



ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

გიორგი გეწაძე

**სოლიტონური აკუსტიკური და მაგნიტოაკუსტიკური ტალღები
სუსტად იონიზირებულ პლაზმაში**

ფიზიკის დეპარტამენტი
სამაგისტრო პროგრამა: „ფუნდამენტური ფიზიკა“
სპეციალიზაცია: „პლაზმის ფიზიკა“

მისანიჭებელი აკადემიური ხარისხი:
„ფიზიკის მაგისტრი“, სპეციალიზაცია: „პლაზმის ფიზიკა“

სამაგისტრო ნაშრომის ხელმძღვანელი:

ნოდარ ცინცაძე

აკადემიკოსი

თსუ, ფ.ს.მ.ფ., ფიზიკის დეპარტამენტი,
პლაზმის ფიზიკის ქვემომართულების
სრული პროფესორი

თბილისი, 2013

სარჩევი

<u>ანოტაცია</u>	<u>3</u>
<u>შესავალი</u>	<u>5</u>
<u>1. რიმანის ამონახსნი</u>	<u>11</u>
<u>2. იონურ-ბგერითი ტალღები დაუმაგნიტებელ პლაზმაში</u>	<u>13</u>
<u>3. მაგნიტოჰიდროდინამიკული მიახლოება</u>	<u>17</u>
<u>4. კვაზიჰიდროდინამიკული მიახლოება</u>	<u>21</u>
<u>5. მაგნიტო-ნეიტრალურ გაზთა ჰიდროდინამიკა</u>	<u>23</u>
<u>6. დასკვნა</u>	<u>29</u>
<u>გამოყენებული ლიტერატურა</u>	<u>31</u>

ანოტაცია

ნაშრომში ვიკვლევთ სუსტად იონიზირებულ პლაზმაში აკუსტიკური და მაგნიტოაკუსტიკური ტალღების გავრცელებას. სრულად იონიზირებულ პლაზმაში უკვე კარგად არის შესწავლილი მაგნიტოჰიდროდინამიკული ტალღების გავრცელება (იხ. [8.1],[8.5],[8.6],[8.7],[8.9]), თუმცა ჩვენს ნაშრომში ახალი ის არის, რომ ჩვენ ვაჩვენებთ თუ როგორი გავლენა აქვს მაგნიტურ ველს ნეიტრალურ ნაწილაკებზე სუსტად იონიზირებულ პლაზმაში. მივიღეთ ნეიტრალუბისთვის მოძრაობის ახალი განტოლება

$$\frac{\partial V_N}{\partial t} + \left(V \frac{\partial}{\partial z} \right) V_N = -\frac{1}{\rho_N} \nabla \left(P_N + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho_N} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{D^2}{\rho_N} \nabla \Delta \rho_N$$

რომელშიც გვაქვს მაგნიტური წევრი, რაც სრულიად ახალი შედეგია და ჯერ ნაჩვენები არასდროს ყოფილა. ბოლო დისიპაციური წევრი აღწერს მუხტების განცალების ეფექტს.

ამ ამოცანის კერძო შემთხვევა იქნება ატმოსფეროს სუსტად იონიზირებულ D ფენაში მიწისძვრის შედეგად გავრცელებული დარტყმითი ტალღების შესწავლა მაგნიტური ველის გათვალისწინებით. ვიხილავთ არაწრფივი ტალღების გავრცელებას მაგნიტური ველის მართობულად და ამოცანა დაგვყავს ჰიდროდინამიკის ძირითად განტოლებაზე რომელშიც დამატებულია განსხვავებული, მაგნიტური ველის წევრი. მცირე რაოდენობით ელექტრონებისა და იონების არსებობა გვაძლევს საშუალებას წარმოიქმნას ეგრედწოდებული მუხტების განცალება, როდესაც ელექტრონებისა და იონების სიმკვრივე აღარ ემთხვევა ერთმანეთს წარმოიქმნება ელექტრული პოტენციური ველი, რომელიც ეწინააღმდეგება განცალებას. ეს ველი ხელს შეუშლის დარტყმითი ტალღის წარმოშობას და შედეგად მიიღება სოლიტონური ამონახსნი. ვაჩვენებთ, რომ სოლიტონის ამონახსნი იცვლება მაგნიტური ველის შემოტანით.

ჩვენს შრომაში პირველად არის ნაჩვენები ნეიტრალურ ნაწილაკებზე მაგნიტური ველის მოქმედების მექანიზმი. ჩვენს მიერ არის პირველად გამოყვანილი მაგნიტურიჰიდროდინამიკის მოძრაობის განტოლება, რომელიც აღწერს ნეიტრალური ნაწილაკების მოძრაობას. იგი შეიცავს მხოლოდ ნეიტრალური ნაწილაკების

თერმოდინამიკულ სიდიდეებს და მაგნიტურ ველს. აგრეთვე ზემოთ აღნიშნულ განტოლებაში, ჩვეულებრივი მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებებისგან განსხვავებით, შეიცავს მუხტის განცალების წევრს.

Annotation

We discuss acoustic and magneto acoustic waves in the weakly ionized plasma. Propagation of waves in ionized plasma is already well studied; it is a subject of Magneto Hydro Dynamics (see [8.1],[8.5],[8.6],[8.7],[8.9]). Our work is different because we show for the first time, what influence a magnetic field has, on the motion of neutral particles. We obtained a new equation of the movement for the neutral particles

$$\frac{\partial \mathbf{V}_N}{\partial t} + \left(\mathbf{V} \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{V}_N = -\frac{1}{\rho_N} \nabla \left(P_N + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho_N} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{D^2}{\rho_N} \nabla \Delta \rho_N$$

This has the magnetic part; it is a new outcome that has not been studied yet. Last member of the equation (dispersive member) is the effect of separation of charges.

Specific case is shock wave propagation in D-layer of ionosphere resulted by earthquakes, without neglecting the magnetic field. We discuss propagation of acoustic waves perpendicular to magnetic field, and the problem is solved to fundamental equation of Magneto Hydro Dynamics but with additional, magnetic part. Presence of electrons and ions in low quantities allows us to have so called separation of charges. When density of electrons and ions are not the same potential electric field is been produced, which resists the separation. This field resists formation of shock waves too. In the result, we get soliton waves. We also show that soliton solutions depend on adding the magnetic field to the problem.

For the first time, we showed the influence mechanism of magnetic field over neutral particles. We produced the magneto hydro dynamical equation of motion, that describes movement

of neutral particles. It contains only thermo dynamical quantities of neutral particles and magnetic field member. This equation is different from magneto hydro dynamical equations also because of the last member caused by charge separation.

შესავალი

ნაშრომი ეხება წრფივი და არაწრფივი ტალღების გავრცელების შესწავლას სუსტად იონიზირებულ პლაზმაში, კერძოდ დედამიწის ატმოსფეროს სუსტად იონიზირებულ ფენებში.

მანამ სანამ შევეხებოდეთ პლაზმის ელექტროდინამიკის საფუძვლებს, საჭიროა გავცეთ პასუხი კითხვებს: რა არის პლაზმა, როგორ არის ის გავრცელებული ბუნებაში და რა ძირითადი მახასიათებლები გააჩნია მას?

პირველად ტერმინი „პლაზმა“ შემოღებულ იქნა ი. ლენგმიურის მიერ 1923 წელს, როდესაც ახდენდა გაზებში ელექტრული განმუხტვის დროს არსებული მოვლენების შესწავლას. ამგვარად, პლაზმის პირველი განსაზღვრა დაკავშირებული იყო უშუალოდ იონიზირებულ გაზთან, რამაც დიდი შედეგი გამოიღო. პლაზმის პირველად განსაზღვრებად ჩავთვალოთ იონიზირებული გაზი, რომელიც შედგება დიდი რაოდენობის დადებითად და უარყოფითად დამუხტული ნაწილაკებისგან, აგრეთვე შესაძლოა ნეიტრალური ატომების და მოლეკულების შემცველობაც.

სწორედ დიდი რაოდენობის დამუხტული ნაწილაკების არსებობა პლაზმაში განაპირობებს თვისებებს, რომელთა დამსახურებაცაა პლაზმის მიკუთვნება ნივთიერების მეოთხე მდგომარეობად, და მის გამოყოფას სხვა უბრალო გაზებისგან.

იონიზებულ გაზთან შეხვედრა გვიწევს პრაქტიკულად ყველგან, მაგალითად ატმოსფეროს მაღალ ფენებში – იონოსფეროში. ატმოსფეროს დაბალ ფენებში (100 კმ.–მდე) დამუხტულ ნაწილაკთა რაოდენობა უმნიშვნელოდ მცირეა, თუმცა შედარებით მაღალ ფენებში (300 – 500 კმ.) აღწევს მაქსიმუმს. იონოსფეროს სწორედ ეს ფენა, რომელსაც F -ფენას უწოდებენ, განაპირობებს დედამიწის გარშემო ელექტრომაგნიტური ტალღების გავრცელებასა და მდგრად რადიო კავშირს დედამიწაზე. უფრო მაღალ ფენებში დამუხტულ

ნაწილაკთა რაოდენობა იკლებს, და ძალზედ მაღალ ფენებში გადასვლა ხდება გაუხშოვებულ პლანეტათაშორის პლაზმაზე.

მეორე გავრცელებული შემთხვევაა ვარსკვლავთა ატმოსფეროს პლაზმა. კოსმოსური ობიექტების უმრავლესობაში (ვარსკვლავები, ნისლეულები და ა.შ.) ნივთიერება იმყოფება იონიზირებულ მდგომარეობაში, ანუ პლაზმის მდგომარეობაში. ვარსკვლავთა პლაზმაში, კერძოდ მზის, მიმდინარეობს მსუბუქი ელემენტების სინთეზის რეაქცია, ეგრედწოდებული თერმობირთვული რეაქცია, რაც იწვევს დიდი რაოდენობით ენერგიის გამოთავისუფლებასა და პლაზმის გაცხელებას. მრავალი ქვეყნის მეცნიერები მუშაობენ მსგავსი მაღალტემპერატურული პლაზმის შექმნის შესაძლებლობაზე დედამიწის პირობებში, რაც წარმოადგენს მართვადი თერმობირთვული სინთეზის შექმნის და კაცობრიობის ამოუწურავი ენერგიით უზრუნველყოფის ამოცანას. სწორედ ამ ამოცანის დასამამ გახადა პლაზმის შესწავლა მნიშვნელოვანი და პლაზმა გახდა ფიზიკის დამოუკიდებელი მიმართულება.

ბუნებაში პლაზმის კიდევ ერთი მაგალითია გაზური განმუხტვის პლაზმა. ამ ტიპის პლაზმის ინტენსიური კვლევა დაკავშირებულია კლასიკური და კვანტური ელექტრონიკისთვის მნიშვნელოვანი ხელსაწყოების შექმნის მოთხოვნებთან.

ბოლოს კი უნდა აღვნიშნოთ მყარტანიანი პლაზმა – მეტალების ელექტრონული პლაზმადან ელექტრონ – ხვრელური პლაზმა ნახევარგამტარებში.

ჩამონათვალის გაგრძელება კიდევ შეიძლება, თუმცა ნათქვამი საკმარისია, რათა დავრწმუნდეთ, თუ რაოდენ მნიშვნელოვანია პლაზმის თვისებების შესწავლა.

როგორც აღვნიშნეთ, პლაზმა შედგება დამუხტული და ნეიტრალური ნაწილაკებისგან. პლაზმის დადებითად დამუხტულ ნაწილაკებს წარმოადგენენ დადებითი იონები (გაზური პლაზმა) და ხვრელები (მყარი ტანის პლაზმა), უარყოფითად დამუხტულ ნაწილაკებს წარმოადგენენ ელექტრონები და უარყოფითი იონები. როგორც წესი, უარყოფითად დამუხტული იონები მნიშვნელოვან როლს არ ასრულებენ პლაზმურ მოვლენებში, და შემდგომში ჩვენ მათ უგულვებელ ვყოფთ.

პლაზმის ნეიტრალური კომპონენტის შემადგენლობა შეიძლება იყოს საკმაოდ რთული: გარდა ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფი ნეიტრალური ატომებისა და მოლეკულებისა, პლაზმაში გაცილებით დიდი რაოდენობით შეიძლება გვექონდეს ატომები და მოლეკულები სხვადასხვა აღზნებულ მდგომარეობებში. მაგრამ ვინაიდან პლაზმა გაზია, მის აღსაწერად იყენებენ იგივე შეხედულებებს, რასაც ჩვეულებრივი გაზის შემთხვევაში.

უბრალო მოლეკულურ-კინეტიკური წარმოდგენებიდან გამომდინარეშემოვიღოთ პლაზმის ძირითადი პარამეტრები.

პირველ რიგში უნდა ვიცოდეთ სხვადასხვა ტიპის ნაწილაკების N_α კონცენტრაცია (სიმკვრივე), შემდგომ ყველა სიდიდეები, რასაც შეხება აქვს პლაზმის ელექტრონებთან აღვნიშნოთ ინდექსით e და იონების (ხვრელების) წევრები – ინდექსით i . თუ პლაზმაში გვხვდება სხვადასხვა ტიპის იონები, საჭიროა შემოვიღოთ სხვადასხვა ტიპის იონებისთვის განსხვავებული კონცენტრაცია, თუმცა შემდგომში არ დავინტერესდებით ატომებისა და მოლეკულების კვანტურ-მექანიკური მდგომარეობით, ამიტომ N_n -ში ვიგულისხმებთ ნეიტრალური ნაწილაკების სრულ რიცხვს მოცულობის ერთეულში, მიუხედავად იმისა არიან თუ არა ეს ნაწილაკები აღზნებული.

პლაზმის შემადგენლობის დახასიათება აგრეთვე მოსახერხებელია სხვა პარამეტრითაც – ელექტრონებისა და ნეიტრალეების კონცენტრაციის თანაფარდობით, ან იონიზაციის ხარისხით $r = \frac{N_e}{N_n}$

იონიზაციის ხარისხის მიხედვით პლაზმას ყოფენ სუსტად იონიზებულ ($r < 10^2 - 10^3$) და სრულად იონიზებულად რომელიც შედგება მხოლოდ დამუხტული ნაწილაკებისგან ($r \rightarrow \infty$). (იხილეთ[8.9])

ვინაიდან პლაზმაში გვხვდება სხვადასხვა ტიპის ნაწილაკები, საჭიროა ვიცოდეთ მათი მუხტი და მასა. გაზურ პლაზმაში ელექტრონების მუხტი $e_e \equiv e$, ამასთან $|e_e| = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$, მასა კი $m_e = m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг.}$, იონების მუხტი $e_i = -Ze$ მასა $m_i = M = A \cdot 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$, სადაც A – შესაბამისი გაზის ატომური მასაა. ნეიტრალური ნაწილაკებისთვის ცხადია მუხტი ნოლის ტოლია და $m_n \approx m_i = M$.

პლაზმის შემადგენელი ნაწილაკები მუდმივად ქაოსურ თერმულ მოძრაობაში იმყოფებიან. ამ მოძრაობის დასახასიათებლად შემოგვაქვს პლაზმის ტემპერატურის გაგება როგორც სრული პლაზმისთვის T ასევე ცალკეული კომპონენტებისთვის T_α .

პლაზმის ტემპერატურა შემოაქვთ იმ დაშვებით, რომ პლაზმა იმყოფება თერმულ წონასწორობაში, და ყველა ტიპის ნაწილაკების იმპულსების მიხედვით განაწილების ფუნქციებს აქვთ მაქსველის განაწილების სახე ერთნაირი ტემპერატურით. ამ შემთხვევაში პლაზმას უწოდებენ იზოთერმულს. ხშირად ხდება, რომ პლაზმის კომპონენტებს აქვთ ნაწილობრივი თერმული წონასწორობა, როდესაც ცალკეული კომპონენტების განაწილება მაქსველის განაწილების მსგავსია სხვადასხვა ტემპერატურით:

$$f_{M\alpha} = \frac{N_\alpha}{(2\pi m_\alpha T_\alpha)^{\frac{3}{2}}} \exp\left(-\frac{p_\alpha^2}{2m_\alpha T_\alpha}\right)$$

ასეთი პლაზმა იზოთერმული არარის.

ვნახოთ, თუ როგორ არიან დამოკიდებული პლაზმის ძირითადი პარამეტრების $T_\alpha N_\alpha$ –ს მნიშვნელობები კონკრეტულ პირობებზე.

ვარსკვლავებში კონცენტრაცია და ტემპერატურა ფართოდ ცვალებადია:

კონცენტრაცია $10^8 - 10^{36} \text{ m}^{-3}$

ტემპერატურა $10^4 - 10^{10} \text{ K}$

ამასთან პლაზმა სრულიად იონიზირებულია. მაგალითად მზის შემთხვევაში

$$N_e \approx N_i \approx 10^{10} - 10^{14} \text{ m}^{-3} \quad T \approx 10^6 - 10^8 \text{ K}$$

თერმოზირთვული სინთეზის მისაღებ დანადგარებში პლაზმის ტემპერატურა $T \geq 10^8 \text{ K}$,

დამუხტული ნაწილაკების კონცენტრაცია კი დამოკიდებულია პლაზმის გათბობის და შენარჩუნების მეთოდებზე:

$$N_e \approx N_i \approx 10^{20} - 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ ან } N_e \approx N_i \approx 10^{28} - 10^{29} \text{ m}^{-3}$$

გაზური განმუხტვის პლაზმას, თერმოზირთვული პლაზმიდან განსხვავებით, დაბალტემპერატურულს უწოდებენ. მისი ტემპერატურა როგორც წესი არ აღემატება

$$T \approx 10^5 \text{ K} \text{ კონცენტრაცია კი } N_e \approx N_i \approx 10^{14} - 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ ამასთან ასეთი}$$

პლაზმა თითქმის ყოველთვის სუსტად იონიზირებულია.

მიწისძვრის დროს წარმოიქმნება დარტყმითი აკუსტიკური ტალღა, რომელიც ძირითადად ვრცელდება ვერტიკალურად. ბგერითი ტალღების ატმოსფეროში გავრცელების

უკეთ შესწავლა და დაკვირვებების შესაძლებლობა გაგვიადვილებს მიწისძვრების ეპიცენტრებისა და განმეორებითი ბიძგების დადგენასა და პროგნოზირებას.

იონოსფეროს F -ფენაში

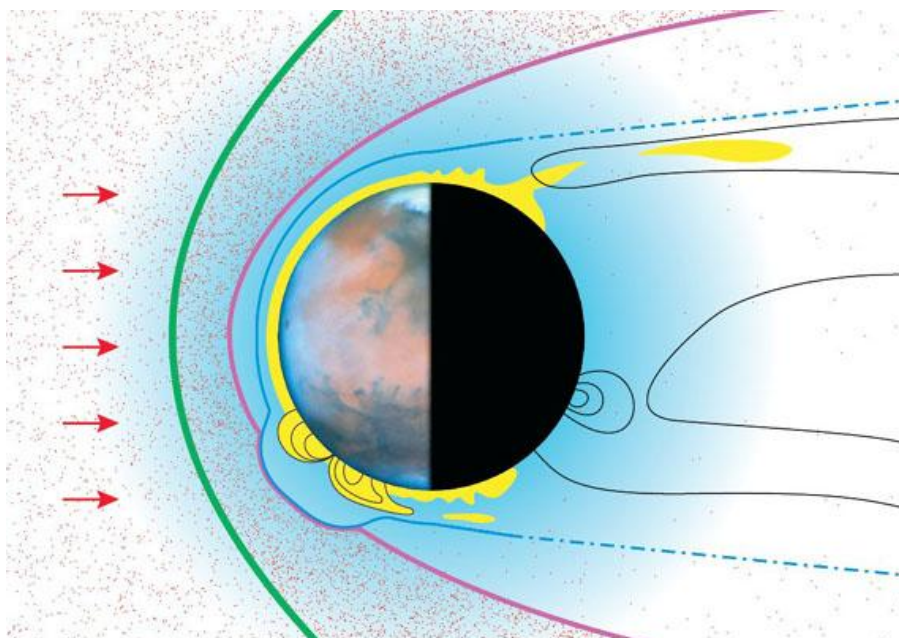
$$N_e \approx N_i \approx 10^{12} \text{ m}^{-3} \qquad N_n \leq 10^{16} \text{ m}^{-3}$$

პლაზმის ტემპერატურა, კი საკმაოდ მაღალია, 3000 K-ს რიგის. დედამიწის რადიუსზე უფრო მეტ სიმაღლეებზე, სადაც პლანეტათაშორისი პლაზმა გვაქვს, დამუხტულ ნაწილაკთა კონცენტრაცია მერყეობს:

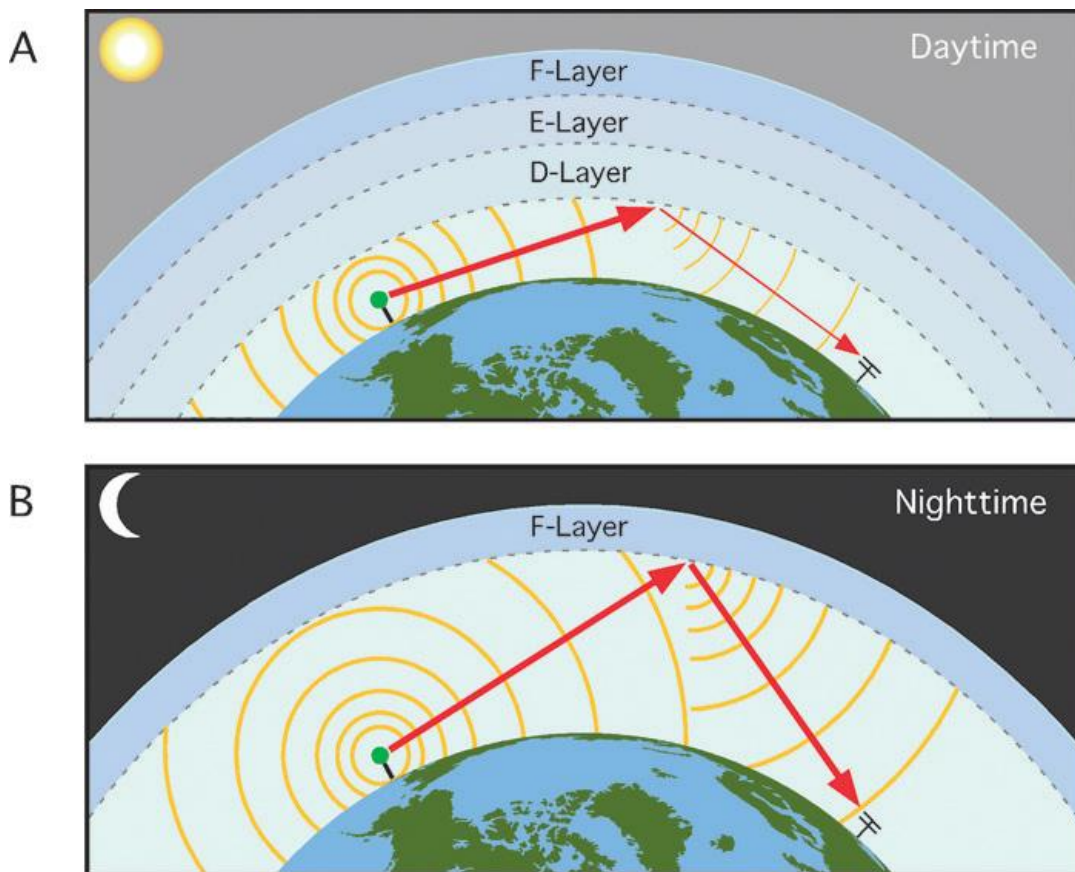
$$10^4 \text{ m}^{-3} \leq N_e \approx N_i \leq 10^7 \text{ m}^{-3} \text{ ამასთან } N_n \ll N_e$$

ანუ პლაზმა თითქმის მთლიანად იონიზირებულია, ტემპერატურა კი $T \approx 10^4 \text{ K}$

ატმოსფეროს D ფენაში (დედამიწის ზედაპირიდან 60-90 კმ.) დამუხტულ ნაწილაკთა კონცენტრაცია $N_{max} \ 10^2 - 10^3$ რიგისაა კუბურ სანტიმეტრში. სწორედ ამ ფენას შეეხება ჩვენი ნაშრომი. ეს არის სუსტი იონიზაციის არე. ამ გარემოს იონიზაციას ძირითადად იწვევს მზის რენტგენული გამოსხივება. მნიშვნელოვნად მცირე წვლილი შეაქვთ იონიზაციის დამატებით სუსტ წყაროებს: მეტეორიტებს, რომლებიც იწვიან 60-100 კმ სიმაღლეებზე, კოსმოსურ სხივებს, აგრეთვე მაგნიტოსფეროს მაღალი ენერგიის მქონე ნაწილაკებს (რომლებიც აღწევენ ამ ფენაში მაგნიტური ქარიშხლების დროს).



მზის ქარიშხლების გავლენა საკმაოდ შესწავლილი, ამიტომ რთული არ იქნება მიწისპირით გამოწვეული ტალღების ამ ფენაში გავლენის გამიჯვნა სხვა ფაქტორებით გამოწვეული შემფოთებებისგან. ფენისთვის დამახასიათებელია იონიზაციის ხარისხის მკვეთრი შემცირება ღამის საათებში, რაც აგრეთვე გავლენას ახდენს რადიოკავშირზეც.



ნაშრომში გვინდა ვაჩვენოთ, რომ სუსტად იონიზირებულ გარემოში სადაც ვრცელდება ბგერა, მცირე რაოდენობით ელექტრონებისა და იონების არსებობა საშუალებას იძლევა, წარმოიქმნას ე.წ. მუხტების განცალგება, ანუ ელექტრონებისა და იონების სიმკვერივე აღარ დაემთხვევა ერთმანეთს. წარმოქმნილი პოტენციური ელექტრული ველი ეწინააღმდეგება განცალგებას. გვსურს ვაჩვენოთ, რომ ეს ველი გამოიწვევს არაწრფივი ტალღის დისპერსიას და შედეგად მოგვცემს სოლიტონურ ამონახსნს.

განვიხილავთ ტალღის გავრცელებას მაგნიტური ველის მართობული მიმართულებით, ამოხსნა დადის ჰიდროდინამიკის ძირითად განტოლებაზე განსხვავებული წევრის დამატებით.

1. რიმანის ამონახსნი

ბგერითი ტალღების შესწავლისას, როდესაც ვუშვებთ, რომ რხევის ამპლიტუდა მცირეა, ვიღებთ წრფივ მოძრაობის განტოლებებს, რაც მარტივი ამოსახსნელია. ამონახსნს წარმოადგენს:

$$x \pm ct$$

(სადაც C ბგერის სიჩქარეა) ბრტყელი ტალღა, რაც შეესაბამება გამრბენ ტალღას უცვლელი პროფილით. ასეთ ტალღაში სიმკვრივე, წნევა, სიჩქარე და სხვა სიდიდეები წარმოადგენენ $x \pm ct$ ფუნქციის ერთსა და იმავე კომბინაციის ფუნქციებს და შეიძლება გამოსახული იყვნენ ერთმანეთის ფუნქციებით, ანუ გამოსახულებებით, რომლებიც ცხადად არ შეიცავენ კოორდინატებსა და დროს:

$$P = P(\rho) \quad V = V(P) \dots$$

იმ შემთხვევაში, როდესაც ამპლიტუდა არარის მცირე, ანალოგიურ გამოსახულებებს აღარ აქვთ ადგილი, თუმცა შესაძლებელია მოიძებნოს მოძრაობის განტოლებების ზუსტი, ზოგადი ამონახსნი, რომელიც წარმოადგენს ბრტყელ გამრბენ ტალღას და $f(x \pm ct)$ ფუნქციის განზოგადებას.

ჩვენი მთავარი მოთხოვნაა, რომ სიმკვრივე და სიჩქარე გამოისახებოდეს ერთმანეთის ფუნქციებით. თუ არ გვექნება დარტყმითი ტალღები, მოძრაობა ადიაბატურია, თუ გაზი იყო ერთგვაროვანი, ის კვლავ ერთგვაროვანი დარჩება

$$S = \text{const}$$

წნევაც მხოლოდ სიჩქარის ფუნქცია იქნება. ბრტყელ ბგერით ტალღაში, რომელიც x -ღერძის გასწვრივ ვრცელდება, ყველა სიდიდე დამოკიდებულია x -სა და t -ზე.

უწყვეტობის და ეილერის განტოლებები:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0$$

გადავწეროთ:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho V)}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial \rho} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (1.2)$$

გავითვალისწინოთ, რომ:

$$\frac{\partial \rho / \partial t}{\partial \rho / \partial x} = -\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_\rho$$

და მივიღებთ:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_\rho &= \frac{\partial(\rho V)}{\partial \rho} = V + \rho \frac{dV}{d\rho} \\ \left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_V &= V + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dV} \end{aligned} \quad (1.3)$$

ვინაიდან ρ -ს მნიშვნელობა ცალსახად განსაზღვრავს V -ს, ამიტომ სულერთია როლმელს ჩავთვლით მუდმივად:

$$\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_\rho = \left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_V$$

საიდანაც:

$$\rho \frac{\partial V}{\partial \rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dV} = \frac{c^2}{\rho} \frac{d\rho}{dV}$$

ამგვარად, $\frac{d\rho}{dV} = \pm \frac{c}{\rho}$ საიდანაც:

$$V = \pm \int \frac{c}{\rho} d\rho = \int \frac{d\rho}{\rho c} \quad (1.4)$$

ამგვარად განისაზღვრება ტალღაში ზოგადი კავშირი სიჩქარესა და სიმკვრივეს, ან წნევას შორის.

შემდეგ (1.3) და (1.4)-ის კომბინირებით ვწერთ:

$$\left(\frac{\partial x}{\partial t}\right)_V = + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dV} = V \pm c(V)$$

$$x = t[v \pm c(V)] + f(V) \quad (1.5)$$

სადაც $f(V)$ სიჩქარის რაიმე ფუნქციაა, ხოლო $c(V)$ განისაზღვრება (1.4) ტოლობით.

ფორმულები (1.4) (1.5) წარმოადგენენ რიმანის ზოგად ამონახსნს.

მცირე ამპლიტუდების სასაზღვრო შემთხვევაში, სიჩქარე რომლითაც გადაადგილდება ტალღის პროფილის წერტილები, შეგვიძლია განვიხილოთ როგორც შემფოთების გავრცელების გაზის მიმართ და თვითონ გაზის გადაადგილების ზედდება:

$$u = V \pm c \quad (1.6)$$

ამ შემთხვევაში სიჩქარე წარმოადგენს სიმკვრივის ფუნქციას და ამიტომ განსხვავებულია პროფილის სხვადასხვა წერტილებისთვის. ამგვარად ტალღის პროფილი იცვლის ფორმას დროთა განმავლობაში, მიიღება დარტყმითი ტალღა.

ნეიტრალურ გაზებში ბგერა ვრცელდება დისპერსიის გარეშე ($\omega = kc_a$). ბგერის

სიჩქარეა: $\sqrt{\frac{T}{m}}$ ეილერის განტოლება გვიჩვენებს, რომ ფაზური სიჩქარე არარის

დამოკიდებული k -ზე. იდეალურ მაგნიტურ ჰიდროდინამიკაშიც ანალოგიურად არგვაქვს დისპერსია, ამიტომ ორივე შემთხვევაში თუ ამპლიტუდა საკმარისად დიდია, ხდება

დარტყმითი ტალღის ფორმირება. ამისთვის საჭირო პირობაა: $\left(\frac{\partial n}{\partial V}\right) > 0$

2. იონურ – ბგერითი ტალღები დაუმაგნიტებელ პლაზმაში

დავუშვათ, რომ პლაზმაში, იონური და ელექტრონული კომპონენტები აღიწერება ჰიდროდინამიკის განტოლებებით. თუ მაგნიტური ველი არ გვაქვს, ძირითადი განტოლებები იქნება:

$$\frac{\partial V_{i,e}}{\partial t} + (V_{i,e} \nabla) V_{i,e} = -\frac{1}{nm_{i,e}} \nabla P_{i,e} - \frac{e_{i,e}}{m_{i,e}} \nabla \phi \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_{i,e}}{\partial t} + \nabla \cdot (n_{i,e} V_{i,e}) = 0 \quad (2.2)$$

$$\Delta \varphi = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (2.3)$$

სადაც φ ელექტრო პოტენციალია; ინდექსები i, e განსაზღვრავენ ნაწილაკის ტიპს (იონი ან ელექტრონი, სადაც $e_i = e = -e_e$).

განტოლებები (3.1)–(3.3) დაწერილია დაშვების საფუძველზე, რომ, პლაზმის იონური და ელექტრული კომპონენტები სუსტად ურთიერთქმედებენ და ამგვარად შეუძლიათ გააჩნედეთ სრულიად გასხვავებული ტემპერები (და აქედან გამომდინარე განსხვავებული წნევებიც, ვინაიდან $p \sim nT$). ასეთი პირობები გვხვდება საკმაოდ გაუხშობელ პლაზმაში.

მომავალში განვიხილოთ მხოლოდ დაბალ სიხშირული (იონური) პლაზმის რხევები, რომელთა პერიოდებიც ელექტრონული პლაზმის სიხშირესთან შედარებით მცირეა

$$\tau^{-1} \ll \omega_{0e} = \left(\frac{4\pi n_0 e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

ცნობილია, რომ ასეთი რხევები სუსტად მიიღევა მხოლოდ $T_e \gg T_i$ პირობის დროს. სიმარტივისთვის დავუშვათ, რომ $T_i = 0$ და შესაბამისად $p_i = 0$. ელექტრონებს რაც შეეხებათ, დავუშვათ რომ მათი მოსვენების პერიოდი იმდენად მცირეა (იონების რხევის პერიოდთან შედარებით), რომ ელექტრონების სიმკვრივე შეიძლება აღიწეროს ბოლცმანის განაწილებით:

$$n_e = n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) \quad (2.5)$$

სადაც T ყოველთვის ნიშნავს ელექტრონების ტემპერატურას.

ამ დაშვებებით, იონების მოძრაობის განტოლებები გარდაიქმნება შემდეგ განტოლებებად:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V \cdot \nabla)V = -\frac{e}{m_i} \nabla \varphi \quad (2.6)$$

$$\Delta\varphi = 4\pi e \left[n_0 \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) - n \right] \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nV) = 0 \quad (2.8)$$

მცირე რხევების შემთხვევაში, როდესაც ამ განტოლებების გაწვრივებაა შესაძლებელი, დისპერსიის განტოლება მოგვყავს შემდეგი ფორმით:

$$\omega = \sqrt{\frac{T}{m}} k(1 + k^2 D^2)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.9)$$

სადაც D დეზაის რადიუსია

$$D^2 = \frac{T}{4\pi n_0 e^2} \quad (2.10)$$

(3.9) დამოკიდებულება ცნობილი განაწილებითი განტოლებათა პლაზმაში იონების

რხევისთვის, სადაც $T_i = 0$. როდესაც გვაქვს გრძელი ტალღის სიგრძის ზღვრული

შემთხვევა $kD \ll 1$, დამოკიდებულება გულისხმობს, $\omega(k) = c_0 k - \beta k^3$ ფორმას,

სადაც:

$$c_0 = \left(\frac{T}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \beta = \frac{c_0 D^2}{2} \quad (2.11)$$

და არასტაციონარული წრფივი ტალღების განვითარება აღიწერება შემდეგი

დამოკიდებულებებით:

$$\Phi(x, t) = \pi^{-\frac{1}{2}} (3\beta t)^{-\frac{1}{3}} \int_{-\infty}^{+\infty} A_i \left[\frac{x-x'}{(3\beta t)^{\frac{1}{3}}} \right] \Phi(x', 0) dx' \quad (2.12)$$

$$\text{სადაც} \quad A_i(z) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \cos\left(\frac{V^3}{3} + Vz\right) dV$$

$$z \rightarrow -\infty \quad \left(\frac{x}{\beta} < 0\right)$$

$$\Phi(x, t) = |3\pi^2 \beta t x|^{-\frac{1}{4}} \operatorname{Re} \left\{ \chi \left(\left| \frac{x}{3\beta t} \right|^{\frac{1}{2}} \right) \exp \left[-i \left(\frac{2}{3} |z|^{\frac{3}{2}} - \frac{\pi}{4} \right) \right] \right\} \quad (2.13)$$

$$z \rightarrow \infty \quad \left(\frac{x}{\beta} > 0\right)$$

$$\Phi(x, t) = \frac{|3\pi^2\beta tx|^{-\frac{1}{4}}}{2} \chi \left[i \left| \frac{x}{3\beta t} \right|^{\frac{1}{2}} \right] \exp \left(-\frac{2}{3} z^{\frac{3}{2}} \right) \quad (2.14)$$

ვნახოთ რა ფორმას მიიღებს (2.6) – (2.8) წრფივი განტოლებები საკმაოდ გრძელი ტალღების შემთხვევაში. დავუშვებთ რომ წონასწორობის მდგომარეობიდან გადახრა არ არის იმდენად დიდი, რომ არ შემოვიფარგლოთ მეორე რიგის არაწრფივი წევრებით. ამგვარად შეგვიძლია წარმოვადგინოთ ორი მცირე პარამეტრი:

$$\varepsilon = \frac{D}{l} \ll 1 \quad \mu = \frac{n-n_0}{n_0} \sim \frac{V}{c_0} \ll 1 \quad (2.15)$$

და ε და μ – ში შევინარჩუნებთ მხოლოდ მეორე რიგის წევრებს.

ვინაიდან (2.7) განტოლების მარცხენა მხარე სხვა წევრების მიმართ εZ რიგის არის,

ჩვენ შეგვიძლია ამოვხსნათ ეს განტოლება φ –სთვის.

$$\begin{aligned} n_0 \exp \left(\frac{e\varphi}{T} \right) &\approx n + \frac{T}{4\pi e^2} \Delta \ln \frac{n}{n_0} \\ e\nabla\varphi &= T \exp \left(-\frac{e\varphi}{T} \right) \nabla \exp \left(\frac{e\varphi}{T} \right) \approx \frac{T}{n} \nabla n + \frac{T}{n_0} D^2 \nabla n \end{aligned} \quad (2.16)$$

ჩავსვათ (3.6) განტოლებაში და ფუნდამენტურ განტოლებებს მივიღებთ ფორმით:

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (V\nabla)V = -C_0^2 \frac{\nabla n}{n} - \frac{2c_0\beta\nabla\Delta n}{n_0} \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (nV) = 0$$

სადაც C_0 და β განისაზღვრება (3.11)–ით, $2c_0\beta\nabla\Delta n$ დისპერსიული წევრია, თუ მას უგულვებელ ვყოფთ მივიღებთ ჰიდროდინამიკის განტოლებებს, ეფექტური ადიაბატური ეხპონენტი $\gamma = 1$.

3. მაგნიტოჰიდროდინამიკული მიახლოება

მანამ, სანამ გადავიდოდეთ პლაზმაში დაბალსიხშირული ტალღების გავრცელების კვლევაზე, როდესაც საჭიროა გავითვალისწინოთ იონების მოძრაობა, ყურადღება მივაქციოთ რამდენიმე შენიშვნას პლაზმის დინამიკის შესახებ.

პლაზმაში მიმდინარე მოძრაობების მკაცრი ანალიზის შემთხვევაში, ველის განტოლებების გარდა, საწყის განტოლებებს წარმოადგენენ კინეტიკური განტოლებები ელექტრონების, იონებისა და მოლეკულებისთვის. ამგვარი განტოლებათა სრული სისტემა უაღრესად რთულია; კინეტიკური განტოლება, როგორც ცნობილია, ყოველთვის როდია პრაქტიკულად გამოსადეგარი გაცილებით უფრო მარტივ შემთხვევაშიც კი, როდესაც გვაქვს ერთი ტიპის ნაწილაკებისგან შემდგარი აირი. ამიტომ დიდი მნიშვნელობა აქვთ პლაზმაში დინამიკური ამოცანების ამოხსნის სხვადასხვა მიახლოების მეთოდებს.

ასეთ მიახლოებებში ერთერთი ყველაზე მნიშვნელოვანია აირის აღწერა ჰიდროდინამიკის, ან თუ პლაზმაზეა ლაპარაკი, მაგნიტოჰიდროდინამიკის მეშვეობით. ეს მიახლოება სამართლიანია, თუ ნაწილაკების თავისუფალი გარბენის მანძილი l , მცირეა მახასიათებელ მანძილ L -ზე, რომელიც გვხვდება ამოცანაში (ტალღის სიგრძე, მყარი სხეულების ან ჭურჭლის ზომები). გარდა ამისა, თავისუფალი გარბენის დრო

$$\tau_{eff} = \frac{1}{v_{eff}} = \frac{l}{v_T}$$

და იონების მაგნიტურ ველში მიმოქცევის პერიოდი

$$\frac{2\pi}{\Omega_H} = \frac{2\pi M c}{|e| H}$$

მცირე უნდა იყოს ვიდრე მახასიათებელი დრო

$$t \sim \frac{2\pi}{\omega}$$

რომლის განმავლობაშიც მნიშვნელოვნად იცვლება ჰიდროდინამიკული მოძრაობა (ამ დროის როლს თამაშობს, მაგალითად, რხევის სიხშირე). ეს უკანასკნელი მოთხოვნა დაიყვანება შემდეგი უტოლობის შესრულების მოთხოვნაზე:

$$\omega \ll v_{eff}, \quad \omega \ll \Omega_H$$

$\omega \ll \nu_{eff}$ პირობის შესრულება უზრუნველყოფს $l \ll L$ პირობის დაცვას, თუ

მაკროსკოპული მოძრაობის სიჩქარე U , მნიშვნელოვნად არ აღემატება თერმულ სიჩქარეს

$$v_T = \sqrt{\frac{\chi T}{M}}$$

იმისათვის რომ, გარემო, ათვლის სისტემაში, რომლის მიმართაც მისი სიჩქარე ნულია,

ჩაითვალოს იზოტროპულად მაგნიტური ველის არსებობის შემთხვევაშიც კი, საჭიროა

ჩავთვალოთ, რომ აგრეთვე სრულდება პირობა:

$$\omega_H = \frac{|e|H}{mc} \ll \nu_{eff}$$

ბოლოს კი, დაბალ სიხშირული შემთხვევის განხილვისას შეგვიძლია უბრალოდ უგულებელ

ვყოთ წანაცვლების დენი გამტარობის დენთან შედარებით (პირობა $\frac{4\pi\sigma}{\omega} \gg \epsilon$), და ასევე

ჩავთვალოთ რომ ელექტრული გამტარებლობა არარის დამოკიდებული რხევის სიხშირეზე.

მოვიყვანოთ საწყისი განტოლებების სისტემა:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}] \right\} \quad (3.2)$$

$$\rho_M \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{B}] = -\nabla P - \frac{1}{4\pi} [\mathbf{B} \nabla \times \mathbf{B}] \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0 \quad (3.4)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{n}{T^{\frac{3}{2}}} \right) = 0$$

სადაც ρ_M გარემოს სიმკვრივეა, სიბლანტე უგულებელ ყოფილია და გათვალისწინებულია,

რომ განხილული არარელატივისტური შემთხვევისთვის მიღებული შეხედულებების

თანახმად თავისუფალი მუხტების სიმკვრივე და კონვექტიური დენის სიმკვრივე შეიძლება

ჩაითვალოს ნულის ტოლად.

$$\rho = m_i n_i = m_i n_e \quad P = nT$$

განტოლებათა სრული სისტემის მისაღებად (3.1–3.4) განტოლებებს უნდა დავუმატოთ მდგომარეობის $p = p(\rho, T)$ და სითბოს გადატანის განტოლებები. სიმარტივისთვის თუ შემოვიფარგლებით იზოთერმული შემთხვევით ($T = \text{const}$), მაშინ აღარ იქნება საჭირო უკანასკნელი განტოლების დაწერა.

(3.2) გამოსახულება წარმოადგენს ომის კანონს მოძრავი გარემოსთვის

$(\mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{VB}])$ – ელექტრული ველია გარემოსთან ერთად მოძრავი ათვის სისტემაში)

(3.1) (3.2)–იდან ვიღებთ:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{VB}] + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{B} \quad (3.5)$$

იზოთერმული შემთხვევისთვის (3.3–3.5) და მდგომარეობის განტოლება წარმოადგენენ სრულ სისტემას.

თუ გამტარობა საკმარისად დიდია (ფორმალურად $\sigma \rightarrow \infty$) დენის სიმკვრივის სასრულობის პირობისა და ომის კანონიდან (3.2) გამომდინარეობს დამოკიდებულება:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} [\mathbf{VB}] \quad (3.6)$$

გაურკვევლობის თავიდან აცილების მიზნით აუცილებლად უნდა აღინიშნოს, რომ საუბარი მიდიოდა მაგნიტოჰიდროდინამიკულ მიახლოებაზე, ასე ვთქვათ, ამ სიტყვის ჭეშმარიტი მნიშვნელობით, ანუ როდესაც გარემო შეიძლება ჩაითვალოს უწყვეტად.

თუკი ვისაუბრებთ მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებებზე, უბრალო ჰიდროდინამიკის განტოლებების მსგავსად, მათი გამოყენება შესაძლებელია არამხოლოდ უწყვეტი (გაუხშობელი) გარემოს შემთხვევაში, არამედ მაგალითად დაუჯახებელ პლაზმაშიც. ამ მნიშვნელოვან საკითხს კიდევ შევეხებით, ამჯერად კი საკმარისია აღვნიშნოთ, რომ მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებების წარმატებული გამოყენება (უფრო სწორედ საუბარია როგორც წესი მხოლოდ იდეალური გამტარობის მქონე გარემოს მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებებზე) იმისთვის, რომ აღვწეროთ პროცესები,

რომლებიც არ არიან ჰიდროდინამიკულები ამ სიტყვის ზუსტი მნიშვნელობით, არარის გასაკვირი. საკმარისია ითქვას, რომ მაგნიტოჰიდროდინამიკის განტოლებებს საფუძვლად უდევთ ველის და კლასიკური მექანიკის განტოლებები, რომელთა გამოყენებაც, რა თქმა უნდა, არ შემოიფარგლება ზემოთ აღნიშნული უტოლობებით. ამიტომ, ბუნებრივიცაა, რომ ასეთი ზოგადი განტოლებების ამონახსნები შეიძლება აპროქსიმირდებოდეს მაგნიტოჰიდროდინამიკული განტოლებების ამონახსნებით მაშინ როდესაც არ გვაქვს, ან გვაქვს მხოლოდ მცირე სიხშირის დაჯახებები. ეს განსაკუთრებით ეხება მაგნიტური ველის მართობულად მოძრაობას, რომლის შემთხვევაშიც, ველი ეწინააღმდეგება ცალკეული ნაწილაკების გადაადგილებას მის მართობულად.

სხვა სიტყვებით რომ ვთქვათ, მაგნიტური ველი, ზოგი დეფორმაციის მიმართ გარემოს ხდის თითქოს და უწყვეტად, ამასთან ერთად თავისუფალი გარბენის

$$l = \frac{V_T}{v_{eff}}$$

მანძილის როლს თამაშობს იონური ორბიტის რადიუსი:

$$r_{B,i} \sim \frac{v_{T,i} M c}{e B(0)} = \frac{\sqrt{\chi T M c^2}}{e B(0)} \text{ სადაც } V_{T,i} = \sqrt{\frac{\chi T}{M}}, T = T_i$$

უფრო ზუსტად, ასეთი გარემო ველის მართობული მიმართულებით $\lambda \gg r_{B,i}$

მახასიათებელი სიგრძის მქონე ტალღის მოძრაობისთვის უწყვეტი გარემოს მსგავსია.

თუმცა საერთო ჯამში, მაგნიტოჰიდროდინამიკული მიდგომა გამოუსადეგარია, ან ყოველ შემთხვევაში სრულიად არასაკმარისია პლაზმაში მოძრაობის ანალიზისთვის, თუ დარღვეულია უკვე ნათქვამი პირობები:

$$\omega \ll v_{eff} \quad \omega_H \ll v_{eff} \quad (3.7)$$

ამასთან ერთად, პლაზმის ფიზიკის აქტუალური პრობლემების უმეტესი ნაწილი მიეკუთვნება სწორედ იმ შემთხვევას, როდესაც არ სრულდება (3.7) კერძოდ კი დიდ ინტერესს იწვევს ამოცანები, რომლებშიც დაჯახებები საერთოდ შეგვიძლია უგულვებელ ვყოთ (დაუჯახებელი პლაზმა).

4. კვაზიჰიდროდინამიკული მიახლოება

ძირითადი მიახლოების მეთოდი, რომელიც გამოიყენება პლაზმის დინამიკაში მაგნიტური ჰიდროდინამიკის გამოყენების ფარგლებს გარეთ, შეგვიძლია ჩავთვალოთ კვაზიჰიდროდინამიკულ მიახლოებად. საუბარია გადატანის განტოლებების გამოყენებაზე, რომლებიც საკმაოდ მსგავსია ჰიდროდინამიკულ განტოლებებთან.

თუ გვაქვს აირი, რომელიც შედგება n -სახის ნაწილაკებისგან, საჭიროა საწყისი განტოლებების სახით დავწეროთ $f^{(n)}(t, r, V)$ განაწილების ფუნქციისთვის n -ცალი კინეტიკური განტოლება ყოველი ტიპის ნაწილაკებისთვის. პლაზმისთვის, რომელიც შედგება ელექტრონების, იონებისა და მოლეკულებისგან კონცენტრაციებით N, N_i და N_m გვაქვს:

$$mN \left(\frac{\partial \mathbf{V}_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_e \nabla) \mathbf{V}_e \right) = -eN \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_e \mathbf{B}] \right\} - \\ - \nabla (\chi T_e N) + mN v_{ei} (v_i - v_e) + mN v_{em} (v_m - v_e) \quad (4.1)$$

$$MN_i \left(\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \nabla) \mathbf{V}_i \right) = eN_i \left\{ \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{V}_i \mathbf{B}] \right\} - \\ - \nabla (\chi T_i N_i) + mN_i v_{ei} (v_e - v_i) + MN_i v_{im} (v_m - v_i) \quad (4.2)$$

$$MN_m \left(\frac{\partial \mathbf{V}_m}{\partial t} + (\mathbf{V}_m \nabla) \mathbf{V}_m \right) = - \\ - \nabla (\chi T_m N_m) - mN v_{em} (v_m - v_e) - MN_i v_{im} (v_m - v_i) \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \mathbf{V}_e) = 0 \quad \frac{\partial N_i}{\partial t} + \nabla \cdot (N_i \mathbf{V}_i) = 0 \quad \frac{\partial N_m}{\partial t} + \nabla \cdot (N_m \mathbf{V}_m) = 0 \quad (4.4)$$

სრული განტოლებათა სისტემის მისაღებად საჭიროა დავამატოთ ველის განტოლებები და ენერგიის შენახვის ან სითბოს გადატანის განტოლება:

$$\begin{aligned}\nabla \times \mathbf{B} &= \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}' + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{E} &= 4\pi \rho' \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \mathbf{j}' &= -e(N\mathbf{V}_e - N_i\mathbf{V}_i) & \rho' &= -e(N - N_i)\end{aligned}\quad (4.5)$$

სიმარტივისთვის შემოვიფარგლებით იზოთერმული შემთხვევით და თან:

$$T_e = T_i = T_m = T$$

მხოლოდ ელექტრონ-იონური, და სუსტად იონიზირებული გაზის მოძრაობისთვის, შემოვიტანოთ აღნიშვნები:

$$\begin{aligned}\rho_e &= mN, \quad \rho_i = MN_i, \quad \rho_m = MN_m, \quad \rho_m = \rho_e + \rho_i + \rho_m, \quad \rho_p = \rho_e + \rho_i, \\ \mathbf{V}_p &= \frac{\rho_e \mathbf{V}_e + \rho_i \mathbf{V}_i}{\rho_e + \rho_i}, \quad \mathbf{V} = \frac{\rho_e \mathbf{V}_e + \rho_i \mathbf{V}_i + \rho_m \mathbf{V}_m}{\rho_e + \rho_i + \rho_m}, \\ P_p &= P_e + P_i, \quad P = P_e + P_i + P_m = \chi T(N + N_i + N_m)\end{aligned}\quad (4.6)$$

თუ შევკრებთ (3.1), (3.2), (3.3) განტოლებებს, გავითვალისწინებთ, რომ:

$$\frac{d\mathbf{V}^{(n)}}{dt} \equiv \frac{d\mathbf{V}^{(n)}}{dt} + (\mathbf{V}^{(n)} \nabla) \mathbf{V}^{(n)}$$

მაშინ მცირე წევრების გადაყრით მივიღებთ:

$$\rho_m \frac{d\mathbf{V}_m}{dt} = -\nabla P + \frac{1}{c} [\mathbf{j}' \mathbf{B}] \quad (4.7)$$

თუ დავუშვებთ, რომ ყველა ნაწილაკის სიჩქარე დაახლოებით ერთმანეთის ტოლია, მაშინ

(3.7) განტოლება გახდება მაგნიტოჰიდროდინამიკის ძირითადი განტოლება.

აქ მიღებულია, რომ $\mathbf{j}' = \mathbf{j}$ და მუხტის სიმკვრივე $\rho' = 0$

($\mathbf{j}'$ -ისთვის ვერ ვიგულისხმებთ, რომ $\mathbf{V}_e = \mathbf{V}_i$)

MHD-ის განტოლებაზე გადასვლა ფიზიკურად გასაგებიცაა, რადგან ნაწილაკების დაჯახებების გაზრდით, გაზის სხვადასხვა შემადგენელი ნაწილაკების საშუალო სიჩქარეები პრაქტიკულად ერთნაირი უნდა გახდეს.

5. მაგნიტო-ნეიტრალურ გაზთა ჰიდროდინამიკა

ვაჩვენოთ, რომ სუსტად იონიზირებულ გარემოში, მაგნიტური ველი იწვევს ნეიტრალეების მოძრაობას. ვიღებთ სამ მოძრაობის განტოლებას: ელექტრონებისთვის, იონებისთვის და მოლეკულებისთვის, ვჯამავთ და გადაგვყავს ნეიტრალეების შემცველ წევრებზე.

ჩვენი მთავარი შედეგია შემდეგი ფორმულა, ის გვიჩვენებს სუსტად იონიზირებული პლაზმის შემთხვევაში, ნეიტრალური ნაწილაკების მოძრაობის კავშირს მაგნიტურ ველზე, ამგვარი დამოკიდებულება შესწავლილი არ ყოფილა და მრავალი საინტერესო შედეგი შეიძლება მოყვეს შემდგომ კვლევებს ამ საკითხთან დაკავშირებით.

$$\frac{\partial V_N}{\partial t} + \left(\mathbf{V} \frac{\partial}{\partial z} \right) V_N = -\frac{1}{\rho_N} \nabla \left(P_N + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho_N} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{D^2}{\rho_N} \nabla \Delta \rho_N$$

ამ ფორმულის მისაღებად ავიღეთ სამი მოძრაობის განტოლება: ელექტრონებისთვის, იონებისთვის და მოლეკულებისთვის, ავჯამეთ და გადავედით ნეიტრალეების შემცველ წევრებზე. ნეიტრალეების მოძრაობის განტოლებაში წარმოიქმნება მაგნიტური ველის წევრი რაც ძალზედ მნიშვნელოვანია, ვინაიდან ეს ნიშნავს, რომ მაგნიტურ ველს შეუძლია ჩვენს შემთხვევაში ურთიერთქმედება მოახდინოს ნეიტრალური ნაწილაკების მოძრაობაზე. აკუსტიკური ტალღა აღარ ვრცელდება და ადგილი აქვს დისპერსიას.

$$\frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi\rho_N} \frac{\partial}{\partial z} \delta B_y$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} = \frac{B_0}{4\pi\rho_N} \frac{\partial}{\partial z} \delta B_x \quad \rightarrow \quad \frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta B_x = V_{AN}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta B_x$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta B_x = B_0 \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial V_x}{\partial t}$$

$$\omega^2 = K^2 V_A^2 \cos^2 \vartheta$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta B_y = B_0 \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial V_y}{\partial t} = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_N} B_y \frac{\partial^2}{\partial z^2} \delta B_y$$

$$\omega^2 = \frac{K^2}{2} (S_{aN}^2 + V_A^2) \pm \frac{K^2}{2} \sqrt{(S_{aN}^2 + V_A^2)^2 - 4S_{aN}^2 V_A^2 \cos^2 \theta}$$

აქ ჯერ დისპერსია არ გვაქვს

უწყვეტობის განტოლებებიდან შეგვიძლია მივიღოთ ძალზედ მნიშვნელოვანი პირობა, რომელიც საშუალებას მოგვცემს მოძრაობის განტოლებებში ნეიტრალის შემცველ წევრებზე გადავიდეთ:

$$\frac{1}{n_i} \frac{dn_i}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{V}_i \quad \text{უწყვეტობის განტოლება}$$

$$\frac{1}{n_N} \frac{dn_N}{dt} = -\nabla \cdot \mathbf{V}_N \quad \text{უწყვეტობის განტოლება}$$

$$\frac{d}{dt} \ln \frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{d}{dt} \ln \frac{n_N}{n_{0N}} \quad \frac{\partial}{\partial t} \ln \left(\frac{n_i}{n_{0i}} \cdot \frac{n_N}{n_{0N}} \right) = 0 \quad \frac{n_i}{n_{0i}} \cdot \frac{n_N}{n_{0N}} = \text{const} = 1$$

$$\frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{n_N}{n_{0N}}$$

დარტყმითი ტალღის შექმნისთვის პირობაა: $\left(\frac{\partial n}{\partial V} \right) > 0$

$$-\nabla_x \left(P - \frac{B^2}{8\pi} \right) = \rho \frac{dP}{dt}$$

$$P_{total} = P_N + P_e + P_i$$

$$P_N \sim nT \sim n_0 T_0 \left(\frac{n}{n_0} \right)^{\frac{5}{3}} \quad \text{კლაპეირონის განტოლება}$$

$$T \sim n^{\frac{2}{3}}$$

$$T = T_0 \left(\frac{n}{n_0} \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{ადიაბატის განტოლება}$$

ჩაყინულობის გამო: $B^2 \sim n^2$

$n^2 > n^{\frac{2}{3}}$ მაგნიტური ველის შემოტანა ცვლის სოლიტონის ამონახსნს და განტოლებაში დაჟდება მესამე წარმოებული

$$P = nT + n_i T_e + \Delta n T_e + T_i n_i \quad P = T(n + 2n_i + \Delta n) = P_N + \beta \Delta n_i$$

$$P_N = n_N T_N + n_e T_e + n_i T_i \quad n_e = n_i + \Delta n$$

$$n_e T_e + n_i T_i \quad \text{მცირე მაგრამ} \quad \Delta n \text{ წვერი განსხვავებულია და დავტოვებთ}$$

$$P_N + \beta \Delta n_i \quad n_i = n_0 \frac{N}{N_0}$$

$$\text{ჩაყინულობის პირობა:} \quad \frac{B}{n} = \text{const}$$

$$\omega^2 = K^2 (S^2 + V_A^2)$$

$$T_N \sim T_i \quad P_e = T_e \cdot n_e = T_e \left\{ n_i - \frac{1}{4\pi e} \Delta \varphi \right\} + \frac{1}{\rho_N} \nabla \cdot \Delta \varphi$$

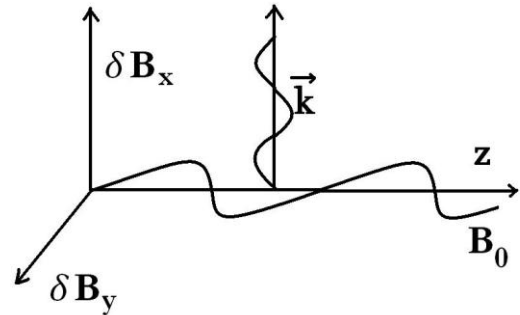
$$\delta P_e = T_e \delta n_e$$

$$e\varphi = T_e \ln \frac{n_e}{n_{0e}} \approx T_e \ln \frac{n_i}{n_{0i}} \approx T_e \ln \frac{n_N}{n_{0N}}$$

$$\frac{\partial n_N}{\partial t} + \nabla \cdot n_N \mathbf{V}_N = 0$$

$$m_N \frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{V}_N = -\frac{1}{n_N} \nabla \left(P_N + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi n_N} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{D_N^2}{n_N} \nabla \Delta n_N$$

$$B^2 = B_0^2 + 2\mathbf{B}_0 \delta \mathbf{B}_z$$



$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{B}_0 \nabla \cdot \mathbf{V} \quad (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B}_0 = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{B} + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{V} \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

$$\frac{\partial \rho_N}{\partial t} + \rho_{0N} \nabla \cdot \mathbf{V} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_N} \nabla \left(P_N + \frac{\mathbf{B}_0 \delta \mathbf{B}}{4\pi} \right) + \frac{1}{4\pi \rho_N} (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \delta \mathbf{B} - \frac{D_N^2}{\rho_N} \nabla \Delta \delta \rho_N$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta \mathbf{B} = (\mathbf{B}_0 \cdot \nabla) \delta \mathbf{V} - \mathbf{B}_0 \nabla \cdot \delta \mathbf{V}$$

დავუშვათ, რომ $\nabla_x \neq 0, \quad \nabla_y = \nabla_z = 0$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta V_x = -\frac{1}{\rho_N} \frac{\partial}{\partial x} \left(\delta P_N + \frac{B_0 \delta B_z}{4\pi} \right) - \frac{D_N^2}{\rho_N} \frac{\partial^3}{\partial x^3} \delta \rho_N$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \delta B_z = -B_0 \frac{\partial}{\partial x} \delta V_x$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\rho_N}{\rho_{0N}} = -\frac{\partial}{\partial x} \delta V_x \sim \frac{\partial V_x}{\partial x} \quad \frac{\partial}{\partial t} \frac{B_z}{B_0} = -\frac{\partial}{\partial t} \frac{\delta \rho_N}{\rho_{0N}}, \quad \delta B_z = B_0 \frac{\delta \rho_N}{\rho_{0N}}$$

$$\nabla_x \left(P_N + \frac{B_0^2 \delta \rho_N}{4\pi \rho_{0N}} \right) = \frac{T_N}{m_N} iK \delta P_N + iK V_A^2 \delta \rho_N$$

$$\omega \delta V_{xN} = (V_S^2 + V_A^2) K \frac{\delta \rho_N}{\rho_{0N}} - K^3 \frac{D_N^2}{\rho_{N0}} \delta \rho_N$$

$$\omega \frac{\delta \rho_N}{\rho_{0N}} = K \delta V_x$$

$$\omega^2 = K^2 (V_S^2 + V_A^2) - K^4 \frac{D_N^2}{\rho_{N0}} \quad \omega = \pm K \sqrt{(V_S^2 + V_A^2) - K^2 \frac{D_N}{\rho_{N0}}}$$

$$V_S^2 = \frac{5}{3} \frac{T_N}{m_N} \quad V_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi \rho_N}} \quad \delta \rho_N \sim e^{-i\omega t} \sim e^{-iK V_A t}$$

არაწრფივი ტალღები $\frac{\partial \rho_N}{t} + \frac{\partial \rho_N}{\rho_{0N}} V_x = 0 \quad (\mathbf{B} \cdot \nabla) = 0$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_N} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{T_N}{m_N} \cdot \rho_N \right) - \frac{1}{\rho_N} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \frac{B_z^2}{8\pi} - \frac{1}{\rho} T_e D^2 \frac{\partial^3}{\partial x^3} \rho_N$$

$$\frac{B_z}{\rho_i} = \frac{B_0}{\rho_{0i}} = \text{const} \quad B_z = B_0 \frac{\rho_i}{\rho_{0i}} = B_0 \frac{\rho_n}{\rho_{0N}}$$

ბოლო წვერი დროებით გადავაგდოთ

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial t} = - \frac{C_a^2 \rho_{0N}}{\rho_N} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_N}{\rho_{0N}} \right)^{\frac{5}{3}} - \frac{V_a^2 \rho_{0N}}{\rho_N} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_N}{\rho_{0N}} \right)^2$$

$$T_N = T_{N0} \rho_N^{\frac{2}{3}} \div \rho_{0N}^{\frac{2}{3}}$$

$$\frac{\partial \rho_n}{\partial t} \rho_{N0} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\rho_N}{\rho_{0N}} \cdot V_x \right) = 0 \quad C_a^2 = \frac{T_{N0}}{m_N}$$

$$\frac{\rho_N}{\rho_{0N}} = \eta$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial t} = - \frac{C_a^2}{\eta} \frac{\partial}{\partial x} \eta^{\frac{5}{3}} - \frac{V_a^2}{\eta} \frac{\partial}{\partial x} \eta^2$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_x \frac{\partial \eta}{\partial x} \eta + \eta \frac{\partial V_x}{\partial x} = 0$$

$$V_x(\eta) \quad \text{მარტივი ტალღების მეთოდი}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial t} + V_x \frac{\partial V_x}{\partial \eta} \frac{\partial \eta}{\partial x} = - \frac{C_a^2}{\eta} \frac{\partial}{\partial x} \eta^{\frac{5}{3}} - \frac{V_a^2}{2\eta} \frac{\partial \eta^2}{\partial x}$$

$$\frac{\partial V_x}{\partial \eta} \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_x \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = - \eta \left(\frac{\partial V_x}{\partial \eta} \right)^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = - \frac{C_a^2}{\eta} \frac{\partial}{\partial x} \eta^{\frac{5}{3}} - \frac{V_a^2}{2\eta} \frac{\partial \eta^2}{\partial x} = - \frac{5}{3} \cdot \frac{C_a^2}{\eta^{\frac{1}{3}}} - V_A^2$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_x \frac{\partial \eta}{\partial x} = - \eta \frac{\partial V_x}{\partial \eta}$$

$$\eta \left(\frac{\partial V_x}{\partial \eta} \right)^2 = \frac{5}{3} \cdot \frac{C_a^2}{\eta^{\frac{1}{3}}} + V_A^2 \quad \left(\frac{\partial V_x}{\partial \eta} \right)^2 = \frac{5}{3} \cdot \frac{C_a^2}{\eta^{\frac{4}{3}}} + \frac{V_A^2}{\eta}$$

$$V_x = \pm \int \sqrt{\frac{5}{3} \cdot \frac{C_a^2}{\eta^{\frac{4}{3}}} + \frac{V_A^2}{\eta}} d\eta$$

$$e\nabla\varphi = T \frac{1}{e + \frac{e\varphi}{T}} \nabla e^{\frac{e\varphi}{T}} = \frac{T}{n} \nabla n + \frac{T}{n_0} D^2 \nabla \nabla n$$

$$n \cdot \exp\left(\frac{e\varphi}{T}\right) \approx n + \frac{T}{4\pi e^2} \Delta \ln \frac{n}{n_0}$$

$$n = n \cdot e^{\frac{e\varphi}{T}} \quad \nabla \ln \frac{n}{n_0} = \nabla \frac{e\varphi}{T}$$

$$e\nabla\varphi - \frac{T}{n_e} \nabla n_e = 0$$

$$c \frac{V_x H_0}{c} \ll c \nabla \varphi \sim \frac{c\varphi}{L}$$

$$\delta \quad \frac{T}{L} \gg \frac{eH_0}{c} V = \omega_c m V$$

$$\varphi \gg L \frac{V}{c} H_0 \sim A \frac{V}{c}$$

$$T \gg eHL \frac{V}{c}$$

A - ვექტორ პოტენციალია

$$E(n_e - n_i) = -\nabla\varphi \cdot (\nabla\varphi)$$

$$P_e = T_e - n_e \sim T_e n_0 e^{\frac{e\varphi}{T}}$$

$$n_e = n_i + \frac{1}{4\pi e} \Delta\varphi = n_i + \frac{1}{4\pi e^2} \Delta e\varphi =$$

$$n_i + \frac{T_e}{4\pi e^2 n_0} \Delta \ln \frac{n_e}{n_0} = n_i + \frac{T_e}{4\pi e^2} \Delta \frac{n_e}{n_0} = n_i + D^2 \cdot \Delta n_i$$

$$\nabla P_e = T_e \nabla n_i + T_e D^2 \nabla \Delta n_i$$

$$P_N = T_N \cdot n_N$$

$$\frac{B^2}{8\pi} = \frac{B_z^2}{8\pi} = \frac{B_0^2}{8\pi} \left(\frac{n_i}{n_{0i}}\right)^2$$

$$\text{იზოთერმულისთვის } T_N = \text{const}$$

$$\frac{B_z}{n_i} = \text{const}$$

$$P_N = T_N n_N = T_0 \left(\frac{n_N}{n_{0N}}\right)^{\frac{5}{3}}$$

$$T_N = T_0 \left(\frac{n_N}{n_{0N}}\right)^{\frac{2}{3}}$$

$$\frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{n_N}{n_{0N}}$$

$$V_x = \int d\eta \sqrt{\frac{S_a^2}{\eta^2} + \frac{V_a^2}{\eta}} = \int \frac{d\eta}{\eta} \sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta} =$$

$$2\sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta} + S_a \ln \frac{\sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta} - S_a}{\sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta} + S_a}$$

$$x = \eta^{\frac{1}{3}} \quad dx = \frac{1}{3} \cdot \frac{d\eta}{\eta^{\frac{2}{3}}} \quad d\eta = 3\eta^{\frac{2}{3}} dx$$

$$V_x = \int \sqrt{\frac{S_a^2}{\eta^2} + \frac{V_a^2}{\eta}} d\eta = \int \frac{d\eta}{\eta^{\frac{2}{3}}} \sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta^{\frac{1}{3}}} = 3 \int \sqrt{S_a^2 + V_a^2 \eta} dx =$$

$$3V_A \int \sqrt{a + x} dx = 2V_A (a + x)^{\frac{3}{2}}$$

$$\left(\frac{V_x}{2V_A}\right)^{\frac{2}{3}} = a + x = \frac{S_a^2}{V_A^2} + \eta^{\frac{1}{3}} \quad S = \frac{5}{3} \frac{T_N}{m_N}$$

$$\frac{\partial V_X}{\partial t} + V_X \frac{\partial}{\partial x} V_X = -S_a^2 \frac{1}{\eta^{\frac{1}{3}}} \frac{\partial}{\partial x} \eta - V_a^2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = -S_a^2 \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial x} \eta^{\frac{2}{3}} - V_a^2 \frac{\partial \eta}{\partial x}$$

$$\eta^{\frac{2}{3}} = \left[\left(\frac{V_x}{2V_A} \right)^2 - \frac{S_a^2}{V_A^2} \right]^2$$

$$\eta = \left[\left(\frac{V_x}{2V_A} \right)^{\frac{2}{3}} - \frac{S_a^2}{V_A^2} \right]^3$$

7. დასკვნა

განვიხილოთ სუსტად იონიზირებული პლაზმა მაგნიტურ ველში. უწყვეტობის განტოლებებმა (ელექტრონებისთვის და ნეიტრალეებისთვის) მოგვცა პირობა $\frac{n_i}{n_{0i}} = \frac{n_N}{n_{0N}}$ ელექტრონების, იონებისა და მოლეკულების მოძრაობის განტოლებები ავჯამეთ და ამ

პირობის დახმარებით შევცვალეთ დამუხტული ნაწილაკების შემცველი წევრები

ნეიტრალების შემცველ წევრებზე. შედეგად მივიღეთ

$$\frac{\partial V_N}{\partial t} + \left(\mathbf{V} \frac{\partial}{\partial z} \right) V_N = - \frac{1}{\rho_N} \nabla \left(P_N + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi\rho_N} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{D^2}{\rho_N} \nabla \Delta \rho_N$$

აღსანიშნავია, რომ ამ განტოლებაში გვაქვს მაგნიტური ველის წევრი რაც ნიშნავს, რომ მაგნიტური ველი განაპირობებს ნეიტრალების მოძრაობას.. ვაჩვენეთ, რომ მაგნიტური ველის მართობულად გავრცელებული არაწრფივი ტალღების დისპერსიას ექნება ადგილი. ამ დამოკიდებულების შესწავლა მოხდა პირველად და დიდი პერსპექტივა აქვს შემდგომ კვლევებში, მაგალითად ცნობილია, რომ მიწისძვრის დროს ვრცელდება დარტყმითი ტალღა დედამიწის ზედაპირის მართობულად, სუსტად იონიზირებულ ატმოსფეროს D ფენაში შესაძლებლობა გვაქვს დავაკვირდეთ ამ ტალღების დისპერსიას რაც მიწისძვრების ეპიცენტრების დადგენასა და განმეორებითი ბიძგების პროგნოზირების ახალ მეთოდებს მოგვცემს.

ჩვენ ვსაუბრობდით მოძრაობაზე ერთგვაროვან პლაზმაში. თუ მაგნიტური პლაზმა არაერთგვაროვანია, რაც იონოსფეროს შემთხვევაში გასაკვირი არც არის, მასში მოძრაობის ხასიათი შეიძლება შეიცვალოს. არაერთგვაროვანი წარმონაქმნების მოძრაობის სიჩქარე შესაძლოა ძლიერ განსხვავდებოდეს ჰიდროდინამიკური სიჩქარისგან ერთგვაროვან პლაზმაში, რაც ჩვენ განვიხილეთ. ეს აიხსნება არაერთგვაროვანი მაკროსკოპული ელექტრონული და მაგნიტური ველების გავლენით, რომლებიც წარმოიქმნება არაერთგვაროვან პლაზმაში. მართლაც, ელექტრონებისა და იონების დრეიფის სიჩქარეები მნიშვნელოვნად განსხვავდებიან როგორ წესი. ამიტომ არაერთგვაროვნების არეში, ელექტრონული და იონური კომპონენტა მიისწრაფიან გახლეჩისკენ, რის გამოც წარმოიქმნება არაკომპენსირებული ელექტრული მუხტი, რომელიც ქმნის ელექტრულ ველს, რომელიც ხელს უშლის გახლეჩას.

შედეგად, არაერთგვაროვნება („ღრუბელი“) მოძრაობს და განეფინება ისე, რომ ელექტრონების და იონების კონცენტრაცია მასში ერთნაირი იყოს. ამასთან, ელექტრული ველი ძლიერ ზეგავლენას ახდენს არაერთგვაროვნების მოძრაობაზე მთლიანად. გარდა ამისა, პლაზმაში წარმოიქმნება ელექტრული დენები, რომლებიც ქმნიან არაერთგვაროვან მაგნიტურ ველს, რომლის გათვალისწინებაც შეიძლება მნიშვნელოვანი აღმოჩნდეს. საბოლოო შედეგად, სწორედ არაერთგვაროვანი მაკროსკოპული ველები განსაზღვრავენ არაერთგვაროვნებების მოძრაობის სიქარეს და მათი განფენის ხასიათს.

8. გამოყენებული ლიტერატურა

- [8.1] Ginzburg V. L., Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma, Gordon and Breach, New York, 1961
- [8.2] Hasegawa Akira, Uberoi Chanchal, The Alfven Wave: prepared for the Office of Fusion Energy, Office of Energy Research, U.S. Department of Energy, 1982.
- [8.3] Hans L. Pécseľi, Fluctuations in physical systems, Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 2000
- [8.4] Karpman V. I., Non-linear waves in dispersive media, Oxford, New York, Pergamon Press, 1974-1975
- [8.5] Schmidt G., Physics of High Temperature Plasmas, Academic, New York, 1979
- [8.6] Ахизьер А. И., "Электродинамика плазмы, изд. Наука, Москва, 1974
- [8.7] Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, изд. Наука, Москва 1976
- [8.8] Климонтович Ю. Л., Кинетическая теория электромагнитных процессов, изд. Наука, Москва, 1980
- [8.9] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред. 2-е изд., испр. -М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982