საქართველოს ტექნიკური უნივერსიტეტი

პროექტის დასახელება

ტურბულენტური ატმოსფეროს ფენებში ელექტრონებისა და გეომაგნიტური ველის ფლუქტუაციების გავლენა გაბნეული რადიო ტალღების დეპოლარიზაციაზე

პროექტის ხელმძღვანელი

ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა
დოქტორი, პროფესორი გიორგი ჯანდიერი

თბილისი 2011

პრობლემის შინაარსი და აქტუალობა

რეფერატი

პროექტის ძირითადი მიზანია: ანიზოტროპულ მაგნიტოაქტიურ ტურბულენტურ პლაზმაში გაბნეული გამოსხივების სტატისტიკური მომენტების შესწავლა, როცა ელექტრონების კონცენტრაცია და გარეშე მაგნიტური ველი შემთხვევითად იცვლებიან სივრცესა და დროში. ზედა ატმოსფეროში არსებული ტურბულენტობა (მცირე და მსხვილმასშტაბიანი არაერთგვაროვნებები, ქარის ნაკადები, ჰიდროდინამიკული არამდგრადობები) და გეომაგნიტური ველის არსებობა იწვევს გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების დეპოლარიზაციას.

პროექტის შინაარსი

პროექტის პირველ ნაწილში შეშფოთების თეორიის გამოყენებით განიხილება ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევა შემთხვევითად არაერთგვაროვან ელექტრულად გიროტროპულ ფენაზე. სასაზღვრო პირობების გამოყენებით ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების ნებისმიერი კორელაციური ფუნქციისათვის მიიღება მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტების ანალიზური გამოსახულებები „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღებისათვის, რომლებიც გაიბნევიან L სისქის დამაგნიტებული პლაზმური ფენის მიერ. გამოთვლილია ნორმირებული ფარადეის კუთხის (პოლარიზაციის სიბრტყის შემობრუნების კუთხე) დისპერსია $<\theta_F^2>$. ელექტრონების კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებების ანიზოტროპიის გათვალისწინებით აგებულია შესაბამისი იზოხაზები პლაზმურ ფენაზე დაცემული ელექტრომაგნიტური ტალღების 0.1 მეგაჰერცი და 40 მეგაჰერცი სიხშირეებისათვის, რომლებიც აკმაყოფილებენ შემდეგ პირობას $\omega >> \Omega_i = eH_0 / Mc$ (Ω_i იონის გიროსიხშირეა, , e - ელექტრონის მუხტია, H_0 გარეშე მაგნიტური ველის დაძაბულობაა, M - იონის მასაა, c - სინათლის სიჩქარეა ვაკუუმში). მიღებული შედეგები სამართლიანია გამბნევი ფენიდან ახლო და შორ მანძილებზე და კარგ თანხვდენაშია ექსპერიმენტულ შედეგებთან. თუ სრულდება შემდეგი პირობა $\omega >> \nu_{eff}$, სადაც ν_{eff} - ელექტრონების დაჯახების ეფექტური სიხშირეა იონებთან და მოლეკულებთან, შეიძლება გამტარობის დენის უგულვებელყოფა და სრული დენი გაუტოლდება წანაცვლების დენის $\mathbf{j} = -e\,N\,\mathbf{w}$, სადაც $\mathbf{w}$ ელექტრონების სიჩქარეა, N - ელექტრონების კონცენტრაციაა დამაგნიტებულ პლაზმაში. თუ ველის დამოკიდებულება დროზე ჰარმონიულია $\sim \exp(-i\omega t)$, მაშინ ტალღურ განტოლებას ელექტრული ველის $\mathbf{E}$ დაძაბულობისათვის ექნება შემდეგი სახე

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k_0^2\,\mathbf{E} = -i\,\frac{4\pi k_0}{c}\,e\,N\,\mathbf{w} \ , \qquad (1.1)$$

თუ მხედველობაში მივიღებთ $i\omega\mathbf{w} = e\mathbf{E}/m + e[\mathbf{w}\cdot\mathbf{H_0}]/mc$, მაშინ (1.1) ტოლობა ასე გადაიწერება:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - \Delta\mathbf{E} - k_0^2\,\mathbf{E} = -\frac{\tilde{v}\,k_0^2}{1-\tilde{u}}\left\{\mathbf{E} - i\left[\mathbf{E}\cdot\frac{\mathbf{\Omega_e}}{\omega}\right] - \left(\mathbf{E}\cdot\frac{\mathbf{\Omega_e}}{\omega}\right)\frac{\mathbf{\Omega_e}}{\omega}\right\} , \qquad (1.2)$$

სადაც: $k_0 = \omega / c$, $\tilde{u} = \Omega_e^2 / \omega^2$, $\tilde{v} = \omega_p^2 / \omega^2$, $\omega_p = (4\pi N e^2 / m)^{1/2}$ ელექტრონის პლაზმური სიხშირეა, $\Omega_e = e\,H_0 / mc$ ელექტრონის გიროსიხშირეა. ერთგვაროვანი გიროტროპული

გარემოსათვის (როცა მხედველობაში არ მიიღება პლაზმის პარამეტრების ფლუქტუაციები), მაშინ (1.2) გამოსახულება ასე გადაიწერება

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} - \Delta\delta_{ij} - k_0^2 \varepsilon_{ij}\right) E_{0j}(\mathbf{r}) = 0\,, \tag{1.3}$$

სადაც მეორე რანგის ტენზორი ასე გამოისახება:

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} - \frac{\mathrm{v}}{1-u}\left\{\delta_{ij} - i\frac{e}{mc\omega}\varepsilon_{ijk} H_{0k} - \left(\frac{e}{mc\omega}\right)^2 H_{0i} H_{0j}\right\}\,, \tag{1.4}$$

ხოლო ε_{ijk} არის მესამე რანგის ანტისიმეტრიული ტენზორი. თუ ტალღა ვრცელდება z ღერძის გასწვრივ და $E_0 \sim \exp(i\,\mathbf{k}\,\mathbf{r})$, მაშინ (1.3) ტოლობიდან მიიღება ერთგვაროვან ალგებრულ განტოლებათა სისტემა:

$$(k_0^2 \varepsilon_{xx} - k_z^2) E_{0x} + k_0^2\, \varepsilon_{xy} E_{0y} + k_0^2 E_{0z} = 0\,,$$

$$-\varepsilon_{xy} k_0^2 E_{0x} + (k_0^2\, \varepsilon_{yy} - k_z^2) E_{0y} + k_0^2\, \varepsilon_{yz} E_{0z} = 0\,,$$

$$-\varepsilon_{xz} E_{0x} - \varepsilon_{yz} E_{0y} + \varepsilon_{zz} E_{0z} = 0\,, \tag{1.5}$$

მეორე რანგის ტენზორის ε_{ij} კომპონენტებს აქვს შემდეგი სახე: $\varepsilon_{xx} = 1 - \mathrm{v}/(1-u)$, $\varepsilon_{yy} = 1 - \mathrm{v}\,(1 - u\sin^2\theta)/(1-u)$, $\varepsilon_{zz} = 1 - \mathrm{v}\,(1 - u\cos^2\theta)/(1-u)$, $\varepsilon_{xy} = -\,\varepsilon_{yx} = i\,\mathrm{v}\,\sqrt{u}\cos\theta/(1-u)$, $\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = -\,i\,\mathrm{v}\sqrt{u}\sin\theta/(1-u)$, $\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = u\,\mathrm{v}\,\sin\theta\cos\theta/(1-u)$, θ - კუთხეა $\mathbf{k}$ ვექტორსა და $\mathbf{H_0}$ გარეშე მაგნიტურ ველს შორის. თუ $x = k_z / k_0$ განუზომელი პარამეტრია, მაშინ ჩვენ მივიღებთ შემდეგ დისპერსიულ განტოლებას:

$$\varepsilon_{zz} x^4 - \left[(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2\right] x^2 + (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{zz}) = 0\,, \tag{1.6}$$

რომლის ფესვებია:

$$\frac{k_{\mathrm{I}}^2}{k_0^2} = \frac{1}{2\varepsilon_{zz}}\left\{\left[(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2\right] + \left[\left((\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2 - \varepsilon_{yz}^2\right)^2 + 2\,(\varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yz}^2 - 2\varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{zz}^2)\right]^{1/2}\right\}$$

$$\frac{k_{\mathrm{II}}^2}{k_0^2} = \frac{1}{2\varepsilon_{zz}}\left\{\left[(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2 + \varepsilon_{yz}^2\right] - \left[\left((\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{xz}^2 - \varepsilon_{yz}^2\right)^2 + 2(\varepsilon_{xz}^2\varepsilon_{yz}^2 - 2\varepsilon_{xy}^2\varepsilon_{zz}^2)\right]^{1/2}\right\}, \tag{1.7}$$

ამგვარად, ერთგვაროვან მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში არსებობს ორი ტიპის ტალღა. თუ $\theta = 0^0$ (ტალღა ვრცელდება გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ), მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0$, $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$ და $\varepsilon_{xy} = i\,\tilde{\varepsilon}_{xy}$, (1.6) გამოსახულება დადის შემდეგ განტოლებაზე: $x^4 - 2\varepsilon_{xx}x^2 + (\varepsilon_{xx}^2 - \tilde{\varepsilon}_{xy}^{\,2}) = 0$ და აქვს შემდეგი ფესვები: $k_{\mathrm{I}} = k_0\sqrt{\varepsilon_{xx} + \tilde{\varepsilon}_{xy}}$ და $k_{\mathrm{II}} = k_0\sqrt{\varepsilon_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{xy}}$. ერთგვაროვან პლაზმაში ტალღა გავრცელდება, თუკი $k_{\mathrm{II}}^2 > k_0^2$, ანუ თუ შესრულდება შემდეგი პირობა: $(1-u)\,(1+\sqrt{u}\,)^{-1} > \mathrm{v}$. აქედან გამომდინარეობს, რომ k_{I} ფესვისათვის $E_{0x}/E_{0y} = -\,i$ (მას შეესაბამება მარჯვნივ წრიულად პოლარიზებული ტალღა), მეორე k_{II} ფესვისათვის გვექნება $E_{0x}/E_{0y} = i$ (მას შეესაბამება მარცხნივ წრიულად პოლარიზებული ტალღა). რადგან $k_{\mathrm{I}} > k_{\mathrm{II}}$ პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა სწარმოებს საათის ისრის მიმართულებით. ფარადეის შემობრუნების კუთხე ტოლია $\theta_F = (k_{\mathrm{II}} - k_{\mathrm{I}})\,z/2$ (z არის მანძილი, რომელსაც ტალღა გადის ერთგვაროვან პლაზმაში). შევაფასოთ ეს კუთხე

პლაზმის შემდეგი პარამეტრებისათვის: $\Omega_e = 8.8 \cdot 10^6$, $\omega_{pe} = 10^7$, რაც შეესაბამება დედამიწის იონოსფეროს F ფენის საშუალო პარამეტრებს. თუ ტალღის სიგრძეა 100 მეტრი, ხოლო პლაზმის პარამეტრებია $u = 0.22$, $\mathrm{v} = 0.28$, მაშინ ფარადეის კუთხისთვის მივიღებთ $\theta_F = -\,0.01\, z\ \mathrm{m}^{-1}$, რაც იმას ნიშნავს, რომ ვექტორი ბრუნავს საათის ისრის მიმართულებით. ეს დასკვნა სამართლიანია, როცა კუთხე ტალღურ ვექტორსა და გარეშე მაგნიტურ ველს შორის მახვილია.

ტურბულენტური მაგნიტოაქტიური პლაზმური ფენის მიერ გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების სტატისტიკური მახასიათებლები

გამოვთვალოთ ტურბულენტური დამაგნიტებული პლაზმური ფენის მიერ გაბნეული გამოსხივების მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტები, როცა ფენში ელექტრონების კონცენტრაცია და გარეშე მაგნიტური ველი ფლუქტუირებენ. (1.2) განტოლების ყველა წევრი წარმოვადგინოთ ჯამის სახით: პირველი შესაკრებები საშუალო მნიშვნელობებია, ხოლო მეორე შესაკრებები - კოორდინატების შემთხვევითი ფუნქციებია: $\mathbf{E} = <\mathbf{E}> + \mathbf{e}$, $\mathbf{H_0} = <\mathbf{H_0}> + \mathbf{h}$, $N = <N> + n$. კუთხური ფრჩხილები მიუთითებენ სტატისტიკურ გასაშუალოებაზე. თუ ფლუქტუაციები პატარაა და გამოვიყენებთ შეშფოთების თეორიას, მაშინ ფლუქტუირებადი ელექტრული ველისათვის მივიღებთ შემდეგ სტოქასტურ დიფერენციალურ განტოლებას:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} - \Delta \delta_{ij} - k_0^2 \varepsilon_{ij} \right) e_j = j_i\,, \tag{1.8}$$

სადაც $\mathbf{j} = \frac{k_0^2\,\mathrm{v}}{1-u} \left\{ \, i\sqrt{u}\, \left[<\mathbf{E}> \boldsymbol{\mu} \right] + u\,(<\mathbf{E}> \boldsymbol{\tau})\, \boldsymbol{\mu} + u\,(<\mathbf{E}> \boldsymbol{\mu})\, \boldsymbol{\tau} \right\} - \frac{k_0^2\,\mathrm{v}}{1-u} \left[n_1 + \frac{2u}{(1-u)^2} (\boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\mu}) \right] \cdot$

$\cdot \left\{ <\mathbf{E}> - i\sqrt{u}\, \left[<\mathbf{E}> \boldsymbol{\tau} \right] - u(<\mathbf{E}> \boldsymbol{\tau})\, \boldsymbol{\tau} \right\}$ - ელექტრული დენის სიმკვრივეა, $\omega_{p0}^2 = 4\pi e^2 <N> / m\omega^2$, $\mathrm{v} = \omega_{p0}^2 / \omega^2$, $u = (e<H_0>/mc\,\omega)^2$, $n_1 = n / <N>$, $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{h} / \left| <\mathbf{H_0}> \right|$, $\boldsymbol{\tau} = <\mathbf{H_0}> / \left| <\mathbf{H_0}> \right|$. ტალღის კვაზიგასწვრივი გავრცელებისას დეტერმინანტის გამოთვლა დაიყვანება ბიკვადრატული განტოლების ამოხსნაზე:

$$x^4 - \left\{ (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) - \frac{1}{\varepsilon_{zz}} \left[(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}) \gamma_x^2 + (\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}) \gamma_y^2 \right] \right\} x^2 + \Big[(\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \tilde{\varepsilon}_{xy}^{\,2}) - \frac{1}{\varepsilon_{zz}} (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{xx}\varepsilon_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xy}^{\,2}) \cdot$$

$$\cdot\ (\gamma_x^2 + \gamma_y^2) + \frac{1}{\varepsilon_{zz}} (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy})\ \gamma_x^2\, \gamma_y^2 + \frac{1}{\varepsilon_{zz}} (\varepsilon_{xx}\, \gamma_x^4 + \varepsilon_{yy}\, \gamma_y^4) \Big] = 0\ , \tag{1.9}$$

სადაც: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = 1 - \mathrm{v}(1-u)^{-1}$, $\tilde{\varepsilon}_{xy} = \mathrm{v}\sqrt{u}\ (1-u)^{-1}$, $\varepsilon_{zz} = 1 - \mathrm{v}$, $\gamma_x = k_x / k_0$, $\gamma_y = k_y / k_0$, $x = c\,k_z / \omega$. თუ უგულვებელყოფთ მცირე γ_i პარამეტრს, მაშინ (1.9) განტოლება ასე გადაიწერება:

$$\omega^4 - 2c^2\, k_z^2\, \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{xx}^2 - \tilde{\varepsilon}_{xy}^2}\, \omega^2 + \frac{c^4\, k_z^4}{\varepsilon_{xx}^2 - \tilde{\varepsilon}_{xy}^2} = 0\ . \tag{1.10}$$

თუკი გარეშე ველი არა გვაქვს, მაშინ (1.10) ტოლობიდან მივიღებთ კარგად ცნობილ დისპერსიულ თანაფარდობას: $\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k_z^2$. თუ $u > 1$ მაშინ გვექნება:

$$\omega = \frac{\omega_{pe}^2}{2\,\Omega_e\, \varepsilon_{xx}} \left[\, 1 \pm (1 + L_*^2 k_z^2)^{1/2} \, \right] . \tag{1.11}$$

სადაც $L_*^2 = 4\, c^2\, \Omega_e^2\, \varepsilon_{xx} / \omega_{pe}^4$, $\varepsilon_{xx} = 1 + (\omega_{pe}^2 / \Omega_e^2)$. ჯგუფური სიჩქარე და დისპერსია ასე გამოითვლება:

$$\frac{\partial \omega}{\partial k_z} = 2\, \frac{c^2\, \Omega_e}{\omega_{pe}^2}\, \frac{k_z}{(1 + L_*^2\, k_z^2)^{1/2}}, \qquad \frac{\partial^2 \omega}{\partial k_z^2} = 2\, \frac{c^2\, \Omega_e}{\omega_{pe}^2}\, \frac{1}{(1 + L_*^2\, k_z^2)^{3/2}} \ . \tag{1.12}$$

შეშფოთების თეორიის გამოყენებით სტოქასტურ დიფერენციალურ განტოლებათა (1.8) სისტემა სასაზღვრო პირობების გათვალისწინებით დაიყვანება შემდეგ გამოსახულებებამდე:

$$e_x(\mathbf{\kappa}, L) = -\frac{2\, k_0}{\delta_1\, \varepsilon_{zz}}\, \Upsilon_0 \Upsilon_1 (p_1\, \gamma_x^2 + p_2\, \gamma_y^2 + i\, p_3\, \gamma_x\, \gamma_y) \int_0^L dz'\, n_1(\mathbf{\kappa}, z') \sin\left[(L - z')\, k_0\, x_1\right] -$$
$$- \frac{2\, k_0}{\delta_2\, \varepsilon_{zz}}\, \Upsilon_0 \Upsilon_1\ (q_1 + q_2\, \gamma_x^2 + q_3\, \gamma_y^2 + i\ q_4\, \gamma_x\, \gamma_y) \int_0^L dz'\ n_1(\mathbf{\kappa}, z') \sin\left[\ (L - z') k_0\, x_2\right] , \tag{1.13}$$

$$e_y(\mathbf{\kappa}, L) = -\frac{2\, k_0}{\delta_1\, \varepsilon_{zz}}\, \Upsilon_0 \Upsilon_1 \left[\, p_3\, \gamma_x\, \gamma_y + i\, (p_2\, \gamma_x^2 + p_1\, \gamma_y^2)\ \right] \int_0^L dz'\, n_1(\mathbf{\kappa}, z') \sin\left[(L - z')\, k_0\, x_1\right] -$$
$$- \frac{2\, k_0}{\delta_2\, \varepsilon_{zz}}\, \Upsilon_0 \Upsilon_1\ \left[\, q_4\, \gamma_x\, \gamma_y + i\, (q_1 + q_3\, \gamma_x^2 + q_2\, \gamma_y^2)\right] \int_0^L dz'\ n_1(\mathbf{\kappa}, z') \sin\left[\ (L - z') k_0\, x_2\right] , \tag{1.14}$$

სადაც: $\mathbf{\kappa} = \{k_x, k_y\}$ - განივი ტალღური რიცხვია, $p_1 = (2\, \zeta_1\, \zeta_2 - 1)\, \varepsilon_{zz}$, $p_2 = 2\, \zeta_1\, \zeta_2\, \varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{xy}$, $p_3 = \zeta_1^2 - \varepsilon_{zz}$, $q_1 = 2\, \tilde{\varepsilon}_{xy}\, \varepsilon_{zz}$, $q_2 = 2\, \zeta_3\, \zeta_4\, \varepsilon_{zz} - 2\, \tilde{\varepsilon}_{xy} - \varepsilon_{zz}$, $q_3 = 2\, \zeta_3\, \zeta_4\, \varepsilon_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xy} - \varepsilon_{xx}$, $q_4 = \zeta_3^2 - \varepsilon_{zz}$, $\Upsilon_0 = \mathrm{v}\ (1 - u)^{-1} < E_x >$, $\Upsilon_1 = 1 + \sqrt{u}$, $\delta_1 = 4\, \zeta_1\, \tilde{\varepsilon}_{xy}$, $\delta_2 = -\, 4\, \zeta_3\, \tilde{\varepsilon}_{xy}$, $\zeta_1 = (\varepsilon_{xx} + \tilde{\varepsilon}_{xy})^{1/2}$, $\zeta_2 = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz} + \tilde{\varepsilon}_{xy}) / 4\, \varepsilon_{zz} \sqrt{\varepsilon_{xx} + \tilde{\varepsilon}_{xy}}$, $\zeta_3 = (\varepsilon_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{xy})^{1/2}$, $\zeta_4 = (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xy}) / 4\, \varepsilon_{zz} \sqrt{\varepsilon_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{xy}}$, $x_1 = \zeta_1 - \zeta_2 (\gamma_x^2 + \gamma_y^2)$, $x_2 = \zeta_3 - \zeta_4 (\gamma_x^2 + \gamma_y^2)$, $\gamma_x = k_x / k_0$, $\gamma_y = k_y / k_0$. ველის საშუალო მნიშვნელობა $< E_j > = |< E_j >| \exp(i\, q_{0\,j}\, z)$ წარმოადგენს z მანძილის ნელად ცვლად ფუნქციას, რომელიც გამოწვეულია საშუალო ველის ენერგიის ტრანსფორმირებით ფლუქტუირებად ველში. ჩვენ ვუშვებთ, რომ პლაზმური ფენის სისქე გაცილებით მცირეა ტალღის მილევის მანძილთან შედარებით და ამიტომ $< E_j >$ არის მუდმივი სიდიდე. გარდატეხის მაჩვენებლის კვადრატი შეესაბამება ორ ნორმალურ ტალღას, რომლებიც ვრცელდებიან ერთგვაროვან დამაგნიტებულ პლაზმაში და განისაზღვრება კარგად ცნობილი ფორმულით:

$$N_j^2 = \frac{q_{0\,j}}{k_0} = 1 - \frac{2\, \mathrm{v}\, (1 - \mathrm{v})}{2 (1 - \mathrm{v}) - u \sin^2 \theta \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4\, u\, (1 - \mathrm{v})^2 \cos^2 \theta}} \ ,$$

$"-"$ ნიშანი და ინდექსი $j = 1$ შეესაბამება „არაჩვეულებრივ“ ტალღას, $"+"$ ნიშანი და ინდექსი $j = 2$ შეესაბამება „ჩვეულებრივ“ ტალღას. თუ გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღა ვრცელდება $\theta = 0^0$ კუთხით, მაშინ $q_{0\,j} = k_0 \left[\ 1 - \mathrm{v} / (1 \mp \sqrt{u})\ \right]$. გაბნეული ელექტრული ველის კროსკორელაციური მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტი ასე ჩაიწერება:

$$< e_x (x + \rho_x, y + \rho_y, L)\, e_y^* (x, y, L) >_D = -\, 2\ \frac{q_1\, L\, \Upsilon_0^2\, \Upsilon_1^2}{\delta_2\, \varepsilon_{zz}^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \exp(i\, k_x\, \rho_x + i\, k_y\, \rho_y) \int_{-\infty}^{\infty} d\rho_z$$
$$\cdot\ W_D (k_x, k_y, \rho_z) \left\{ \frac{1}{\delta_1} \left[2\, p_3\, k_x\, k_y - i\, (p_1 + p_2) (k_x^2 + k_y^2) \right] \left[\frac{\sin (y\, k_0\, L)}{y\, k_0\, L} \cos\left(\frac{t}{2}\, k_0\, \rho_z \right) - \frac{\sin (t\, k_0\, L)}{t\, k_0\, L} \cdot \right.\right.$$

$$\cdot\cos\left(\frac{y}{2}k_0\,\rho_z\right)\Bigg]\Bigg]-\frac{i}{\delta_1}(p_1-p_2)(k_x^2-k_y^2)\left[\frac{1-\cos(y\,k_0\,L)}{y\,k_0\,L}\sin\left(\frac{t}{2}k_0\,\rho_z\right)-\frac{1-\cos(t\,k_0\,L)}{t\,k_0\,L}\sin\left(\frac{y}{2}k_0\,\rho_z\right)\right]$$

$$+\frac{1}{\delta_2}\left[-2\,i\,q_1\,k_0^2+2\,q_4\,k_x\,k_y-i\,(q_2+q_3)(k_x^2+k_y^2)\right]\left[\frac{\sin(2\,x_2\,k_0\,L)}{2\,x_2\,k_0\,L}-\cos(x_2\,k_0\,\rho_z)\right]\Bigg\}\ , \qquad (1.15)$$

სადაც $W_D(k_x,k_y,\rho_z)$ არის ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების ნებისმიერი ორგანზომილებინი სპექტრის სიმძლავრე, $t=x_1-x_2$, $y=x_1+x_2$. ეს გამოსახულება სამართლიანია ახლო $(R<<1)$ და შორ $(R>>1)$ მანძილებზე, $R=L/k_0\,l^2$ - ტალღური პარამეტრია.

გაბნეული ველის სივრცით სპექტრს აქვს დიდი პრაქტიკული გამოყენება, რადგან იგი წარმოადგენს გაბნეული ველის კორელაციური ფუნქციის ფურიე-გარდაქმნას. გაბნეული ველის ეს სტატისტიკური მახასიათებელი ექვივალენტურია სიკაშკაშისა, რომელიც შედის გამოსხივების გადატანის განტოლებაში. ფაზის ფლუქტუაციები განისაზღვრებიან გაბნეული ველის კომპლექსური ნაწილით და იგი იძლევა შესაძლებლობას სტრუქტურული ფუნქციის გამოთვლისა $D_\varphi(X,Y,L)=2\left[\,W_\varphi(0,0,L)-W_\varphi(X,Y,L)\,\right]$.

გაბნეული გამოსხივების მოსვლის კუთხეები მთავარ და პარპენდიკულარულ სიბტყეებში ტოლია:

$$<\vartheta_x^2>=\lim_{X\to 0}\frac{D_\varphi(X,0,L)}{\xi^2X^2}\ ,\qquad <\vartheta_y^2>=\lim_{Y\to 0}\frac{D_\varphi(0,Y,L)}{\xi^2Y^2}\ , \qquad (1.16)$$

სხვადასხვა გასაზომ ხელსაწყოებში (მაგალითად, სისტემებში, რომლებიც ზომავენ თანამგზავრთა სიჩქარეს) გასაზომ პარამეტს წარმოადგენს სიხშირე. ამ შემთხვევაში სიხშირის ფლუქტუაციები, გამოწვეული ელექტრომაგნიტური ტალღების გაბნევით ტურბულენტურ არაერთგვაროვნებებზე, გარკვეულ შეზღუდვებს ადებენ მისი გაზომვის სიზუსტეს. თუ გამოვიყენებთ ჩაყინული ტურბულენტობის ჰიპოთეზას და მივიღებთ მხედველობაში იმ გარემოებას, რომ არაერთგვაროვნებები მოძრაობენ V_0 სიჩქარით, სიხშირის ფლუქტუაციების დისპერსია ასე ჩაიწერება $<\omega_1^2>_{x,y}=-\,V_0^2\,\partial^2W_\varphi(\rho_x,\rho_y,L)/\partial\rho_{x,y}^2\,|_{\rho_x=\rho_y=0}$. ინდექსები მიუთითებენ იმ სიბრტყეებზე სადაც სწარმოებს სპექტრის გაგანიერება. თუ შემოვიტანთ $\nu_1=\omega_1/2\pi$ სიხშირეს და განმზიდ სიხშირეს $\nu_0=\omega_0/2\pi$, მაშინ სიხშირის ფლუქტუაციების ნორმირებულ ინტენსიობა მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$\frac{\sqrt{<\nu_1^2>_{x,\,y}}}{\nu_0}=\frac{1}{2\,\pi}\left(\frac{<k_{x,\,y}^2>}{k_0^2}\right)^{1/2}\frac{V_0}{c}\ . \qquad (1.17)$$

თუ α კუთხეა არაერთგვაროვნებების დრეიფული მოძრაობის სიჩქარესა და დაკვირვების წრფეს შორის, მაშინ სიხშირის კორელაციური ფუნქცია ასე გადაიწერება:

$$\Lambda_{\omega_1}(X,0,L)=-\frac{V_0^2}{l^2}\left[\frac{\partial^2\,W_\varphi(X,0,L)}{\partial X^2}\cos^2\alpha+\frac{\partial\,W_\varphi(X,0,L)}{X\ \partial X}\sin^2\alpha\right]. \qquad (1.18)$$

სიხშირის ფლუქტუაციების კორელაციური ფუნქციის ანიზოტროპულობა განპირობებულია ქარის სიჩქარის მიმართულებით, თუნდაც იზოტროპული ფაზის კორელაციური ფუნქციისათვის. ამ გამოსახულებიდან შესაძლებელია გამოითვალოს და გაიზომოს პლაზმური ნაკადის ჰორიზონტალური დრეიფის სიჩქარე თუ დანარჩენი პარამეტრები ნაცნობია.

მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტების ცოდნა საშუალებას იძლევა გამოვთვალოთ სტოქსის პარამეტრები:

$$I = W_{xx\,D}(X,Y,L) + W_{yy\,D}(X,Y,L) \ , \quad Q = W_{xx\,D}(X,Y,L) - W_{yy\,D}(X,Y,L) \ ,$$

$$U = 2\,\mathrm{Re}\ W_{xy\,D}(X,Y,L) \ , \quad V = 2\,\mathrm{Im}\ W_{xy\,D}(X,Y,L) \ .$$

საზოგადოდ ეს პარამეტრები აღწერენ ელიფსურად პოლარიზებულ ტალღას. გაბნეული გამოსხივების დეპოლარიზაციის ხარისხი არის არაპოლარიზებული და პოლარიზებული ენერგიების ფარდობა:

$$\Xi = \frac{I - (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}}{I} \ . \tag{1.19}$$

უნდა აღინიშნოს, რომ დეპოლარიზაციის ეფექტი და მოსვლის კუთხის ფლუქტუაციები ერთი რიგის ეფექტები არიან.

ფარადეის კუთხე

ცნობილია, რომ რადიო ტალღები, რომელთა სიხშირეები აკმაყოფილებენ პირობას $u > 1$, იონოსფეროს F ფენში გავრცელებისას რეგისტრირდებიან დედამიწაზე როცა ფარდობითი კონცენტრაცია $\mathrm{v} \ll 1$. ამ დროს „ჩვეულებრივი" ტალღები ტრანსფორმირდებიან „არაჩვეულებრივ" ტალღებში და პირიქით. ტალღების გავრცელების მიმართულება თითქმის უნდა ემთხვეოდეს გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულებას. ჩატარებული დაკვირვებების თანახმად, სხეულოვანი კუთხე რომელშიც რადიო ტალღები აღწევენ დედამიწას 0.5 მეგაჰერც დიაპაზონში დაახლოვებით 10^{-3} რადიანის ტოლია. წრფივად პოლარიზებული ტალღა დედამიწის იონოსფეროში წარმოშობს „ჩვეულებრივ" და „არაჩვეულებრივ" ტალღებს მცირედ განსხვავებული ფაზური სიჩქარეებით. ორთოგინალურად წრფივად პოლარიზებული ტალღები კი განსაზღვრავენ ფარადეის კუთხის სიდიდეს. გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ გავრცელებულ „ჩვეულებრივი" და „არაჩვეულებრივი" ელექტრომაგნიტური ტალღების ორგანზომილებიანი ელექტრული ველების სპექტრალურ წარმოდგენებს ელექტრონების კონცენტრაციის შემთხვევით ფლუქტუაციებზე გაბნევისას აქვთ შემდეგი სახე:

$$e_z^{(O,E)}(k_x,k_y,L) = -\frac{\Upsilon_0\,\Upsilon_1}{\varepsilon_{zz}} E_{x0}\,\exp(\,i\,N^{(O,E)}k_0\,z + i\,k_\perp y)\int_0^L dz'\ n_1(k_x,k_y,z')(-\,i\,k_x + k_y)\cdot$$

$$\cdot\ \sin\left[(L - z')\ k^{(O,E)} x_2\right] \ . \tag{1.20}$$

სადაც $N^{(O)2} = 1 - \mathrm{v}/(1 + \sqrt{u}\,)$, $N^{(E)2} = 1 - \mathrm{v}/(1 - \sqrt{u}\,)$. ჩვენ ვუშვებთ, რომ $E_x^{(O)} = E_x^{(E)} \equiv E_{x0}$, $E_x^{(O)}$ და $E_x^{(E)}$ არიან წრფივად პოლარიზებული „ჩვეულებრივი" და „არაჩვეულებრი-ვი" ელექტრომაგნიტური ტალღების ამპლიტუდები, E_{x0}^2 - დაცემული ტალღის ინტენსიობაა; $k_\perp$ დაკავშირებულია ამ ტალღის კონის სიგანესთან. ბრტყელი ტალღა შეესაბამება უსასრულოდ დაშორებული წყაროდან წამოსულ ტალღას (მაგალითად გეოსტაციონარული თანამგზავრიდან გამოსხივებულ რადიო სიგნალს), რაც კარგი მიახლოებაა ფლუქტუირებადი რადიო სიგნალის სტატისტიკური მახასიათებლების გამოთვლისა. გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ გაბნეული „ჩვეულებრივი" და „არაჩვეულებრივი" ტალღების კროსკორელაციური ფუნქცია ელექტრონების კონცენტრაციის ნებისმიერი კორელაციური ფუნქციისათვის შემდეგნაირად ჩაიწერება:

$$< e_z^{(O)}(x + \rho_x, y + \rho_y, L)\ e_z^{(E)*}(x,y,L) >_D \equiv -\frac{\Upsilon_0^2\,\Upsilon_1^2\,L}{2\,\varepsilon_{zz}^2} E_{x0}^2 \exp(i\,k_{-}L + i\,k_\perp \rho_y)\int_{-\infty}^{\infty} dk_x\ dk_y\,(k_x^2 + k_y^2)\cdot$$

$$\exp(i\,k_x\rho_x + i\,k_y\rho_y)\int_{-\infty}^{\infty} d\rho_z\ W_N(k_x,k_y,\rho_z)\left\{\frac{1}{2}\left[\,1 - \cos(2x_2k_+L)\,\right]\frac{\sin(x_2\,k_-\,\rho_z)}{x_2\,k_+L} + \frac{\sin(2\,x_2\,k_+\,L)}{2\,x_2\,k_+L}\cdot\right.$$

$$\cdot\cos(x_2\,k_-\,\rho_z) - \frac{\sin(x_2\,k_-\,L)}{x_2\,k_-\,L}\cos(2\,x_2\,k_-\,L)\,\cos(x_2\,k_+\,\rho_z) - \frac{\sin(x_2\,k_-\,L)}{x_2\,k_-\,L}\sin(2\,x_2\,k_-\,L)\,\sin(x_2\,k_+\,\rho_z)\Bigg\}$$

(1.21)

სადაც $k_\pm = k_0(N^{(O)} \pm N^{(E)})/2$. იზოტროპულ შემთხვევაში $(\chi = 1)$, როცა $\rho_x = \rho_y = 0$ და არა გვაქვს გარეშე მაგნიტური ველი, მაშინ ფაზის დისპერსია ემთხვევა კარგად ცნობილ გამოსახულებას $\sigma_\varphi^2 = \sqrt{\pi}\,\sigma_D^2\,\mathrm{v}^2\,k_0^2 L\,l/4$. ფარადეის კუთხის θ_F საშუალო კვადრატული გადახრა განისაზღვრება შემდეგი თანაფარდობით:

$$< \theta_F^2 > = \frac{1}{4}\,(<\varphi_1^{(O)2}> + <\varphi_1^{(E)2}> - 2 <\varphi_1^{(O)}\varphi_1^{(E)*}>)\ . \qquad (1.22)$$

სადაც $<\varphi_1^{(O)\,2}>$ და $<\varphi_1^{(E)\,2}>$ წარმოადგენენ „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრი-ვი“ ტალღების დისპერსიებს, რომლებიც მიიღებიან (1.21) განტოლებიდან.

რიცხვითი გამოთვლები

ექსპერიმენტებმა, რომლებიც არეგისტრირებენ დედამიწის ხელოვნური თანამგზავრებიდან გამოსხივებული კოჰერენტული სიგნალის ფაზათა სხვაობას დროის გარკვეულ შუალედში აჩვენეს, რომ ადგილი აქვს ფაზის არარეგულარულ ვარიაციებს გამოწვეულს ელექტრონების კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებების არსებობით. იონოსფეროს არაერთგვაროვნებების შესახებ ინფორმაცია მათი ფორმისა და ზომების შესახებ მიიღება გაბნეული ველის სივრცით-დროითი ექსპერიმენტებით სამი ანტენით გაზომვისას. გაზომვებმა აჩვენეს, რომ იონოსფეროს არაერთგვაროვნებები წაგრძელებულია გეომაგნიტური ველის გასწვრივ, ხოლო ფლუქტუაციები შეიძლება იყოს გამოწვეული ელექტრონების კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებებით, რომელთა ხაზოვანი ზომები დაახლოებით ტოლია $l \approx 0.5 - 1.5$ კმ, ელექტრონების კონცენტრაციის დისპერსია $\sigma_N = (< N_1^2 > / N_0^2)^{1/2} \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$. მცირე მასშტაბიანი არაერთგვაროვნებები იწვევენ 20-50 მეგაჰერცის ელექტრომაგნიტური ტალღების პოლარიზაციის ფლუქტუაციებს. პირდაპირი გაბნევისას $< n_1^2 > k_0 L << 1 << k_0 l_D$, როცა სრულდება ერთჯერადი გაბნევის მიახლოება $< n_1^2 > k_0^2\, l_D\, L << 1$, გარემო შეიძლება დახასიათდეს გაუსური სპექტრით. ამიტომ ანალიზური გამოთვლებისას ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების განხილვისას ჩვენ გამოვიყენებთ ანიზოტროპული გაუსური კორელაციური ფუნქციების შემდეგ სპექტრალურ წარმოდგენას:

$$W_D(k_x, k_y, \rho_z) = \frac{\sigma_N^2}{4\pi}\frac{l_\parallel^2}{\chi\,\Gamma_0}\exp\left(-\frac{m^2}{l_\parallel^2}\rho_z^2 + i\,n\,k_x\,\rho_z\right)\exp\left(-\frac{k_x^2\,l_\parallel^2}{4\Gamma_0^2} - \frac{k_y^2\,l_\parallel^2}{4\,\chi^2}\right), \qquad (1.23)$$

სადაც $m^2 = \chi^2/\Gamma_0^2$, $\Gamma_0^2 = \sin^2\gamma_0 + \chi^2\cos^2\gamma_0$, $n = (\chi^2 - 1)\sin\gamma_0\cos\gamma_0/\Gamma_0^2$, σ_N^2 - ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების დისპერსიაა. არაერთგვაროვნებებს დაახლოებით აქვთ წაგრძელებული მბრუნავი ელიფსოიდის ფორმა, რომელიც ხასიათდება ორი პარამეტრით: ანიზოტროპიის კოეფიციენტით $\chi = l_\parallel / l_\perp$ (გარეშე მაგნიტური ველის მიმართულების მიმართ არაერთგვაროვნებების გასწრივი და განივი ხაზოვანი ზომების შეფარდებით) და წაგრძელებული არაერთგვაროვნებების დახრის კუთხით γ_0 გეომაგნიტური ველის მიმართ. არაერთგვაროვნებების ანიზოტროპულობა დაკავშირებულია დიფუზურ პროცესებთან მაგნიტური ველის გასწვრივ და პერპენდიკულარული მიმართულებებით.

გაბნეული გამოსხივების სტატისტიკურ მახასიათებლებს გამოვთვლით სტაციონარული ფაზის მეთოდით, რადგან $k_0 L >> 1$. ტურბულენტური პლაზმური ფენის სისქე დაახლოებით

200 კმ. წრფივად პოლარიზებული დაცემული ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირეა 0.1 მეგაჰერცი ($k_0 = 0.28 \cdot 10^{-2}$ m^{-1}). იონოსფეროს საშუალო სიმაღლეა 300 კმ, პლაზმური პარამეტრებია $u = 0.22$ და $\mathrm{v} = 0.28$. თუ $\sigma_N^2 = 10^{-6}$, $V_0 = 100$ $\mathrm{m \cdot s^{-1}}$ (1.17) ტოლობიდან მივიღებთ $\sqrt{< v_1^2 >_{x,y}} = 2 \cdot 10^{-2}$, რაც კარგ თანხვდენაშია ექსპერიემნტთან. მეორეს მხრივ, ჩაყინული ჰიპოთეზის თანახმად, რომელიც არ ითვალისწინებს დრეიფული სიჩქარის მიმართულების ფლუქტუაციებს და არაერთგვაროვნებების დროით ევოლუციებს, არაერთგვაროვნებების გადატანითი მოძრაობებისას სპექტრის სიგანე $\Delta\Omega = < V_\perp > / \sqrt{\lambda L_0}$ დაახლოებით $\approx 3 \cdot 10^{-2}$ ჰერცის ტოლია (სადაც $< V_\perp >$ არის დრეიფული სიჩქარის განივი კომპონენტაა, L_0 - ტრასის სიგრძეა, λ - ტალღის სიგრძეა).

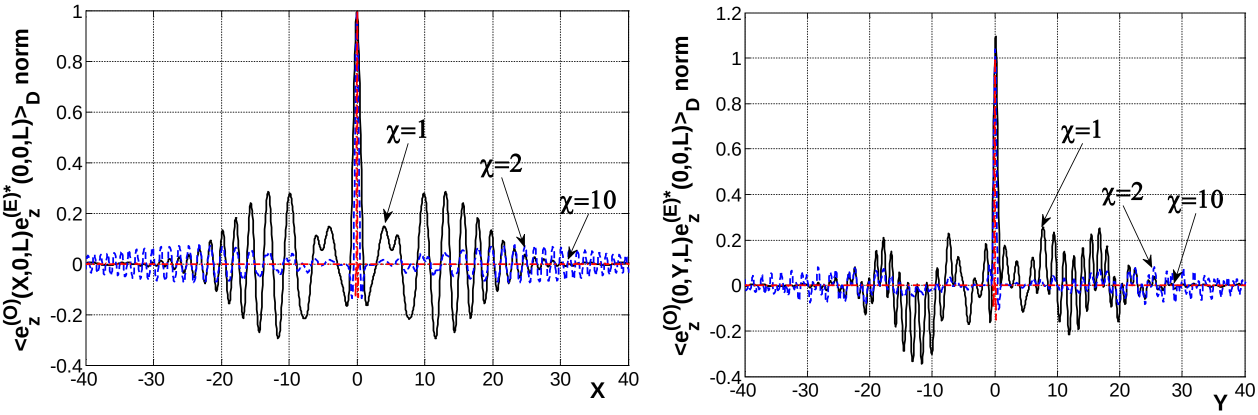
სიგნალის ინტენსიობის სივრცითი ვარიაციები დაკავშირებულია მოსვლის კუთხის ფლუქტუაციებთან და იზომება 1-2 კმ-ით ერთმანეთისგან დაშორებული სამი ანტენით, რომლებიც მთლიანობაში ქმნიან სამკუთხედს. რიცხვითმა გამოთვლებმა აჩვენა, რომ მოსვლის კუთხე დაახლოებით ერთი და იგივეა მტავარ და პერპენდიკულარულ სიბრტყეებში; ისინი მცირდებიან ტურბულენტური პლაზმური ფენია სისქისა და ანიზოტროპიის კოეფიციენტის გაზრდის პროპორციულად. მაგალითად, იონოსფეროს F ფენაში 300 კმ სიმაღლეზე, როცა დაცემული ტალღის სიხშირე ტოლია 0.1 მეგაჰერცის ($k_0 = 0.28 \cdot 10^{-2}$ m^{-1}), იონოსფეროს პლაზმური ფენის პარამეტრებია: $\mathrm{v} = 0.28$, $u = 0.22$, $l_{\parallel} = 2$ კმ, და თუ $L = 100$ კმ, ჩვენ მივიღებთ $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 4.8''$ როცა $\chi = 5$; $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 1.2''$ როცა $\chi = 20$; $L = 5$ კმ-ის შემთხვევაში $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 7.4'$ როცა $\chi = 1$, და $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 1.3'$ როცა $\chi = 5$. 6 მეგაჰერცი სიხშირისათვის ($k_0 = 12.56 \cdot 10^{-2}$ m^{-1}), $\mathrm{v} = 0.69$, $u = 0.06$, $l_{\parallel} = 300$ მ; როცა $L = 8$ კმ, მივიღებთ $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 4.4'$, როცა $L = 10$ კმ-ის შემთხვევაში $\sqrt{< \theta_{x,y}^2 >} \approx 0.26'$, რაც კარგ თანხვდენაშია ექსპერიმენტთან.

სტოქსის პარამეტრების გამოთვლისას დეპოლარიზაციის კოეფიციენტი $\Xi = 0.2$ თუ $\chi = 5$, როცა დაცემული ტალღის სიხშირეა 0.1 მეგაჰერცი, და $\Xi = 0.7$, თუ დაცემული ტალღის სიხშირეა 40 მეგაჰერცი.

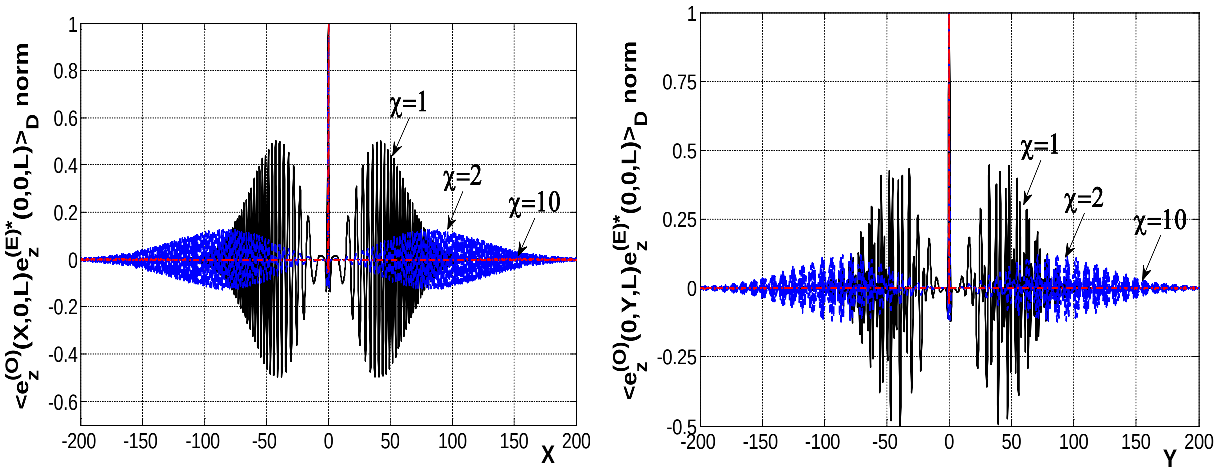
1 და 2 ნახაზებზე წარმოადგენილია გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების ნორმირებული მეორე რიგის სტატისტიკური მომენტების დამოკიდებულება ანტენებს შორის მანძილზე, როცა დაცემული ტალღების სიხშირეებია 0.1 მეგაჰერცი და 40 მეგაჰერცი. იონოსფეროს ტურბულენტური პლაზმური ფენის პარამეტრებია $\Omega_e = 8.8 \cdot 10^6$ რადიანი/წმ, $\omega_{pe} = 10^7$ რადიანი/წმ; $\mathrm{v} = 0.28$, $u = 0.22$ (0.1 მეგაჰერცი) და $u = 0.0012$, $\mathrm{v} = 0.0133$ (40 მეგაჰერცი), $(k_\perp / k_0) = 0.8$. ფენის სისქეა 100 კმ (0.1 მეგაჰერცი) და 200 კმ (40 მეგაჰერცი), არაერთგვაროვნებები მიმართულია მაგნიტური ველის გასწვრივ $\gamma_0 = 0$; $X = \rho_x / l_{\parallel}$ და $Y = \rho_y / l_{\parallel}$ წარმოადგენენ ნორმირებულ მანძილებს დაკვირვების წერტილებს შორის.

ანალიზმა აჩვენა, რომ კორელაცია „ჩვეულებრივ“ და „არაჩვეულებრივ“ ტალღებს შორის მცირდება χ ანიზოტროპულობის კოეფიციენტის გაზრდით. იონოსფეროში θ_F ფარადეის კუთხის ფლუქტუაციები განპირობებულია პლაზმის ფენზე დაცემული წრფივად პოლარიზებული ტალღის გაბნევით ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების შემთხვევით არაერთგვაროვნებებზე. θ_F კუთხის ფლუქტუაციები რეგისტრირდება მიმღები ანტენების მიერ, როცა 20-50 მეგაჰერცის რადიო სიგნალების გამოსხივება სწარმოებს ხელოვნური თანამგზავრებიდან. სიხშირეებს, რომლებიც აღემატებიან ელექტრონების გიროსიხშირეს, მთავარი ეფექტი, რომელსაც ავლენს გეომაგნიტური ველი, არის ფარადეის

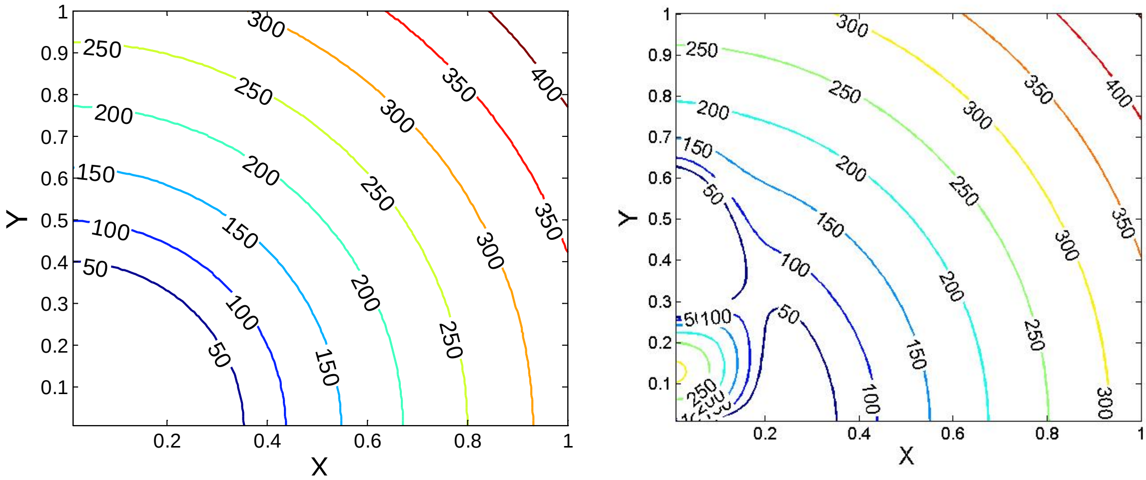
ეფექტი (პოლარიზაციის სიბრტყის ბრუნვა) და განპირობებულია ორი წრიულად პოლარიზებული ტალღის ფაზათა ცვლილებით.



ნახაზი 1. გაბნეული ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი ტალღების ნორმირებული კორელაციური ფუნქციები *xoz* და *yoz* სიბრტყეებში, როცა დაცემული ტალღის სიხშირეა 0.1 მეგაჰერცი, $k_0 L = 120$, $L = 100$ კმ, $l_{\square} = 1$ კმ.



ნახაზი 2. გაბნეული ჩვეულებრივი და არაჩვეულებრივი ტალღების ნორმირებული კორელაციური ფუნქციები *xoz* და *yoz* სიბრტყეებში, როცა დაცემული ტალღის სიხშირეა 40 მეგაჰერცი; at, $k_0 L = 1.68 \cdot 10^5$, $L = 200$ კმ, $l_{\square} = 4$ კმ.



ნახაზი 3. σ_N-ზე ნორმირებული θ_F ფარადეის კუთხის საშუალო კვადრატული გადახრის დამოკიდებულება პერპენდიკულარულად მოთავსებულ მიმღებ ანტენებზე, როცა $l_{\square} = 1$ კმ; თუ $\chi = 1$, $\gamma_0 = 0^0$ (a), $\chi = 5$, $\gamma_0 = 5^0$ (b).

ნახაზ 3-ზე წარმოდგენილია ორი ერთმანეთის პერპენდიკულარულად მოთავსებული მიმღები ანტენა. ფარადეის კუთხე იზრდება დაცემული ტალღის სიხშირის პროპორციულად $50^0 - 400^0$ გრადუს ინტერვალში, იმ დროს როცა მეტრული სიგრძის ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის ის დაახლოებით ტოლია 7^0 . ნორმირებული ფარადეის კუთხის საშუალო კვადრატული გადახრის იზოხაზები არაწრფივადაა დამოკიდებული წაგრძელებული არაერთგვაროვნებების დახრის კუთხეზე მაგნიტური ველის მიმართ და იზრდება ანიზოტროპიის კოეფიციენტის პროპორციულად.

პროექტის მეორე ნაწილი ეძღვნება დამაგნიტებულ პლაზმაში ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე მაგნიტური ველის დროითი ფლუქტუაციების გავლენას გაბნეულ „ჩვეულებრივ“ და „არაჩვეულებრივ“ ტალღებზე; აგრეთვე გაბნეული ელექტრომაგ-ნიტური ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციების დისპერსიის გამოკვლევებს გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოებაში.

ელექტრული ველის დაძაბულობა არასტაციონარულ დამაგნიტებულ პლაზმაში აკმაყოფილებს შემდეგ დიფერენციალურ განტოლებას

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x_i\,\partial x_j} - \Delta\delta_{ij} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\varepsilon_{ij}(\mathbf{r},t)\right]E_j(\mathbf{r},t) = 0 \ . \qquad (2.1)$$

ε_{ij} მეორე რანგის ტენზორია: $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} \equiv \eta = 1 - \mathrm{v}/(1-u)$, $\varepsilon_{zz} \equiv \varepsilon = 1 - \mathrm{v}$, $\varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0$, $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} \equiv \mu = -\,i\,\mathrm{v}\sqrt{u}\,/\,(1-u)$; $\mathrm{v} = \omega_{pe}^2/\omega^2$ და $u = \Omega_e^2/\omega^2$ განუზომელი პლამური პარამეტრებია, ω - დაცემული ტალღის კუთხური სიხშირეა, $\omega_{pe} = (4\pi N e^2/m)^{1/2}$ - პლაზმის კუთხური სიხშირეა, N - ელექტრონების კონცენტრაციაა, e და m ელექტრონის მუხტი და მასაა, $\Omega_e = |e| H_0 / mc$ - მაგნიტური ველის კუთხური გიროსიხშირეა, H_0 - გარეშე მაგნიტური ველის დაძაბულობაა, რომელიც მიმართულია z ღერძის გასწვრივ, c სინათლის სიჩქარეა ვაკუუმში.

გეომეტრიული ოპტიკის მიახლოების თანახმად, ჩავსვათ $E_i(\mathbf{r},t) = A_i(\mathbf{r},t)\exp\left[\,i\,S(\mathbf{r},t)\,\right]$ (2.1) განტოლებაში და მხედველობაში მივიღოთ, რომ ფაზის ფლუქტუაციები გაცილებით აღემატება ამპლიტუდის ფლუქტუაციებს. შედეგად კომპლექსური ფაზისათვის მივიღებთ დისპერსიულ თანაფარდობას:

$$i\,\frac{\partial^2 S}{\partial x_i\,\partial x_j} - \frac{\partial S}{\partial x_i}\frac{\partial S}{\partial x_j} - i\,\frac{\partial^2 S}{\partial x_j^2}\,\delta_{ij} + \left(\frac{\partial S}{\partial x_j}\right)^2\delta_{ij} + \frac{1}{c^2}\left[\frac{\partial^2\varepsilon_{ij}}{d\,t^2} + i\,\varepsilon_{ij}\,\frac{\partial^2 S}{d\,t^2} + 2i\,\frac{\partial\,\varepsilon_{ij}}{d\,t}\,\frac{\partial S}{\partial t} - \varepsilon_{ij}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2\right] = 0\,. \quad (2.2)$$

შეშფოთების თეორიის გამოყენებით ელექტრონების კონცენტრაცია და გარეშე მაგნიტური ველი წარმოვადგინოთ ისეთივე სახით, როგორც ეს გვქონდა პროექტის პირველ ნაწილში: $N = <N_0> + N_1(\mathbf{r},t)$, $H_0 = <H_0> + h_1(\mathbf{r},t)$; ამასთან გავითვალისწინოთ, რომ მეორე შესაკრებები შემთხვევითი ფუნქციებია კოორდინატისა და დროის; $\mathrm{v}(\mathbf{r},t) = \mathrm{v}_0\left[\,1 + n_1(\mathbf{r},t)\,\right]$, $(n_1(\mathbf{r},t) = N_1(\mathbf{r},t)/N_0)$, $u(\mathbf{r},t) = u_0\left[\,1 + 2\,h_1(\mathbf{r},t)\,\right]$: $\varepsilon_0 = 1 - \mathrm{v}_0$, $\varepsilon_1(\mathbf{r},t) = -\,\mathrm{v}_0\,n_1(\mathbf{r},t)$, $\eta_0 = 1 - \mathrm{v}_0(1-u_0)^{-1}$, $\eta_1(\mathbf{r},t) = -\,\mathrm{v}_0\,n_1(\mathbf{r},t)\,(1-u_0)^{-1} - 2\,\mathrm{v}_0 u_0\,h_1(\mathbf{r},t)\,(1-u_0)^{-2}$, $\mu_0 = -\,i\,\mathrm{v}_0\sqrt{u_0}\,(1-u_0)^{-1}$, $\mu_1(\mathbf{r},t) = -\,i\,\mathrm{v}_0\sqrt{u_0}$ $\cdot\left[\,n_1(\mathbf{r},t) + h_1(\mathbf{r},t)(1-u_0)^{-1}\right](1-u_0)^{-1}$; ანუ დიელექტრიკული შეღწევადობის ტენზორი წარმო-ადგენს ჯამს: $<\varepsilon_{ij}^{(0)}>$ და $\varepsilon_{ij}^{(1)}(\mathbf{r},t)$. რეგულარულ ფაზას აქვს შემდეგი სახე $S_0(\mathbf{r}) = k_0\,N_*(\boldsymbol{\tau}\,\mathbf{r}) =$ $= k_0\,N_*(y\sin\theta + z\cos\theta) - i\,\omega_0\,t$, ხოლო $S_1(\mathbf{r},t)$ ფაზის შემთხვევითი ნაწილია. დაცემული ტალღის ტალღური ვექტორის ერთეულოვანი ვექტორი $\boldsymbol{\tau}$ ძევს yoz სიბრტყეში (მთავარი სიბრტყე), $k_0 = \omega_0/c$, θ - კუთხეა გარეშე მაგნიტურ ველსა და $\boldsymbol{\tau}$ ვექტორს შორის. დაუჯახებადი დამაგნიტებული პლაზმისათვის გარდატეხის მაჩვენებელი მოიცემა ცნობილი ფორმულით:

$$N_*^2 = 1 - \frac{2\,\mathrm{v}(1-\mathrm{v})}{2(1-\mathrm{v}) - u\sin^2\theta \pm \sqrt{u^2\sin^4\theta + 4u(1-\mathrm{v})^2\cos^2\theta}} \; , \tag{2.3}$$

"+" შეესაბამება ჩვეულებრივ ტალღას, ხოლო "–"- არაჩვეულებრივ ტალღას. გაწრფივების შედეგად (2.2) განტოლება დაიყვანება შემდეგ დეტერმინანტზე;

$$Det\left[\left(\frac{\partial S_0}{\partial x_j}\right)^2 \delta_{ij} - \frac{\partial S_0}{\partial x_i}\frac{\partial S_0}{\partial x_j} - k_0^2\,\varepsilon_{ij}^{(0)} + 2\,\delta_{ij}\frac{\partial S_0}{\partial x_j}\frac{\partial S_1}{\partial x_j} - \frac{\partial S_0}{\partial x_i}\frac{\partial S_1}{\partial x_j} - \frac{\partial S_0}{\partial x_j}\frac{\partial S_1}{\partial x_i} - k_0^2\,\varepsilon_{ij}^{(1)} + \right.$$

$$\left. + 2\,\frac{k_0}{c}\,\varepsilon_{ij}^{(0)}\frac{\partial S_1}{\partial t} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varepsilon_{ij}^{(1)}}{d\,t^2}\right] = 0 \; . \tag{2.4}$$

ნულოვან მიახლოებაში, როცა $\theta = 0^0$ გარდატეხის მაჩვენებლისათვის მივიღებთ ცნობილ გამოსახულებას $N_*^2 = 1 - \mathrm{v}_0(1-u_0)^{-1} \pm \mathrm{v}_0\sqrt{u_0}\,(1-u_0)^{-1}$, ხოლო კომპლექსური ფაზის შემთხვევითი ნაწილი აკმაყოფილებს სტოქასტურ დიფერენციალურ განტოლებას:

$$\frac{R_1}{c}\frac{\partial S_1}{\partial t} + R_2\frac{\partial S_1}{\partial y} + R_3\frac{\partial S_1}{\partial z} = k_0\,F_{1n}(\mathbf{r},t) + k_0\,F_{1h}(\mathbf{r},t) \; , \tag{2.5}$$

სადაც $R_1 = 2\left[(N_*^2 - \eta_0)(N_*^2\,\varepsilon_0\cos^2\theta - 2\eta_0\,\varepsilon_0 + N_*^2\,\eta_0\sin^2\theta) + \eta_0(-N_*^2\,\varepsilon_0\cos^2\theta - N_*^2\,\eta_0\sin^2\theta + \eta_0\,\varepsilon_0) - \right.$

$\left. - 2\,\mu_0^2\,(N_*^2\sin^2\theta - \varepsilon_0) + \varepsilon_0\,\mu_0^2\right]$, $\quad R_2 = 2N_*\sin\theta\left[-N_*^2\,\varepsilon_0\cos^2\theta - \eta_0\,(N_*^2 + N_*^2\sin^2\theta - \eta_0 - \varepsilon_0) + \mu_0^2\right]$,

$R_3 = 2N_*\cos\theta\left[2\,\varepsilon_0\,\eta_0 - N_*^2\,\varepsilon_0\,(1+\cos^2\theta) - N_*^2\,\eta_0\sin^2\theta\right]$, $\quad F_{1n}(\mathbf{r},t) = B_1\left[-k_0^2\,\varepsilon_{1n}(\mathbf{r},t) + \varepsilon_{1n}''(\mathbf{r},t)/c^2\right] +$

$+ B_2\left[k_0^2\,\mu_{1n}(\mathbf{r},t) - \mu_{1n}''(\mathbf{r},t)/c^2\right] + B_3\left[-k_0^2\,\eta_{1n}(\mathbf{r},t) + \eta_{1n}''(\mathbf{r},t)/c^2\right], F_{1h}(\mathbf{r},t) = B_2\left[k_0^2\,\mu_{1h}(\mathbf{r},t) - \mu_{1h}''(\mathbf{r},t)/c^2\right]$

$+ B_3\left[-k_0^2\,\eta_{1h}(\mathbf{r},t) + \eta_{1h}''(\mathbf{r},t)/c^2\right]$, $\quad B_1 = (N_*^2 - \eta_0)(N_*^2\cos^2\theta - \eta_0) + \mu_0^2$, $\quad B_2 = 2\mu_0(N_*^2\sin^2\theta - \varepsilon_0)$,

$B_3 = (N_*^2\sin^2\theta - \varepsilon_0)(N_*^2 + N_*^2\cos^2\theta - 2\eta_0) - N_*^4\sin^2\theta\cos^2\theta$; ინდექსები n და h მიუთითებენ ელექტრონების კონცენტრაციის და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციებზე; ინდექსი "0" შეესაბამება $<\varepsilon_{ij}^{(0)}>$ ტენზორის რეგულარულ კომპონენტას, ხოლო $F_{1n}(\mathbf{r},t)$ და $F_{1h}(\mathbf{r},t)$ ფუნქციები შეიცავენ $\varepsilon_{ij}^{(1)}(\mathbf{r},t)$ -ის დროით წარმოებულებს. (2.5) განტოლება ამოვხსნათ ფურიე-გარდაქმნით:

$$S_1(x,y,z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\,k_x\,d\,k_y\,d\omega\;\varphi_1(k_x,k_y,z,t)\exp(i\,k_x x + i\,k_y y - i\,\omega t)$$

$$F_1(x,y,z,t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\,k_x\,d\,k_y\,d\omega\;D_1(k_x,k_y,z,t)\exp(i\,k_x x + i\,k_y y - i\,\omega t)\,,$$

მაშინ ფაზის ფლუქტუაციის ორგანზომილებიანი სპექტრალური სიმკვრივისათვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას

$$\frac{\partial\varphi_1}{\partial z} - i\left(\frac{R_1}{R_3}\frac{\omega}{c} - \frac{R_2}{R_3}\,k_y\right)\varphi_1(\mathbf{\kappa},z,\omega) = \frac{k_0}{R_3}D_{1n}(\mathbf{\kappa},z,\omega) + \frac{k_0}{R_3}D_{1h}(\mathbf{\kappa},z,\omega) \; . \tag{2.6}$$

$\mathbf{\kappa} = \{k_x, k_y\}$. ეს განტოლება ამოვხსნათ სასაზღვრო პირობის $\varphi_1(\mathbf{\kappa}, z=0,\omega) = 0$ გამოყენებით. მაშინ ფაზის ფლუქტუაციისათვის მივიღებთ:

$$S_1(x,y,L,t) = \frac{k_0}{R_3}\int_0^L d\,z'\int_{-\infty}^{\infty} d\,\mathbf{\kappa}\left[D_{1n}\left(\mathbf{\kappa},z',\,t - \frac{R_1}{R_3}\frac{L-z'}{c}\right) + D_{1h}\left(\mathbf{\kappa},z',\,t - \frac{R_1}{R_3}\frac{L-z'}{c}\right)\right].$$

$$\cdot \exp\left[i k_x x + i k_y \left(y - \frac{R_2}{R_3}(L - z') \right) \right] , \tag{2.7}$$

სადაც $D_{1n}(\mathbf{\kappa}, z, \omega)$ და $D_{1h}(\mathbf{\kappa}, z, \omega)$ ფუნქციები ადვილად შეგვიძლია აღვადგინოთ

$$D_{1n}(\mathbf{\kappa}, z', \omega) = -\, \mathrm{v}_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) \left(B_1 - i B_2 \frac{\sqrt{u_0}}{1 - u_0} + B_3 \frac{1}{1 - u_0} \right) n_1(\mathbf{\kappa}, z', \omega) ,$$

$$D_{1h}(\mathbf{\kappa}, z', \omega) = \frac{\mathrm{v}_0 \sqrt{u_0}}{(1 - u_0)^2} \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right) (i B_2 - 2\sqrt{u_0}\, B_3)\ h_1(\mathbf{\kappa}, z', \omega) . \tag{2.8}$$

გეომეტრიული ოპტიკის მეთოდის გამოყენება გარკვეულ შეზღუდვებს ადებს მანძილს, რომელსაც ტალღა გადის შემთხვევით გარემოში $L / k_0 l_{n,h}^2 << 1$ ($l_{n,h}$ წარმოადგენენ ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების ხაზოვან ზომებს, L – მანძილია, რომელსაც ტალღა გადის ტურბულენტურ დამაგნიტებულ პლაზმაში.

გაბნეული გამოსხივების ფაზის ფლუქტუაციების კორელაციურ ფუნქციას ფიქსირებულ t მომენტში ორი მიმღები ანტენისათვის, რომლებიც დაშორებული არიან ერთმანეთისგან მცირე ρ_x და ρ_y მანძილებით აქვს შემდეგი სახე:

$$< S_1(x + \rho_x, y + \rho_y, L, t)\, S_1^*(x, y, L, t) > = V_{S_1}(\rho_x, \rho_y, L) = 2\pi \frac{\mathrm{v}_0^2 k_0^2 L}{R_3^2} \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\omega\, dk_x\, dk_y \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2 \cdot$$

$$\cdot \left\{ \left[\left(B_1 + \frac{B_3}{1 - u_0} \right)^2 + \frac{B_2^2 u_0}{(1 - u_0)^2} \right] W_n \left[k_x, k_y, \frac{1}{R_3} \left(R_1 \frac{\omega}{c} - R_2 k_y \right), \omega \right] + \frac{u_0}{(1 - u_0)^4} (B_2^2 + 4 u_0 B_3^2) \cdot \right.$$

$$\left. \cdot\, W_h \left[k_x, k_y, \frac{1}{R_3} \left(R_1 \frac{\omega}{c} - R_2 k_y \right), \omega \right] \right\} \exp(i k_x \rho_x + i k_y \rho_y) , \tag{2.9}$$

სადაც $W_{n,h}(\mathbf{\kappa}, k_z, \omega)$ არის ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების ნებისმიერი კორელაციური ფუნქციები. კერძოდ, თუკი გარეშე ველი არა გვაქვს, $\theta = 0^0$ (ტალღების კვაზიგასწვრივი გავრცელება), $\rho_x = \rho_y = 0$ (ერთი მიმღები ანტენა), ელექტრონების კონცენტრაციის იზოტროპული გაუსური კორელაციური ფუნქციისათვის (პლაზმის პარამეტრების დროითი ფლუქტუაციები მხედველობაში არ მიიღება), ფაზის დისპერსიისათვის მივიღებთ კარგად ცნობილ გამოსახულებას $< S_1^2 > = \sigma_n^2 \sqrt{\pi}\, \mathrm{v}_0^2 k_0^2 L l$, σ_n^2 არის ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების დისპერსია.

ფაზის კორელაციური ფუნქციის ცოდნა საშუალებას იძლევა გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების სხვა სტატისტიკური მახასიათებლების გამოთვლისა. კერძოდ, სივრცითი სპექტრის გამოთვლისა, რომელიც ექვივალენტურია გამოსხივების ინტენსიობისა ანუ სიკაშკაშისა, რომელიც შედის გამოსხივების გადატანის განტოლებაში. იგი მიიღება გაბნეული ველის კორელაციური ფუნქციიდან ფურიე გარდაქმნით და ფაზის ძლიერი ფლუქტუაციებისას აქვს გაუსური სახე

$$G(k_x, k_y, z) = G_0 \exp\left[-\frac{k_x^2}{2 < k_x^2 >} - \frac{(k_y - \Delta k_y)^2}{2 < k_y^2 >} \right] , \tag{2.10}$$

სადაც G_0 - სპექტრალური მრუდის ამპლიტუდაა, Δk_y განსაზღვრავს სპექტრის მაქსიმუმის წანაცვლებას, $< k_y^2 >$ და $< k_x^2 >$ შესაბამისად სივრცითი სპექტრის გაგანიერებაა მთავარ yoz და პერპენდიკულარულ xoz სიბრტყეებში:

$$\Delta k_y = \frac{1}{i}\frac{\partial W_\varphi}{\partial \rho_y}\bigg|_{\rho_x=\rho_y=0} \quad , \quad < k_y^2 > = -\frac{\partial^2 V_{S_1}}{\partial \rho_y^2}\bigg|_{\rho_x=\rho_y=0} \quad , \quad < k_x^2 > = -\frac{\partial^2 V_{S_1}}{\partial \rho_x^2}\bigg|_{\rho_x=\rho_y=0} \quad . \tag{2.11}$$

ყველგან ფაზის კორელაციური ფუნქციის წარმოებულები აიღება $\rho_x = \rho_y = 0$ წერტილში.

სიხშირის ფლუქტუაციების გადატანის განტოლება მცირედ შთანთქმად ტურბულენტურ მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში

ატმოსფეროში ტალღების გავრცელებისას გარდა ამპლიტუდისა და ფაზის ფლუქტუაციებისა ექსპერიმენტატორები ინტერესდებიან სიხშირის ფლუქტუაციებითაც. პლაზმის არაკონტაქტური დიაგნოსტიკისას ძალიან მნიშვნელოვანია გაბნეული ველის დროითი სპექტრის ცოდნა. ამიტომ ჩვენ გავაანალიზებთ მყისი სიხშირის ფლუქტუირებად ნაწილს $\omega_1(\mathbf{r},t) = \partial S_1 / \partial t$. თუ (2.5) ფორმულას გავაწარმოებთ დროით და გამოვიყენებთ ფურიე გარდაქმნას

$$\omega_1(x,y,z,t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\,k_x\, d\,k_y\, d\omega\; \Omega(k_x,k_y,z,t)\exp(i\,k_x x + i\,k_y y - i\,\omega t)\,,$$

მივიღებთ გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირის ფლუქტუაციების ორ განზომილებიანი სპექტრალური სიმკვრივის გადატანის განტოლებას, სადაც გათვალისწინე-ბულია ელექტრონების კონცენტრაციებისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციები:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial z} + i\,\frac{1}{R_3}\left(R_2\,k_y - R_1\frac{\omega}{c}\right)\Omega(\boldsymbol{\kappa},z,\omega) = i\,\frac{\mathrm{v}_0\,k_0}{R_3}\,\omega\left(1+\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)\left[\left(B_1 - i\,B_2\frac{\sqrt{u_0}}{1-u_0} + B_3\frac{1}{1-u_0}\right)n_1(\boldsymbol{\kappa},z,\omega) - \right.$$

$$\left. -\frac{\sqrt{u_0}}{(1-u_0)^2}\,(i\,B_2 - 2\sqrt{u_0}\,B_3)\,h_1(\boldsymbol{\kappa},z,\omega)\right], \tag{2.12}$$

განვიხილოთ ტალღების გავრცელება გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ $(\theta = 0^0)$ დაჯახებად მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში, როცა $s^2 << 1$, $s = \nu_{eff} / \omega$, $\nu_{eff} = \nu_{ei} + \nu_{en}$, $\nu_{ei} = N\left[\,59 + 4.18\log\left(T_e^3 / N\right)\right]10^{-6}\,T_e^{-3/2}$, $\nu_{en} = 5.4\cdot 10^{-16} N_n\, T_e^{1/2}$ - ელექტრონ-იონებისა და ელექტრონ-ნეიტრალების დაჯახების სიხშირეებია. კომპლექსური გარდატეხის მაჩვენებელი N_* ითვალისწინებს ელექტრონების დაჯახებებს პლაზმის სხვა ნაწილაკებთან: $n_0' = \sqrt{1-\mathrm{v}_0}$, $n_0'' = s\,\mathrm{v}_0 / 2(1\pm\sqrt{u_0})^2\sqrt{1-\mathrm{v}_0}$; მეორე რანგის (2.2) ტენზორის კომპონენტებს როცა $\theta = 0^0$ და $s^2 << 1$ ექნებათ შემდეგი სახე: $\tilde{\eta}_0 = \eta_0' + i\,\eta_0''$, $\tilde{\mu}_0 = \mu_0' + i\,\mu_0''$, $\tilde{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0' + i\,\varepsilon_0''$; $\eta_0' = 1 - \mathrm{v}_0 / (1-u_0)$, $\mu_0'' = \mathrm{v}_0\sqrt{u_0} / (1-u_0)$, $\varepsilon_0' = 1-\mathrm{v}_0$; ამ კომპონენტების კომპლექსური ნაწილები დაკავშირებულია ტალღების შთანთქმასთან: $\eta_0'' = s\,\mathrm{v}_0(1+u_0)/(1-u_0)^2$, $\mu_0' = 2\,s\,\mathrm{v}_0\sqrt{u_0}/(1-u_0)^2$, $\varepsilon_0'' = s\,\mathrm{v}_0$.

სიხშირის ფლუქტუაციების კორელაციურ ფუნქციას ელექტრონების კონცენტრაციის $W_n(\mathbf{k},\omega)$ და გარეშე მაგნიტური ველის $W_h(\mathbf{k},\omega)$ ნებისმიერი სივრცით-დროითი სპექტრალური კორელაციური ფუნქციებისათვის სასაზღვრო პირობის $\omega_1\big|_{z=0} = 0$ გათვალისწინებით აქვს შემდეგი სახე:

$$< \omega_1(x+\rho_x, y+\rho_y, L, t+\tau)\,\omega_1^*(x,y,L,t) > = \frac{\pi\,\mathrm{v}_0^2\,k_0^2\,c}{\Phi_1''}\int\limits_{-\infty}^{\infty} dk_x\,dk_y\,d\omega\;\;\omega\left(1+\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2\left[\,\exp\left(2\,\Phi_1''\frac{L}{c}\omega\right) - 1\right]\cdot$$

$$\cdot\left[\,(\Psi_1^2+\Psi_2^2)\;W_n\left(k_x,k_y,-\Phi_1'\,\frac{\omega}{c},\,\omega\right) + \frac{u_0}{(1-u_0)^4}\;(\Psi_3^2+\Psi_4^2)\,W_h\left(k_x,k_y,-\Phi_1'\,\frac{\omega}{c},\,\omega\right)\right]\cdot$$

$$\cdot \ \exp(i k_x \rho_x + i k_y \rho_y - i \omega \tau) \ , \tag{2.13}$$

სადაც τ დაკვირვების დროა, $R_1' = 2\varepsilon_0' \left[(n_0'^2 - \eta_0')(n_0'^2 - 3\eta_0') - 3\mu_0''^2 \right]$,

$$R_1'' = 2\varepsilon_0' \left[(n_0'^2 - \eta_0')(2n_0' n_0'' - 3\eta_0'') + (n_0'^2 - 3\eta_0')(2n_0' n_0'' - \eta_0'') + 6\mu_0' \mu_0'' \right] +$$

$$+ 2\varepsilon_0'' \left[(n_0'^2 - \eta_0')(n_0'^2 - 3\eta_0') - 3\mu_0''^2 \right], \quad \Phi_1' = \frac{R_1'}{R_3'}, \quad \Phi_1'' = \frac{1}{R_3'^2}(R_3' R_1'' - R_1' R_3''), \quad R_2 = 0,$$

$$R_3' = 4n_0' \varepsilon_0' (n_0'^2 - \eta_0'), \quad R_3'' = 4n_0' \left[\varepsilon_0' (2n_0' n_0'' - \eta_0'') + (n_0'^2 - \eta_0')\varepsilon_0'' + \varepsilon_0' (n_0'^2 - \eta_0') \frac{n_0''}{2n_0'} \right],$$

$$B_1' = (n_0'^2 - \eta_0')^2 - \mu_0''^2, \quad B_1'' = 2\left[(n_0'^2 - \eta_0')(2n_0' n_0'' - \eta_0'') + \mu_0' \mu_0'' \right], \quad B_2' = 2\varepsilon_0' \mu_0', \quad B_2'' = 2(\varepsilon_0' \mu_0'' + \mu_0' \varepsilon_0''),$$

$$B_3' = 2\varepsilon_0' (n_0'^2 - \eta_0'), \quad B_3'' = 2\left[\varepsilon_0' (2n_0' n_0'' - \eta_0'') + \varepsilon_0'' (n_0'^2 - \eta_0') \right], \quad \Psi_1 = -B_1'' - B_2' \frac{\sqrt{u_0}}{1-u_0} + B_3'' \frac{1}{1-u_0},$$

$$\Psi_2 = B_1' - B_2'' \frac{\sqrt{u_0}}{1-u_0} - B_3' \frac{1}{1-u_0}, \quad \Psi_3 = B_2' - 2\sqrt{u_0}\, B_3'', \quad \Psi_4 = B_2'' + 2\sqrt{u_0}\, B_3'.$$

გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციების დისპერსია $<\omega_1^2> = \mathrm{Re}\left[<\omega_1 \omega_1> + <\omega_1 \omega_1^*> \right]/2$ განისაზღვრება ექსპერიმენტზე დაკვირვებადი დროითი სპექტრის სიმძლავრის გაგანიერებით. ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციების ნებისმიერი კორელაციური ფუნქციისათვის ბოლო გამოსახულების პირველი წევრი მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$< \omega_1(x+\rho_x, y+\rho_y, L, t+\tau)\,\omega_1(x, y, L, t) >_n = 2\pi \frac{\mathrm{v}_0^2 k_0^2 L}{R_3'^2}(D_1 + i D_2) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x\, dk_y\, d\omega\ \omega^2 \left(1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 \cdot$$

$$\cdot \ W_n\left(k_x, k_y, -\Phi_1' \frac{\omega}{c}, \omega\right) \exp(i k_x \rho_x + i k_y \rho_y - i\omega\tau) \ , \tag{2.14}$$

სადაც $D_1 = (R_3'^2 - R_3''^2)(\Psi_1^2 - \Psi_2^2) + 4R_3' R_3'' \Psi_1 \Psi_2$, $D_2 = 2\left[(R_3'^2 - R_3''^2)\Psi_1 \Psi_2 - (\Psi_1^2 - \Psi_2^2) R_3' R_3'' \right]$.

შეფასებები აჩვენებენ, რომ დიდი მანძილებისას $<\omega_1^2> = <\omega_1 \omega_1^*>/2$. ამიტომ $<\omega_1 \omega_1>$ წევრის გამოთვლა არ არის აუცილებელი.

ამრიგად, გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციების $<\omega_1^2>$ ინტენსიობა დამოკიდებულია: ა) ამოცანის გეომეტრიაზე (ტურბულენტური დაჯახებადი მაგნიტოაქტიური პლაზმური ფენის სისქეზე, ტალღის დაცემის კუთხეზე პლაზმურ ფენაზე, დაცემული ტალღის მიმართულებასა და გარეშე მაგნიტური ველს შორის კუთხეზე); ბ) ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების სივრცით-დროით მასშტაბებზე, წაგრძელებული არაერთგვაროვნებების ანიზოტროპულობის კოეფიციენტსა და მათი დახრის კუთხეზე გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ; გ) შთანთქმაზე, რომელიც გამოწვეულია ელექტრონების დაჯახებით პლაზმის სხვა ნაწილაკებთან.

მეორეს მხრივ, სიხშირის ფლუქტუაციების კორელაციური ფუნქცია გამოითვლება ფორმულით:

$$<\omega_1 \omega_1^*> = -\frac{V_0^2}{l_\parallel^2}\left[\frac{\partial^2 V_{S_1}(\rho_x, 0, L)}{\partial \rho_x^2}\cos^2\alpha + \frac{1}{\rho_x}\frac{\partial V_{S_1}(\rho_x, 0, L)}{\partial \rho_x}\sin^2\alpha \right]. \tag{2.15}$$

სადაც ρ_x არის მანძილი დაკვირვების წერტილებს შორის ტალღის გავრცელების მიმართულების პერპენდიკულარულად, α - კუთხეა „ჩაყინული“ არაერთგვაროვნებების

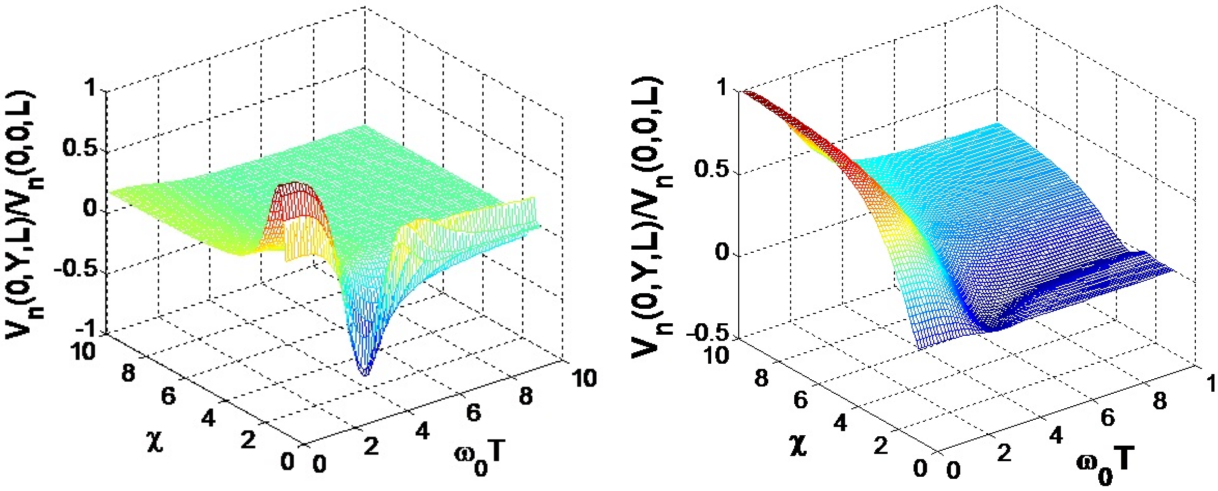
დრეიფული მოძრაობის $\mathbf{V_0}$ სიჩქარესა და $\boldsymbol{\rho}$ ვექტორს შორის. ამ შემთხვევაში, სიხშირის ფლუქტუაციების კორელაციური ფუნქცია ანიზოტროპულია ქარის მიმართულების არსებობის გამო. (2.13) და (2.15) ფორმულების გამოყენებით შესაძლებელია გამოითვალოს და გაიზომოს პლაზმის მოძრაობის ჰორიზონტალური დრეიფის სიჩქარე თუ ცნობილია სხვა პარამეტრები და პირიქით.

რიცხვითი გამოთვლები

ანალიზური გამოთვლებისას გამოვიყენოთ გაუსური ტიპის სპექტრალური სიმკვრივის ფუნქცია თუკი $< n_1^2 > k_0 L << 1 << k_0 l_n$, $< n_1^2 > k_0^2 l_n L << 1$. ამ ფუნქციას მთავარ yoz სიბრტყეში აქვს შემდეგი სახე:

$$W_n(k_x,k_y,k_z,\omega)=\sigma_n^2\,\frac{l_\perp^2\, l_\parallel\, T}{8\pi}\,\exp\left(-\frac{k_x^2\, l_\perp^2}{4}-p_1\frac{k_y^2\,\bar{l}^{\,2}}{4}-p_2\frac{k_z^2\, l_\parallel^2}{4}-p_3\, k_y\, k_z\, l_\parallel^2-\frac{\omega^2 T^2}{4}\right). \qquad (2.16)$$

$p_1=1+(1-\chi^2)^2\sin^2\gamma_0\cos^2\gamma_0/\chi^2$, $p_2=(\sin^2\gamma_0+\chi^2\cos^2\gamma_0)/\chi^2$, $p_3=(1-\chi^2)\sin\gamma_0\cos\gamma_0/2\chi^2$, $\bar{l}=l_\parallel\left(\sin^2\gamma_0+\chi^2\cos^2\gamma_0\right)^{-1/2}$. ეს ფუნქცია შეიცავს არაერთგვაროვნებების ყველა ანიზოტროპულობის პარამეტრს, რომელიც წარმოდგენილი იყო პროექტის პირველ ნაწილში



ა) ბ)

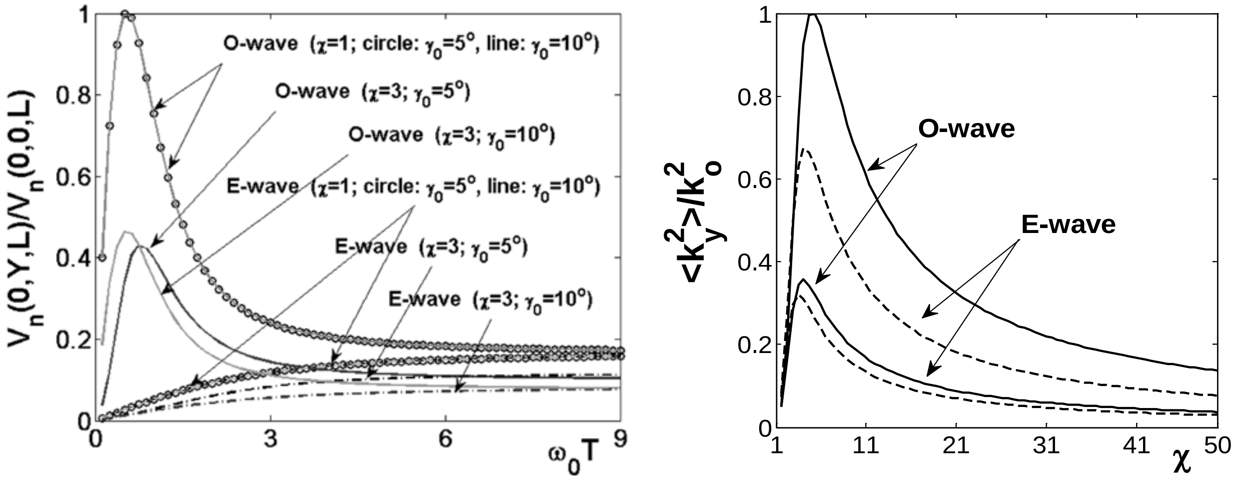
ნახაზი 4. ფაზის ფლუქტუაციების ნორმირებული კორელაციური ფუნქციის სამ განზომილებიანი სურათი ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციებისათვის ანიზოტროპიის χ კოეფიციენტისა და $(\omega_0 T)$ დროითი ფლუქტუაციების გათვალისწინებით (ა) „ჩვეულებრივი“ და (ბ) „არაჩვეულებრივი“ ტალღისათვის როცა $Y=0.1$, $\gamma_0=0^0$, $\theta=5^0$, $l_\parallel=10$ კმ.

მაგნიტური ველის ფლუქტუაციებისათვის გამოვიყენებთ შემდეგ კორელაციურ ფუნქციას:

$$W_h(\boldsymbol{\rho},\omega)=\sigma_h^2\sqrt{\pi}\;T_h\exp\left(-\frac{\rho_x^2}{l_{0x}^2}-\frac{\rho_y^2}{l_{0y}^2}-\frac{\rho_z^2}{l_{0z}^2}-\frac{\omega^2 T_h^2}{4}\right), \qquad (2.17)$$

სადაც l_{0i} და T_h გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების სივრცით-დროითი მასშტაბებია. რადგან სკალარული და სოლენოიდური ველები სტატისტიკურად დამოუკიდებელია, ამიტომ შესაძლებელი გახდა ელექტრონებისა და გარეშე მაგნიტური ველების

ფლუქტუაციებით გამოწვეული სტატისტიკური მახასიათებლების დამოუკიდებელი გამოკვლევები.

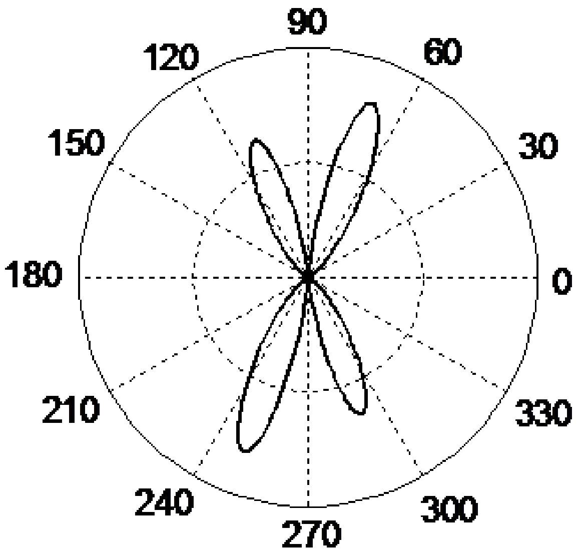


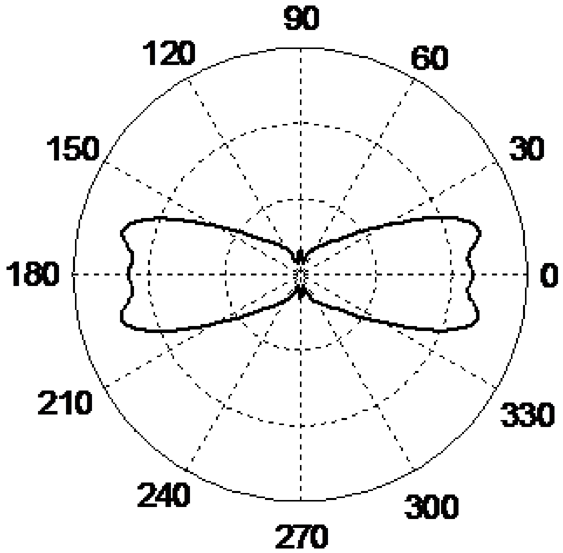
ნახაზი 5. ფაზის ფლუქტუაციების ნორმირებული კორელაციური ფუნქციის დამოკიდებულება განუზომელ დროით ($\omega_0 T$) მასშტაბზე „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღისათვის χ და γ_0 პარამეტრების სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვუის (მარცხენა ნახაზი). კუთხური სპექტრის გაგანიერების დამოკიდებულება χ ანიზოტროპიის კოეფიციენტზე როცა $\theta = 10^0$, $\omega_0 T = 50$) (უწყვეტი მრუდები შეესაბამება $\gamma_0 = 0^0$, წყვეტილი მრუდები კი $\gamma_0 = 5^0$).

რიცხვითი გამოთვლები ჩავატაროთ იონოსფეროს F ფენისთვის. დაცემული ელექტრომაგნიტური ტალღის სიხშირეებია 0.1 მეგაჰერცი ($k_0 = 0.28 \cdot 10^{-2}$ m^{-1} , პლაზმის პარამეტრებია: $\mathrm{v}_0 = 0.28$, $u_0 = 0.22$) და 40 მეგაჰერცი ($k_0 = 0.84$ m^{-1} ,პლაზმის პარამეტრებია: $\mathrm{v}_0 = 0.0133$, $u_0 = 0.0012$). ნახაზ 4-ზე წარმოდგენილია ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციებზე გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების სამგანზომილებიანი ზედაპირები χ ანიზოტროპიის კოეფიციენტისა და დროითი პარამეტრის ω_0 / ω_T $(\omega_T \sim 1/T)$ სხვადასხვა მნიშვნელობებისათვის. გამოთვლები ეფუძნება (2.16) ფორმულას; $\gamma_0 = 0^0$ (არაერთგვაროვნებები წაგრძელებულია გარეშე მაგნიტური ველის გასწვრივ). ანალიზი აჩვენებს, რომ χ ანიზოტროპიის კოეფიციენტის გაზრდით დამაგნიტებულ პლაზმაში ელექტრონების კონცენტრაციის ფლუქტუაციებზე გაბნეული „ჩვეულებრივი“ ტალღის ყოფაქცევა მნიშვნელოვნადაა დამოკიდებული არაერთგვაროვნებების წაგრძელების ხარისხზე. როცა $0 < \omega_0 T < 1$ ელექტრონების კონცენტრაციის დროითი ფლუქტუაციები უფრო არსებით გავლენას ახდენენ „ჩვეულებრივ“ ტალღაზე, ვიდრე „არაჩვეულებრივ“ ტალღაზე. „არაჩვეულებრივი“ ტალღის მრუდები შედარებით მდორედ იცვლებიან $\omega_0 T$ პარამეტრის გაზრდით. ზედა და საშუალო მრუდების მაქსიმუმები შეესაბამება შემთხვევას, როცა ელექტრონები კონცენტრაციის პულსაციის სიხშირე ორჯერ აღემატება დაცემული ტალღის სიხშირეს; ქვედა მრუდის მაქსიმუმისას $\omega_0 T \approx 0.76$. როცა $\omega_0 T \approx 8.5$ „ჩვეულებრივი“ ტალღა მიისწრაფის ნაჯერობისაკენ, ხოლო არაჩვეულებრივი ტალღა - როცა $\omega_0 T \approx 6.7$. ნახაზ 5-ზე წარმოდგენილია კუთხური სპექტრის გაგანიერების დამოკიდებულება ელექტრონების კონცენტრაციიის ანიზოტროპულ პარამეტრებზე მთავარ yoz სიბრტყეში წაგრძელებული არაერთგვაროვნებების სხვადასხვა დახრის კუთხისათვის გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ. სპექტრის გაგანიერება გამოწვეულია როგორც ანიზოტროპულობით, ასევე არაერთგვაროვნებების სივრცით-დროითი ფლუქტუაციებით.

სპექტრის გაგანიერება „ჩვეულებრივი“ ტალღისთვის მაქსიმალურია, როცა $\chi = 5$, $\gamma_0 = 0^0$ (ზედა მრუდი) და როცა $\chi = 4$, $\gamma_0 = 5^0$ (ქვედა მრუდი), ხოლო „არაჩვეულებ-რივი“ ტალღისათვის, როცა $\chi = 4$, $\gamma_0 = 0^0$ ((ზედა მრუდი) და როცა $\chi = 3$, $\gamma_0 = 5^0$ (ქვედა მრუდი). სპექტრის გაგანიერება ერთნაირია ორივე ტალღისათვის დაწყებული $\chi = 50$ -დან.

გაბნეული გამოსხივების ნორმირებული კორელაციური ფუნქციების ფაზური პორტრეტები პოლარულ კოორდინატთა სისტემაში წარმოდგენილია 6 და 7 ნახაზებზე, როცა $\theta = 10^0$ და დროითი პულსაციები გამოწვეულია გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციებით. ნახაზ 6-ზე მრუდები შეესაბამება მიმღებ ანტენებს შორის მანძილებს $X_h = (\rho_x / l_{0z}) = 1.05$, $Y_h = (\rho_y / l_{0z}) = 0.012$. როცა ტურბულენტური პლაზმის დროითი პულსაციის სიხშირე იზრდება და აჭარბებს დაცემული ტალღის სიხშირეს ($\omega_0 T = 0.01$ და $\omega_0 T = 1.5$), ფაზური პორტრეტები მნიშვნელოვნად დეფორმირდება. მე-7 ნახაზზე წარმოდგენილია ფაზური პორტრეტების ევოლუცია, როცა მანძილი დაკვირვების წერტილებს შორის მცირდება ფიქსირებული $\omega_0 T = 10^{-3}$. რიცხვითი გამოთვლები აჩვენებენ, რომ ფაზური კორელაციური ფუნქციის ფაზური პორტრეტის დეფორმაცია არსებითადაა დამოკიდებული: ელექტრონების დაჯახების სიხშირეზე პლაზმის სხვა ნაწილაკებთან, გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების ხაზოვან ზომებზე, მიმღებ ანტენებს შორის მანძილზე, ელექტრომაგნი-ტური ტალღის დაცემის კუთხეზე დამაგნიტებულ პლაზმაზე და ელექტრონების კონცენტრაციის დროით პულსაციის სიხშირეზე.



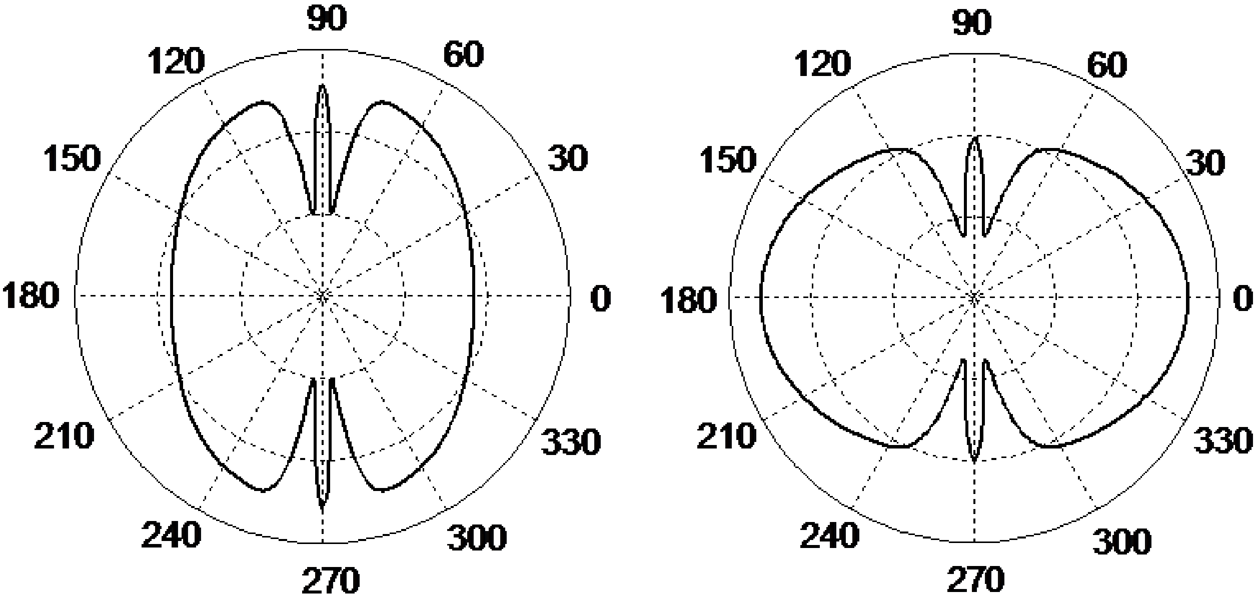


ნახაზი 6. გაბნეული ჩვეულებრივი ელექტრომაგნიტური ტალღის ნორმირებული ფაზის კორელაციური ფუნქციის ფაზური პორტრეტები გამოწვეული გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების დროითი პულსაციებით, როცა $(l_{ox} / l_{oz}) = 0.07$, $(l_{oy} / l_{oz}) = 0.03$, $X_h = 1.05$, $Y_h = 0.012$, $l_{0z} = 50$ კმ; $\omega_0 T = 0.01$ (მარცხენა ნახაზი), $\omega_0 T = 1.5$ (მარჯვენა ნახაზი).

(2.16) ფორმულის ჩასმა (2.13)-ში, თუკი $X = Y = 0$, შესაძლებელია მივიღოთ გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციების ინტენსიობის გაზრდის პირობა, რომელიც გამოწვეულია ტალღის ნორმალური დაცემისას $(\theta = 0^0)$ ელექტრონები კონცენტრაციის სივრცით-დროითი ფლუქტუაციებით. როცა $s^2 << 1$ მივიღებთ:

$$\left(\frac{\tau}{T}\right)^2 > \frac{16}{a_0^2}\left(\frac{l_{\Box}}{cT}\right)^2\left(\frac{L}{l_{\Box}}\right)^2 \Phi_1'' \ , \qquad (2.18)$$

სადაც $a_0 = \left[1 + \left(p_2 - \frac{p_3^2}{p_1}\frac{l_{\Box}^2}{\bar{l}^{\,2}}\right)\left(\frac{\Phi_1' l_{\Box}}{cT}\right)^2\right]^{1/2}$, $\Phi_1'' = \frac{1}{R_3'^{\,2}}(R_3' R_1'' - R_1' R_3'')$. ეს პირობა ითვალისწინებს წაგრძელებული არაერთგვაროვნებების ანიზოტროპულობას გარეშე მაგნიტური ველის მიმართ.



ნახაზი 7. გაბნეული ჩვეულებრივი ელექტრომაგნიტური ტალღის ნორმირებული ფაზის კორელაციური ფუნქციის ფაზური პორტრეტები გამოწვეული გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების დროითი პულსაციებით, როცა $\omega_0 T = 0.001$, $(l_{ox} / l_{oz}) = 3.2$, $(l_{oy} / l_{oz}) = 3.7$, $Y_h = 0.009$, $l_{0z} = 100$ კმ; $X_h = 30$ (მარცხენა ნახაზი), $X_h = 15$ (მარჯვენა ნახაზი).

თუ (2.18) არ სრულდება, მაშინ ტალღები სწრაფად მიილევიან. რიცხვითი გამოთვლები აჩვენებენ, რომ (2.18) პირობა სრულდება 0.1 მეგაჰერც და 40 მეგაჰერც სიხშირეებისათვის, თუკი ტალღა ტურბულენტურ პლაზმაში გადის $L = 100 - 200$ კმ მანძილს და ელექტრონების კონცენტრაციის ხაზოვანი მასშტაბი იცვლება $l_{\Box} = 10 - 20$ კმ ინტერვალში.

პრობლემის გადაწყვეტის შედეგად მიღებული შედეგები

კომპლექსური გეომეტრიის ოპტიკის მიახლოებაში, შეშფოთების მეთოდით და შესაბამისი სასაზღვრო პირობების გათვალისწინებით ამოხსნილია სტოქასტური დიფერენციალური განტოლება გაბნეული ელექტრული ველისათვის. მიღებულია მისი კომპონენტების ანალიზური გამოსახულებები. გამოთვლილია გაბნეული ველის კორელაციური და კროსკორელაციური ფუნქციები გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღებისათვის ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციების ნებისმიერი კორელაციური ფუნქციებისათვის. მიღებულია ფარადეის კუთხის ფლუქტუაციის საშუალო კვადრატული გადახრის გამოსახულება. **ანალიზურად და რიცხობრივად შესწავლილია** ელექტრონების კონცენტრაციისა და გარეშე

მაგნიტური ველის ფლუქტუაციებით გამოწვეული გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების დეპოლარიზაციის ეფექტები იონოსფეროში დედამიწის ზედაპირიდან (200-350 კმ სიმაღლეებზე). გამოთვლილია სტოქსის პარამეტრები და ფარადეის კუთხე. სტოქსის პარამეტრები განსაზღვრავენ გაბნეული გამოსხივების დეპოლარიზაციის ხარისხსა და ინტენსიობას, ხოლო ფარადეის კუთხე - გაბნეული ელექტრომაგნიტური ტალღების პოლარიზაციის შემობრუნების კუთხეს. რიცხვითი გამოთვლები ჩატარდა კარგად აპრობირებული პროგრამების გამოყენებით, თანამგზავ-რებიდან და ზონდირების მეთოდებით მიღებულ ექსპერიმენტულ მონაცემებზე დაყრდნობით 0.1 მეგაჰერცი და 40 მეგაჰერცი ზონდირებული ელექტრომაგნიტური ტალღებისათვის. გათვალისწინებულია ამოცანისათვის დამახასიათებელი ყველა გეომეტრიული პარამეტრი (მიმღებ ანტენებს შორის მანძილები, პლაზმური ფენის სისქე), დაჯახებადი ტურბულენტური დამაგნიტებული პლაზმის პარამეტრები (პლაზმური, გირო და დაჯახების სიხშირეები. არაერთგვაროვნებების ანიზოტროპიის კოეფიციენტი და დახრილობის კუთხე მაგნიტური ველის ძალწირების მიმართ, დაცემული ელექტრომაგ-ნიტური ტალღის კუთხე პლაზმური ფენის ზედაპირზე). გაანალიზებულია კროსკორელა-ციური ფუნქციების დამოკიდებულების მრუდები მიმღებ ანტენებს შორის მანძილებზე. აგებულია ფარადეის კუთხის იზოხაზები სხვადასხვა სიხშირეებისათვის. ტენზორულ ტალღურ განტოლებაზე დაყრდნობით მცირე კუთხეების მიახლოებაში **პირველადაა** მიღებული სტოქასტური დიფერენციალური განტოლება კომპლექსური ფაზისათვის, რომელიც შეიცავს ტურბულენტური მაგნიტოაქტიური პლაზმის ყველა კომპონენტს და ითვალისწინებს როგორც ელექტრონების კონცენტრაციის, ასევე გარეშე მაგნიტური ველის **სივრცით-დროით ფლუქტუაციებს.** გათვალისწინებულია სასაზღვრო პირობები.

ტურბულენტურ დაჯახებად მაგნიტოაქტიურ პლაზმაში გაბნეული ელექტრომაგნი-ტური ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციისათვის მიღებულია და ამოხსნილია გადატანის განტოლება, რომელიც ითვალისწინებს მაგნიტოაქტიური პლაზმის ფლუქტუირაბად პარა-მეტრებს. ექსპერიმენტული მონაცემების გამოყენებით და კარგად აპრობირებული რიცხვითი მეთოდების გამოყენებით **აგებულია:** „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ტალღებისათვის ფაზის ფლუქტუაციის ნორმირებული კორელაციური ფუნქციების დამოკიდებულების სამ განზომილებიანი მზედაპირები ელექტრონების კონცენტრაციის არაერთგვაროვნებების სივრცით-დროითი ფლუქტუაციების სხვადასხვა ანიზოტროპული კოეფიციენტებისა და პულსაციის სიხშირეებისათვის; კუთხური სპექტრის გაგანიერების მრუდები. გარეშე მაგნიტური ველის ფლუქტუაციებით გამოწვეული ფაზური პორტრეტები ამოცანისთვის დამახასიათებელი სხვადასხვა გეომეტრიული პარამეტრებისათვის. შეფასებულია გაბნეული „ჩვეულებრივი“ და „არაჩვეულებრივი“ ტალღების სიხშირის ფლუქტუაციების ინტენსიობები დაჯახებადი ტურბულენტური მაგნიტოაქტიური პლაზმის პარამეტრებისათვის.

პროექტში მიღებული შედეგები გამოქვეყნდა რეფერირებად და რეცენზირებად საზღვარგარეთი ჟურნალში

- G.V. Jandieri, A. Ishimaru, V.G. Jandieri „Depolarization effects of incoherently scattered electromagnetic waves by inhomogeneous magnetized plasma slab”, Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, vol. 3, pp. 471-478, 2011.

გრანტის ფარგლებში მიღებული შედეგები მოხსენებულია საერთაშორისო სიმპოზიუმებზე

- XXX URSI General Assembly and Scientific Symposium of International Union of Radio Science, 13-20 August, Istanbul, Turkey, 2011.

- The 13th International Symposium on Microwave and Optical Technology (ISMOT-2011), June, 20-23, Prague, Czech Republic, 2011.

ISMOT-2011-ზე ვიყავი სექციის ხელმძღვანელი.

შედეგები გამოქვეყნდა ამ სიმპოზიუმთა შრომათა კრებულებში

- Jandieri G.V., Ishimaru A., Yasumoto K., Jandieri V.G., Zhukova N.N. “To the problem of electromagnetic waves propagation in turbulent magnetized plasma slab”, F02.10. XXX URSI General Assembly and Scientific Symposium of International Union of Radio Science, 13-20 August, Istanbul, Turkey, 2011.
- Jandieri G.V., Zhukova N.N., Diasamidze Zh.M., Diasamidze M.R., Bzhalava T.N. “To the problem of microwaves propagation in turbulent atmospheric layers”, Proceedings of the 13th International Symposium on Microwave and Optical Technology (ISMOT-2011), ISBN: 978-80-01-04887-0, pp. 19-22, June, 20-23, Prague, Czech Republic, 2011.

სტატიებმა გაიარეს რეცენზია და მიღებულია დასაბეჭდად შემდეგი საერთაშორისო სიმპოზიუმების ორგკომიტეტების მიერ

- G.V. Jandieri, A. Ishimaru, K. Yasumoto “Statistical Characteristics of Scattered Radiation by Collisional Magnetized Turbulent Plasma Slab”; 31th Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), March 27-30, 2012, Kuala Lumpur, Malaysia.
- G.V. Jandieri, A. Ishimaru, K. Yasumoto „On the Influence of Spatial-Temporal fluctuations of Electron Density and Magnetic Field Fluctuations on the Angular Power Spectrum of Scattered Electromagnetic Wave by Magnetized Plasma Slab” (PIERS Online).
- G.V. Jandieri, A. Ishimaru, N.N. Zhukova „Statistical moments of scattered electromagnetic waves in collisional magnetized turbulent plasma slab caused by electron density and magnetic field fluctuations“; Advanced Electromagnetics Symposium AES 2012, 16-19 April, Paris, France.
- G.V. Jandieri „On the influence of spatial temporal fluctuations of magnetized turbulent plasma parameters on the angular power spectrum of scattered electromagnetic waves“; Advanced Electromagnetics Symposium AES 2012, 16-19 April, Paris, France.

სტატია გადის რეცენზიას რეფერირებად საზღვარგარეთის ჟურნალში

- G. V. Jandieri, A. Ishimaru, V. G. Jandieri, N. N. Zhukova „The influence of spatial-temporal fluctuations of both electron density and external magnetic field fluctuations on statistical characteristics of scattered electromagnetic waves in magnetized plasma”

ორგანიზება გავუკეთე სექციას “Electromagnetic Waves Propagation in the Atmosphere and Remote Sensing” და ვარ მისი ხელმძღვანელი სიმპოზიუმზე 31th Progress in Electromagnetics Research Symposium (PIERS), რომელიც ჩატარდება 27-30 მარტს, მალაიზიის დედაქალაქ კუალა-ლამპურში.

გ. ჯანდიერი 22 დეკემბერი 2011 წელი