



ივანე ჯავახიშვილის სახელობის თბილისის სახელმწიფო
უნივერსიტეტი

ზუსტ სა საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი
სადოქტორო პროგრამა: მათემატიკა

ხათუნა მშვენერაძე

II სემესტრის დოქტორანტი

*ჰიდროდინამიკური დინება პერიოდულ სასაზღვრო
ფენში ცვლადი გაჟონვის შემთხვევაში*

კოლოქვიუმი №2

სამეცნიერო ხელმძღვანელი: ჯონდო შარიქაძე
ფიზ. მათ. მეცნიერებათა დოქტორი, თსუ სრული პროფესორი

თბილისი 2014 წელი

შინა რ ს ი

შესავალი-----	3
§1 ხარისხოვან სითხეთა სასაზღვრო ფენი-----	4
§2 ჰიდროდინამიკური დინება პერიოდულ სასაზღვრო ფენში ცვლადი გაჟონვის შემთხვევაში-----	8
დასკვნა-----	13
გამოყენებული ლიტერატურა-----	14

შესავალი

სითხეების უმრავლესობა და ასევე ყველა აირი წარმოადგენს ნიუტონისეულ სითხეს. თხელი სუსპენზიები, თიხიანი ხსნარები, ზეთოვანი საღებავები თავიანთი თვისებებით განსხვავდებიან ნიუტონისეული სითხეებისაგან. ასეთი არანიუტონისეული სითხეების სიბლანტე უკვე აღარ წარმოადგენს მხოლოდ ტემპერატურაზე და წნევაზე დამოკიდებულ სიდიდეს, არამედ ხდება ძვრის სიჩქარისა და სხვა ფაქტორების, დეფორმაციის, მოძრაობის და დროის ფუნქცია. არანიუტონისეული სითხეების დინებათა კანონზომიერების გამოკვლევა დიდ მნიშვნელობას იძენს მრეწველობასა და ტექნიკაში ახალი მასალების შექმნისა და ფართო გამოყენებისათვის, ასევე სხვადასხვა ბიოლოგიური გარემოს დინებათა შესწავლისას.

ნაშრომში შესწავლილია ჰორიზონტალური ფოროვანი ფირფიტის გამტარი ხარისხოვანი ვლანტი სითხით არასტაციონარული გარსდენის ამოცანა, როდესაც ფირფიტაში სითხის გაჟონვა და ელექტროგამტარებლობა წარმოადგენენ დროის პერიოდულ ფუნქციებს. ელექტროგამტარებლობის კოეფიციენტი დამოკიდებულია ასევე სითხის სიჩქარეზე. განიხილება მუდმივი ელექტროგამტარებლობის შემთხვევაც. დინამიკური სასაზღვრო ფენის განტოლებები ჩაწერილია უგანზომილებო სიდიდეებში. სითხის სიჩქარე მოიძებნა შემდეგნაირად: $U = U_\infty - f_1(y) - \varepsilon e^{i\omega t} f_2(y)$. აქ $f_1(y)$ და $f_2(y)$ უცნობი საძიებელი ფუნქციებია. მათთვის მითებულია განტოლებები და სასაზღვრო პირობები. მიღებულია გამოსახულებები $f_1(y)$ -ისა და $f_2(y)$ -თვის, შემდეგ სითხის სიჩქარისათვის და ხახუნის კოეფიციენტისათვის.

§1 ხარისხოვან სითხეთა სასაზღვრო ფენი

სასაზღვრო ფენის თეორია აღწერს მექანიკური პროცესების მიმდინარეობას მყარი სხეულის ზედაპირის მახლობლობაში რეინოლდსის რიცხვის დიდი მნიშვნელობების შემთხვევაში. სასაზღვრო ფენის თეორიაში ინერციის კვადრატული წევრები მთლიანად არის შენარჩუნებული, ხოლო სიბლანტის წევრები მხოლოდ ნაწილობრივ არიან გათვალისწინებულნი.

პრაქტიკულად განსაკუთრებით საინტერესოა ისეთი მოძრაობები, რომლებშიც ინერციული ეფექტები სჭარბობენ ხახუნის ძალების გავლენას. როგორც ცნობილია, ამ ორი ძირითადი ძალის კლასთა ფარდობის ზომას რეინოლდსის რიცხვი წარმოადგენს. სწორედ ამიტომ განსახილველი შემთხვევა არის მოძრაობა რეინოლდსის რიცხვის დიდი მნიშვნელობის დროს. ამ შემთხვევაში სხეულების გარსდენისას სითხის მთელი ნაკადი ორ არედ შეიძლება დაიყოს:

1. მცირე სისქის მქონე არე სხეულის ზედაპირის მახლობლობაში, რომელსაც სასაზღვრო ფენს უწოდებენ და რომელშიც სიბლანტის ძალების ზემოქმედება ისეთივე არსებითია, როგორც სხვა ძალებისა; ამ არეში სიჩქარის გრადიენტი $\frac{\partial U}{\partial y}$ კედლის პერპენდიკულარული მიმართულებით ძალიან დიდია, ხოლო μ სიბლანტე, როგორც მცირეც არ უნდა იყოს, ახდენს არსებით გავლენას დინებაზე, რამდენადაც ხახუნის მიერ გამოწვეულმა

მხებმა $\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y}$ ძალებმა შეიძლება მიიღოს დიდი მნიშვნელობები.

2. არე, რომელშიდაც უგულებელყოფილია სიბლანტე, გარე არედ იწოდება. ამ არეში სიჩქარის გრადიენტი ვერ აღწევს ისეთ დიდ მნიშვნელობებს, როგორც სასაზღვრო ფენში, და ამიტომ სიბლანტის გავლენა არ თამაშობს როლს. მაშასადამე, შეიძლება ჩაითვალოს რომ აქ დინება პოტენციალურია. გარე არეში სითხე შეიძლება იდეალურად ჩაითვალოს.

ასე, რომ საკითხი ეხება თითოეულ არეში სითხის მოძრაობების ცალ – ცალკე შესწავლას მოძრაობის გამარტივებული განტოლებების საშუალებით და შემდეგ მათ „შეკვრას“ როგორც ერთი მთლიანისას. იმისდა მიხედვით, თუ როგორია სითხის ნაკადის რეინოლდსის რიცხვის მნიშვნელობა, იცვლება სასაზღვრო ფენისა და გარე ნაკადის სისქე. რაც უფრო დიდია რეინოლდსის რიცხვი, მით თხელია სასაზღვრო ფენის არე და შესაბამისად დიდია გარე ნაკადის განფენილობა და პირიქით, სიბლანტის როლის გაზრდა იწვევს სასაზღვრო ფენის გასქელებას და გარე არის შემცირებას.

სასაზღვრო ფენაში სითხის დამუხრუჭების გამო დენის მიღები ფართოვდება, დენის წირები წანაცვლდებიან და გარე ნაკადს ავიწროვებენ.

როდესაც სითხე გარს ედინება მასში ჩაძირულ უძრავ სხეულს, ხდება სითხის ნულოვანი სიჩქარიდან, რომელიც სითხის სხეულზე მიკვრით არის

განპირობებული, გადასვლა გარე ნაკადის სიჩქარეში. ეს გადასვლა წარმოებს სხეულის ზედაპირის მახლობელ არეში – სასაზღვრო ფენაში. რეინოლდსის რიცხვის დიდი მნიშვნელობებისათვის სასაზღვრო ფენის სისქე ძალზე მცირეა ნაკადის გასწვრივ ზომებთან შედარებით.

განასხვავებენ ლამინარულ და ტურბულენტურ სასაზღვრო ფენს, იმის მიხედვით, თუ როგორია მასში დინების ლამინარული თუ ტურბულენტური რეჟიმი. ჩვენ განვიხილავთ მხოლოდ ლამინარულ სასაზღვრო ფენს.

განვიხილოთ არანიუტონისეულ სითხეებში სასაზღვრო ფენის იდეის გამოყენების შესაძლებლობა.

ფსევდოპლასტიკურ და დილატანტურ სითხეებზე სასაზღვრო ფენის იდეის გავრცელებასთან საჭიროა ფრთხილი მიდგომა. წარმოვიდგინოთ ანომალური – ბლანტი სითხე, რომლისთვისაც ხახუნის დამაბულობა სუსტად ან ძალიან სუსტადაა დამოკიდებული ძვრის სიჩქარეზე (ხარისხოვან კანონში n – ის მცირე მნიშვნელობები). მაშინ ცხადია არავითარი საკმაოდ მკვეთრი არე სიბლანტის გადაჭარბებული ძალებით არ იარსებებს და სასაზღვრო ფენის ჰიპოთეზა კარგავს აზრს. სასაზღვრო ფენი გაისლება დინების მთელ არეზე. ხარისხოვან კანონზე აგებულ სასაზღვრო ფენის მიღებისას, საჭიროა ყოველთვის მხედველობაში გვქონდეს მისი პრინციპული შეუძლებლობა იმ გარემოთა შემთხვევაში, რომელნიც ძვრისას ავლენენ მნიშვნელოვან ელასტიურ (დრეკად) თვისებებს.

ასევე უნდა მოივუთითოთ ხარისხოვანი კანონის წმინდა მათემატიკურ ხარვეზებზეც. ხარისხოვანი კანონი ზღუდავს მისი გამოყენების არეს სასაზღვრო ფენის თეორიაში. ეფექტური სიბლანტე

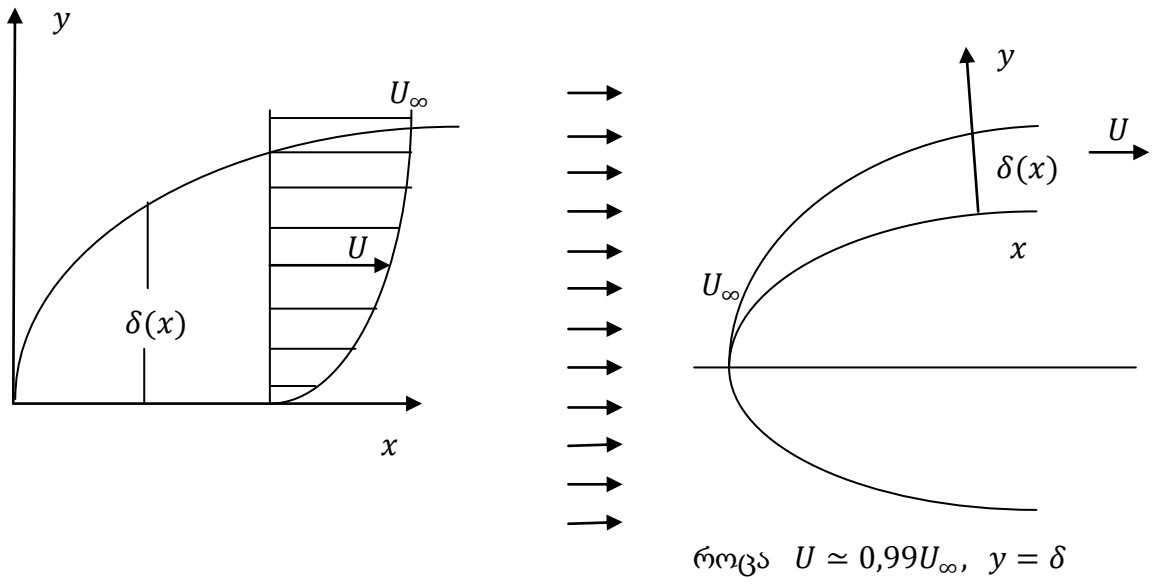
$$\mu_{eff} = k \left| \frac{1}{2} \dot{e}_{lm} \dot{e}_{ml} \right|^{\frac{n-1}{2}} \quad (2.1)$$

ძვრის მცირე სიჩქარეებისას მიისწრაფის ნულისაკენ ყველა დილატანტური სითხისათვის ($n > 1$) და უსასრულობისაკენ ყველა ფსევდოპლასტიკურისათვის ($n < 1$). თუმცა ცდებში ასეთი უკიდურესობანი არ დაიკვირვება. ამიტომ, ალბათ, არ შეიძლება დავუჯეროთ შედეგებს, რომელნიც მიიღება სასაზღვრო ფენის გარე საზღვრის მახლობლად წინა კრიტიკული წერტილის უშუალო მახლობლობაში, ე. ი. იქ სადაც $\dot{e}_{ij} \approx 0$. ანალოგიური სირთულე წარმოიქმნება ასევე ძვრის ძალიან დიდი სიჩქარეებისათვისაც.

ზოგიერთ გართულებას იწვევს ის გარემოება, რომ ძნელია ძვრის სიჩქარეთა ფართო დიაპაზონში ვისარგებლოთ ერთი და იგივე n და k პარამეტრებით. მაგრამ ეს უფრო რაღაც არამოხერხებულობაა, ვიდრე არსებითი სირთულე, რამდენადაც პრაქტიკაში ძვრის სიჩქარეთა დიაპაზონი ყოველთვის შეზღუდულია და ზღვრულ შემთხვევაში შეიძლება პარამეტრთა ეფექტური მნიშვნელობებით სარგებლობა.

მივაქციოთ ყურადღება იმას, რომ ვახდენთ სასაზღვრო ფენის სისქის შეფასებას, იმ შემთხვევაში, როდესაც სხეულის გარსდენა უწყვეტია. საგულისხმოა, რომ სასაზღვრო ფენის სისქის ცნება რამდენადმე პირობითია, რადგან სასაზღვრო ფენში სითხის სიჩქარე ასიმპტოტურად უახლოვდება გარე ნაკადის სიჩქარეს. იმისათვის რომ ამ ცნებას მივცეთ განმარტება, სასაზღვრო

ფენის სისქე ვუწოდოთ გარსმოდენადი ზედაპირიდან ისეთ დაშორებას (მანძილს), რომელშიც სითხის სიჩქარე განსხვავდება გარე ნაკადის სიჩქარისაგან რაიმე მოცემული სიდიდით, მაგალითად 1% – ით (ნახ. 2).



ნახ. 2

განვიხილოთ არანიუტონისეული არაკუმშვადი ელექტროგამტარი სითხის დინება ბრტყელ სასაზღვრო ფენში ელექტრომაგნიტური ველის არსებობისას, როდესაც მაგნიტური ინდუქციის ვექტორი \vec{B} მართობულია ზედაპირისა, რომელზეც არის სასაზღვრო ფენი, ელექტრული ველის დამაბულობა \vec{E} მართობულია \vec{B} ვექტორის და სასაზღვრო ფენის გასწვრივი სიჩქარის მიმართულების. თუ x კოორდინატი მიმართულია გარსმოდენადი ზედაპირის გასწვრივ, y – ზედაპირის მართობულად, ხოლო z – დინების სიბრტყის მართობულად, მაშინ $\vec{E} \equiv (0, 0, E), \vec{B} = (0, B_0, 0)$. ხარისხოვანი სითხის სასაზღვრო ფენის განტოლებათა სისტემა არაინდუქციურ მიახლოებაში მიიღებს სახეს:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{k}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(\left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^{n-1} \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\sigma B^2}{\rho} u - \frac{\sigma B}{\rho} E \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{k}{\rho C_p} \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|^{n+1} \sigma B^2 u^2, \quad (2.3)$$

აქ u და v არიან სასაზღვრო ფენში სიჩქარის მდგენელები.

§2. ჰიდროდინამიკური დინება პერიოდულ სასაზღვრო ფენში ცვლადი გაჟონვის შემთხვევაში

განვიხილოთ უსასრულო ჰორიზონტალური ფოროვანი ფირფიტის გამტარი ხარისხოვანი ბლანტი სითხით არასტაციონარული გარსდენის ამოცანა, როდესაც ფირფიტაში ხდება გაჟონვა შემდეგი კანონით:

$$V_0(t) = V_0(1 + \varepsilon A e^{i\omega t}), \quad (1)$$

სადაც $\varepsilon \ll 1$, ხოლო ω არის სიხშირე.

Ox ღერძი ავიღოთ ფირფიტაზე და მივმართოთ დინების გასწვრივ, oy ღერძი მივმართოთ ვერტიკალურად ზემოთ.

ელექტროგამტარებლობის სიჩქარეზე დამოკიდებულება არის შემდეგი სახის:

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \varepsilon e^{i\omega t} \frac{U}{U_\infty} \right). \quad (2)$$

(2)-დან ჩანს, რომ $\sigma_\infty \approx \sigma_0$.

დინამიკური სასაზღვრო ფენის მოძრაობის განტოლებებია:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{\sigma B_0^2}{\rho} U; \\ \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0. \end{cases} \quad (3)$$

U არის სითხის დინების სიჩქარის გეგმილი Ox ღერძზე, V კი-დინების სიჩქარის ტრანსვერსიალური მდგენელი. p აღნიშნავს წნევას, ρ არის სითხის სიმკვრივე, B_0 არის მაგნიტური ინდუქციის ვექტორის გეგმილი oy ღერძზე, ν – სიბლანტის კინემატიკური კოეფიციენტი. სითხის სიჩქარე უსასრულობაში ავლნიშნოთ U_∞ – ით. მისთვის გვექნება განტოლება-

$$\frac{\partial U_\infty}{\partial t} + U_\infty \frac{\partial U_\infty}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\sigma_\infty B_0^2}{\rho} U_\infty; \quad (4)$$

იმის გამო, რომ გვაქვს დინება უსასრულო ფოროვანი ფირფიტის გასწვრივ, ინერციის კვადრატული წევრები გადავარდება და (3)-დან და (4)-დან მივიღებთ შემდეგ განტოლებას-

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + V_0(1 + \varepsilon A e^{i\omega t}) \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial U_\infty}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ + \frac{\sigma_0 B_0^2}{\rho} \left[a(U_\infty - U) - b \left((U_\infty - \varepsilon e^{i\omega t}) \frac{U}{U_\infty} - U_\infty \right) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

თუ σ მუდმივია, ე. ი. $\sigma = \sigma_0 = \sigma_\infty = const$, მაშინ გვექნება:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + V_0(1 + \varepsilon A e^{i\omega t}) \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\partial U_\infty}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\sigma_0 B_0^2}{\rho} (U_\infty - U). \quad (6)$$

ჩვენ შეგვიძლია (5) და (6) ერთი განტოლების სახით შემდეგნაირად ჩავწეროთ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + V_0(1 + \varepsilon A e^{i\omega t}) \frac{\partial U}{\partial y} &= \frac{\partial U_\infty}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \\ + \frac{\sigma_0 B_0^2}{\rho} \left[a(U_\infty - U) - b \left((U_\infty - \varepsilon e^{i\omega t}) \frac{U}{U_\infty} - U_\infty \right) \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

სადაც:

- 1) თუ $a = 1$ და $b = 0$, გვექნება შემთხვევა, როდესაც $\sigma = \sigma_0 = \sigma_\infty = const$;
- 2) თუ $a = 0$ და $b = 1$, გვექნება (2) ტოლობით მოცემული ცვალებადი ელექტროგამტარებლობის შემთხვევა.

სითხის სიჩქარემ უნდა დააკმაყოფილოს შემდეგი სასაზღვრო პირობები:

$$\begin{cases} U = 0, & \text{როცა } y = 0, \\ U \rightarrow U_\infty, & \text{როცა } y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (8)$$

გადავიდეთ (7)-ში უგანზომილებო სიდიდეებზე:

$$\begin{cases} y' = \frac{y|V_0|}{\nu}; & t' = \frac{V_0^2 t}{4\nu}; & \omega' = \frac{4\nu\omega}{V_0^2}; \\ U' = \frac{U}{U_\infty}; & U'_\infty = \frac{U_\infty}{U_0}; & M = \frac{4\nu\sigma B_0^2}{\rho V_0^2}, \end{cases} \quad (9)$$

სადაც U_0 მახასიათებელი სიჩქარეა. (7) განტოლებას უგანზომილებო სიდიდეებში ექნება შემდეგი სახე:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + (1 + \varepsilon A e^{i\omega t}) \frac{\partial U}{\partial y} - \frac{1}{4} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{4} \frac{\partial U_\infty}{\partial t} + \frac{M}{4} \left[a(U_\infty - U) - \frac{b}{U_\infty} (U_\infty - \varepsilon e^{i\omega t}) U + b U_\infty \right] = 0, \quad (10)$$

სადაც შტრიხები ცვლადებზე მოცილებულია.

(10)-ის ამონახსნი $U = U(y, t)$ ვეძებთ შემდეგი სახით:

$$\begin{cases} U = 1 + \varepsilon e^{i\omega t} - f_1(y) - \varepsilon e^{i\omega t} f_2(y), \\ U_\infty = 1 + \varepsilon e^{i\omega t}. \end{cases} \quad (11)$$

(11)-დან გამომდინარეობს, რომ $U = U_\infty - f_1(y) - \varepsilon e^{i\omega t} f_2(y)$. (10) განტოლების ამონახსნი-სითხის სიჩქარე უნდა აკმაყოფილებდეს შემდეგ სასაზღვრო პირობებს:

$$\begin{cases} U = 0, & \text{როცა } y = 0, \\ U \rightarrow U_\infty, & \text{როცა } y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (12)$$

სიჩქარის წარმოებულებისათვის გვექნება:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial y} = -f_1' - \varepsilon e^{i\omega t} f_2' , \\ \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = -f_1'' - \varepsilon e^{i\omega t} f_2'' , \\ \frac{\partial U}{\partial t} = i\varepsilon \omega e^{i\omega t} - i\varepsilon \omega e^{i\omega t} f_2 , \\ \frac{\partial U_\infty}{\partial t} = i\varepsilon \omega e^{i\omega t} . \end{cases} \quad (13)$$

(13) გამოსახულებები გავითვალისწინოთ (10)-ში და ε -ის შემცველი წევრები გამოვყოთ ε -ის არაშემცველი წევრებისაგან. ε -ის არაშემცველი წევრებისაგან მივიღებთ შემდეგ განტოლებას–

$$f_1''(y) + f_1'(y) - \frac{M}{4}(a + b)f_1(y) = 0. \quad (14)$$

ε -ის შემცველი წევრებისაგან $e^{i\omega t}$ -ზე შეკვეცის შემდეგ მივიღებთ შემდეგ განტოლებას-

$$f_2''(y) + f_2'(y) - \left(\frac{i\omega}{4} + \frac{M}{4}(a+b) \right) f_2(y) = F_1(y). \quad (15)$$

(15)-ში $F_1(y)$ არის $f_1(y)$ -ზე დამოკიდებული შემდეგი ფუნქცია:

$$F_1(y) = Af_1'(y) + \frac{Mb}{4}f_1(y) - \frac{Mb}{4}f_1^2(y). \quad (16)$$

$f_1(y)$ -ისა და $f_2(y)$ -სათვის სასაზღვრო პირობებს ექნებათ სახე:

$$\begin{cases} f_1(y) = 1, & f_2(y) = 1, & \text{როცა } y = 0, \\ f_1(y) \rightarrow 0, & f_2(y) \rightarrow 0, & \text{როცა } y \rightarrow \infty. \end{cases} \quad (17)$$

(14) განტოლების ამოსახსნელად დავწეროთ მისი მახასიათებელი განტოლება-

$$k^2 + k - \frac{M}{4}(a+b) = 0, \quad (18)$$

საიდანაც მივიღებთ:

$$k = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + M(a+b)}}{2}. \quad (19)$$

$f_1(y)$ -ისთვის მივიღებთ შემდეგ გამოსახულებას:

$$f_1(y) = c_1 e^{\frac{-1 - \sqrt{1 + M(a+b)}}{2} y} + c_2 e^{\frac{-1 + \sqrt{1 + M(a+b)}}{2} y}. \quad (20)$$

(17)-ის გათვალისწინებით ის მიიღებს შემდეგ სახეს:

$$f_1(y) = e^{\frac{(-1 - \sqrt{1 + M(a+b)})y}{2}}. \quad (21)$$

(15)-ის მახასიათებელი განტოლება იქნება:

$$k^2 + k - \frac{i\omega + M(a+b)}{4} = 0, \quad (22)$$

საიდანაც მივიღებთ-

$$k = \frac{-1 \pm \sqrt{1 + (i\omega + M(a + b))}}{2}. \quad (23)$$

(15)-ის ზოგადი ამონახსნი იქნება

$$f_2(y) = c_1 e^{\frac{-1 - \sqrt{1 + (i\omega + M(a + b))}}{2} y} + c_2 e^{\frac{-1 + \sqrt{1 + (i\omega + M(a + b))}}{2} y}. \quad (24)$$

(15) განტოლების კერძო ამონახსნს ექნება სახე:

$$f_2(y) = \frac{4F_1(y)}{i\omega + M}. \quad (25)$$

(17)-ის გათვალისწინებით საბოლოოდ მივიღებთ:

$$f_2(y) = \left(1 - \frac{4A}{i\omega + M(a + b)}\right) e^{\frac{-1 - \sqrt{1 + i\omega + M(a + b)}}{2} y} - \frac{4F_1(y)}{i\omega + M(a + b)}. \quad (26)$$

დასკვნა

თუ (11)-ში გავითვალისწინებთ (20)-სა და (26)-ს $U(y, t)$ სიჩქარისათვის მივიღებთ გამოსახულებას:

$$U(y, t) = 1 + \varepsilon e^{i\omega t} - e^{-\alpha y} - \varepsilon e^{i\omega t} [(1 - Ac)e^{-\beta y} - cF_1(y)].$$

აქ α , β და c არიან მუდმივები. მათთვის ადგილი აქვს შემდეგ გამოსახულებებს:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + M(a + b)} \right); \\ \beta &= \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + i\omega + M(a + b)} \right); \\ c &= \frac{4}{i\omega + M(a + b)}.\end{aligned}$$

ხახუნის ძალისათვის მივიღებთ-

$$\tau_0 = \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)_{y=0} = \alpha - \varepsilon e^{i\omega t} \left[\beta(1 - Ac) - c\alpha \left(A - \frac{Mb}{4} \right) \right].$$

რხევითი მოძრაობის სიხშირის, ამპლიტუდის და β კოეფიციენტის ცვლილებით შესაძლებელია იმართოს დინება და ზედაპირული ხახუნი.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. Мегახед, А. А., Магнитная гидродинамика, 1, 1974.
2. Лойцянский, Л. Г., Механика жидкости и газа, М, 1973.
3. Шлихтинг, Г., Теория пограничного слоя. М, 1969.
4. Абесадзе, Г. И., Труды грузинского политехнического института.1975.
5. Жигулев, В.Н., Тумин А.М. Возникновение турбулентности. Динамическая теория возбуждения и развития неустойчивостей в пограничных слоях, Новосибирск: Наука, 1987.
6. Apsley David. Computational Fluid Dynamics, 2005.