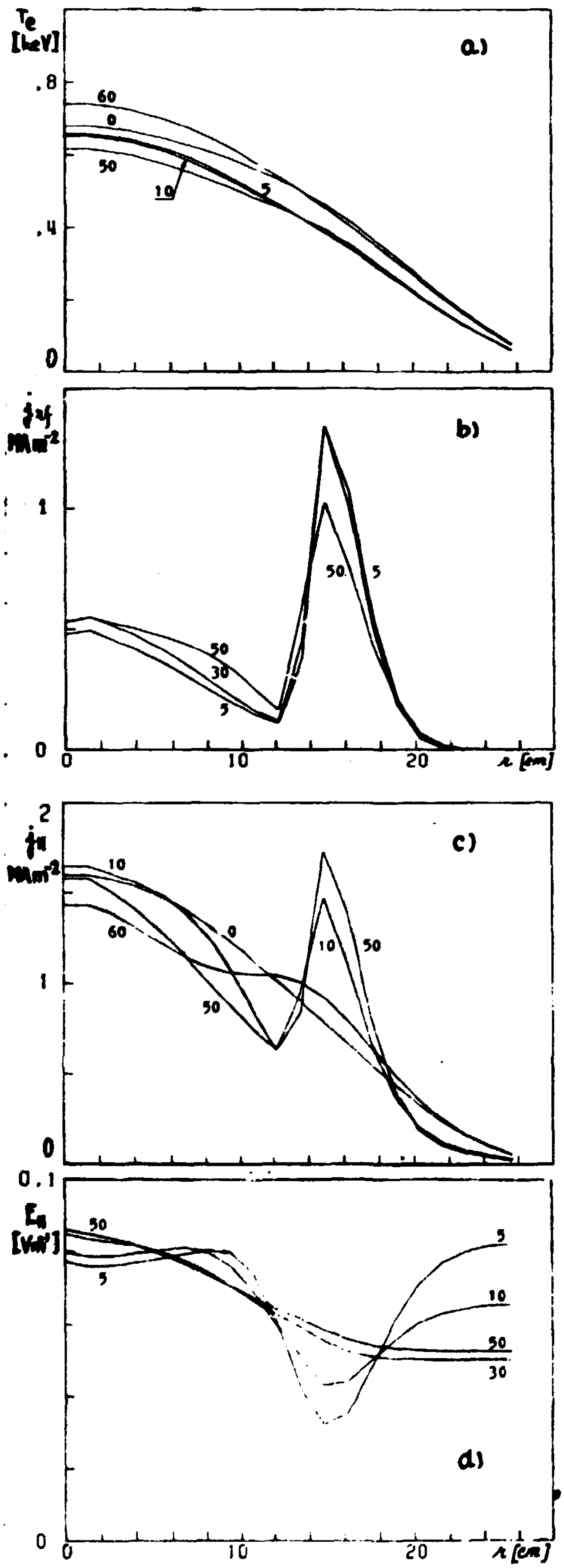


Fig. 14. Temporal evolution of the loop voltage U_{loop}, the central temperature $T_{eo} = T_e(r = 0)$, the total driven current I_{rf} and the absorbed power P_{abs}. a_y = 5, P_{in} = 40 kW, pulse length T_{LH} = 50 ms, $\bar{n}_e$ = 5.24x $10^{18}m^{-3}$, τ_E = 11.3 ms, I_p = 125 kA, Z_{eff} = 1.5.

First, the value of a_y had to be adjusted. At $\bar{n}_e = 5\times10^{18}m^{-3}$, the best agreement of the computed I_{rf} with the experimental value $I_{rf}^{exp} = -I_p(\Delta U_{loop}/U_{loop})$ was obtained for $a_y = 5$ (this is why the value had been used in the foregoing non-selfconsistent computations).

In Fig. 14, temporal evolution of the loop voltage, central electron temperature, I_{rf} and P_{abs} is depicted for a typical run. Note that both I_{rf} and P_{abs} reach quasistationary values at times comparable to the energy confinement time while the loop voltage evolves more slowly (on the time scale of the skin time). The total plasma current is kept constant. The value of $-I_p(\Delta U_{loop}/U_{loop})$ (used in experiments to determine I_{rf}^{exp}) is by a factor of two lower than I_{rf}. This is connected with the cooling of the plasma at I_{rf} generation (P_{abs} does not compensate for the decrease of the ohmic heating), and, hence, both the plasma resistivity and the electric field proportional to the residual ohmic current increase. Not included in the model is the reduction of the resistivity due to the generation of suprathermals at LHCD. The two effects are competing; however, they cannot be expected to exactly cancel each other. The experimentally measured value $(\Delta U_{loop}/U_{loop})I_p$ seems to be, therefore, only a rough estimation of I_{rf}.

In computations, one way to obtain good agreement between the values of $-I_p(\Delta U_{loop}/U_l)$ and I_{rf} is to take into account nonlinear modification of



the linear spectrum. At least in T-7 experiments where the rf pulse length is comparable to or even less than the skin time, a flat or hollow profile of the driven current density leads to $E_\parallel (r=a) < E_\parallel (r=0)$ and the loop voltage drop is more pronounced. Such case is shown in Fig. 15 where the linear spectrum Fig. 12 was modified by taking into account the non-linear generation of the third space harmonic due to the ponderomotive density modulation at the plasma edge. Fenomenological model, based on the results of /16/ which were extrapolated to higher rf power levels, is in more detail described in /14/.

An interesting feature of Fig. 15 is the evolution of the total current density $j_\parallel$ (b); after a few miliseconds (see also /14/), the necessary condi-

Fig. 15. Radial profiles of T_e, j_{rf}, $j_\parallel$, and $E_\parallel$ at different times (indicated in ms) for spectrum Fig. 12 nonlinearly modified (the power contained in the SW part of spectrum was raised from 3.3 to 7.5 % of P_{in}); P_{in} = 40 kW, a_v = 5, Z_{eff} = 1.5, $\bar{n}_e$ = 2.7x10^{18}m^{-3}, MHD stability is not checked; pulse length T_{LH} = 50 ms.

tion /20/ for MHD stability $dq/dr > 0$ becomes violated. This may be connected with the disruptions of current at LHCD observed in some experiments /21/. Note that in the present simulation, the MHD stability is not checked, and the temporal evolution of the discharge in Fig. 15 is not disturbed.

There are indications that the inclusion of nonlinear effects at the plasma edge may improve the agreement between simulation and experiments. E.g., Fig. 16 shows the dependence of LHCD-relevant parameters on the input power P_{in}; Fig. 17 displays the radial profiles of $T_e(r)$, $j_{rf}(r)$ and $E_{\parallel}(r)$ in a quasistationary phase (after several energy confinement times; the skin process is not yet completed). The experimental curve in Fig. 16c, taken from

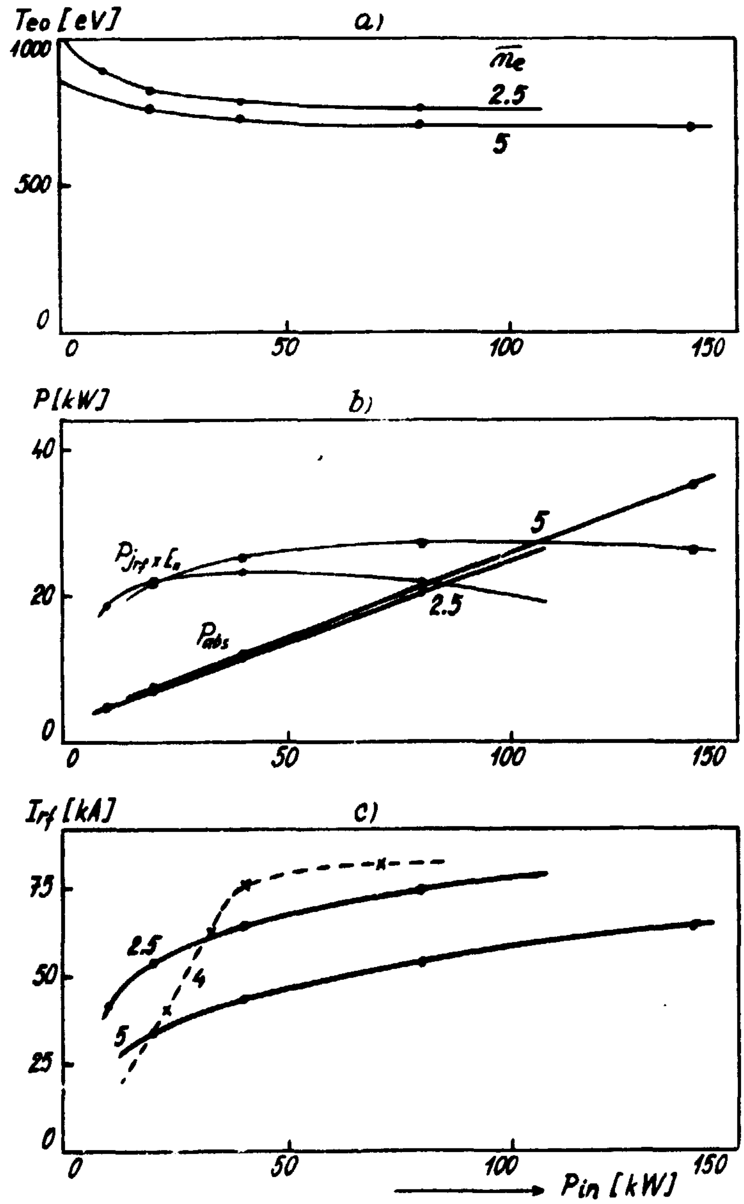


Fig. 16. The dependence of $T_e(r=0)$ (a), the power absorbed from the rf field P_{abs} and the power transferred from the magnetic field $P_{j_{rf} \times E_{\parallel}}$ (b), and of I_{rf} (c) on the input power P_{in}, for indicated values of the line averaged density $\bar{n}_e$ ($10^{18} m^{-3}$). Dashed line in (c) is fitted to the experimental data /12/. $Z_{eff} = 1.5$, $I_p = 125$ kA, $a_y = 5$, $\tau_E = 7.6$ (for $\bar{n}_e = 2.5$) and $\tau_E = 10.2$ (for $\bar{n}_e = 5$). For the case $\bar{n}_e = 2.5$, see Fig. 17.

/12/ for $\bar{n}_e$ = $4x10^{18}m^{-3}$ should lie between the two computed curves for $\bar{n}_e$ = 2.5 and 5 x $10^{18}m^{-3}$. As the third harmonic power $P^{(3)} \sim [P^{(1)}]^3$, saturation of $P^{(3)}$ can be expected already at moderate levels of the first harmonic power $P^{(1)} = P_{in}$. The inclusion of nonlinear modification should therefore make the dependence $I_{rf}(P_{in})$ more steep at low values of P_{in} (cf. /14/). The dependence $I_{rf}(\bar{n}_e)$ (see, e.g. /15/) is expected to improve in the same way. These problems are being studied now.

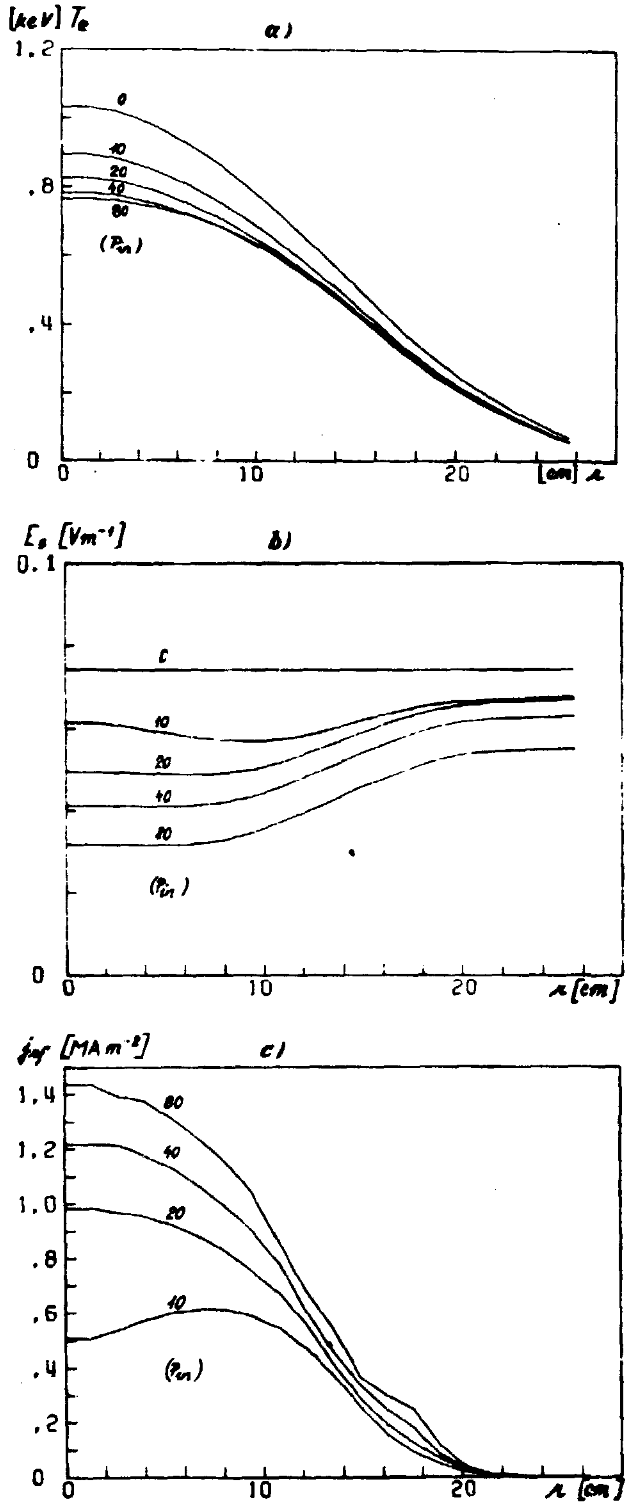


Fig. 17. Radial profiles of the electron temperature T_e , the driven current density j_{rf} and the electric field $E_\parallel$ for the case 2.5 ($\bar{n}_e$ = $2.5x10^{18}m^{-3}$) of Fig. 16; the input power P_{in} = = 0, 10, 20, 40, and 80 kW (as indicated).

REFERENCES

/1/ Borrass, K., Nocentini, A., Plas. Phys. and Contr. Fus. 11 (1984), 1299.

/2/ Fisch, N. J., Phys. Rev. Lett. 41 (1978), 873.

/3/ Klíma, R., Longinov, A. V., Soviet J. Plasma Phys. 5 (1979), 277.

/4/ Brambilla, M., Nucl. Fus. 16 (1976), 47.

/5/ Succi, S., Appert, K., Muschietti, L., Vaclavik, J. and Wersinger, J. M., Phys. Lett. 106A (1984), 137.

/6/ Klíma, R., Sizonenko, V. L., Plasma Phys. 17 (1975), 463.

/7/ Parail, V. V., Pereverzijev, G. V., Fiz. Plazmy 9 (1983), 585.

/8/ Klíma, R., Krlín, L., Pavlo, P., Research Report IPP CAS 38/82, Prague 1982.

/9/ Pavlo, P., Computer simulation of LHCD in tokamaks, CSc. Theses, March 1985, Prague.

/10/ Bateman, H., Erdélyi, A., Higher Transcendental Functions 2, N.Y. 1953.

/11/ Datlov, J. et al., Research Report IPP CAS 4/82, Prague 1982.

/12/ Alikajev, V. V. et al., Fiz. Plazmy 11 (1985), 53.

/13/ Pavlo, P., Klíma, R., to appear in Phys. Lett. 110A (1985) 390.

/14/ Pavlo, P., Klíma, R., Numerical studies of LHCD in the T-7 Tokamak, Spring College on Plasma Physics "Charged Particle Transport in Plasmas", ICTP Trieste, 27 May - 21 June 1985, Italy, to be presented.

/15/ Pavlo, P., Klíma, R., 12th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Budapest 1985, accepted for publication. Vol. 9F, part II, p. 188.

/16/ Petržílka, V. A., Klíma, R., Pavlo, P., Czech. J. Phys. B33 (1983), 1002.

/17/ Canobbio, E., Croci, R., 10th Int. Conf. Plas. Phys. Contr. Nucl. Fus. London 1984.

/18/ Preinhaelter, J., Proc. Coll. on Plas. Phys., ICTP Trieste, Italy; ed. B. McNamara, Vol. II, 813.

/19/ Krlín, L., Pavlo, P., Tlučhoř, Z., Czech. J. Phys. B35 (1985), 133.

/20/ Mirnov, S. V., Physical Processes in Tokamak Plasma, ed. Energoatomizdat, Moscow 1983.

/21/ Melin, G. et al., Preprint EUR-CEA-FC-1207, Grenoble 1983.

POWER SPECTRA OF THE NEW GRILLS FOR THE T-7 TOKAMAK

J. Preinhaelter

In this paper we summarize the results of the power spectrum computations forthe new four waveguide grills which should be installed at T-7 tokamak in Moscow. The old three waveguide grill (see [1]) which was fed by the magnetron working at 915 MHz is not able to realize neither plasma heating nor current drive at the higher plasma densities. To operate in a dense plasma the new klystrons having frequency 2.45 GHz are prepared. The old three waveguide grill under-slows waves of this frequency and cannot be used for the effective lower-hybrid current drive. It was suggested to use two four waveguide grills in a tandem for this purpose. The first grill having the width of waveguides equal to 14 mm should transmit the main power from the generator to a plasma. The second grill having the width of waveguides equal to 7 mm should transmit a small part of the power containing, however, highly slowed waves. A schematic sketch of the section through these four waveguide grills is given in Fig. 1.

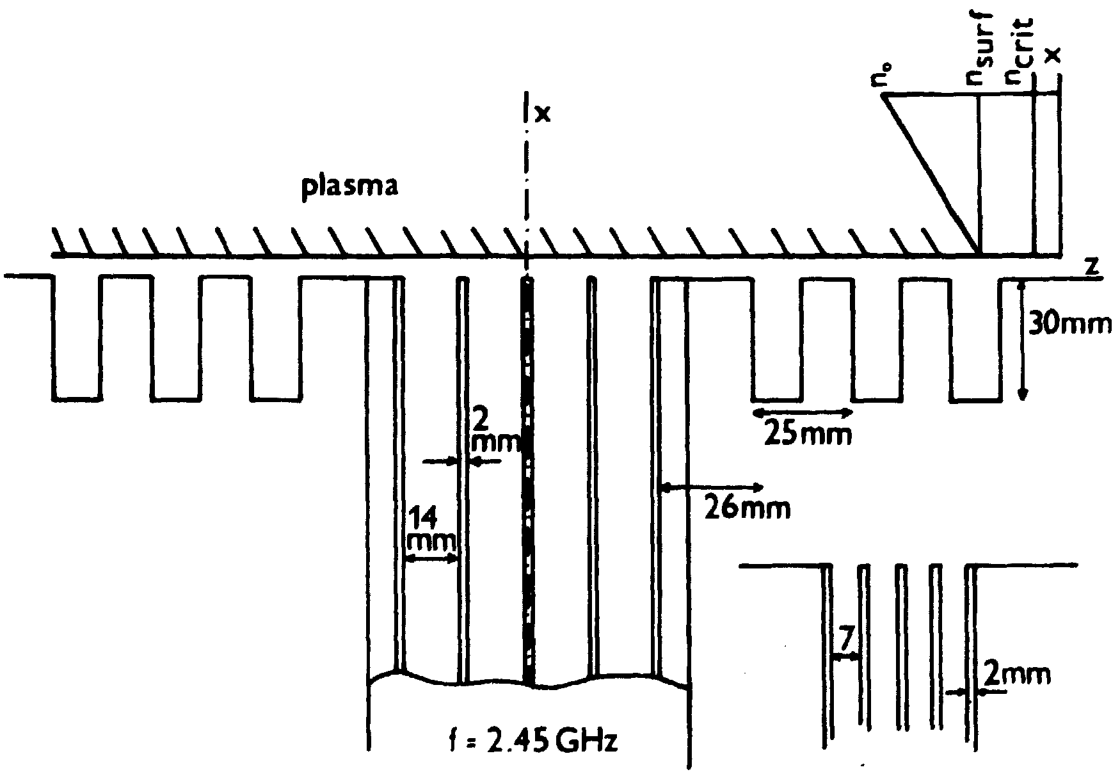


Fig. 1. Schematic sketch of the section through the mouth of the grills. The z-axis is parallel to the toroidal magnetic field.

The computation of the power spectra is complicated by an obscure effect of the highly corrugated inner wall of the vacuum chamber. In our case the depth of grooves h is equal to one forth of the vacuum wavelength and the approximate theory (see [2]) replacing the effect of the wall corrugations by the effective wall impedance Z cannot be used ($|Z| = |-i \, tg \, hk_o|$ $\rightarrow \infty$). The power spectrum of the four waveguide grill is [illegible], however too much sensitive to the effect of the surrounding bellows. Thus it makes sense to compute the spectra of our grills placed in a smooth wall. This was done with the help of standard theory (see [3], [4]). Thus we do not give

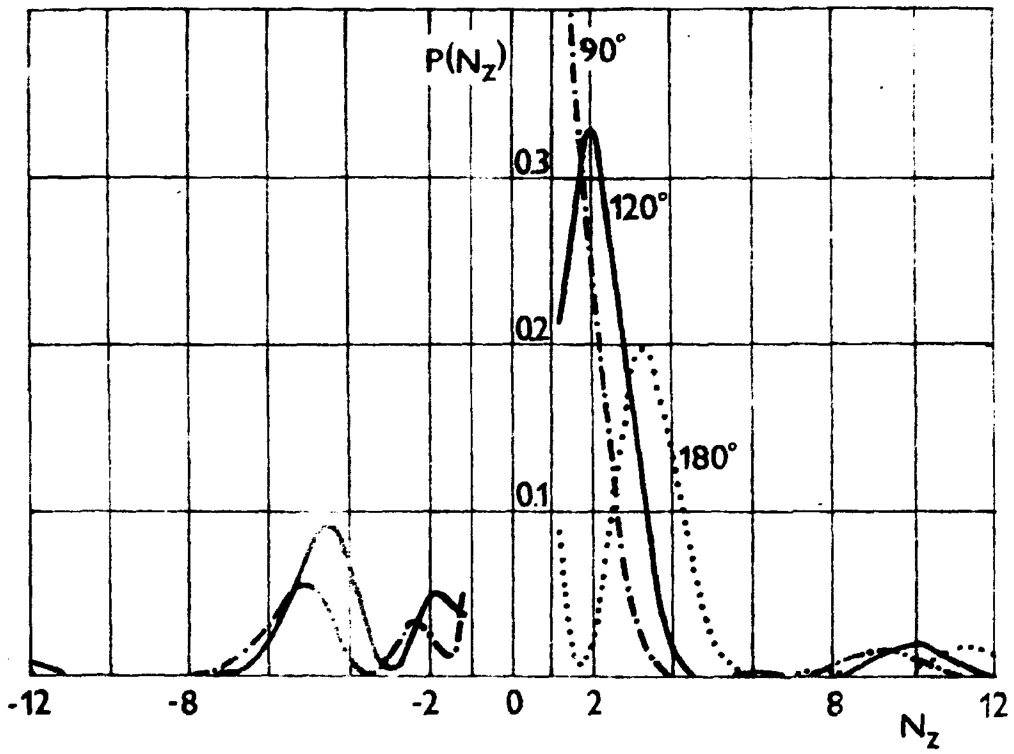


Fig. 2. Normalized spectral power density of the four waveguide grill vs N_z
The width of waveguides is equal to 14 mm and $n_{surf}=0$. For the phase shift $\Delta\phi = 90^o$ the total reflection coefficient $R_t=18$ %, the reflected power is distributed among the waveguides as (2 %, 3 %, 3 %, 10%), the phase shifts between incident and reflected waves are (-78^o, 15^o, 86^o, 124^o) and the power spectrum directionality $D=0,34$.
For $\Delta\phi = 120^o$: $R_t=21\%$, (1%, 5%, 11%, 4%), (-43^o, 85^o, 44^o, $9[illegible]^o$), $D = 0.42$.
For $\Delta\phi = 180^o$: $R_t=26\%$, ($\sim 0\%$, 13%, 13%, $\sim 0\%$), (58^o, 37^o, $3[illegible]^o$, 58^o), $D = 0$.

full account of the theory but we only summarize the assumption which we use. In the tehoretical model we assume that the height of the waveguides is infinite in the y-direction and we adopt the slab geometry with the x-axis parallel to the edge plasma density gradient. We suppose that the field in the waveguides can be expressed as a sum of transverse magnetic modes with only E_x, E_z and H_y different from zero. We take the density profile for linear and neglect coupling between fast and slow waves in a plasma. Then the plasma surface impedance can be expressed by the aid of the Airy functions (see e.g. [5]):

$$\mathcal{Z}_{plasma} = -\frac{E_z}{H_y}\Big|_{x_{pl.surf.}} = \begin{cases} i\,v_{uns}^2\cdot\delta\,\dfrac{Ai(v)}{Ai'(v)}\Big|_{v=-v_{uns}\left(1-\frac{n_{surf}}{n_{crit}}\right)}, & k_z^2/k_v^2<1, \\ i v_A^2\delta\cdot\dfrac{Ai(v)+iBi(v)}{Ai'(v)+iBi'(v)}\Big|_{v=v_A\left(1-\frac{n_{surf}}{n_{crit}}\right)}, & k_z^2/k_v^2>1 \end{cases}.$$

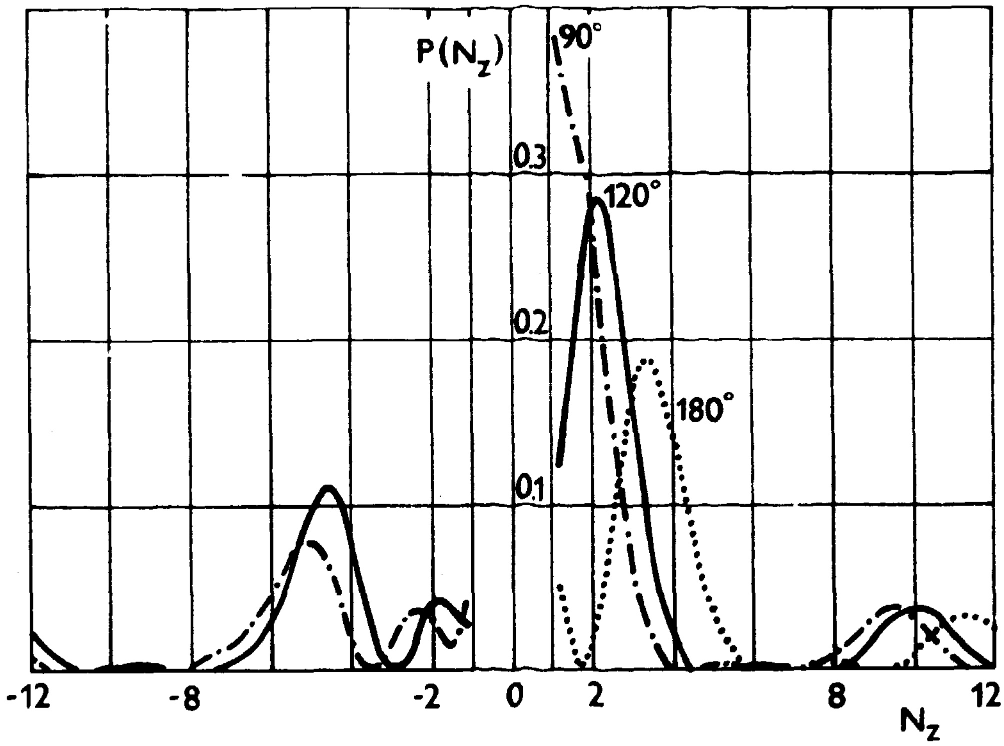


Fig. 3. Same as Fig. 2, only $n_{surf}=50\ n_{crit}$.
For $\Delta\phi=90°$: R_t=33%, (6%, 8%, 6%, 13%), (-154°, 166°, 162°, 162°), D = 0.4.
For $\Delta\phi=120°$: R_t=20%, (4%, 5%, 3%, 8%), (-161°, 143°, 134°, 161°), D = 0.3
For $\Delta\phi=180°$: R_t=14%, (5%, 2%, 2%, 5%), (173°, 117°, 117°, 173°), D = 0.

Here $v_{uns} = ((1 - k_z^2/k_v^2)/\delta^2)^{1/3}$, $v_s = ((k_z^2/k_v^2 - 1)/\delta^2)^{1/3}$, $\delta = \frac{1}{k_v n_{crit}} \frac{dn_o}{dx}$.

The effect of the finite plasma surface density on Z_{plasma} is taken into an account by the factor $(1 - n_{surf}/n_{crit})$.

In Figs. 2 - 5 we collect the results of the power spectrum computations of our grills placed into a smooth wall. The quantity $P(N_z)$ denote the normalized spectral power density and it holds $\int_{-\infty}^{\infty} P(N_z)dN_z = 1$. Here N_z is the parallel refractive index ($N_z = k_z/k_v$). We suppose that the amplitudes of the incident waves are same in all waveguides. The degrees written at curves correspond to the phase shift $\Delta\phi$ between the incident waves in the adjacent waveguides. In the figure captations R_t denotes the total power reflection

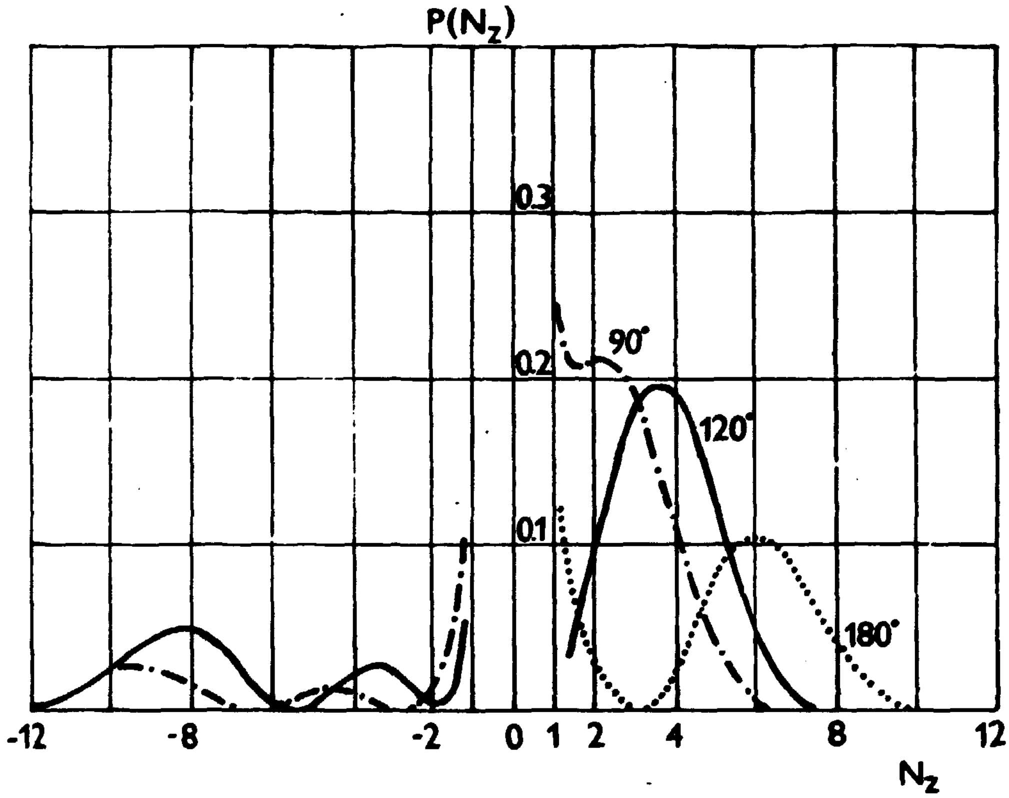


Fig. 4. Same as Fig. 2, only the width of waveguides is equal to 7 mm.

For $\Delta\phi = 90^\circ$: R_t=26%, (3%, 6%, 7%, 10%), (-27°, 46°, 32°, 68°), D = 0.56,

For $\Delta\phi = 120^\circ$: R_t=42%, (4.4%. 11.5%, 20%, 6%), (-20°, 46°, 16°, 35°), D = 0.42,

For $\Delta\phi = 180^\circ$: R_t=48%, (5%, 19%, 19%, 5%), (24°, 17°, 17°, 24°), D = 0.

coefficient. The numbers in the first parenthesis give the distribution of the reflected power among the separate waveguides and the numbers in the second parenthesis correspond to the phase shifts between the incident and reflected waves in the waveguides. P_r and P_l represent those parts of the net power in a plasma which propagate to the right and left, respectively. The directionality of power spectrum D is defined as $D = (P_r - P_l)/(P_r + P_l)$. In all computations we assume that the density gradient is equal to $3 \times 10^{12} cm^{-4}$ thus $\delta \sim 8\lambda$.

The spectra corresponding to the grill assambled from the broader waveguides are collected in Fig. 2 and 3. Comparing Fig. 2 with Fig. 3 we can deduce that the growth of the plasma surface density n_{surf} suppresses under-slowed waves and enhances short waves in spectrum. At small phase shifts $\Delta\phi$ the growth of n_{surf} brings about the increase of reflectivity because many under-slowed waves are present in the spectrum. On the contrary the growth of n_{surf} diminish the reflection at large $\Delta\phi$ because short waves can easily penetrate into a dense plasma. As n_{surf} grows the directionality D decreases. The total efficiency of the current drive depends strongly on the detailed form of spectrum (e.g. the gaps in the spectrum) and D gives only crude information about this quantity. In the interesting case of $\Delta\phi = 120^o$ the changes of n_{surf} have a small effect on the spectrum and the reflectivity, only the reflected power is distributed more evenly among the waveguides at higher n_{surf}.

The spectra of the grill made from the narrow waveguides shows simillar dependence on n_{surf} (see Fig. 4 and 5). Because the maxima in the spectra are now shifted to greater N_z the drop of the reflectivity with n_{surf} is more striking.

To estimate the effect of the wall corrugation on the grill spectra we incorporated its into the calculation as a set of grooves with rectangular cross-section. In Fig. 1 we depicted three such grooves on each side of the grill. We solved the problem of the radiation from this structure consisting from ten elements (see [2]). For the grill with the broader waveguides the results are presented in Fig. 6. The dimensions of grooves and the walls between them used in computation are given in Fig. 1. If we compare Fig. 2 with Fig. 6 we see that the effect of the grooves on the spectra is not too important. The main characteristics of spectra are unchanged only the reflectivity grows and the directionality decreases

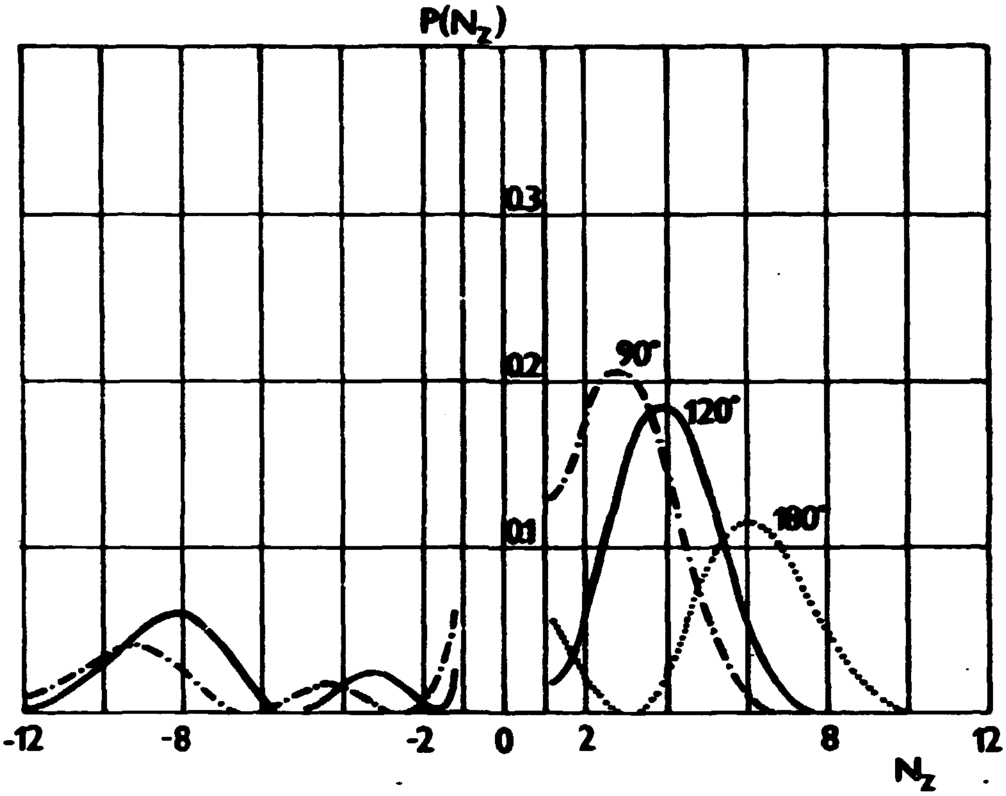


Fig. 5. Same as Fig. 2, only the width of waveguides is equal to 7 mm and $n_{surf} = 50\ n_{crit}$.

For $\Delta\phi = 90^\circ$: $R_t = 13\%$, (1%, 3%, 2%, 7%), (-138°, 133°, 124°, 137°), $D = 0,5$

For $\Delta\phi = 120^\circ$: $R_t = 10\%$, (1%, 4%, 2%, 3%), (-139°, 101°, 62°, 134°), $D = 0.36$.

For $\Delta\phi = 180^\circ$: $R_t = 10\%$, (1%, 4%, 4%, 1%), (131°, 60°, 60°, 131°), $D = 0$.

in comparison with case of a smooth wall. There are some differences in the detailed form of spectra (see e.g. the case of $\Delta\phi = 180^\circ$) but the general shape is conserved. It seems that three pasive elements on each side of grill are sufficient to imitate the effect of the wall corrugation - - the power level in the outer grooves forms 1% of that in the grooves nearest to the grill (see also [6]). The papers [2] and [6] predict much more important change of spectra for the two waveguide grill but the effect of the wall corrugation decreases when the number of waveguides in the grill grows.

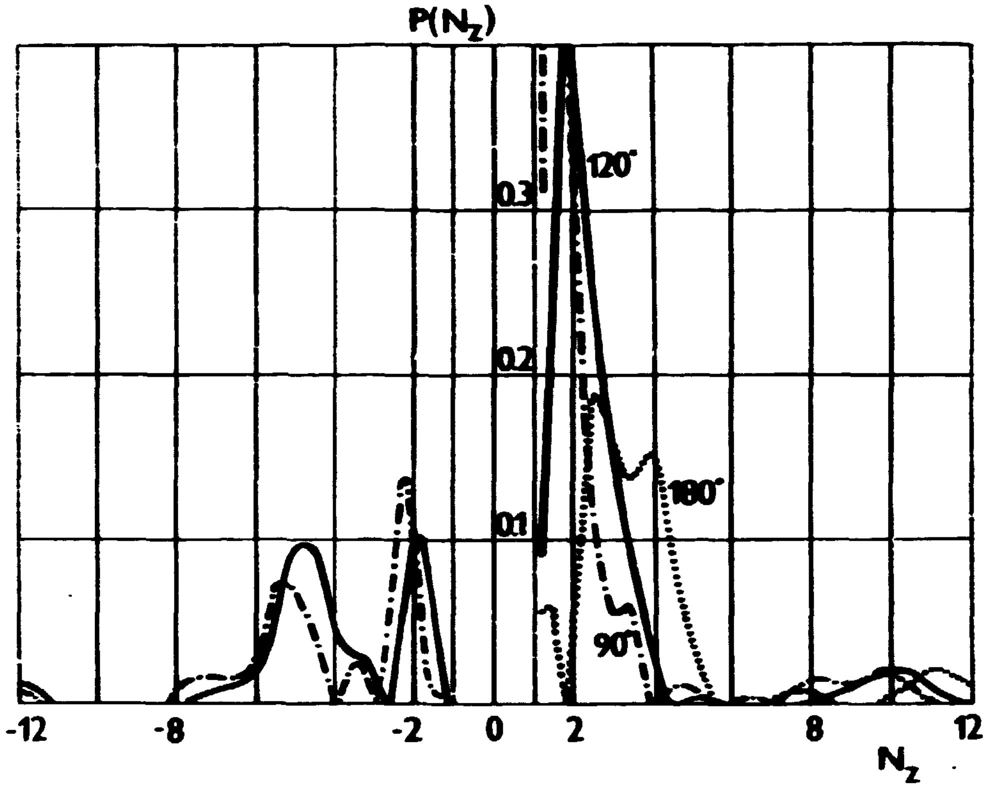


Fig. 6. Normalized spectral power density of the four waveguide grill having three grooves on each side vs N_z. The width of waveguides is equal to 14 mm, the dimensions of grooves are given in Fig. 1 and $n_{surf} = 0$.

For $\Delta\phi = 90^\circ$: R_t=29%, (3%, 5%, 2%, 19%), (−107°, 115°, 81°, 131°), D = 0.4.

For $\Delta\phi = 120^\circ$: R_t=26%, (1%, 7%, 12%, 6%), (−69°, 90°, 35°, 104°), D = 0.38.

For $\Delta\phi = 180^\circ$: R_t=30%, (1%, 14%, 14%, 1%), (124°, 35°, 35°, 124°), D = 0.

REFERENCES

[1] J. Preinhaelter, in Radiation in Plasmas, Proceed. 1983 College on Plasma Physics, Trieste, ed. by B. McNamara. Vol. II, p. 813, World Scientific, Singapore 1984.

[2] Shcherbinin O. N., Schuss J. J., Nucl. Fusion, 19 (1979) 1675.

[3] Brambilla M., Nucl. Fusion, 16 (1976), 47

[4] Baranov Yu. F., Shcherbinin O. N., Fiz. Plazmy, 3 (1977), 246.

[5] Moreau D., et al., in Radiation in Plasmas, Proceed. 1983 College on Plasma Physics, Trieste, ed. by B. McNamara. Vol. I, p. 331, World Scientific, Singapore 1984.

[6] Nguyen T. K., Moreau D., in Heating in Toroidal Plasmas, Proceed. 3rd Varrena - Grenoble Symposium, Grenoble 1982, Vol. II, p. 591.

ВЛИЯНИЕ УХОДА РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ НА ГЕНЕРАЦИЮ ТОКА НГ ВОЛНАМИ

Войцехович И.А., Парама В.В., Переверзев Г.В.

АННОТАЦИЯ

В работе исследована зависимость эффективности генерации тока от формы спектра НГ волн. Найдена оптимальная форма спектра. Показано, что использование неоптимальных спектров приводит к увеличению потерь быстрых частиц и значительному снижению эффективности генерации тока. Этот механизм объясняет отличие большинства современных экспериментов от существующей теории.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из наиболее перспективных способов безиндукционного поддержания стационарного тока в токамаке является метод, основанный на использовании нижнегибридных волн ($\omega = \omega_{pe} K_{\parallel}/K \sim \omega_{pi}$). Принципиальная возможность применения НГ волн для генерации тока подтверждена рядом экспериментов [1 - 3]. Результаты экспериментов, совпадая, в основном, с предсказаниями теории, имеют и некоторые особенности. Так, во всех экспериментах эффективность генерации тока с помощью НГ волн существенно ниже теоретического предела [4]. Возможное объяснение этому расхождению заключается в том, что в работе [4] дана оценка оптимальной эффективности генерации тока, предполагая, что вся вводимая в плазму мощность ВЧ источника поглощается резонансными частицами, т.е. используется для генерации тока. В реальных экспериментах такая ситуация реализуется не всегда, возможны случаи, когда часть вводимой мощности диссипирует в плазме в результате, например, столкновительного затухания.

Другой особенностью экспериментов является выход на стенки пучка высокоэнергичных электронов. Аномальный уход быстрых частиц может быть вызван их диффузией в координатном пространстве, связанной с квазилинейным взаимодействием частиц с волнами в неоднородной плазме [5]. Учет этого механизма также может в ряде случаев существенно снизить эффективность генерации тока. Таким образом, цель данной работы - выяснить, как влияют на эффективность генерации тока различные каналы потерь ВЧ энергии и быстрых частиц, и на основе такого анализа выбрать оптимальную схему генерации.

В §1 сформулирована система уравнений, описывающих взаимодействие электронов с НГ волнами. Вопрос о выборе оптимальной формы спектра волн обсуждается в §2. В §3 приведены численные расчеты эффективности генерации тока с учетом ухода быстрых частиц и обсуждается вопрос о роли этого механизма в различных диапазонах параметров плазмы и вводимых волн, используемых в экспериментах.

§1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для того, чтобы нагляднее продемонстрировать роль упомянутых выше эффектов, рассмотрим простейший случай однородной, ограниченной по r ($r \leqslant a$) плазмы, помещенной в постоянное магнитное поле B_0 ($\vec{B} \parallel \vec{e}_z$). Будем считать, что в эту плазму с помощью внешнего источника вводятся НГ волны, частота и волновой вектор которых связаны дисперсионным соотношением

$$\omega = \omega_{pe} K_{\parallel}/K \quad , \qquad K_1 \leqslant K_{\parallel} \leqslant K_2 \tag{1}$$

где $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n_e/m)^{1/2}$, $K_{\parallel} = \frac{\vec{K}\vec{B}}{|\vec{B}|}$, $\omega_{pi} \lesssim \omega \ll \omega_{pe}$ уравнение (1) получено в предположениях, что $\omega_{pe} \ll \omega_{Be} = \frac{eB_0}{mc}$ и частота ω далека от частоты нижнего гибридного резонанса $\omega_{НГ}$, в этих условиях, как правило, и проводятся эксперименты по генерации тока).

Для самосогласованного описания взаимодействия НГ волн с плазмой будем использовать стационарную систему квазилинейных уравнений, которая в используемых предположениях может быть записана следующим образом:

$$\nu_0 \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{V_e}{v}\right)^3\left(vf - \frac{V_e}{2}\frac{\partial f}{\partial v}\right) + \int d\vec{K}_{\perp}\left(\frac{\partial}{\partial v} - \right. \tag{2}$$

$$\left. - \frac{1}{\omega_{Be}}\frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}}\frac{\partial}{\partial r}\right)D(v)\left(\frac{\partial}{\partial v} - \frac{1}{\omega_{Be}}\frac{K_{\perp}}{K_{\parallel}}\frac{\partial}{\partial r}\right)f = 0$$

$$P_K = \nu_0 W_K - \frac{\pi\omega_{pe}^2\omega}{n_e K^2}\frac{\partial f}{\partial v} W_K \tag{3}$$

где $V = V_\parallel$, $\nu = \frac{4\sqrt{2\pi}\, e^4 n_e \lambda}{3m^2 v_e^3}(1 - Z_i)$ - эффективная частота столкновений быстрых электронов с основной компонентой плазмы, $P_к$ - спектральная удельная мощность вводимых НГ волн, удовлетворяющая условию нормировки: $P = \int P_к \, dк$, P - полная удельная мощность НГ волн, а коэффициент квазилинейной диффузии связан со спектральной плотностью энергии волн W_K соотношением:

$$D(v) = \frac{\pi}{2}\frac{\omega^2}{m n_e}\int W_K\, \delta(\omega - K_\parallel v)\, dK_\parallel \qquad (4)$$

В одномерном кинетическом уравнении (2) первый член представляет собой линеаризованный интеграл столкновений (как показано в работе [6], учет двумерности столкновений приводит к увеличению эффективности генерации тока в $5/(2+ Z_i)$ раз). Второй член в (2) описывает квазилинейное взаимодействие резонансных электронов с волной в неоднородной плазме. Уравнение (3) учитывает затухание НГ волн по механизму Ландау и нерезонансное затухание за счет электронноионных столкновений.

Прежде чем переходить к решению системы (2) - (3), обсудим пределы применимости выбранной нами модели. Как уже говорилось выше, квазилинейный член в уравнении (2) учитывает диффузию резонансных частиц по радиусу за счет их дрейфа в полоидальном поле волны E_θ со скоростью $V_r = \frac{cE_\theta}{B_\theta} = ic\frac{K_\theta \varphi}{B_\theta}$. Ниже будет считать, что спектр НГ воон по K_θ симметричный (к такой симметризации могут приводить как тороидальные эффекты [7 - 9], так и различные нелинейные процессы типа рассеяния НГ волн на флуктуациях плотности [9] и наблюдающаяся во многих экспериментах "веерная" неустойчивость [10]). Учет такой симметрии существенно упрощает уравнение (2), сводя его к уравнению с разделяющимися переменными. Поэтому ниже мы будем моделировать эффект ухода из плазмы резонансных частиц, используя приближенное равенство:

$$\int \frac{\partial}{\partial r}\frac{1}{\omega_{Be}^2}\left(\frac{K_\perp}{K_\parallel}\right)^2 D(v)\frac{\partial f}{\partial r}\, d\vec{K} \simeq -\int \alpha D(v) f\, d\vec{K}_\perp$$

где $\alpha = \left(\frac{K_\perp}{K_\parallel}\right)^2 \frac{1}{\omega_{Be}^2 a^2}$.

Таким образом, в дальнейшем будем использовать кинетическое уравнение (2) в виде:

$$\nu_0 \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v_e}{v}\right)^3\left(vf + \frac{v_e^2}{2}\frac{\partial f}{\partial v}\right) + \frac{\partial}{\partial v}\int d\vec{K}_\perp D(v) - \int d\vec{K}_\perp \alpha D(v) f = 0 \qquad (5)$$

где член, пропорциональный α позволяет в рамках модели однородной плазмы учесть уход из системы быстрых частиц.

Предположение о симметрии НГ волн по K_θ позволяет также не учитывать дрейфовые эффекты в уравнении (3). Следует подчеркнуть, что в рассматриваемой нами ситуации, когда НГ волны возбуждаются внешним источником, предположение о симметрии спектра не столь критично, как, скажем, в задачах о влиянии дрейфовых волн на диффузию плазмы, где именно дрейфовые эффекты и приводят к возбуждению колебаний (см., например, [11]).

При выводе уравнения (3) использовалось предположение о том, что НГ волны затухают лишь за счет взаимодействия с резонансными электронами (затухание Ландау) и за счет электронно-ионных столкновений. В экспериментах по генерации тока НГ волнами концентрация плазмы подбирается так, чтобы резонансное взаимодействие волны с ионами было пренебрежимо мало ($\omega \gtrsim (3K_\parallel V_i\ \omega_{pe})^{1/2}$), поэтому в (3) не учтено затухание волн на ионах. Вообще говоря, в реальных системах заметную роль в поглощении энергии ВЧ волн могут играть и другие механизмы (например, потери ВЧ энергии при отражении от стенки камеры итд. Качественно их роль можно учесть изменением (3) частоты нерезонансного затухания ν_0. И, наконец, система (3), (5) не учитывает изменения формы спектра НГ волн по мере их прохождения вглубь плазмы за счет тороидальных эффектов. Этот вопрос требует специального рассмотрения, здесь мы можем лишь указать, что роль этого эффекта мала в тех случаях, когда волны затухают за один проход по установке (такая ситуация, повидимому, будет реализовываться в реакторах) либо в случае плазмы малой плотности при выполнении неравенства $\frac{\omega_{pe}}{\omega}\frac{\varepsilon}{q} < 1$ ($\varepsilon = \frac{a}{R}$, q - запас устойчивости на границе плазмы).

Уравнения (3), (5) с заданной величиной концентрации n_e и температуры Т плазмы образует замкнутую систему квазилинейных уравнений. Для вычисления плотности тока j, эффективности генерации η и мощности P_D, поглощаемой резонансными частицами, а также мощности, которую уносят резонансные частицы, выходя из разряда, использовались следующие выражения:

$$j = e\int v\,(f - f_M)\,dv$$

$$\eta = (2\pi R)^{-1} j/P$$

$$P_D = \int_{v_1}^{v_2} \frac{mv^2}{2}\int d\vec{K}_\perp\, \frac{\partial}{\partial v}\, D(v)\, \frac{\partial f}{\partial v}\, dv \qquad (6)$$

$$P_\alpha = \int_{v_1}^{v_2} \frac{mv^2}{2}\int d\vec{K}_\perp\, \alpha\, D(v)\, f\, dv$$

где $f_M = \frac{n_e}{\sqrt{\pi}\, v_e} e^{-v^2/v_e^2}$ – максвелловская функция распределения.

§2. ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОЙ ФОРМЫ СПЕКТРА НГ ВОЛН

Оптимальным с точки зрения генерации тока является спектр волн, позволяющий получить максимальный ток при минимальной затраченной мощности источника. Выясним, чем определяется такой спектр, если механизм аномального ухода быстрых частиц отсутствует ($\alpha = 0$). Мощность вводимых волн распределяется следующим образом: часть мощности $P_{\mathcal{D}}$ поглощается резонансными частицами в результате затухания Ландау, т.е. идет на ускорение электронов и, значит, на генерацию тока, оставшаяся часть $P - P_{\mathcal{D}}$ тратится на нагрев основной компоненты в результате нерезонансного затухания волн. Оптимальный случай соответствует тому, что вся мощность поглощается резонансными частицами ($P_{\mathcal{D}} \simeq P$), т.е. декремент столкновительного затухания существенно меньше декремента затухания Ландау. Пренебрегая членом $\nu_0 W_k$ в уравнении (3) получим из решения системы квазилинейных уравнений (3), (5) следующее выражение для спектральной мощности источника, необходимой для поддержания плато на электронной функции распределения.

$$P_k = \frac{2 m v_e^3 \nu_0}{\omega} \cdot f \cdot v \quad , \qquad v = \frac{\omega}{k_{\parallel}} \tag{7}$$

Из выражения (7) видно, что "оптимальный" для генерации тока спектр волн должен удовлетворять двум условиям. Во-первых, величина P_k должна возрастать пропорционально фазовой скорости волны. При более быстром возрастании будет существовать область $v^* < v_{op} < v_2$, $\left(v_2 = \frac{\omega}{k_{\parallel min}}\right)$ спектра, в которой столкновительное затухание превышает затухание Ландау, а, значит, соответствующая часть мощности диссипируется за счет столкновений основной массы электронов с ионами и оказывается бесполезной для создания тока. Если же в плазме формируется спектр волн, растущий медленнее, чем по формуле (7), или спадающий, то столкновительное затухание доминирует в медленной части спектра, а в быстрой части, хотя затухание Ландау и играет главную роль, но уровень мощности недостаточен для образования плато на функции распределения. При этом генерируемый ток не достигает максимальной величины.

Изложенные соображения показывают, что для исследования влияния формы спектра НГ волн на характеристики генерации тока удобно выбрать модель:

$$P_K(v) = \begin{cases} c\,(v/v)^{L}, & v_1 \leq v \leq v_2 \\ 0, & v < v_1 \ \text{или} \quad v > v_2 \end{cases} \tag{8}$$

Постоянная С определяется из условия нормировки

$$P = \int P_K \, d\vec{K} = \iint_{v_1}^{v_2} P_K(v) \frac{\omega\, dv}{v^2} \, d\vec{K}_\perp \tag{9}$$

Оптимальной форме спектра соответствует $L = 1$.

Выражение (7) накладывает также ограничение на полную вводимую мощность. Действительно, предположим, что $P_K \sim V$, т.е. в (8) $L = 1$, и на функции распределения образовалось квазилинейное плато; тогда правая часть (7) достигает максимального возможного значения $\frac{2m v_e^3 \nu_0 V}{\omega} \frac{n_e}{\sqrt{\pi}\, v_e} e^{-v_1^2/v_e^2}$. Превышение этого уровня, не увеличивая генерируемый ток, приведет к нагреву основной компоненты плазмы, т.е. к снижению эффективности генерации. При уменьшении вводимой мощности соответственно уменьшится генерируемый ток, эффективность генерации тока изменится незначительно.

В двух предельных случаях можно получить аналитическое решение системы квазилинейных уравнений (3), (5) и оценки величины плотности тока:

а) Вся энергия волны поглощается резонансными электронами. В этом случае декремент столкновительного затухания намного меньше декремента затухания Ландау и в уравнении (3) им можно пренебречь. Система уравнений (3), (5) с учетом уравнения (8) тогда сводится к одному уравнению

$$\nu_0 \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{v_e}{v}\right)^3 \left(vf + \frac{v_e^2}{2} \frac{\partial f}{\partial v}\right) + \frac{\partial}{\partial v} \int d\vec{K}_\perp \frac{c\,\omega}{2m v_e^3} \left(\frac{v}{v_e}\right)^{L-3} = 0 \tag{10}$$

решение которого дает следующее выражение для плотности тока:

$$j^{(2)}(x_1, x_2) = \frac{eP}{2m\, \nu_0 v_e} \left\{ \beta(x_1, x_2) - e^{-x_2^2}\, \mathcal{J}_L(x_1, x_2) \right\} \tag{11}$$

где

$$x = v/v_e, \quad \beta(x_1, x_2) = \begin{cases} \dfrac{x_2^{L+1} - x_1^{L+1}}{L+1}, & L \neq 1 \\ \ln(x_2/x_1), & L = 1 \end{cases}, \quad \mathcal{J}_L(x_1, x_2) = \int_{x_1}^{x_2} y^L e^{y^2} dy$$

б) Часть энергии волны с большими фазовыми скоростями поглощается за счет столкновительного затухания ($L > 1$). В этом случае в области

$v^* \leq v \leq v_2$ образуется плато ($f(v) = f(v^*) = const$), а в области $v^* \leq v \leq v_2$ функция распределения удовлетворяет уравнению (10). Сшивая решения системы квазилинейных уравнений в точке v^*, получим выражение для плотности тока в виде

$$j^{(2)}(x_1, x_2) = j^{(1)}(x_1, x^*) + \frac{eP(x_2^2 - x^{*2})}{2m\nu_0 v_e} e^{-x^{*2}} \mathcal{I}_L(x_1, x^*) - \frac{e n_e T}{8\sqrt{\pi}\, m v_e} \left(e^{-x^{*2}} - e^{x_2^2}\right) \tag{12}$$

где точка x^* определяется из равенства декрементов затухания:

$$\nu_0 = -\sqrt{\pi}\,\omega x^{*2} e^{-x^{*2}} \left(-2x^* + \frac{4\sqrt{\pi} P}{n_e T \nu_0}\left(x^{*L} - 2x^* \mathcal{I}_L(x_1, x^*)\right)\right) \tag{13}$$

Таким образом, выражения (11) и (12), справедливые в широком диапазоне используемых в экспериментах параметров плазмы и НГ волн, могут быть использованы для сценки плотности тока.

Результаты численных расчетов подтверждают вывод о существовании оптимального спектра. Здесь и в следующем параграфе численное интегрирование системы квазилинейных уравнений проводилось для установки с параметрами: a = 30 см, R = 130 см, B_0 = 30 кГс, n_e = 2.10^{12} см$^{-3}$, $\tilde{f}$ = 1 ГГц.

Результаты численного расчета влияния формы спектра на величину генерируемого тока представлены на рис. 1 (сплошными линиями). Здесь же для сравнения пунктирной линией приведена зависимость эффективности генерации тока $\eta^{теор}$, полученная в работе [4]. Отличие эффективности от максимально возможной ($\eta^{теор}$) для острых спектров связано с ростом доли энергии волны, поглощаемой в результате столкновительного затухания, что подтверждается ходом зависимости P_D/P (L), показывающей, какая доля энергии волны расходуется на генерацию тока. Для оценки плотности тока в этом случае (при $L > 1$) можно использовать формулу (12). Как уже отмечалось выше, уменьшение плотности тока при $L < 1$ связано с тем, что при данном уровне вводимости мощности спадающие спектра не могут образовать плато на функции распределения ($D \ll \nu_0 (v_e/v)^3$). В этом случае плотность тока можно оценить по формуле (11). Смещение максимума кривой $\eta(L)$ вправо относительно точки L = 1 связано с использованием спектра с сильным продольным замедлением ($v_1 \sim v_e$), в области которого всегда $D \ll \nu_0 (v_e/v)^3$ и плато не образуется.

Сравнение полученных численно значений η с экспериментом [1] показывает, что для плазмы с температурой T ≈ 500 эВ экспериментальное значение η соответствует расчетному для спектров с L = 3. С ростом температуры соответствие между численными результатами и экспериментом наблюдается для более острых спектров (при T ~ 1 кэВ L = 4).

§3. ВЛИЯНИЕ УХОДА РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТИЦ НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ ТОКА

Рассмотрим, как изменится эффективность генерации тока при наличии описанного выше механизма потерь быстрых частиц. Очевидно, что его роль наиболее существенна для неоптимальных спектров с $L > 1$, поскольку в этом случае из-за слабого затухания увеличивается плотность энергии колебаний, приводящая к быстрому выходу частиц из системы. Результаты численного моделирования влияния механизма ухода на эффективность генерации тока в зависимости от формы спектра приведены на рис. 2 и подтверждают это предложение. Поэтому дальнейшие более подробные расчеты проведены с L = 5 (что наиболее соответствует экспериментальным условиям, например, для PLT). Из рис. 2 следует также, что при $L \lesssim 1$ и данной мощности P ≅ 200 кВт механизм аномальных потерь частиц практически не влияет на генерацию тока и для оценки величины f можно пользоваться формулой (11).

Член, соответствующий аномальному уходу частиц, в кинетическом уравнении $\alpha D f \sim P T^{3/2}$ (при $L > 1$ основной вклад в уход частиц вносит та область резонансной зоны, где образуется плато, так что $W_k \sim P_k / \nu_0$). Следовательно, скорость ухода частиц зависит от мощности волн и температуры плазмы. Эта зависимость исследовалась численно и результаты представлены на рис. 3, 4 (следует подчеркнуть, что в реальных экспериментах вводимая мощность и температура плазмы взаимосвязаны - эта связь будет обсуждаться ниже).

Как следует из рис. 3, с ростом мощности ВЧ волн растет доля энергии, которую уносят резонансные частицы, выходя из системы, следовательно, эффективность генерации тока падает. Так, при T ≅ 500 эВ уже для вводимой мощности P ~ 100 кВт эффективность генерации тока падает на 40%, а для P ~ 600 кВт - почти в 3 раза. При использовании волн с оптимальным спектром (L = 1) наличие механизма потерь быстрых частиц практически не снижает эффективность генерации тока.

На рис. 4 приведена зависимость степени влияния механизма ухода частиц на η в зависимости от температуры плазмы. Как следует из (3) с ростом температуры уменьшается частота электронно-ионных соударений, что приводит к уменьшению поглощения энергии колебаний, а, значит, к увеличению скорости дрейфа V_η. Для волн с показателем спектра L = 5 и мощностью Р = 200 кВт наличие аномального ухода частиц ограничивает рост плотности тока при $T \sim 800$ эВ. Эффективность генерации тока с ростом температуры плазмы уменьшается.

Таким образом, на установке типа PLT аномальный уход частиц может существенно повлиять на эффективность генерации тока. Оценим качественно роль этого эффекта в других установках. Для оценки температуры плазмы воспользуемся уравнением баланса энергии

$$\frac{3}{2}\frac{d n_e T}{dt} = P - \frac{3}{2}\frac{n_e T}{\tau_E}$$

где энергетическое время жизни $\tau_E = 0{,}2 \cdot 10^{-17} a^2 n_e$ (алкаторный скэйлинг). В стационарном состоянии температура плазмы пропорциональна вводимой удельной мощности $T \sim P a^2$. Чтобы сохранить неизменным коэффициент запаса устойчивости $q = a B_0 / R B_\theta = const$, нужно, чтобы генерируемый ток был пропорционален $I \sim a^2/R$. Поскольку эффективность генерации тока НГ волнами $\frac{\eta}{R} \simeq \frac{j}{P} \frac{I}{n_e}$, то удельная мощность $P \sim \frac{I n_e}{a^2} \sim \frac{n_e}{R}$. Степень влияния механизма ухода на эффективность генерации тока γ пропорциональна отношению $\gamma \sim \alpha D/(\nu_0 V_e^3/V_L^3)$ и при неоптимальном спектре, когда $W \sim P/\nu_0$, получаем:

$$\gamma \sim \frac{\sqrt{n_e}}{a^{3/2}} \tag{14}$$

Из (14) следует, что для установки $ALCATOR$-C параметр γ более чем на порядок больше параметра γ для PLT, следовательно, для этой установки рассматриваемый механизм потерь оказывает гораздо более сильное влияние на эффективность генерации тока, особенно в режимах с большой плотностью (что косвенно подтверждается на эксперименте).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, при выборе оптимальных с точки зрения генерации тока параметров ВЧ волн нужно учитывать следующее. При реальных уровнях ВЧ мощности эффективность генерации тока зависит от формы спектра вводимых волн.

Для получения максимального тока при фиксированной мощности нужно использовать спектр с показателем $L = 1$. Снижение плотности тока для спектров с $L > 1$ объясняется наличием нерезонансных механизмов затухания волны (например, столкновительного затухания). При $L < 1$ эффективность падает из-за увеличения в пучке доли медленных (сильностолкновительных) электронов.

Влияние аномального ухода частиц, связанного с их радиальным дрейфом в поле волны, оказывается минимальным при использовании спектров с $L = 1$ при $V_i \sim (2 \div 3) V_e$ и с $L \leqslant 1$ при $V_i \sim V_e$. С ростом показателя спектра L влияние аномальных потерь на генерацию тока растет. Роль этого механизма потерь растет с ростом вводимой мощности и температуры плазмы, приводя к существенному уменьшению эффективности генерации тока при использовании неоптимальных спектров, а также в условиях возбуждения "веерной" неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Bernabei S., et al., Phys. Rev. Lett., 49 (1982), 1255.

[2] Porkolab M., et al., 10 Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, UK, 12-19 Sept. 1984, IAEA-CN-44.

[3] Leuterer F., et al., 10 Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, UK, 12-19 Sept. 1984, IAEA-CN-44.

[4] Fisch N.J., Phys. Rev. Lett., 41 (1978), 873.

[5] Voytsekhovich I.A., Parail V.V., Pereverzev G.V., 10 Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, UK, 12-19 Sept. 1984, IAEA-CN-44.

[6] Karney C.F.F., Fisch N.J., Phys. Fluids, 22 (1979), 1817.

[7] Баранов Ю.Ф., Федоров В.И., Письма в ЖТФ, 4 (1978), 800.

[8] Maekawa T., et al., J. Phys. Jpn., 48 (1980), 965.

[9] Bonoli P.T., Ott E., Phys. Fluids, 25 (1982), 359.

[10] Параил В.В., Погуце С.П. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 11, стр. 5, Энергоиздат, Москва, 1982.

[11] Галеев А.А., Сагдеев Р.З. В сб. "Вопросы теории плазмы", вып. 7, стр. 3, Энергоиздат, Москва, 1973.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Зависимости эффективности генерации тока η и доли мощности, поглощаемой резонансными частицами P_p/P от показателя спектра L для плазмы с температурой T = 500 эВ. Мощность вводимых волн P = 200 кВт, $V_1 = V_e$, $V_2 = \tilde{V} = \frac{c}{(1+2(\omega_{pe}/\omega_{Be})^2)}$. Пунктирной линией обозначена зависимость $\eta^{теор}(L)$, соответствующая работе [4].

Рис. 2. Зависимость отношения эффективности генерации тока при наличии механизма потерь быстрых частиц к эффективности генерации тока при $\alpha = 0$ от показателя спектра L при вводимой мощности P = 200 кВт. $V_1 = V_e$, $V_2 = \tilde{V}$. Кривая 1 соответствует значению температуры плазмы T = 500 эВ, кривая 2 - T = 1000 эВ.

Рис. 3. Зависимость отношения η/η ($\alpha = 0$) от мощности НГ волн P при T = 500 эВ, $V_1 = V_e$, $V_2 = V$ для спектра с $L = 5$ (сплошная линия) и для $L = 1$ (пунктирная линия). Зависимость мощности, уносимой резонансными частицами, выходящими из плазмы, P от мощности волн P для спектра с $L = 5$.

Рис. 4. Зависимость плотности тока j и отношения η/η ($\alpha = 0$) от температуры плазмы при P = 200 кВт, $L = 5$, $V_1 = V_e$, $V_2 = \tilde{V}$. Пунктирная кривая соответствует зависимости j (T) в отсутствие механизма ухода быстрых частиц ($\alpha = 0$).

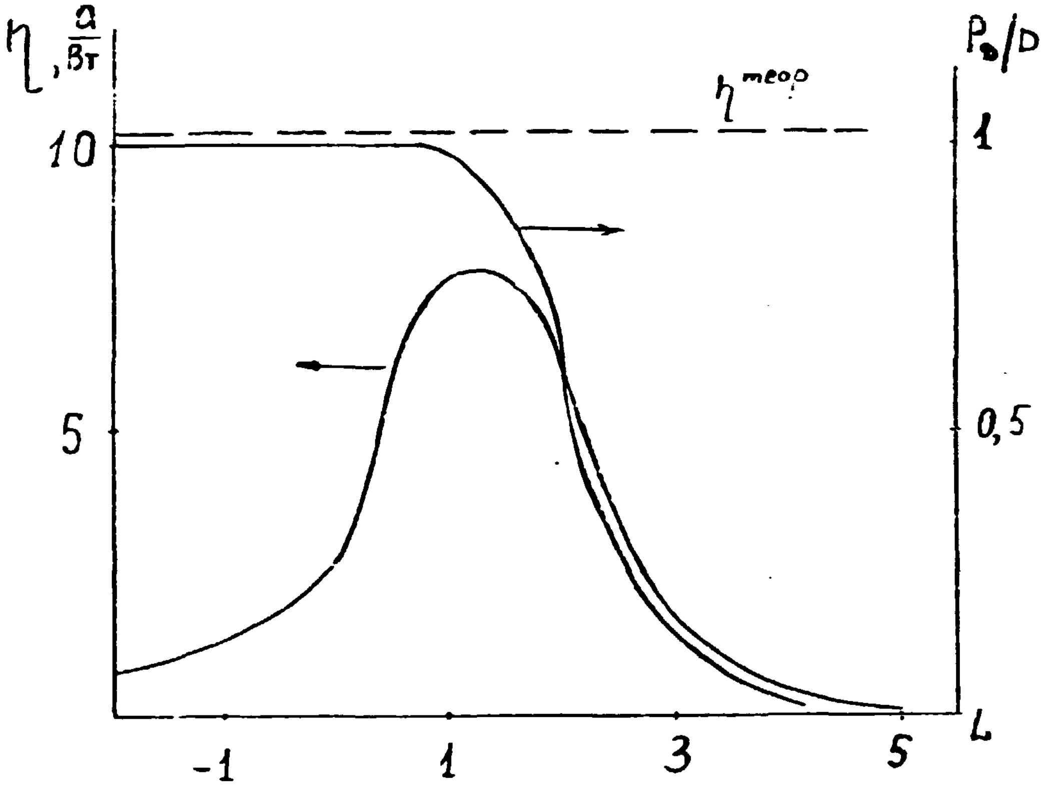


Рис. 1

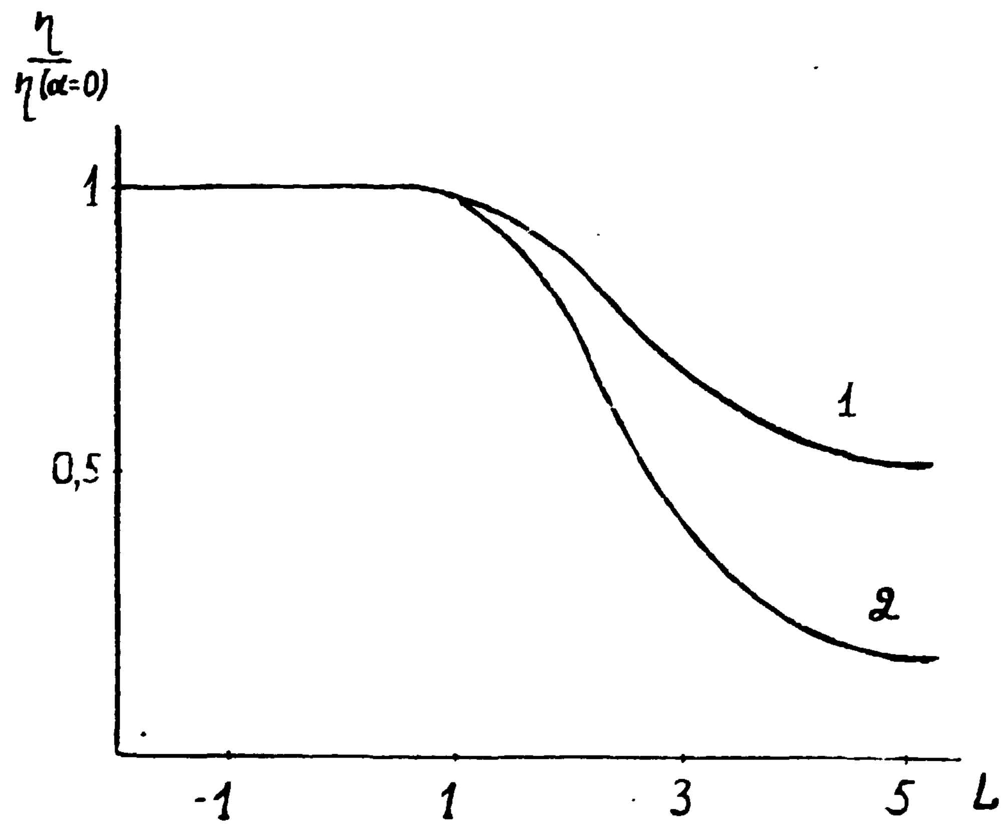


Рис. 2

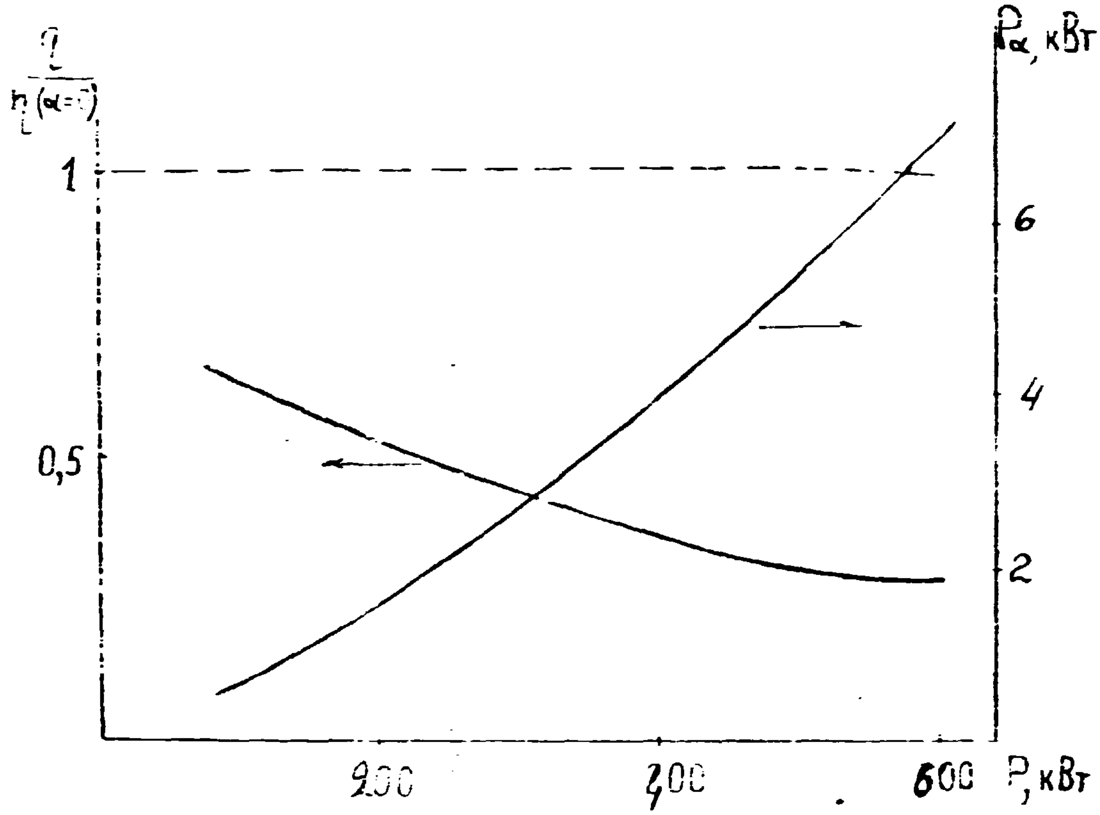

$\frac{\eta}{\eta(\alpha=0)}$
1
0,5
P_α, кВт
6
4
2
200
400
600
P, кВт

Рис 3

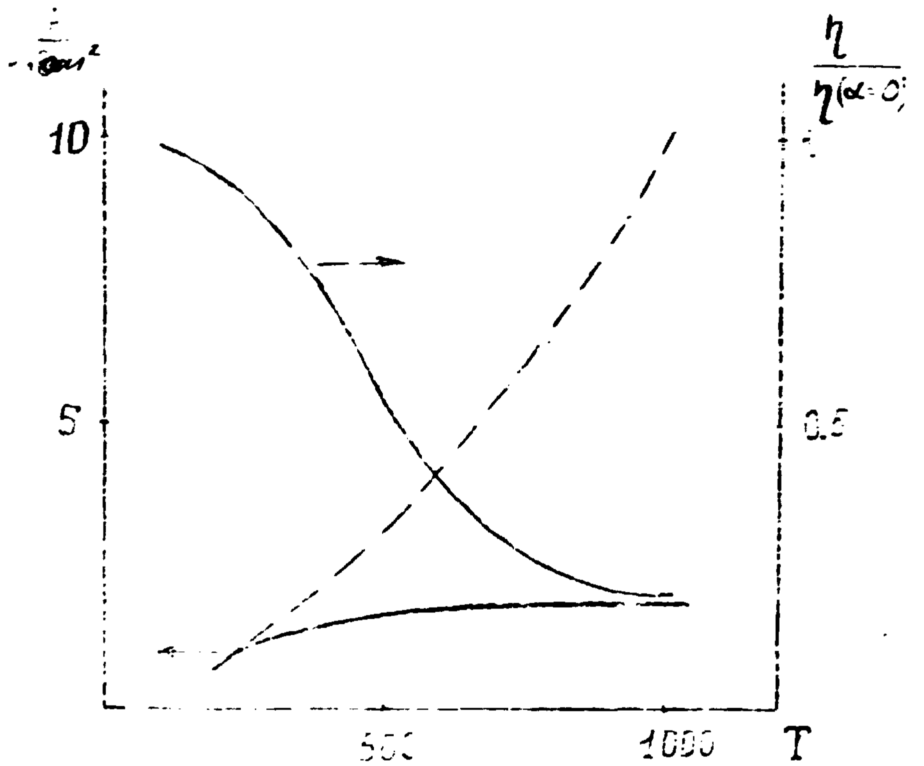

10
5
$\frac{\eta}{\eta(\alpha=0)}$
0.5
500
1000
T

Рис 4

БЕЗИНДУКЦИОННЫЙ СТАРТ РАЗРЯДА В ТОКАМАКЕ Т-7

Аликаев В.В., Бордзговский А.А., Берлизов А.Б., Войцехович И.А., Волков В.В., Иванов Д.П., Иванов Н.В., Ильин В.И., Макурин А.М., Кислов А.Я., Ковров П.Е. Кочин В.А., Лякин К.М., Парайл В.В., Переверзев Г.В., Чистяков В.В., Хвостенко П.П.

Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова

Дятлов И., Магула П.

Институт физики плазмы АН ЧССР

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время на ряде токамаков [1], [2] ... проведены эксперименты, в которых пробой газа, создание и поддержание тока осуществлялись с помощью только высокочастотных методов. Поскольку ВЧ методы создания плазмы и генерации тока не требуют внешнего вихревого электрического поля, то можно рассчитывать на создание и непрерывное поддержание плазмы в токамаках типа Т-7, где сверхпроводящая тороидальная обмотка позволяет получить стационарное продольное магнитное поле.

Одним из наиболее общепризнанных в настоящее время способов создания бестоковой плазмы в токамаке является ионизация газа с помощью ЭЦ волн. Процесс образования плазмы с помощью ЭЦ волн исследовался в ряде как теоретических так и экспериментальных работ [3], [4]. При теоретическом рассмотрении этой стадии до сих пор предполагалось, что время жизни частиц в плазме определяется их вертикальным дрейфом, связанным с наличием нескомпенсированной балонной силы, $\tau_Б = \frac{eB_0 aR}{cT_e}$. Значение электронной температуры, полученное в результате численного моделирования начальной стадии образования плазмы с учётом бомовских потерь частиц, оказывается существенно выше экспериментального . Наличие этого расхождения говорит о том, что в реальном случае время жизни частиц в τ системе существенно меньше величины $\tau_Б$. В работе [5] предположен механизм, позволяющий определить характерное время жизни частиц при бестоковом удержании из анализа равновесия плазменного шнура при наличии вертикального магнитного поля B_τ.

Результаты численного моделирования начальной стадии с такими потерями хорошо согласуются с экспериментом. В данной работе этот механизм исследован более подробно как экспериментально, так и теоретически.

§1. Постановка и результаты эксперимента

В данном параграфе описаны эксперименты по безиндукционному старту разряда в токамаке Т-7. Основные параметры этой установки: Большой и малый радиусы камеры соответственно R = 122 см, а = 35 см, продольное магнитное поле B_0 до 3 Т.

Для данных экспериментов были созданы две высокочастотные системы. Одна из этих систем предназначена для ионизации газа на 1-ой гармонике электронного-циклотронного резонанса (ЭЦР) и состоит из двух гиротронных генераторов, работающих на частоте f = 62 Ггц. Выходная мощность каждого гиротрона составляет величину $P_{ЭЦ}$ до 200 кВт при длительности импульса до 100 мс. При этом 60% мощности гиротронов излучается в виде электромагнитной волны с поляризацией, соответсвующей обыкновенной волне в плазме. Мощность от гиротронов по сверхразмерным цилиндрическим волноводам диаметром ϕ 60 мм вводилась в камеру токамака через горизонтальный патрубок. При этом волноводы были ориентированы на центр камеры (рис. 1). На задней стенке камеры напротив волноводов располагался преобразователь мод, трансформирующий нормально падающее на него излучение с обыкновенной поляризацией, соответствующей необыкновенной волне. Отражённое излучение преимущественно распространялось под углом 60° к направлению тороидального магнитного поля.

Вторая система предназначалась для ввода в плазму нижнегибридной волны и представляла собой решётку из трёх сфазированных волноводоб ("гриля"), которая запитывалась от магнитронного генератора. Рабочая частота магнетрона составляла f = 900 Мгц, выходная мощность - Р до 1 МВт.

На первой стадии экспериментов для создания плазмы в токамак вводилась только ЭЦР-мощность, величина которой $P_{ЭЦ}$ = 160 кВт. Значение тороидального магнитного поля в этих экспериментах было B_T = 2,3 Т. При этом зона ЭЦР находилась на оси камеры. Напуск газа ($Д_2$) был импульсный. Вихревая обмотка токамака была замкнута накоротко.

При инжекции ЭЦР-мощности в камере токамака происходила эффективная ионизация газа. Временной ход электронной концентрации $\bar{n}_e$ (рис. 2), которая измерялась с помощью СВЧ-интерферометра, показал, что после переходного процесса, длительностью $\simeq$ 20 мс, устанавливается примерно постоянное до конца СВЧ импульса значение $\bar{n}_e$ = 2 ÷ 3.10^{12} см$^{-3}$. Мощность потерь, регистрируемая болометром, в течение переходного процесса резко возрастала до значения P_{τ} = 100 кВт и затем снижалось до величины ... кВт в установившейся стадии. По относительной интенсивности линий ... и $\overset{V}{\lambda}_z$ = 4647 Å в установившейся стадии разряда была определена электронная температура, равная 20 ÷ 30 эВ. Величина T_e была примерно постоянной по сечению плазменного шнура. В то же время с помощью рентгеновского спектрометра регистрировалось рентгеновское излучение с энергией в несколько кэВ. Характерный спектр этого излучения, полученный за 30 разрядов, представлен на рис. 3.

Одновременно с образованием плазмы при введении ЭЦР-мощности в токамаке возникал тороидальный ток и ЭДС самоиндукции на обходе тора. Типичные осциллограммы и напряжения обхода представлены на рис. 4. Было обнаружено, что величина и направление тороидального тока зависят от поперечного магнитного поля. Этот результат показан на рис. 5. Как видно на рисунке, при изменении знака вертикального магнитного поля тороидальный ток также меняет направление. Максимальное значение тока достигается при значении B = 10 Гс и составляет I_p = 2,5 кА. Измерение тока на диафрагму показали, что этот ток не превышает 100 А.

В конце экспериментальной кампании было произведено ограниченное число разрядов с одновременной инжекцией ... и НГ мощности. НГ мощность составляла 120 кВт. При этом гиротронный генератор и система возбуждения замедленных волн НГ-... начинали работать одновременно. В результате было получено быстрое ...ение разрядного тока: за время ... мс ток достигал величины I_p ... кА (см. рис. 6). Такая величина тока превышала уровень, при котором в плазме формируется вращательное преобразование магнитного поля.

§2. Численное моделирование эксперимента

Рассмотрим, как происходит ионизация нейтрального газа с заданным значением концентрации n_0, помещённого в токамак с большим радиусом R, малым радиусом a и тороидальным магнитным полем B_0. Под действием ЭЦ волны в области циклотронного резонанса $\omega = \omega_{eB}$ происходит образование быстрых электронов с энергией порядка нескольких кэВ. Эти электроны теряют свою энергию за счёт ионизации нейтрального газа и столкновений с холодными электронами. Предположим, что время удержания таких частиц в системе больше времени их торможения, т.е. вся выделившаяся в резонансной зоне энергия передаётся электронной компоненте плазмы. Запишем стационарное уравнение баланса сил, действующих на плазменный шнур в направлении большого радиуса (ось x, см. рис. 7)

$$M v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{n_e T}{R} - \frac{1}{c}\left[\vec{j}\,\vec{B}\right]_x \qquad (1)$$

где M - масса ионов, n - концентрация и T - температура плазмы, v_x - гидродинамическая скорость. Первый член в уравнении (1) описывает балонную моду, связанную с неоднородностью продольного магнитного поля B_0.

Из уравнения (1) следует, что при отсутствии тока ($\vec{j}$ = 0) под действием балонной силы происходит вылет плазмы на стенку со скоростью звука. Соответствующее время жизни $\tau_s = \sqrt{\frac{2aRM}{T_e+T_i}}$ оказывается ничтожно малым, что находится в противоречии с экспериментом и указывает на существование механизма, обеспечивающего равновесие, т.е. обращающего в нуль правую часть (1).

Одна из возможностей создания равновесия плазменного шнура на начальной стадии связана с наличием вертикального магнитного поля. В этом случае разделение зарядов, вызванное тороидальным дрейфом, будет компенсироваться силой Ампера $\frac{1}{c} j_\parallel B_\perp$. Используя связь поперечного магнитного поля, проникающего в плазму $B_\perp$ с продольным током через уравнение Максвелла, можно представить уравнение (1) в виде

$$M n v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = \frac{nT}{R} - \frac{1}{8\pi}\frac{\partial B_\perp^2}{\partial x} \qquad (2)$$

где внутреннее магнитное поле $B_\perp$ связано со скоростью v_x уравнением

$$\frac{\partial B_\perp}{\partial x} = \frac{4\pi\sigma}{c^2} v_x B_\perp \qquad (3)$$

($\sigma = \frac{ne^2}{m\nu_{ei}}$ - спитцеровская электропроводность плазмы).

Чтобы полностью описать поведение плазмы на начальной стадии, следует дополнить уравнения (2) - (3) уравнениями энергобаланса:

$$\frac{\partial n v_x}{\partial x} = (n_0 - n_e)\, n_e \langle \sigma v \rangle - \frac{n_e}{\tau_p} \qquad (4)$$

$$\frac{3}{2}\frac{\partial n_e T v_x}{\partial x} = \frac{P}{V} - \frac{3}{2}\frac{n_e T}{\tau_p} - W_{ion}\, n_e (n_0 - n_e)\langle \sigma v \rangle \qquad (5)$$

где $\langle \sigma v \rangle$ – сечение ионизации нейтралов электронами, P – полная вводимая мощность ЭЦ волн; Зона энерговыделения расположена в центре плазменного шнура

$$P = \begin{cases} P_0 \\ 0 \end{cases}$$

(см. рис. 1); $\tau_p = \frac{B_0}{B_\perp}\sqrt{\frac{aRM}{2T}}$ – время, определяемое продольными потерями частиц со звуковой скоростью (если поперечное магнитное поле не проникает в плазму, т.е. $B_\perp = 0$, этот вид потерь отсутствует), W_{ion} – потенциал ионизации.

Таким образом, уравнения (2) - (5) образуют замкнутую систему уравнений с граничными условиями $n_e/_{x=0} = n_0$ $T/_{x=0} = T_0$ $V/_{x=0} = v_0$ $B/_{x=a} = B_{\perp 0}$ которая решалась численно с использованием параметров установки Т-7.

Рассмотрим качественно зависимость параметров плазмы на стадии ионизации от величины внешнего поперечного магнитного поля . В начальный момент времени после включения источника ЭЦ волн в резонансной области образуются высокоэнергетические электроны. Быстрый рост их температуры приведёт к росту давления плазмы в этой области и почти полному вытеснению магнитного поля $\frac{nT_a}{R} \gg \frac{B_i^2}{8\pi}$. Потери частиц в этом случае будут определяться движением их наружу с ускорением $\frac{d\vec{v_i}}{dt} = \frac{T_e}{MR}$ при ..., скорость их ухода будет расти вдоль радиуса, приводя к уменьшению плотности. Этот участок характеризуется низким значением плотности плазмы и высокой температурой (так, при $N_0 \sim 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$ и $B_{\perp 0} = 10$ Гс, $n_e \sim 10^{10}$ см$^{-3}$, $T \sim 650$ эВ – рис. 6). По мере распространения пучок быстрых электронов охлаждается, что приводит к уменьшению давления плазмы, а, значит, – к росту магнитного поля. С ростом поля увеличивается роль диффузионных потерь частиц со скоростью $v_D = \frac{c^2 n T}{\sigma R B_\perp^2}$

Уход частиц будет определяться одновременно гидродинамическими и диффузионными потерями до тех пор, пока в некоторой точке X_1 , не будет выполняться равенство $\frac{nT}{R} = \frac{1}{8\pi}\frac{\partial B_\perp^2}{\partial x}$ обращающее в нуль правую часть уравнения (2). В дальнейшем при $x > x_1$, потери будут иметь только диффузионный характер ($v_x = v_D$). Переход от гидродинамических потерь к диффузионным сопровождается быстрым ростом плотности. При $X > X_1$, плотность слегка растёт вдоль радиуса, температура почти не меняется.

С ростом внешнего магнитного поля $B_{\perp 0}$ радиальные профили плотности и температуры плазмы меняются. При достаточно больших значениях $B_{\perp 0}$ на границе поле почти полностью проникает в плазму. При этом уже в резонансной зоне оно настолько велико, что скорость ухода частиц носит диффузионный характер, что приводит к плавной зависимости n_e и $B_\perp$ от радиуса (рис. 9).

С ростом внешнего поперечного магнитного поля растёт и средняя по радиусу плотность частиц (рис. 10), температура при этом уменьшается. Так, если плотность нейтрального газа в стационарном состоянии $n_0 = 2.10^{13}$ см$^{-3}$, то максимальная плотность плазмы, которую можно удержать полем $B_\perp = 10$ Гс составляет $0,6.10^{13}$ см$^{-3}$.

На рис. 11 представлена зависимость тороидального тока, возникающего в плазме при ионизации с помощью ЭЦ волн от величины внешнего магнитного поля $B_{\perp 0}$, который определяется по формуле

$$I_z = \frac{ca}{2\pi}\left(B_{\perp 0} - B_\perp\right)$$

Пока поле не проникает в плазму до центра эта зависимость имеет линейный характер $I_z \sim B_{\perp 0}$. Максимум тока совпадает с проникновением магнитного поля до центра и переходом к режиму с удержанием во всей области плазмы. Дальнейший рост $B_{\perp 0}$ приводит к уменьшению тока.

Из рис. 11 следует также, что более острый максимум тока соответствует меньшему значению n_0, при этом значении $n_e(X_1)\,T(X_1)$ в момент перехода от гидродинамических потерь к диффузионным оказывается больше. Поэтому в режимах с большим градиентом давления в точке X_1 небольшое увеличение магнитного поля в центре практически не меняет характер радиального распределения nT, а значит и поля в плазме, ток же при этом падает. С увеличением концентрации нейтрального газа n_0 зависимость $I(B_{\perp 0})$ имеет более плавный максимум.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе экспериментально и теоретически исследовалось поведение плазменного шнура на стадии ионизации газа с помощью ЭЦ волн. Показано, что возникновение тороидального тока связано с условием равновесия плазменного шнура при наличии небольшой вертикальной компоненты магнитного поля. Результаты численных расчётов, выполненных на основе предложенной модели качественно согласуются с экспериментальными данными.

Первые эксперименты по генерации тока НГ волнами в плазме, создаваемой за счёт ионизации газа ЭЦ волнами, показали возможность возбуждения тока, величина которого достаточна для формирования вращательного преобразования. Возможность дальнейшего наращивания тока НГ волнами была показана в предыдущих экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Tanaka S. et al., 10 Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, U.K., 12-19 Sept., 1984, IAEA-CN-44/F-IV-6.

[2] Toi K., et al., Phys. Rev. Lett., <u>52</u>, 24 (1984), p. 2144.

[3] Peng Y.-K.M., et al., Nucl. Fus., <u>18</u>, II (1978), p. 1489.

[4] Gilgenbach R.M., et al., Nucl. Fus., <u>21</u>, 3 (1981), p. 319.

[5] Voytsekhovich I.A., et al., 10 Int. Conf. on Pl. Phys. and Contr. Nucl. Fus. Res., London, U.K. 12-19 Sept., 1984, IAEA-CN-44.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1. Система ввода СВЧ мощности на ЭЦР.

Рис. 2. Временной ход средней электронной концентрации $\bar{n}_e$, измеряемой по центральной хорде, и интенсивности свечения спектральной линии D_β. $P_{ЭЦ}$ = 180 кВт, $\tau_{имп}$ = 100 мс.

Рис. 3. Спектр рентгеновского излучения из центральных областей плазменного шнура и эффективная температура $T_{эфф}$ "горячих" электронов.

Рис. 4. Осциллограммы тока I и напряжения обхода при ионизации газа на ЭЦР. $B_\perp \neq 0$.

Рис. 6. Осциллограмма тока, полученного при одновременном включении ЭЦ и НГ систем.

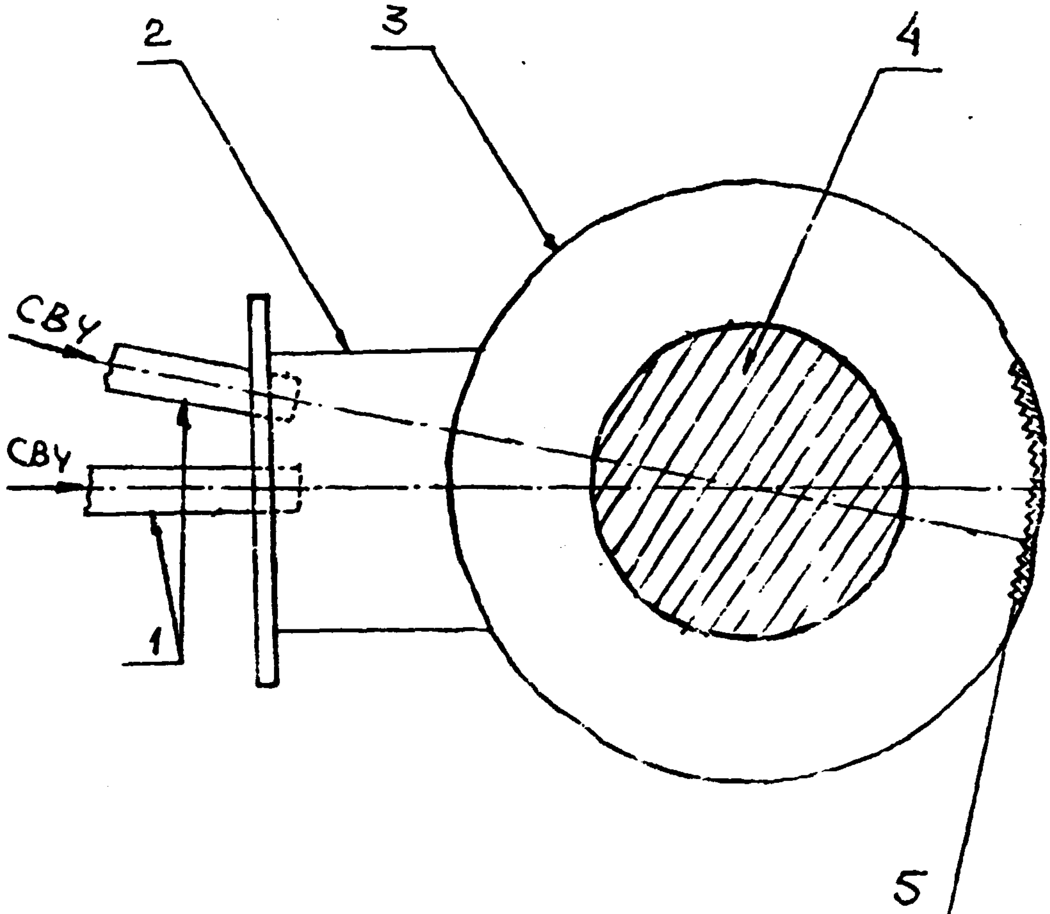
Рис. 7. Система координат, принятая в расчётах.

Рис. 8. Радиальные профили плотности плазмы n (кривая 1), температуры T (кривая 2) и поперечного магнитного поля B (кривая 3) при мощности P = 100 кВт и плотности нейтрального газа $N = 2.10^{13}$ см$^{-3}$.

Рис. 9. Радиальные профили плотности плазмы n, температуры T и поперечного магнитного поля в плазме $B_\perp$ для двух значений $B_{\perp 0}$=5 Гс и $B_{\perp 0}$ = 10 Гс.

Рис. 10. Зависимости средних по радиусу значений концентрации и температуры плазмы от внешнего магнитного поля при плотности нейтрального газа $N_0 = 2.10^{13}$ см$^{-3}$.

Рис. 11. Зависимости тока плазмы от внешнего магнитного поля при N_0 = = 2.10^{13} см$^{-3}$ (кривая 1), $N_0 = 10^{13}$ см$^{-3}$ (кривая 2) и N_0 = = $0,5.10^{13}$ см$^{-3}$ (кривая 3).



1 - сверхразмерные волноводы
2 - патрубок установки
3 - камера установки
4 - плазма
5 - преобразователь [illegible]

Рис. 1

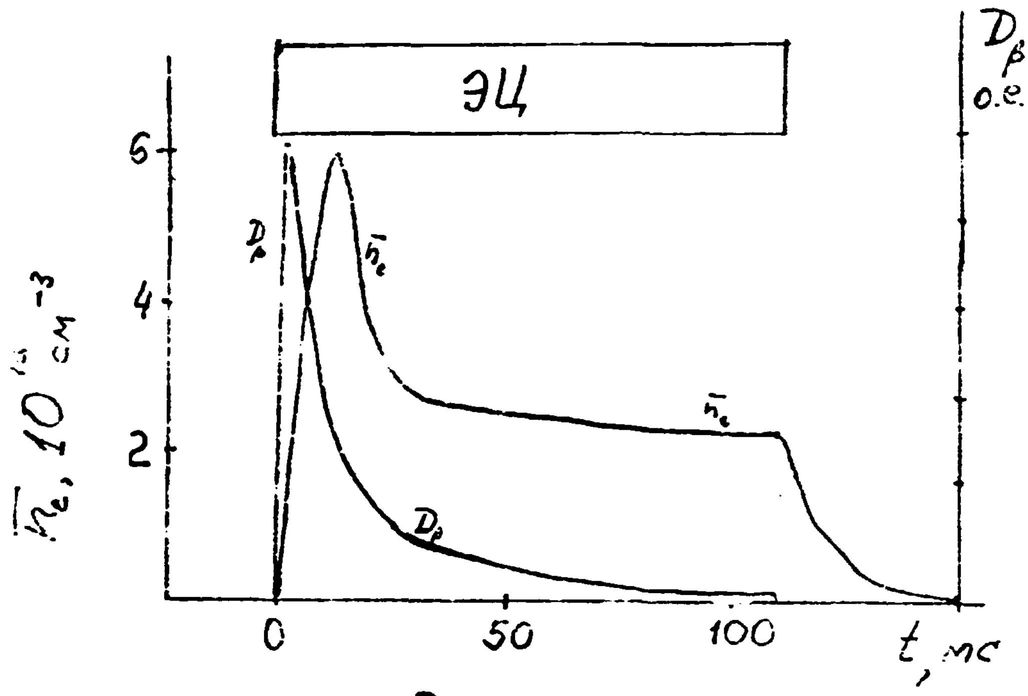

ЭЦ
D_β
o.e.
6
4
2
$\bar{n}_e, 10^{13}\,см^{-3}$
D_β
$\bar{n}_e$
$\bar{n}_e$
D_β
0
50
100
t, мс

Рис. 2

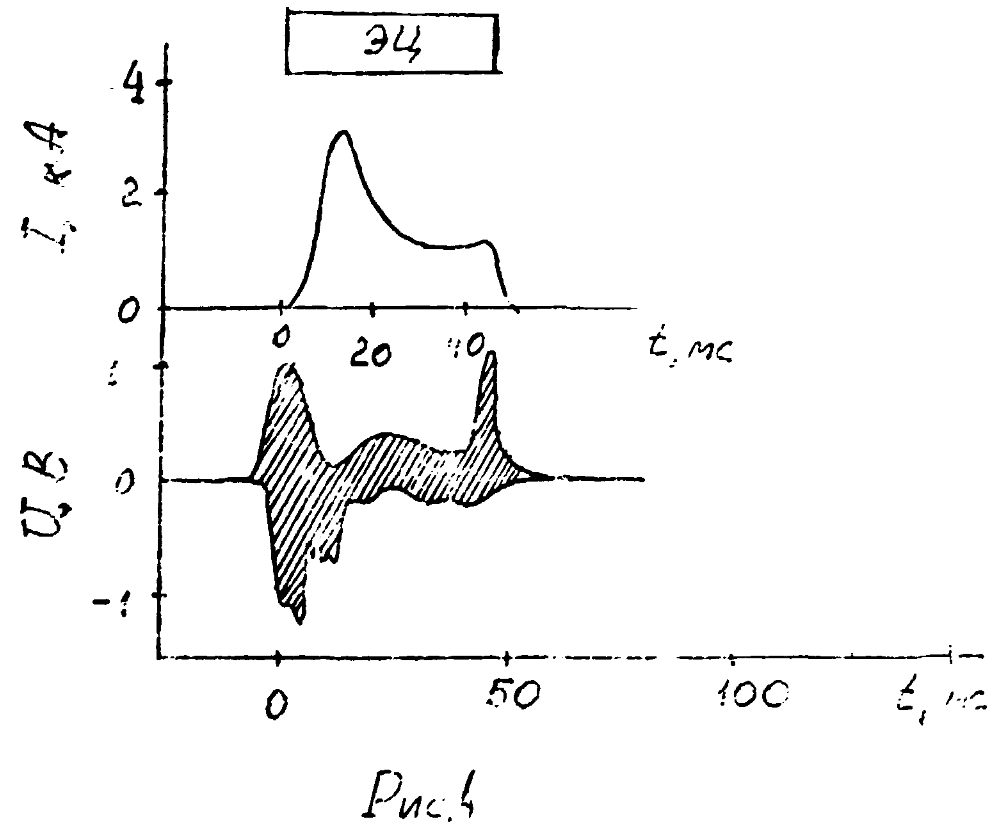

ЭЦ
4
2
0
I, кА
0
20
40
t, мс
U, B
0
-1
0
50
100

Рис.4

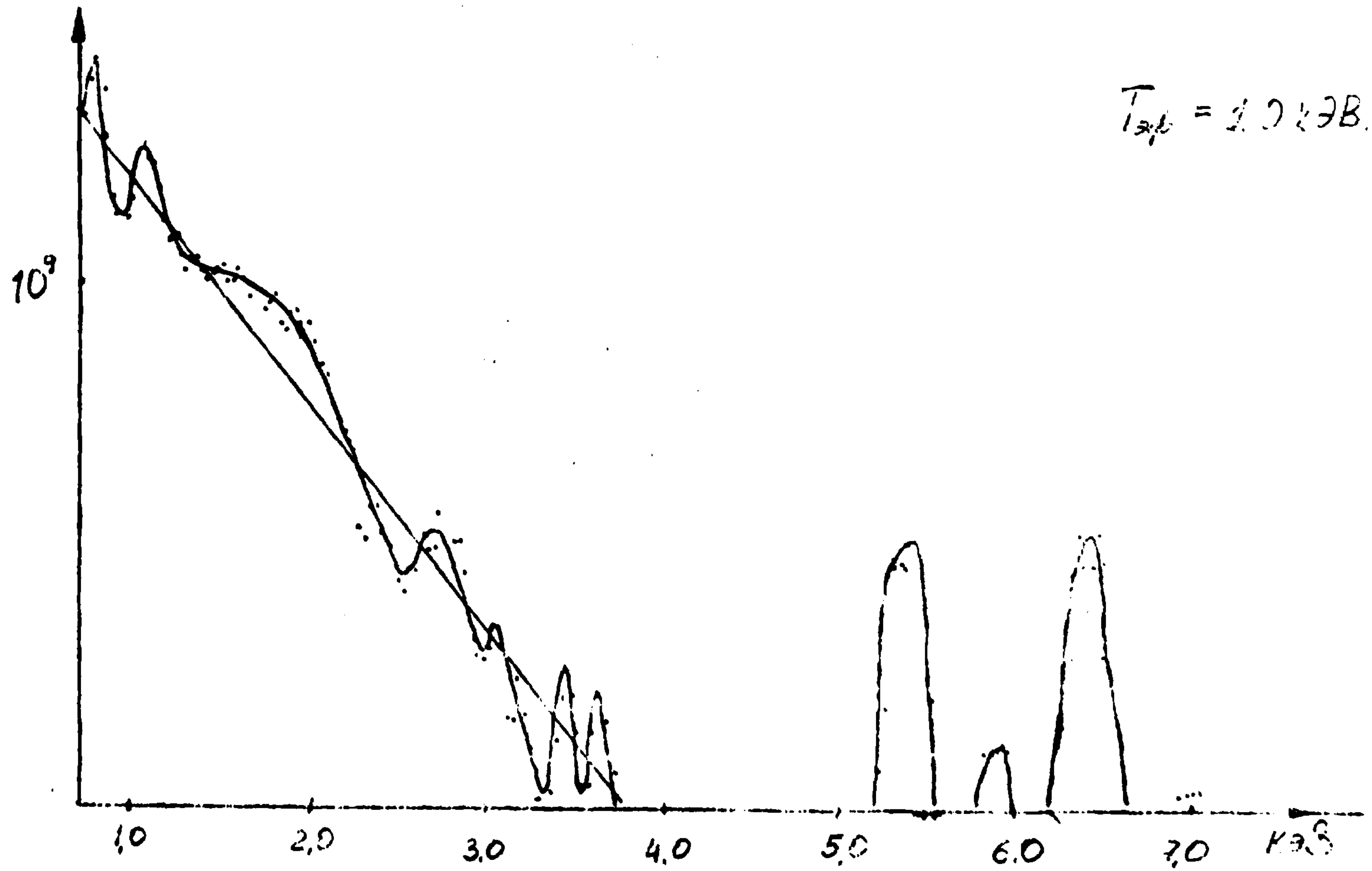


Рис. 3

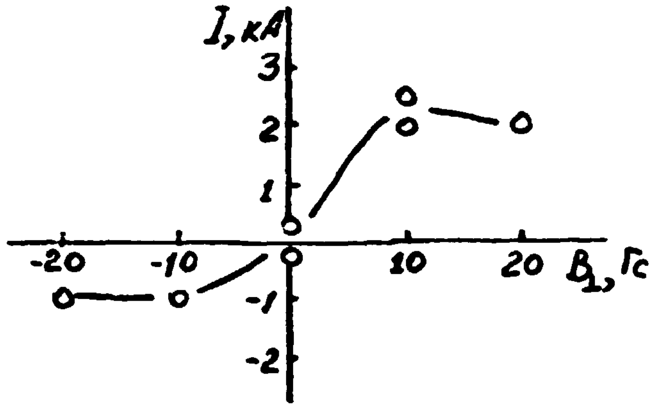


Рис. 5

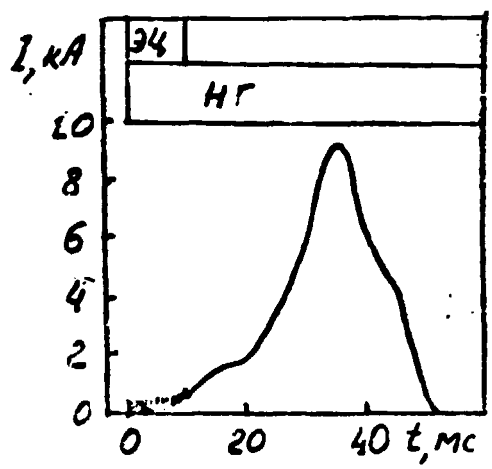


Рис. 6

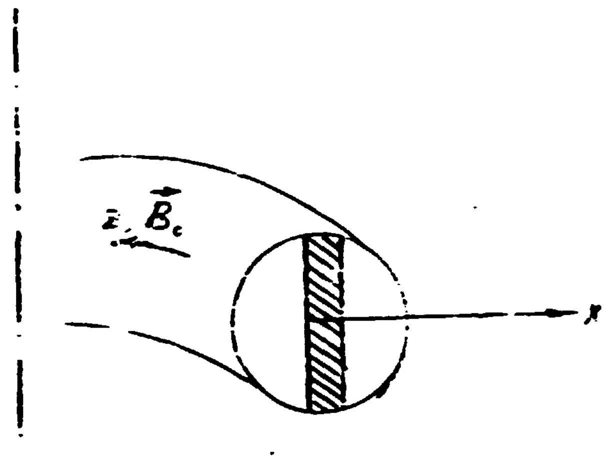


Рис 7

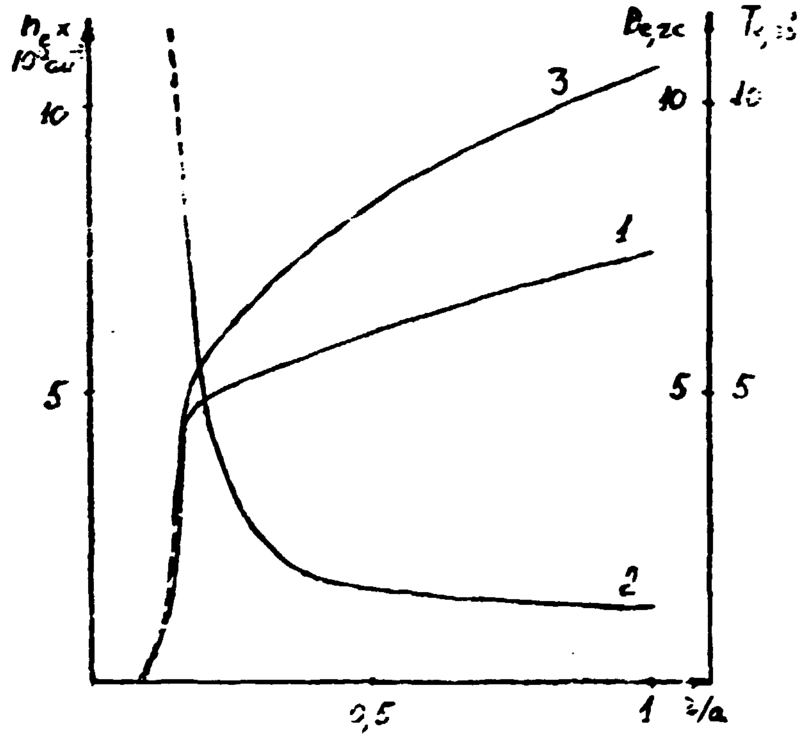


Рис. 8

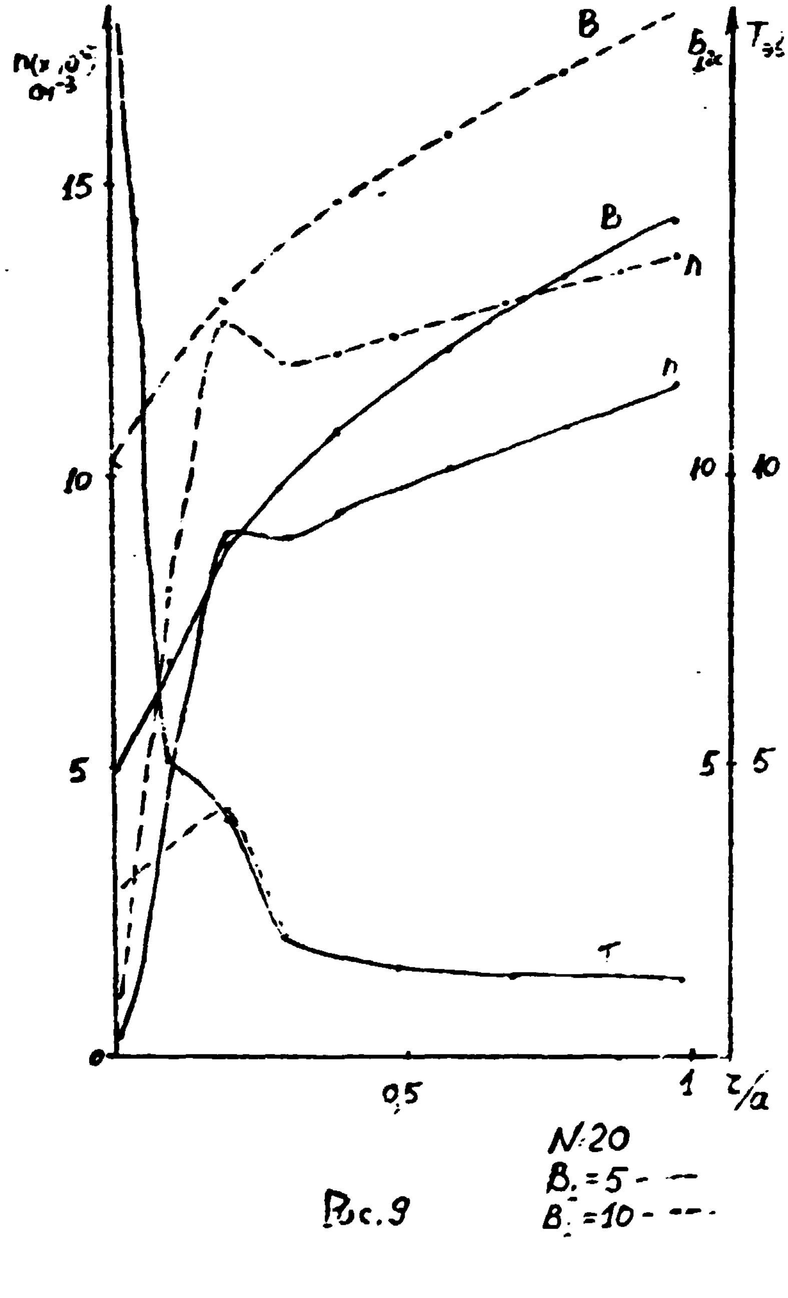


Рис. 9

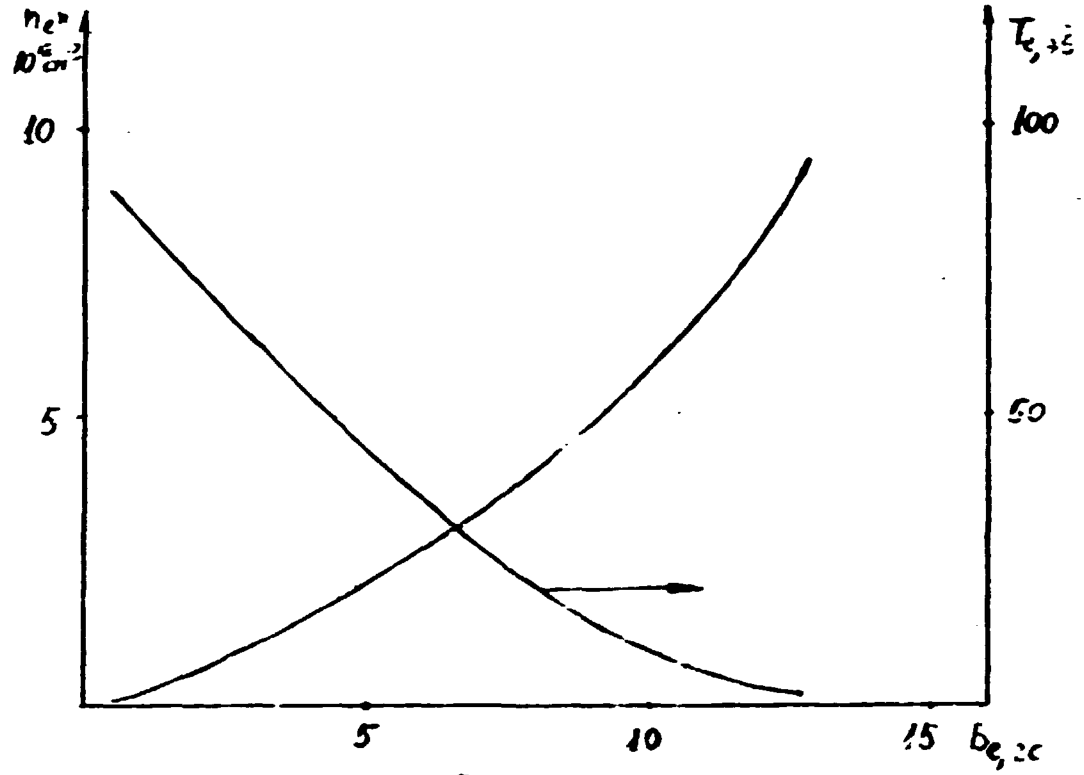


Рис. 10

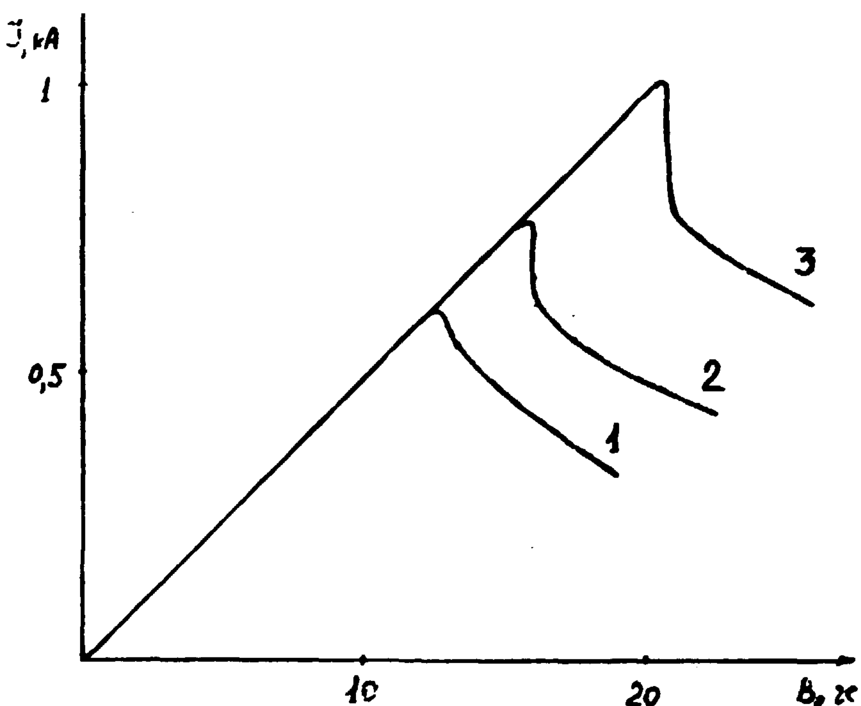


Рис. 11

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ПО ПРОЕКТУ ВЧ СИСТЕМЫ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА УСТАНОВКЕ Т-7 ПО БЕЗИНДУКЦИОННОМУ ПОДДЕРЖАНИЮ ТОКА

Дятлов Й., Копецки В.

ИФП ЧСАН

Кислов А.Я.

ИАЭ им. И.В. Курчатова

Введение

В течение периода 1980 - 1984 г. были проведены эксперименты [1] [2] [3] [4], в результате которых был получен ряд важных результатов как по безиндукционному поддержанию и генерации тока нижнегибридными волнами, так и по нагреву плазмы в токамаках с помощью высокочастотной (ВЧ) мощности в нижнегибридном (НГ) диапазоне частот.

В настоящее время с помощью НГ волн поддерживаются токи до 400 ка в течение времени ~ 1 сек и достигнута величина эффективности $\eta = 0.2 \frac{a}{BT}$ при значении $\bar{n}_e = 10^{13}$ см$^{-3}$. Эксперименты [5] [6] [7], в которых для пробоя нейтрального газа и последующего наращивания тока использовались совместно СВЧ волны в диапазоне частот электронного циклотронного резонанса (ECR) и ВЧ волны, показали, что начальная стадия разряда также может быть осуществлена безиндукционным способом.

Таким образом, создание плазмы и генерация необходимых по величине разрядных токов может быть осуществлена с помощью только высокочастотных полей и, следовательно, принципиально возможно создание стационарно действующей установки типа токамак.

Начиная с 1981 года, на установке Т-7 ведутся исследования взаимодействия плазмы с НГ волнами по программе, совместно разработанной ИФП ЧСАН и ИАЭ АН СССР им. И.В. Курчатова. При этом ИАЭ им. И.В. Курчатова предоставил установку Т-7 и СВЧ генератор с системой питания, а ИФП ЧСАН обеспечил оборудования для системы ВЧ ввода вместе с необходимыми измерительным и диагностическим комплексами.

В рамках этой программы были проведены три экспериментальные кампании, в результате которых было показано, что при рабочей частоте f = 915 МГ и уровнях вводимой мощности $P_{ВЧ}$ до 100 квт в течение t = 0,1 сек. удаётся с помощью НГ волн поддерживать в плазме токи 100 - 200 ка при средних значениях электронной концентрации $\bar{n}_e = (2-6) \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$. Для дальнейшего развития этих работ (увеличения предельных значений $\bar{n}_e$ до 2 - 3 . 10^{13} см$^{-3}$ и амплитуд токов, переход на квазистационарный и стационарный режимы) требуется ВЧ система с более высокой рабочей частотой. Т.к. в настоящее время разработаны стационарно действующие генераторы с частотой f = 2.45 Ггц, то разумно использовать эти генераторы в проектируемой ВЧ системе.

Разработку новой ВЧ системы целесообразно вести совместно ИФП ЧСАН и ИАЭ АН СССР им. И.В. Курчатова в рамках целевой программы стран участников СЭВ по управляемому термоядерному синтезу.

Основные требования к ВЧ системе

1. ВЧ система, инжектирующая мощность в диапазоне НГ частот в плазму установки Т-7, имеет рабочую частоту 2,45 Ггц и должна работать в двух режимах.
   а. режим "длинного" импульса, $\sim$ 10 сек, уровень ВЧ мощности $P_{ВЧ}$ до 400 квт.
   б. режим стационарный с уровнем мощности $P_{ВЧ}$ 100-200 квт.
2. Для экспериментов по поддержанию и генерации токов при параметрах плазмы $\bar{n}_e \cong 2 \cdot 10^{13}$ см$^{-3}$, B_T = 2,2 Т из условия доступности следует, что величина продольного замедления должна удовлетворять условия $N_{\parallel} > 1.6$. Таким образом, вполне приемлемо, если макс. спектральной плотности на срезе волноводной системы $N_{\parallel}$ = 2 - 2,5. Т.к. в процессе эксперимента требуется изменение величины $N_{\parallel}$, ВЧ система должна иметь устройства для регулировки относительного сдвига фаз $\Delta\varphi$ в волноводах, при этом регулировка $\Delta\varphi$ осуществляется в системе возбуждения клистронов со стороны малого уровня мощности.
3. Диагностические устройства, расположенные в ВЧ системе, должны обеспечивать необходимый контроль величин.
4. Необходима защита клистронных генераторов от перегрузки и пробоев.

Описание ВЧ системы

Исходя из требований на возбуждение замедленных волн с $1,5 < N_{\parallel} < 6$, из частоты клистронных генераторов f = 2,45 Ггц и выходной мощности одного клистрона можно предложить принципиальную схему планируемой ВЧ системы, которая изображена на рис. 1.

Эта система состоит из следующих частей:

1. системы возбуждения клистронных генераторов;
2. четырех стационарно работающих клистронов, число клистронов определяется величиной общей мощности, которую необходимо инжектировать в плазму;
3. системы канализации мощности от генератора к вакуумной части волноводной антенны;
4. грилла (вакуумная, выходная часть волноводной антенны).

Система возбуждения включает в себя генератор опорной частоты 2,45 Ггц, задающим элементом которого является кварцевый осциллятор с последующим умножением частоты на полупроводниковых элементах. Выходная мощность генератора до 1 вт. Частота на выходе контролируется электронным частотометром. Выходная мощность генератора поступает на вход усилителя на ЛБВ. Выходная мощность усилителя (до 20 вт) модулируется по амплитуде с помощью *PIN* -диодов. За модулятором мощность разделяется и поступает в четыре канала (соответственно числу клистронов). На выходе каждого канала стоит фазовращатель и механический аттенюатор, что позволяет регулировать относительную фазу и уровень мощности. В дальнейшем через циркуляторы мощность поступает на входные контуры клистронов, которые имеют усиление $\geq$ 50 Дб.
Величина входной мощности клистронов контролируется с помощью направленных ответвителей и калиброванных диодов.

Система канализации.

Как показал опыт работы с мощными клистронами непрерывного действия на их выходе (за выходным окном) необходимо иметь Г - образный изгиб волновода (колено) с фоточувствительным датчиком, который в случае пробоев выключает через модулятор входную мощность. За коленом, на расстоянии, определяемом уровнем рассеянных магнитных полей от катушек клистронов, устанавливаются циркуляторы, защищающие клистроны от отраженной мощности и обеспечивающие необходимое КСВ. Допустимое КСВ на выходе клистрона не должно превышать величину 1,2 ÷ 1,3. От циркуляторов к гриллу мощность подводится медными волноводами ($l \sim$ 10 м), которые подсоединяются к гриллу с помощью симметричных Y -соединений в плоскости $\vec{H}$. Перед Y -соединениями располагаются вакуумно плотные керамические окна, в качестве которых можно использовать выходные окна клистронного генератора. Контроль уровня падающей и отраженой мощности осуществляется направленными ответвителями и калиброванными диодами до вакуумной развязки. Направленность ответвителей не менее 35 Дб.

Вакуумная часть.

Вакуумная часть грилла изображена на рис. 2. Она состоит из двух рядов волноводов, в каждом ряду по четыре волновода. Фаза волноводов, расположенных друг над другом одинакова, что достигается применением симметричных Y -разветвлений. Двухрядная конструкция применяется с целью избежать возникновения высших мод больших амплитуд. Число волноводов в каждом ряду и геометрические размеры каждого волновода (см. рис. 2) определяют распределение спектральной плотности в зависимости от величины продольного замедления $N_{\parallel}$ на срезе грилла.

Для устранения вторично-эмиссионных разрядов часть волноводов, которая находится в магнитном поле $H < 0{,}1$ Т, заполняется рабочим газом (например D_2) до давления $\lesssim$ 1 атм. Эта часть отделяется от раскрыва грилла вакуумно плотной керамикой Al_2O_3 толщиной $\delta = \lambda/2$, где λ = длина волны в волноводе, заполняемом керамикой. Керамика должна паяться к медным волноводам твердым припоем. В месте спая толщина стенки медного волновода уменьшена на доли миллиметра. Часть грилла, которая расположена за керамикой ближе к плазме, изготовляется из нержавеющей стали или, возможно, нержавеющая сталь будет покрыта слоем напыленного Ti , Au , Be и т.д. На раскрыве грилла устанавливаются магнитные зонды для контроля $\Delta\varphi$, а вблизи среза волноводов - подвижные электрические зонды и СВЧ интерферометр для определения величины электронной концентрации n_e в периферийной плазме. Выходная часть грилла прогревается до температуры $T = 250^{\circ}$C.

В заключение отметим, что для создания рабочего проекта ВЧ системы необходимо уточнить ряд вопросов:

1. рассчитать спектры грилла и построить дисперсионные кривые НГ волн в плазме;

2. провести расчет рассеянных полей магнитной системы токамака с целью определения области электронного циклотронного резонанса;

3. разработать методы пайки керамики и покрытия стенок волноводов тонкими слоями материалов, вторичная электронная эммиссия которых $\delta < 1$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Bernabei, S.C., et al., Phys.Lett. 49, 1225 (1982)

[2] Luckhardt, S.C., et al., Proc. 3rd Joint Varenna-Grenoble EUR 7079 EN, II, 529 (1982)

[3] Yamamoto, T., et al., Phys. Rev. Lett. 45, 716 (1980)

[4] Alikaev V.V., et al., Proc. of IAEA, Tech. Meeting on Non-Inductive Current Drive in Tokamaks, Culham, V. II p. 313 (1983)

[5] Tanaka S., et al., Proc. of IAEA, Tech. Meeting on Non-Inductive Current Drive in Tokamaks, Culham, V. II p. 327 (1983)

[6] Bernabei S.C., et al., 10th Int. Conf. Plasma Phys. and Nucl. Fusion, London, 1984

[7] Yamamoto, T., et al., 10th Int. Conf. Plasma Phys. and Nucl. Fusion, London, 1984

Схема ВЧ системи

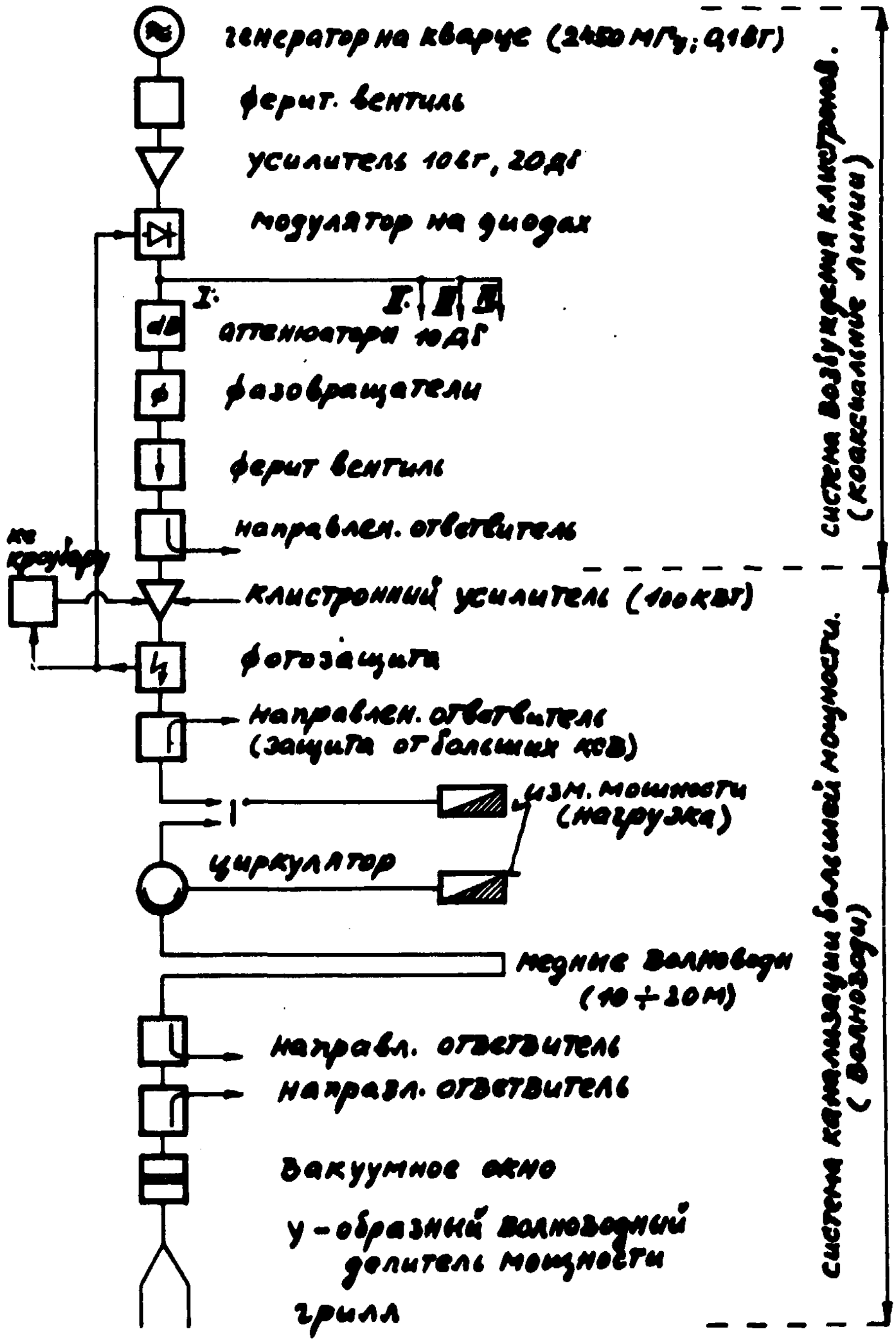


Рис. 1

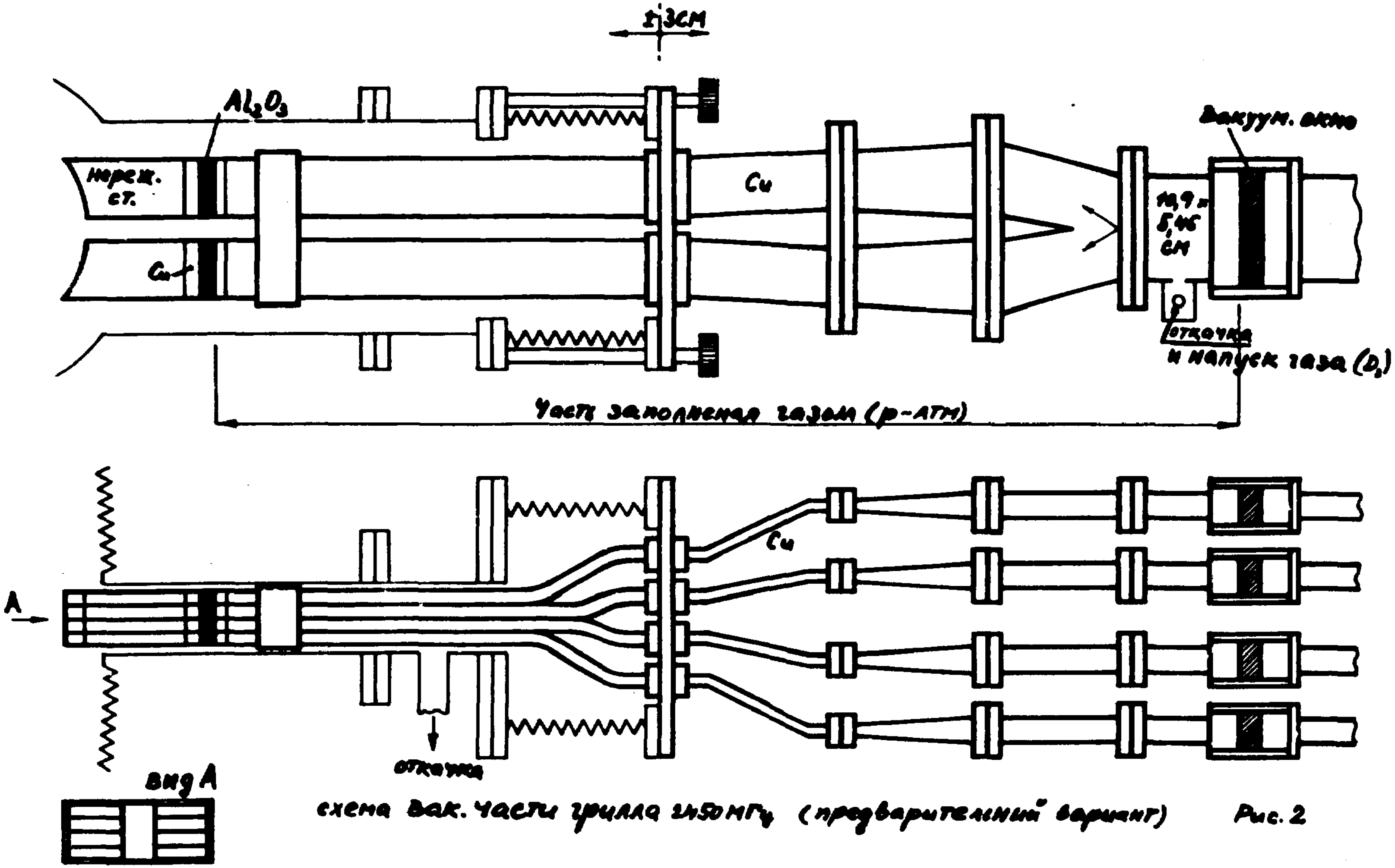


схема вак. части грилла 2450 МГц (предварительный вариант) Рис. 2

CONTENTS