

აკაკი წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტი
ზუსტ და საბუნებისმეტყველო მეცნიერებათა ფაკულტეტი

ნინო ოქროჭელიძე
ატმოსფეროს ზოგიერთი ემისიის გენერაციის მექანიზმების შესწავლა
არაორდინარულ პირობებში

დისერტაცია ფიზიკის დოქტორის
აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად

სამეცნიერო ხელმძღვანელი:
ფიზიკა-მათემატიკის მეცნიერებათა დოქტორი
აკაკი წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტის
სრული პროფესორი თეიმურაზ ადეიშვილი

ქუთაისი

2014

ს ა რ ჩ ე ვ ი

სარჩევი -----	2
შესავალი -----	5
თავი I . ატმოსფერული ემისიის რეგისტრაციის მეთოდები	
1.1. შესავალი-----	14
1.2. ცის ნათების მიწიერი დაკვირვებები-----	15
1.2.1. სპექტროგრაფიული დაკვირვებები-----	16
1.2.2. ფოტომეტრული დაკვირვებები -----	20
1.3. ცის ნათების რაკეტულ-თანამგზავრული ფოტომეტრული და მასსპექტრომეტრული დაკვირვებები -----	26
1.4. დიდ სიმაღლეებზე რაკეტის ბორტიდან გამოფრქვეული სხვადასხვა ქიმიური ნივთიერებებისა და დამუხტული ნაწილაკების ატმოსფერულ კომპონენტებთან ურთიერთქმედებით გამოწვეული ემისიების დაკვირვებები-----	29
1.5. დედამიწის ატმოსფეროს მაღალ ფენებზე რადიოტალღებით ზემოქმედებისას გენერირებული ნათების გამოკვლევები-----	33
1.6. მაღალ ატმოსფერულ ფენებში მიმდინარე ზოგიერთი ფიზიკურ-ქიმიური პროცესის ლაბორატორიული მოდელირება -----	35
1.7. ზოგიერთი მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრის მოკლე აღწერა-----	39
თავი II. დედამიწის ზედა ატმოსფეროს ნათება.	
შესავალი . 2.1. ღამის ცის ნათების კანონზომიერებები. ღამის ცის ნათების სპექტრი-----	52
2.1.1. გამოსხივების ხაზები-----	53
2.1.1.2. გამოსხივების ზოლები-----	54
2.1.1.3. კონტინუუმის გამოსხივება-----	56
2.2. ღამის ცის ნათების გამომწვევი მექანიზმები. 2.2.1 შემოჭრილი ნაწილაკების როლი -----	57

2.2.2. ატმოსფერული მოძრაობების როლი -----	57
2.2.3. იონოსფერული პროცესების როლი -----	58
2.2.4. ქიმიური რეაქციების როლი -----	59
2.3. ბინდის ცის ნათების პროცესები. 2.3.1. ატმოსფერული ნატრიუმის გამოსხივება-----	64
2.3.2. ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$, $\lambda=6364\text{\AA}$, $\lambda=5577\text{\AA}$ გამოსხივება-----	67
2.3.3. ატომური აზოტის $\lambda=5199\text{\AA}$ ემისია ბინდის პერიოდში -----	73
2.3.4. ზოლური სისტემები ბინდის ნათების დროს -----	74
2.4. ატმოსფეროს დღის ნათების მექანიზმები -----	75
2.4.1. ულტრაიისფერი ($\lambda < 3950\text{\AA}$) დღის ნათება-----	77
2.4.2. დღის ნათება ხილულ უბანში ($3950\text{\AA} < \lambda < 7000\text{\AA}$) -----	77
2.4.3. ატმოსფერული ზოლები სპექტრის ინფრაწითელ უბანში -----	80
2.5. ღამის ცის ნათების უწყვეტი სპექტრი. ღამის ცის ნათების უწყვეტი სპექტრის გარე ატმოსფერული მდგენელები -----	81

თავი III. ზოგიერთი ატმოსფერული ემისიის წარმოქმნის მექანიზმების გამოკვლევა
ბუნებრივი და ხელოვნური ზემოქმედების პირობებში

3.1 პოლარული ნათება და მისი ზოგადი დახასიათება-----	85
3.1.1. შესავალი -----	85
3.1.2. პოლარულ ნათებათა სპექტრის მოკლე მიმოხილვა -----	86
3.1.2.1. პირველადი პროცესები -----	86
3.1.2.2. მეორადი პროცესები -----	89
3.1.2.3. პოლარული ნათების სხვადასხვა ხაზები და ზოლები -----	90
3.1.2.4. მოლეკულური აზოტის სისტემები -----	94
3.1.2.5. მოლეკულური ჟანგბადის ზოლების სისტემები -----	95

3.2. გეომაგნიტური და სხვა ტიპის შეშფოთებები და ატმოსფერული ემისიების გაძლიერების მექანიზმები -----	96
3.3. ატმოსფერული ემისიების გენერაციის მექანიზმები ხელოვნური ელექტრონული და კუმულატიურ-ფეთქებადი ზემოქმედების პერიოდში -----	103
3.4.1. ძირითადი ფოტომეტრიული შედეგები და მათი ანალიზი. 3.4.1.1. ელექტრონებისა და იონების ინჟექციის შედეგად მიღებული ფოტომეტრიული შედეგები-----	109
3.4.1.2. ქიმიურად აქტიური ნივთიერებების ინჟექცია -----	117
3.4.1.3. მძლავრი რადიოტალღების ზემოქმედება იონოსფეროზე -----	120
 თავი IV. ზოგიერთი ატმოსფერული ემისიის გენერაციის მექანიზმები მიწისძვრებისა და სხვა არაორდინარული მოვლენების დროს	
4.1. მიწისძვრები და მათი წინამორბედების კლასიფიკაცია და მოდელები-----	123
4.2. მიწისძვრის ოპტიკური ატმოსფერული ვარიაციები და მათი გენერაციის მექანიზმები -----	138
4.3. ატმოსფერული ემისიების გაძლიერების მოვლენების შესწავლა საპლანეტაშორისო შეშფოთების პერიოდში-----	149
ძირითადი დასკვნები -----	152
ლიტერატურა -----	154

შესავალი

სადისერტაციო თემის აქტუალობა. თანამედროვე ეტაპზე მსოფლიო სამეცნიერო საზოგადოების მიერ გადასაწყვეტ პრობლემათაგან შეიძლება გამოვყოთ დედამიწის კლიმატის ცვლილების, ეკოლოგიის, კოსმოსური ამინდისა და მიწისძვრების პროგნოზის სრულყოფის პრობლემები. ამ პრობლემების გადასაჭრელად ხორციელდებოდა და დღესაც ხორციელდება მთელი რიგი ეროვნული, საერთაშორისო პროგრამები და პროექტები. დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენები წარმოადგენს მათი შესწავლის ერთ-ერთ მნიშვნელოვან ობიექტს. ასე მაგალითად, სეისმოლოგიურ პროგრამათა ძირითადი ინტერესების არე, გარდა დედამიწის ქერქში მიმდინარე პროცესებისა, მოიცავს დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენებში განვითარებული აერონომიული მოვლენების კვლევასაც.

დედამიწის შუა და ზედა ატმოსფეროს ძირითადი აერონომიული მახასიათებლების ვარიაბელობა სხვადასხვა ჰელიო-გეოფიზიკური და ლითოსფერული ბუნების ზემოქმედებისას წარმოადგენს ატმოსფეროს ფიზიკის ერთ-ერთ საკვანძო საკითხს, რომელსაც პირდაპირი კავშირი აქვს სეისმოაქტიურობის გაძლიერებასთან და კერძოდ, მიწისძვრებთან. ეს პრობლემა თავისთავად მოიცავს ატმოსფეროს ფიზიკის მთავარი საკითხების შესწავლასაც: ატმოსფეროს მდგომარეობის აერონომიული მონიტორინგი, გარე ზემოქმედების დროს ატმოსფეროს ზედა ფენების ფიზიკურ-ქიმიური თვისებების კვლევა. ატმოსფეროს შუა და ზედა ფენები წარმოადგენს სუსტად იონიზებულ მრავალკომპონენტურ გარემოს, რომელსაც გააჩნია რთული და ცვალებადი მორფოლოგია და მრავალი მექანიზმის ერთდროული მოქმედებით კონტროლირდება. ეს პროცესი მოიცავს, როგორც მზის პირდაპირი გახურებისა და სხვა მნიშვნელოვან ფოტოქიმიურ მექანიზმებს, ისე ლითოსფერულ-ატმოსფერულ-იონოსფერულ დინამიკურ ურთიერთქმედებებს. დედამიწის ზედა ატმოსფეროს ეს ნაწილი წარმოადგენს აქტიურ და მნიშვნელოვან კვანძს ლითოსფეროდან

იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროში ტალღური აკუსტიკური მოძრაობის, ელექტრომაგნიტური ველებისა და დენების, რადიო და სხვადასხვა სიხშირის გამოსხივებისა და სხვა ფაქტორების მეშვეობით ნივთიერებისა და ენერჯის გადატანის დროს. ამ შემთხვევაში ხორციელდება უწყვეტი კავშირი ლითოსფეროში მიმდინარე სეისმოაქტიურ მოვლენებსა და შუა და ზედა ატმოსფეროში მიმდინარე აერონომიულ პლაზმო-ქიმიურ პროცესებს შორის.

წარმოდგენილი სადისერტაციო სამუშაოს კვლევის საგანს წარმოადგენს დედამიწის შუაგანედური ატმოსფეროს მაღალი ფენების გამოსხივების ვარიაციის კანონზომიერებათა შესწავლა, მათი სეისმოაქტიურ მოვლენებთან დაკავშირება და გამოყენება მიწისძვრის პროგნოზის მეთოდთა სრულყოფის მიზნით. ატმოსფეროს ზედა ფენების საკუთარი გამოსხივების აღმოჩენისა და მისი როგორც პლანეტური მასშტაბის მოვლენის გათვითცნობიერების შემდეგ წარმოიშვა პრობლემა მისი თვისებებისა და სხვა კოსმოგეოფიზიკურ პროცესებთან და მათ შორის მიწისძვრებთან კავშირის შესწავლის შესახებ. ამ დროს სხვადასხვა პერიოდში წყდებოდა აღნიშნული პრობლემის სხვადასხვა ასპექტები და ამოცანები: გამოსხივების სპექტრული შედგენილობა და სიმაღლეები, ემისიათა ბუნების გამოვლენა (რამაც ხელი შეუწყო ატომებისა და მოლეკულების გამოსხივებულ მახასიათებელთა რეაქციის სიჩქარეების ლაბორატორიულ კვლევას), მორფოლოგია, ატმოსფერული პარამეტრების დიაგნოსტიკა, მიწისძვრის მომზადების, მისი მიმდინარეობისა და მოხდენის შემდგომ პერიოდებში ლითოსფერულ-ატმოსფერული პროცესების კვლევა და სხვ. ამ პრობლემის ყველა ასპექტი დღესაც ინარჩუნებს აქტუალობას. გარდა ამისა, მიწისძვრების პერიოდში არსებულმა ლითოსფერულ-ატმოსფერულმა კავშირებმა განაპირობეს ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების კანონზომიერებათა ინტენსიური კვლევა. ასეთ კავშირებში იგულისხმება, რომ მიწისძვრებისა და სხვა სეისმოაქტიური პროცესების მომზადების ზონის თავზე ხორციელდება აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღების გენერაცია, რომლებიც ატმოსფეროში გავრცელებისა და იონოსფერული სიმაღლეების მიღწევის

შემდეგ იწვევენ სხვადასხვა ტალღის სიგრძის ემისიების ვარიაციებს. ასევე ვარაუდობენ, რომ ატმოსფეროს ზედა ფენებში არსებული გამოსხივების ვარიაციები სეისმოაქტიურობის პროცესში გამოწვეულია ლითოსფეროში და მიწისპირა ატმოსფერულ ზონებში წარმოქმნილი ელექტრული ველებისა და დენების მოდიფიკაციით, რომელიც თავის მხრივ ძლიერდება ამ პერიოდში ატმოსფეროში ლითოსფეროდან გამოყოფილი სხვადასხვა აირების (რადონი, ჰელიუმი, ნახშირორჟანგი, ოზონი და სხვ.) მეშვეობით. ამ ფაქტორთაგან მხოლოდ ერთის გამოყოფა და დანარჩენის უგულვებლყოფა ჯერჯერობით შეუძლებელია, რამდენადაც იონოსფეროში დაკვირვებულ ოპტიკურ ეფექტთა სივრცული მასშტაბები რამდენიმე ასეულიდან ათას კილომეტრებს მოიცავს, ხოლო მახასიათებელი დროის ხანგრძლივობა რამდენიმე წუთიდან რამდენიმე დღე-ღამეს შეადგენს. შეიძლება ვიფიქროთ, რომ ლითოსფერულ-ატმოსფერულ-იონოსფერული კავშირები რეალურად ხორციელდება რამდენიმე ფიზიკური მექანიზმის ერთობლივი მოქმედების შედეგად.

ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივება, რომელიც დაახლოებით $70 \div 1000$ კმ სიმაღლეთა დიაპაზონშია ლოკალიზებული, გეოფიზიკური მოვლენაა და სხვადასხვა ფაქტორებითაა გამოწვეული. ამიტომ მისი დეტალური შესწავლა და გამომწვევი მექანიზმების დადგენა ერთობ აქტუალურია, როგორც მახლობელი კოსმოსური სივრცის მახასიათებელი პარამეტრების განსაზღვრის, ისე იმ პროცესების პროგნოზისა და კონტროლის თვალსაზრისით, რომლითაც განპირობებულია დაფიქსირებული ატმოსფერული ემისიები. თანამედროვე ეტაპზე საკმაოდ კარგადაა შესწავლილი ზედა ატმოსფერული ფენების ატომური და მოლეკულური ხაზებისა და ზოლების ნათების სპექტრული შედგენილობა, რეგულარული ვარიაციები და მათი გამომწვევი მიზეზები, ის ეყრდნობა დაახლოებით 100-წლიან მიწიერ და რაკეტულ გაზომვებს.

მნიშვნელოვნად ნაკლები ხარისხითაა გამოკვლეული ატმოსფეროს ზედა ფენების ოპტიკური ემისიები სხვადასხვა სახის ჰელიო-გეოფიზიკური და სეისმო-იონოსფერული შემფოთებების დროს. ასეთი ხასიათის კვლევები საშუალებას იძლევა შესწავლილ იქნას მოვლენათა მთელი კომპლექსი, რომლებიც დაკავშირებულია მზის აქტიურობასთან, მაგნიტოსფერულ-იონოსფერულ ურთიერთქმედებებთან, ატმოსფეროს ქვედა და ზედა ფენების ურთიერთკავშირთან და ლითოსფერულ-ატმოსფერულ მოვლენებთან. ამ უკანასკნელთა ღრმა ანალიზი და შესწავლა საშუალებას იძლევა განვახორციელოთ ისეთი კატასტროფული მოვლენის პროგნოზირების მეთოდთა სრულყოფა, როგორცაა მიწისძვრა. ამიტომ ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივების კლასიფიცირებას და მათი გამომწვევი მიზეზების დეტალურ ანალიზს უდიდესი მნიშვნელობა აქვს მიწისძვრის, ბუნების ამ დამანგრეველი ფენომენის მოკლე, საშუალო და გრძელვადიანი წინასწარმეტყველების მეთოდთა დახვეწისა და სრულყოფის თვალსაზრისით. სწორედ ამ ფაქტორებით განისაზღვრება თემის აქტუალობა.

კვლევის საგანი და პრობლემატიკა. კვლევის საგანს წარმოადგენს დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენების ოპტიკური ემისიების შესწავლა ბუნების სხვადასხვა არაორდინარული მოვლენების და მათ შორის სეისმოაქტიურობის პერიოდში. დასმული პრობლემა მდგომარეობს ამ გამოსხივებათა გამომწვევი ფაქტორების სეისმოაქტიურობასთან და კერძოდ, მიწისძვრების კატასტროფულ მოვლენებთან დაკავშირებაში.

კვლევის მიზანი და ამოცანები. ნაშრომის კვლევის მიზანი მდგომარეობს დედამიწის ზედა ატმოსფერული ფენების ღამის, ბინდისა და დღის ნათებების, ხელოვნური და ბუნებრივი პოლარული ნათებების, რადიოგამოსხივების ზემოქმედებით გამოწვეული ნათებებისა და სეისმოაქტიური ბუნების სხვადასხვა ფაქტორებით გამოწვეული ნათებების შესწავლაში. ამ გამოკვლევათა განხორციელება საშუალებას იძლევა გავარკვიოთ არა მარტო ატმოსფეროს ზედა ფენებში მიმდინარე

რიგი ფიზიკურ-ქიმიური პროცესები, არამედ ისეთი მოვლენებიც, რომლებიც უშუალოდაა დაკავშირებული მიწისძვრების მიმდინარეობის პერიოდებთან. კერძოდ, მიწისძვრის მომზადების, მისი მიმდინარეობისა და მოხდენის შემდეგ პერიოდებში გენერირებული ატმოსფერული ემისიების რეგისტრაცია, მათი გამოცალკევება და ვარიაციების შესწავლა შეიძლება გახდეს ძალზე მნიშვნელოვანი ფაქტორი ბუნების ამ კატასტროფული მოვლენის პროგნოზის მეთოდების სრულყოფის პროცესში. ამიტომ ნაშრომის მიზნის მისაღწევად საჭირო გახდა შემდეგი ამოცანების გადაჭრა:

– განხილულ იქნა ატმოსფეროს მაღალი ფენების ემისიების გენერაციის მექანიზმები ღამის, ბინდისა და დღის ნათების დროს;

– წარმოდგენილ იქნა ბუნებრივი და ხელოვნური პოლარული ნათების ფიზიკურ-ქიმიური მექანიზმები;

– შესწავლილ იქნა ზედა ატმოსფეროს ნათების მექანიზმები იონოსფეროზე მძლავრი რადიოტალღებით ზემოქმედების დროს;

– გაანალიზდა ზედა ატმოსფეროს ნათების ინტენსივობის ვარიაციები მზეზე და იუპიტერზე მიმდინარე პროცესების დროს;

– შესწავლილ იქნა ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების პროცესები მიწისძვრამდე, მისი მიმდინარეობისა და მოხდენის შემდგომ პერიოდებში და წარმოდგენილ იქნა ამ ნათების გამომწვევი შესაძლო მექანიზმები;

– შემუშავებულ იქნა კვლევის შესაბამისი მეთოდიკა და შეიქმნა შესაბამისი გამზომი აპარატურა.

– მიღებული ექსპერიმენტული მასალის დამუშავების შემდეგ შეიქმნა ზოგიერთი პროცესის აღმწერი ფიზიკურ-მათემატიკური მოდელი.

კვლევის მეთოდები. კვლევის მიზნის მისაღწევად გამოყენებულია ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების ინტენსივობის გაზომვის საბორტო და მიწიერი ფოტომეტრიული და დედამიწის ელექტრომაგნიტური ველების დამაბულობათა შეფასების მიწიერი მეთოდები. ამისათვის გამოიყენებოდა სპეციალური რაკეტულ-თანამგზავრული და მიწიერი სპექტროფოტომეტრიული და მაგნიტომეტრიული აპარატურა, რომელთა ნაწილი დამზადებული იქნა უნივერსიტეტის სპეციალისტების მიერ.

ნაშრომის მეცნიერული სიახლე. ჩატარებული კვლევების სიახლე მდგომარეობს მასში, რომ:

- _ შემუშავებულია ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების დიაგნოსტიკის ახალი მეთოდოლოგია და ნაწილობრივ აპარატურა;
- _ გაანალიზებულია ამ ნათებათა ინტენსიურობის მაღლივი ვარიაციები და დადგენილია მისი მექანიზმები ატმოსფეროს ღამის, ბინდისა და დღის გამოსხივების მომენტში;
- _ განხილულია ნათების ინტენსივობათა ვარიაციები ბუნებრივი და ხელოვნური პოლარული ნათების მომენტში და დადგენილია მისი გამომწვევი მექანიზმები;
- _ წარმოდგენილია ამ ნათებათა გამომწვევი მექანიზმები მიწისძვრებისა და სხვა ბუნებრივი კატაკლიზმების დროს;
- _ დასახულია გზები ამ ნათებათა რეგისტრაციისა და მისი გამომწვევი მექანიზმების განცალკევების საფუძველზე დადგენილ იქნას სეისმოქატივობის ოპტიკური წინამორბედები მიწისძვრის მოკლე, საშუალო და გრძელვადიანი პროგნოზების მეთოდთა სრულყოფის მიზნით.

სამუშაოს პრაქტიკული ღირებულება. ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივების კანონზომიერებათა შესწავლის ამოცანების გადაწყვეტა

დაკავშირებულია იონოსფეროში რეალიზებულ მთელ რიგ ფუნდამენტურ მოვლენებთან, რომლებიც გარკვეული ფორმით ეხებიან ფიზიკის სხვადასხვა განყოფილებებს_ატომურ და მოლეკულურ ფიზიკას, ოპტიკას, სუსტადიონიზებულ პლაზმის ფიზიკას, გეოფიზიკას, ასტროფიზიკას და სხვ. ამ ამოცანების გადაწყვეტა ხელს უწყობს ზოგიერთი პლაზმოქიმიური რეაქციის დაზუსტებას, თვით ჩვენი და სხვა პლანეტების ევოლუციის კანონზომიერებათა დადგენას. გარდა ამისა, სამუშაოს ძირითად პრაქტიკულ ღირებულებად შეიძლება ჩაითვალოს ატმოსფეროს ზედა ფენების ძირითადი ოპტიკური ემისიების, როგორც სეისმოაქტივობის წინამორბედების ვარიაციათა გამოკვლევა, რომელიც საშუალებას იძლევა ვსრულვყოთ მიწისძვრის მოკლე, საშუალო და გრძელვადიანი პროგნოზის მეთოდები და სხვა მეთოდებთან ერთობლიობაში ვცადოთ ამ კატასტროფული ბუნებრივი მოვლენის წინასწარ განსაზღვრა, რითაც თავიდან ავიცილებთ მნიშვნელოვან მსხვერპლსა და მატერიალურ ზარალს.

დაცვაზე გამოტანილი დებულებები:

- _ ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივების ინტენსივობის სადიაგნოსტიკო აპარატურისა და მეთოდების ანალიზი;
- _ დღის, ღამისა და ბინდის ატმოსფეროს საკუთარი ნათების ვარიაციების კანონზომიერებათა გამოკვლევა;
- _ ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების შესწავლა ბუნებრივი და ხელოვნური პოლარული ნათების დროს;
- _ ატმოსფეროს მაღალი ფენების გამოსხივების გამოკვლევა მასზე მძლავრი რადიოტალღებითა და გარეპლანეტური ზემოქმედების პირობებში;
- _ ატმოსფეროს მაღალი ფენების ძირითადი ემისიების ვარიაციათა შესწავლა მაღალი სეისმოაქტიურობის პირობებში და ყველა მიღებული შედეგის გამოყენება

მიწისძვრების მოკლე, საშუალო და გრძელვადიანი პროგნოზის მეთოდთა სრულყოფის მიზნით.

სამუშაოს შედეგების რეალიზაცია. სადისერტაციო ნაშრომში მიღებული შედეგები შეიძლება გამოყენებულ იქნას ახალი დიაგნოსტიკური აპარატურის შექმნის პროცესში, რომელთა მეშვეობითაც შეიძლება გამოკვლეულ იქნას მსგავსი ფიზიკურ-ქიმიური ატმოსფერული მოვლენები. ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივების გაზომვის შედეგად მიღებული მონაცემების ანალიზისა და შესაბამისი პროცესების გამომწვევი მექანიზმების დადგენის საფუძველზე შესაძლებელია, არა მარტო დედამიწის იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროში მიმდინარე რიგი ფიზიკურ-ქიმიური მოვლენის არსის ახსნა, არამედ მისი პრაქტიკული გამოყენება ისეთი კატასტროფული ბუნებრივი მოვლენის პროგნოზის მეთოდთა სრულყოფის მიზნით, როგორცაა მიწისძვრები.

სამუშაოს აპრობაცია. სამუშაოს ძირითადი დებულებები მოხსენებული იყო შემდეგ სამეცნიერო კონფერენციებზე და სემინარებზე:

– აკადემიკოს ჯუმბერ ლომინაძის 80 წლის იუბილისადმი მიძღვნილი საერთაშორისო კონფერენცია „კოსმოსი მახლობელი და შორეული“, ქუთაისი, 2011 წელი.

– აკადემიკოს ნიკოლოზ მუსხელიშვილის დაბადებიდან 120 წლისთავისადმი მიძღვნილი რესპუბლიკური კონფერენცია, ქუთაისი, 2011 წელი.

– საერთაშორისო საიუბილეო კონგრესი „ბულგარეთი-კოსმოსური კვლევების ქვეყანა-40 წელი“, სოფია, 2012 წელი.

– ქუთაისის უნივერსიტეტის დაარსებიდან 80 წლის და თვალსაჩინო ქართველი მეცნიერის და საზოგადო მოღვაწის ვლადიმერ სულავას დაბადებიდან 100 წლის იუბილეებისადმი მიძღვნილი რესპუბლიკური სამეცნიერო კონფერენცია. 2013წ.

_ თბილისის ი. ჯავახიშვილის სახელმწიფო უნივერსიტეტის სპეც. სემინარი, თბილისი 2013 წელი.

სადისერტაციო ნაშრომის ძირითადი დებულებები განხილული იყო აკ. წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტის ფიზიკის დეპარტამენტის მუდმივმოქმედ სამეცნიერო სემინარებზე 2010-2013წწ.

სამუშაოს მოცულობა. სადისერტაციო ნაშრომი შედგება შესავლის, ოთხი თავის, დასკვნის და 296 ციტირებული ლიტერატურისაგან. ის წარმოდგენილია 172 გვერდზე, შეიცავს 8 ნახაზსა და 2 ცხრილს.

დისერტაციის ძირითადი შედეგები გამოქვეყნებულია შემდეგი ნაშრომების სახით:

1. Teimuraz Adeishvili, **Nino Oqrochelidze.** On-board Photometric Measurements of Luminous Intensity in Atomic Oxygen Green Line $\lambda=5577\text{\AA}$ in Mid-latitude Ionosphere. Bull. Georg. Natl.Acad.Sci.,vol. no. 2013
2. T. ADEISHVILI, A. ALEXANDROV, **N.OKROCHELIDZE.** The modern methods of optical phenomena investigations of near-earth space. SCIENCE, EDUCATION, TECHNOLOGIES "40 YEARS BULGARIA – SPACE COUNTRY".VOL.1,pp167-187.2012. (Rus). (239)
3. Адеишвили Т. Г., Манагадзе Г. Г., Навериани Т. Х., **Окрочелидзе Н. Г.** „Свечение верхней атмосферы при воздействии мощного импульсного радиоизлучения”. „Научные Новости Грузии». Кутаиси. №4(8) 2010 ст.28. (241)
4. Адеишвили Т. Г., Кикалишвили Х.Р., Леквинадзе И.Г., Леонов Н.А., Навериани Т. Х., **Окрочелидзе Н. Г.** О механизмах генерации непрерывного свечения при воздействии энергичных электронов на ионосферу земли. „Научные Новости Грузии». Кутаиси, 2011 №1(9) стр.34. (127)

თავი I

I. ატმოსფერული ემისიების რეგისტრაციის მეთოდები

1.1. შესავალი

უკანასკნელი რამდენიმე ათეული წლის განმავლობაში დედამიწის ზედა ატმოსფერული ფენების ფიზიკის სწრაფი განვითარება დაკავშირებულია არა მარტო რაკეტა-თანამგზავრული გამოკვლევების პროგრესთან, არამედ ელემენტარული პროცესების ფართო წრის კინეტიკის ლაბორატორიულ გამოკვლევათა თანამედროვე მეთოდების შემუშავებასა და განვითარებასთან.

როგორც ნეიტრალურ, ასევე დამუხტულ ნაწილაკებს შორის ატმოსფერულ გაზში მიმდინარე სხვადასხვა ფიზიკურ-ქიმიური პროცესების დეტალური ცოდნის გარეშე შეუძლებელია გავიგოთ ზედა ატმოსფეროს ქცევის ძირითადი კანონზომიერებები: მისი ცვალებადობა დროსა და სივრცეში; მისი რეაქცია სხვადასხვაა როგორც ბუნებრივ (მზის ანთებები, ავრორალურ ნაწილაკთა შემოჭრა, მიწისძვრები და სხვა), ისე ხელოვნურ (ბირთვული აფეთქების ზემოქმედება, კოსმოსურ საფრენოსნო აპარატებიდან ქიმიური ნივთიერებებისა და დამუხტული ნაწილაკების გამოფრქვევა და სხვ.) შემოფოთებებზე.

ზედა ატმოსფეროში მიმდინარე ფიზიკურ-ქიმიურ პროცესთა მნიშვნელოვან თავისებურებას წარმოადგენს ხანგრძლივად არსებული მეტასტაბილური აღზნებული ატომებისა და მოლეკულების წარმოქმნა, რომლებიც განსაზღვრავენ ფოტოქიმიურ პროცესთა სხვადასხვა ჯაჭვების მიმდინარეობას. მეტასტაბილური დონეები წარმოიშობა ატმოსფეროს ზედა ფენებში მიმდინარე პრაქტიკულად ყველა ფიზიკურ-ქიმიური პროცესის შედეგად, დაწყებული ფოტოდისოციაციითა და რეკომბინაციით და დამთავრებული რეზონანსული აღზნებებითა და სხვადასხვა ეგზოთერმული პროცესებით. ეს გარემოება ძლიერ ართულებს ამოცანას და მოითხოვს მიმდინარე ფიზიკურ-ქიმიურ პროცესთა დეტალურ შესწავლას, რომელიც ემყარება მთელი რიგი ექსპერიმენტული მეთოდებისა და აპარატურის შექმნა-შემუშავებასა და გამოყენებას.

ატმოსფეროსზედა ფენებში წარმოქმნილი ემისიების გამოკვლევისას გამოიყენება მთელი რიგი მეთოდები. განვიხილოთ ზოგიერთი მათგანი:

1. ცის ნათების მიწიერი დაკვირვებები;
2. ცის ნათების რაკეტულ-თანამგზავრული ფოტომეტრული და მას-სპექტრომეტრული დაკვირვებები;
3. დიდ სიმაღლეებზე რაკეტის ბორტიდან გამოფრქვეული სხვადასხვა ქიმიური ნივთიერებებისა და დამუხტული ნაწილაკების ატმოსფერულკომპონენტებთან ურთიერთქმედებით გამოწვეული ემისიების დაკვირვებები;
4. დედამიწიდან ატმოსფეროს მაღალ ფენებზე რადიოტალღებით ზემოქმედებისას გენერირებული ნათების გამოკვლევები;
5. მიწისძვრებისა და ბუნების სხვა არაორდინარული მოვლენების დროს ზედა ატმოსფეროში გაძლიერებული ემისიებისა და დაბალსიხშირული რხევების დაკვირვებები;
6. მაღალ ატმოსფერულ ფენებში მიმდინარე ზოგიერთი ფიზიკურ-ქიმიური პროცესის ლაბორატორიული მოდელირება.

აერონომიულგამოკვლევებში გამოყენებული რაკეტების, ფოტომეტრების, სპექტროგრაფების, მას-სპექტრომეტრებისა და სხვა მოწყობილობების დეტალური განხილვა არ შედის წარმოდგენილი სადისერტაციო ნაშრომის შემადგენლობაში. მათ მხოლოდ მოკლედ შევეხებით. ჩვენ განვიხილავთ ატმოსფერული ემისიების წარმოშობისა და ვარიაციების პრობლემას ფიზიკოს-ექსპერიმენტატორის თვალთახედვით და განვიხილავთ ზემოთ წარმოდგენილ კვლევის მეთოდებს.

1.2. ცის ნათების მიწიერი დაკვირვებები.

ტერმინი „ცის ნათება“ შემოღებულ იქნა ელვის მიერ 1950წელს ზედა ატმოსფეროს ემისიების აღსანიშნავად, თანაც ისინი განიხილებოდნენ პოლარულ ნათებასთან დაკავშირებული ანალოგიური ემისიებისაგან განცალკევებულად. შემდგომში შემოღებულ იქნა ცნებები: „ღამის ცის ნათება“-ღამის პერიოდში დაკვირვებული ცის

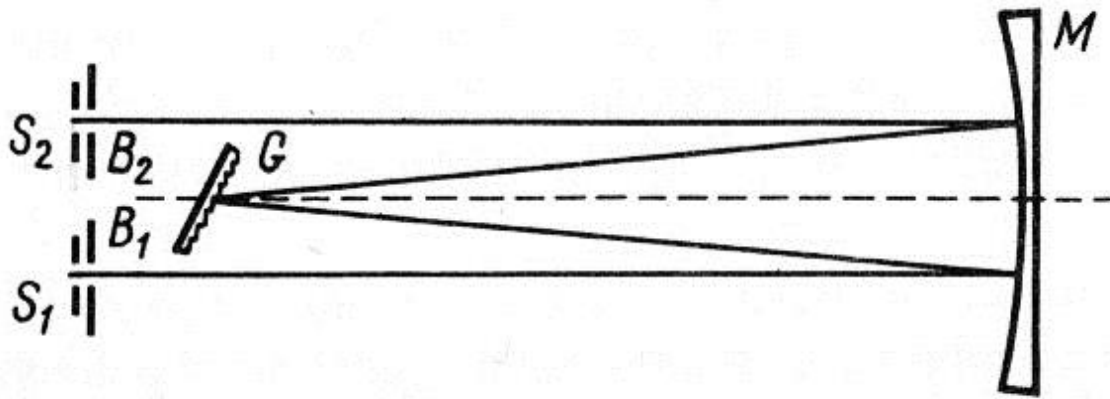
ნათებისათვის; „ბინდის ნათება“-იმ პერიოდში არსებული ნათებისათვის, როცა მზე იმყოფება ჰორიზონტის ქვეშ, მაგრამ ანათებს 50-150კმ სიმაღლეებს; „დღის ცის ნათება“-დღის განმავლობაში რეგისტრირებული ატმოსფერული ემისიებისათვის.

1.2.1.სპექტროგრაფიული დაკვირვებები.

ცის ნათების სპექტრის სწრაფად მისაღებად გამოიყენება შმიდტის კამერიანი სპექტროგრაფები[1]. ამ სპექტროგრაფის მოუხერხებლობა მასში მდგომარეობს, რომ ღამის ცის ნათების სუსტი ინტენსივობის რეგისტრაციას შეიძლება დასჭირდეს 2 წუთზე მეტი ექსპოზიცია, მაშინ როცა ფოტოელექტრულმა სპექტრომეტრმა შეიძლება დააფიქსიროს იგივე სიდიდის ინტენსივობა დაახლოებით 10წამის განმავლობაში.სპექტროგრაფთა შესაძლებლობები ასევე შემოსაზღვრულია $\lambda > 1\text{მკმ}$ ინფრაწითელი გამოსხივებისადმი ფოტოგრაფიული ემულსიების არასაკმაო მგრძობიარობით. სპექტროგრაფები, რომლებშიც ხდება დეტექტორ-სუპერორტიკონის გამოსასვლელის ფოტოგრაფირება, უფრო ოპერატიულია, ვიდრე უშუალო ფოტორეგისტრაციის მეთოდზე მომუშავე სპექტროგრაფები. ასეთი აპარატურით ღამის ცის ნათების ემისიების რეგისტრაციისას საკმარისია ~ 10 წამის ხანგრძლივობის ექსპოზიცია.

სკანირებადი მონოქრომატორისაგან განსხვავებით, რომელიც გამოსხივების რეგისტრაციას ახორციელებს ვიწრო სპექტრალურ ზოლში და განსაკუთრებით კარგად მიესადაგება ინტენსივობის რაოდენობრივ შეფასებას, სპექტროგრაფი ერთი ექსპოზიციის განმავლობაში მოიცავს ფართო სპექტრალურ დიაპაზონს. როგორც ცის ნათების ემისიების, ისე მთელი რიგი სხვა ამოცანების გადასაჭრელად ყველაზე საუკეთესოდ მიჩნეულია ფასტი-ებერტის სპექტრომეტრი, რომლის პრინციპული სქემა მოცემულია 1.1 სურათზე. ასეთი ხელსაწყოს გარჩევისუნარიანობა პირველ მიახლოებაში დიფრაქციულ მესერზე დატანილი ხაზების რაოდენობის პროპორციულია. მოცემული გარჩევისუნარიანობის დროს, რომელიც ჭვრიტეს

სიგანით რეგულირდება, დარეგისტრირებული სინათლის ინტენსიურობა მესრის კუთხის სინუსის პროპორციულია. ამრიგად, სასურველია გამოვიყენოთ დიდი არეკვლის კუთხის მქონე მესერი. ოპტიმალური მგრძნობიარობის მისაღწევად ფოტოდეტექტორს ჩვეულებრივ აციებენ.



სურათი 1.1. ფასტი-ებერტის მონოქრომატორის ოპტიკური სქემა. M-სფერული ჩაზნექილი სარკე, G-ბრტყელი დიფრაქციული მესერი, B_1 და B_2 -დიაფრაგმები, S_1 და S_2 შესასვლელი და გამოსასვლელი ჭვრიტეები.

იმ შემთხვევაში, როცა დეტექტორი შეთავსებულია ფოტომამრავლთან, შეიძლება შევაფასოთ თითოეული ფოტონის შესაბამისი იმპულსები. სიგნალის ხმაურთან ფარდობის გასაუმჯობესებლად გამოიყენება სხვადასხვა ელექტრონული ტექნიკა, მათ შორის დროში გამასაშუალოებელი გამოთვლითი მოწყობილობები. სპექტრის ცალკეული უბნების შესწავლისას ტალღის სიგრძეთა ვიწრო ინტერვალში შეიძლება გამოვიყენოთ ფოტოელექტრულ დეტექტორთან შეთავსებული ფაბრი-პეროს სპექტრომეტრი. ამასთან, მკვლევარისათვის უინტერესო გატარების ზოლში არსებული სინათლე, შეიძლება ჩამოვჭრათ ინტერფერენციული ფილტრის მეშვეობით.

თუ სპექტრომეტრებში გამოვიყენებთ ინტერფერომეტრებს, მაშინ შეიძლება მათი მგრძობიარობა მნიშვნელოვნად გაიზარდოს. ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრის გამოყენება თითქმის 50-ჯერ აძლიერებს მგრძობიარობას დიფრაქციულ სპექტრომეტრთან შედარებით.

ატმოსფეროს ემისიური ხაზების რეგისტრაციის დროს, რომელთა გამომსახივებელი წყაროები განთავსებულია დიდ სიმაღლეებზე, წარმოიშობა სერიოზული ექსპერიმენტული სირთულეები თვით ღამის პერიოდშიც კი, როცა აუცილებელი ხდება ვარსკვლავების, მთვარისა და განათებული პუნქტების გაბნეული სინათლის გამორიცხვა. ბუნებრივი და პოლარული ნათების ბინდისა და დღის ცის ნათების ძირითად პრობლემას წარმოადგენს ჩვენთვის საინტერესო ემისიის ჰაერის მოლეკულებზე, აეროზოლებზე და მტვრის ნაწილაკებზე გაბნეული მზის სინათლისაგან გამოცალკევება. ასეთ პირობებში არსებული ცოდნის გაღრმავება მნიშვნელოვანწილად დამოკიდებულია იმ წარმატებებზე, რომელიც მიღწეულია ტექნიკაში ხსენებული პრობლემების გადასაჭრელად. ხელსაწყოადაში წაყენებული მოთხოვნის სიმკაცრე, როცა მას იყენებენ დღის ნათების ან ბუნებრივი და ხელოვნური პოლარული ნათების ემისიების მაღალი ფონური გამოსხივებისაგან გამოსაცალკევებლად, შეიძლება განისაზღვროს გამოსაკვლევი ხაზებისა და ფონის ინტენსივობათა შედარებით. მაგალითისათვის ავიღოთ ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივების ინტენსივობა რელეებში*. კამკაშა პოლარული ნათებისას მისი ინტენსივობა აღწევს 50 კილორელეიმდე ($4\pi I = 50KR$). ის უნდა გამოჩნდეს დღის ნათების ფონზე, რომლის ინტენსივობა ძალიან მაღალია და 1\AA -ის ტოლ გატარების ზოლში შეიძლება $10000KR$ -საც მიაღწიოს.

*ცის ნათების ემისიათა სიკაშკაშეს ჩვეულებრივ ზომავენ რელეებში (R). ის წარმოადგენს იზოტროპული წყაროს სიკაშკაშეს, რომელიც 1სმ^2 ფართში 1წამის განმავლობაში ყველა მიმართულებით გამოასხივებს 10^6 ფოტონს. ამიტომ ამ წყაროს ინტენსივობა შედგენს: $I=10^6/4\pi$ ფოტონი/სმ²·წმ·სტ.

თუ ცის სპექტრი რეგისტრირდება $0,1\text{\AA}$ გარჩევისუნარიანობით, მაშინაც კი ფონური გამოსხივების ინტენსივობა 20-ჯერ მეტი აღმოჩნდა. გარდა ამისა, ციური ფონი არასოდეს არ წარმოადგენს უწყვეტ კონტინუუმს, მაგრამ გააჩნია მიწიერი და მზისიერი (ფრაუნჰოფერის) შთანთქმის ხაზები. ამიტომ შედარებისათვის აუცილებელია მზის გამოსხივების სპექტრის გამოყენება, რომელიც არ მოიცავს დღის ცის ემისიებს.

ზედა ატმოსფეროში ნათების სრულ ნაკადში მზისიერი ფონური გამოსხივების გამოსაყოფად დიდი წარმატებით გამოიყენება ნოკსონის მიერ შექმნილი სკანირებადი პოლარიმეტრი[2]. ამ ხელსაწყოს მუშაობის პრინციპი დამყარებულია მასზე, რომ მართი კუთხით გაბნეული მზის სინათლე აღმოჩნდა პოლარიზებული, მაშინ როცა რეზონანსულ გაბნევასთან და ქემილუმინოსცენტურ რეაქციებთან დაკავშირებულ ცის ნათების ემისიებს გააჩნია ძალიან სუსტი ან ნულოვანი პოლარიზაცია. თუ მზის სინათლის 90° -იანი პოლარიზაციის მქონე გაბნეული კომპონენტები მონაცვლეობით ეცემიან ფოტოელექტრულ დეტექტორს, მაშინ შეიძლება შევამციროთ უფრო ძლიერი კომპონენტის ინტენსივობა ჰვრიტეს ან დიაფრაგმის დახმარებით ისე, რომ დეტექტორმა გამოსასვლელზე არ მოგვცეს ცვლადი სიგნალი. თუ ხელსაწყო ატმოსფერული ემისიის სპექტრის მიხედვით ახორციელებს სკანირებას, მაშინ პოლარიზაციული ფარდობა იცვლება და გამოსასვლელზე ვღებულობთ ცვლად სიგნალს.

ცის სუსტი ემისიების მაღალი ფონური გამოსხივებისაგან გამოსაცალკევებელი მეთოდების გამოსაყოფად განვიხილოთ საბორტო და მიწიერი გაზომვებისათვის განკუთვნილი ფოტომეტრები.

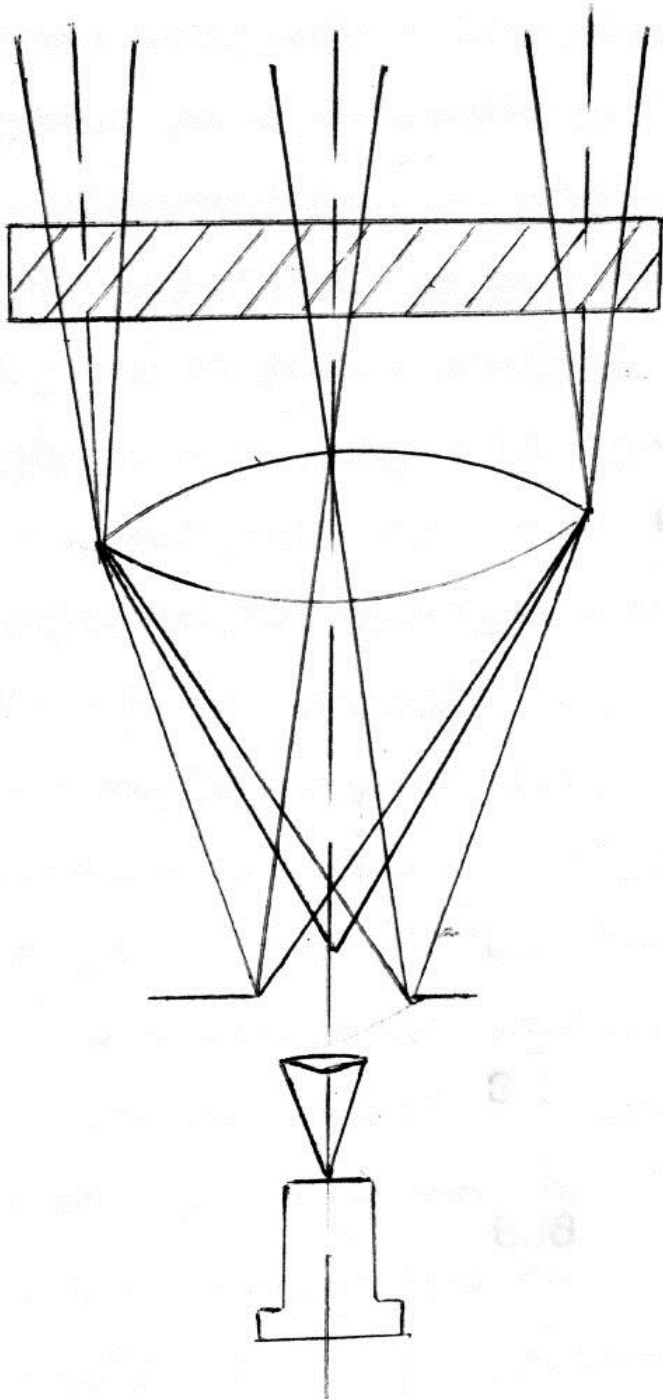
1.2.2. ფოტომეტრული დაკვირვებები.

ატმოსფერული ემისიების ინტენსიურობათა ვარიაციების სისტემატური დაკვირვებისათვის ყველაზე მოხერხებულია ელექტროფოტომეტრული მეთოდი. სახელდობრ, ინტერფერენციული შუქფილტრით აღჭურვილი ელექტროფოტომეტრის საშუალებით მიღებული იქნა მაღალი ატმოსფეროს ცის ნათების მეტწილი ემისიების ვარიაციათა კანონზომიერებები. ამიტომ ამ მეთოდის აღწერას აქ უფრო დეტალურად შევხებით.

ელექტროფოტომეტრის ყველაზე უფრო გავრცელებული ტიპია $40 \div 80$ მმ დიამეტრის L_1 ობიექტივანი რეფრაქტორი, რომლის ფოკუსში მოთავსებულია ველის დიაფრაგმა (DF). ველის დიაფრაგმის დიამეტრი განსაზღვრავს ხედვის ველის Ω სიდიდეს. უშუალოდ მის შემდეგ მოთავსებულია ველის L_2 ლინზა, რომელიც შესასვლელი L_1 ობიექტივის გამოსახულებას ასახავს მიმდების ფოტოკათოდზე. მიმდების როლს, როგორც წესი ასრულებს ფოტოელექტრონული მამრავლი (FEM). ფოტომეტრის ფუნქციონალური სქემა წარმოდგენილია 1.2 სურათზე. ფოტომამრავლიდან გამოსული ფოტოდენი ძლიერდება და შემდეგ რეგისტრირდება ელექტრონული მოწყობილობის საშუალებით, რომლის ტიპი განისაზღვრება მგრძნობიარობის დონითა და რეგისტრაციის სიჩქარით.

ელექტრონული მოწყობილობა შეიძლება წარმოადგენდეს მუდმივი ან ცვლადი დენის გამაძლიერებელს მაღალმური შემსვლელი წინააღმდეგობით, რომელიც განსაზღვრავს სიგნალის რეგისტრაციის სიჩქარეს. ეს შეიძლება იყოს რამდენიმე ასეული მეგაომის შემსვლელი წინააღმდეგობის მუდმივი დენის გამაძლიერებელი ისეთი ემისიების რეგისტრაციის შემთხვევაში, როგორცაა ჟანგბადი წითელი და მწვანე ხაზები, ნატრიუმის დუბლეტი და სხვა. მიღებული სიგნალის ჩაწერა ხორციელდება თვითმწერზე. ეს შეიძლება მოხდეს ფოტონთა თვლის მეთოდით, სიხშირით და ციფრული საბეჭდი მოწყობილობით. თვლის მეთოდი ეფექტურია

ისეთი სუსტი ატმოსფერული ემისიების რეგისტრაციის დროს, რომელთა ინტენსივობა რამდენიმე რელის ტოლია.



სურ.1.2 ფოტომეტრის ფუნქციონალური სქემა. იფ-ინტერფერენციული ფილტრი, ლ-ლინზა, ვდ-ველის დიაფრაგმა, ვლ-ველის ლინზა, ფემ-ფოტოელექტრონული მამრავლი.

ხედვის ველის სიდიდის არჩევა ხდება ისეთნაირად, რომ 5^m-ზე უფრო სუსტი ნათობის ვარსკვლავები რეგისტრირდებოდეს, როგორც უწყვეტი ფონი. ამისათვის საკმარისია, რომ კუთხე $\omega \geq 5^\circ$, ანუ ხედვის ველს გააჩნდეს $\Omega \geq 19$ კვ. გრად, ე.ი.

$5,8 \cdot 10^{-3}$ სტერადიანის შესაბამისი ზომები.

ფოტოელექტრონული მამრავლების შერჩევა ხორციელდება გაზომვის სპექტრალური უბნის მიხედვით. თანამედროვე მულტიტუტიანი ფოტოკათოდების შემცველი მამრავლები საშუალებას გვაძლევენ კვლევები ჩატარდეს სპექტრის $4000 \div 8000 \text{ \AA}$ დიაპაზონში. მათი მგრძნობიარობის მაქსიმუმი მოთავსებულია $5500 \div 6000 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის ინტერვალში. უკანასკნელ ხანს ინტენსიური გამოყენება ჰპოვა გალიუმის არსენიდის ფოტოკათოდისაგან დამზადებულმა ფოტომამრავლებმა, რომელთაც გააჩნია თითქმის ერთნაირი მგრძნობიარობა სპექტრის $4000 \div 9000 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის დიაპაზონში. ახლო ინფრაწითელ უბანში გაზომვების ჩატარებისათვის იყენებენ ოქსიდურ-ვერცხლურ-ცეზიუმის ფოტოკათოდთან მამრავლებს, მაგრამ დაბალი ქვანტური გამოსავლისა და ძლიერი სიბზნელის დენის გამო მათი მგრძნობიარობა შედარებით მცირეა. ცის ნათების დაკვირვებისათვის ყველაზე გავრცელებულ ფოტომამრავლს წარმოადგენს ФЭУ-79, რომელსაც გააჩნია მულტიტუტოვანი ფოტოკათოდი, 4-10% კვანტური გამოსავალი და 10^{-9} A -ის რიგის სიბზნელის დენი.

ცალკეული სპექტრული უბნები გამოიყოფა ინტერფერენციული ფილტრების საშუალებით. დღეისათვის მზადდება $1 \div 2 \text{ \AA}$ -ის ტოლი ნახევარსიგანის ფილტრები. ტალღის სიგრძე გატარების მაქსიმუმში და გატარების ზოლის ნახევარსიგანე დამოკიდებულია შუქფილტრზე დაცემული სხივების დახრის კუთხეზე. გატარების მაქსიმუმის ტალღის სიგრძე გადაინაცვლებს სპექტრის მოკლელტალღოვან უბანში დახრის α კუთხის გაზრდისას $\lambda \sim \lambda_0 \cos \alpha$ კანონით, ხოლო გატარების ზოლის ნახევარსიგანე იზრდება და ამასთან მაქსიმუმში გატარება მცირდება. ამიტომ ფილტრი უნდა მოვათვსოთ პარალელურ სხივებში ანუ ფოტომეტრის შესასვლელის წინ. ამ შემთხვევაში ფილტრის მახასიათებელი პარამეტრები უნდა განისაზღვროს

ფოტომეტრის ხედვის ველის გათვალისწინებით. ჩვეულებრივ იღებენ ფილტრ-ფოტომეტრის სისტემის სპექტრულ მრუდებს, რისთვისაც ელექტროფოტომეტრს წინ, ხოლო მის შესასვლელ ჭვრიტეს ანათებენ ვარვარების ძაფით. ამ დროს უზრუნველყოფილი უნდა იყოს ფოტომეტრის მგრძნობიარობა და წრფივობა, რომელიც საკმარისი იქნება ხილულ უბანში $3 \cdot 10^{-5}$ - $4 \cdot 10^{-3}$ ერგი \cdot სმ⁻² \cdot წმ⁻¹ და ახლო ინფრაწითელ უბანში $4,5 \cdot 10^4$ - $3 \cdot 10^2$ ერგი \cdot სმ⁻² \cdot წმ⁻¹ ენერგიის ნაკადების შესაბამისად 10-1000 რელეის და 200-10000 რელეის ინტენსივობების დასარეგისტრირებლად.

ფოტომეტრის მგრძნობიარობის მუდმივობა კონტროლირდეს სინათლის მუდმივი წყაროთი. ამ მიზნით შეიძლება გამოვიყენოთ ან ლუმინოფორი (აქტივირებული C¹⁴), ან ვარვარების ლამპა.

გაზომვები მიმდინარეობს სპექტრის ორ უბანში. პირველი ცენტრირებულია ემისიურ ხაზზე ან ზოლზე, ხოლო მეორე ამ ხაზის მახლობელ უწყვეტი სპექტრის უბანზე. აქ შეიძლება გამოვიყენოთ სამი მეთოდი. პირველი წარმოადგენს ფ. როჩის ორფილტრიან მეთოდს [3], როცა დაკვირვებები წარმოებს ერთდროულად-ემისიისა და ფონის ფილტრების საშუალებით. ვიწროზოლიანი ფილტრებისათვის მისადაგებულ მეორე მეთოდში იყენებენ ფილტრის დახრის გაზრდის შედეგად გატარების ზოლის წანაცვლების მოვლენას. დაკვირვებები ხორციელდება ფილტრის ორ მდებარეობაში ოპტიკური ღერძის მიმართ-ემისიაზე ცენტრირებულ ჰორიზონტალურ და ამ ემისიის მახლობელ უბანში არსებულ ფონურ გამოსხივებაზე ცენტრირებულ დახრილ მდებარეობებში [4]. მესამე მეთოდში, ფოტომეტრის ოპტიკური ღერძისადმი გარკვეული კუთხით მოთავსებული ფილტრი ბრუნავს ღერძის მიმართ და ამ დროს სკანირებას უკეთებს სპექტრის ვიწრო უბანში არსებულ ემისიასა და უწყვეტ ფონს [5] (ამ მეთოდს დაწვრილებით მომდევნო პუნქტში განვიხილავთ).

თუ R_0 წარმოადგენს ემისიის ანათვალს, $n_{\text{ფ}}$ -უწყვეტი ფონის ანათვალს, ხოლო $\Delta\lambda_{\text{ფ}}$ და $\Delta\lambda_{\text{გ}}$ -გატარების ზოლთა ეკვივალენტური სიგანეებია ორივე ფილტრისათვის და ამასთან

$$\Delta\lambda = \int_{-\infty}^{+\infty} T_{\lambda} d\lambda, \quad (1.1)$$

სადაც T_{λ} -შუქფილტრის გატარების კოეფიციენტია მოცემული ტალღის სიგრძისათვის, მაშინ ემისიური ხაზის ინტენსივობათოლი იქნება[6]:

$$I_{\text{ფ}} = (q_{\lambda_{\text{ფ}}} n_{\text{ფ}} - q_{\lambda_{\text{ფ}}} n_{\text{ფ}} \frac{\Delta\lambda_{\text{ფ}}}{\Delta\lambda_{\text{ფ}}}) \frac{n_{\text{ფ}}^0}{n_{\text{ფ}}} \frac{1}{T_{\text{ფ}}} \text{ რელიეი.} \quad (1.2)$$

აქ q_{λ} -რელეებში გამოსახული აბსოლუტური კალიბრების კოეფიციენტებია ერთეულოვან ანათვალზე, $T_{\text{ფ}}$ -ფილტრის გატარების სიდიდე ემისიური ხაზისათვის, $n_{\text{ფ}}$ და $n_{\text{ფ}}^0$ -ეტალონური წყაროს ანათვლებია ეტალონური წყაროს მიხედვით მოცემულ მომენტში და q_{λ} კოეფიციენტის განსაზღვრის დროს.

მოქანავე ფილტრის მეთოდის შემთხვევაში ემისიის ინტენსივობა ტოლია:

$$I_{\text{ფ}} = (q_{\lambda_{\text{ფ}}} n_{\text{ფ}} - q_{\lambda_{\text{ფ}}} n_{\text{ფ}} \frac{\Delta\lambda_{\text{ფ}}}{\Delta\lambda_{\text{ფ}}}) \frac{n_{\text{ფ}}^0}{n_{\text{ფ}}} \left(T_{\text{ფ}} - \frac{\Delta\lambda_{\text{ფ}}}{\Delta\lambda_{\text{ფ}}} T_{\text{ფ}} \right)^{-1} \text{ რელიეი,} \quad (1.3)$$

სადაც $n_{\text{ფ}}$, $n_{\text{ფ}}^0$ - არის ანათვლები ფილტრის ჰორიზონტალური და დახრილი მდებარეობების დროს; $T_{\text{ფ}}$ და $T_{\text{ფ}}$ -ფილტრის გატარება ემისიური ხაზის ტალღის სიგრძისათვის ჰორიზონტალურ და დახრილ მდებარეობებში. ამასთან დაცულია პირობა $T_{\text{ფ}} \geq T_{\text{ფ}}$.

წარმოდგენილი (1.2) და (1.3) გამოსახულებები ვარგისია მხოლოდ იდეალურ შემთხვევაში, როცა იზოლირებული ემისიური ხაზი ან ზოლი ფიქსირდება სუსტი უწყვეტი ფონური გამოსხივების დროს და შესაბამის ფილტრთა გატარების უბანში არ გვხვდება რაიმე სხვა ხელშემშლელი ემისია. მაგრამ ცის ნათების სპექტრის განხილვა უჩვენებს, რომ ეს პირობა პრაქტიკულად არსად არ სრულდება. მიახლოებით ის შეიძლება დავუშვათ მხოლოდ ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიისათვის, რამდენადაც ის განიცდის ბლენდირებას ჰიდროქსილის OH(7,1) ზოლით, რომლის ინტენსივობა საშუალოდ 20-ჯერ ნაკლებია ხსენებული ხაზის საშუალო ინტენსივობაზე. მაგალითისათვის ავიღოთ ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისია და

სიმარტივისათვის მხედველობაში არ მივიღოთ მისი მეორე კომპონენტი $\lambda=6364\text{\AA}$, რომელიც ინტენსივობით სამჯერ ნაკლებია პირველზე. მოცემული ემისია გადაფარულია OH (9,3) ზოლით. როგორც ცნობილია $\lambda=6300\text{\AA}$ და OH (9,3) ემისიებს გააჩნია განსხვავებული დღე-ღამური და სეზონური ვარიაციები [7] და საშუალო განედებზე, შუალამისას, შეიძლება დადგეს ისეთი პირობები, როცა OH(9,3) ზოლის სრული ინტენსივობა რამდენიმეჯერ აღემატება ჟანგბადის განხილული ხაზის ინტენსივობას. თუმცა ისიც უნდა აღინიშნოს, რომ OH(9,3)-ის ცალკეული ხაზების ინტენსივობები $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიის ინტენსივობის რიგისაა. მაშინ (1.3) გამოსახულების ნაცვლად გამოიყენება შემდეგი დამოკიდებულება:

$$I_{\text{OH}} = \left\{ \left(q_{\lambda_{\text{OH}}} - q_{\lambda_{\text{O}_2}} \frac{\Delta\lambda_{\text{OH}}}{\Delta\lambda_{\text{O}_2}} \right) + \left(\frac{\Delta\lambda_{\text{OH}}}{\Delta\lambda_{\text{O}_2}} \sum_{\text{OH}} i_{\text{OH}} T_{\text{OH}} - \sum_{\text{O}_2} i_{\text{O}_2} T_{\text{O}_2} \right) \right\} \times \left(T_{\text{O}_2} - \frac{\Delta\lambda_{\text{OH}}}{\Delta\lambda_{\text{O}_2}} T_{\text{OH}} \right)^{-1}, \quad (1.4)$$

სადაც $\sum_{\text{OH}} i_{\text{OH}} T_{\text{OH}}$ და $\sum_{\text{O}_2} i_{\text{O}_2} T_{\text{O}_2}$ - დახრილ და ჰორიზონტალურ მდგომარეობაში ფილტრის გატარების უბანში შემავალი OH(9,3) ზოლის ხაზების ინტენსივობათა ჯამური წვლილია, ხოლო T_{OH} - OH ზოლის შესაბამისი ხაზებისათვის არსებული ფილტრის გამტარებლობაა. თუ $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიის დაკვირვების პარალელურად მიმდინარეობს OH ზოლის რეგისტრაცია, მაშინ OH ზოლების ინტენსივობათა დამოკიდებულებისა და თითოეული ზოლის ფარდობითი (ინტენსივობების ცვლილებათა ცნობილი კანონზომიერებების გამოყენებით) [7] შეიძლება გამოვთვალოთ მოცემული ჯამები და OH(9,3) ზოლის წვლილი რეგისტრირებულ ინტენსივობაში ფილტრის ყოველი მდებარეობისას. თუ OH ემისიათა ერთდროული დაკვირვებები არ მიმდინარეობს, მაშინ აუცილებელია ფილტრის დახრილი მდებარეობა ისე შევარჩიოთ, რომ სრულდებოდეს პირობა:

$$\left(\frac{\Delta\lambda_{\text{OH}}}{\Delta\lambda_{\text{O}_2}} \sum_{\text{OH}} i_{\text{OH}} T_{\text{OH}} - \sum_{\text{O}_2} i_{\text{O}_2} T_{\text{O}_2} \right) \approx 0 \quad (1.5)$$

მეორე შემთხვევა ეხება მრავალი ხაზისაგან შემდგარი OH-ის ზოლების ინტენსივობათ გაზომვის მეთოდს. ამ დროს აუცილებელია ზოლის თითოეული ხაზისათვის ფილტრის გატარების კოეფიციენტისა და ასევე ხაზების ფარდობითი ინტენსივობების ცოდნა. ეს პარამეტრები საკმაოდ ზუსტად შეიძლება შევაფასოთ თუ

გავზომავთ ფილტრის მახასიათებელ მრუდებს და გამოვიყენებთ შესაბამის ცხრილებს [8].

1.3. ცის ნათების რაკეტულ-თანამგზავრული, ფოტომეტრული და მასსპექტომეტრული დაკვირვებები.

როჩის მეთოდის გამოყენებით კონსტრუირებულ ფოტომეტრებს შექმნის შედარებით დიდი ხნის ისტორია აქვთ [3,9,10]. მათ გააჩნდა ცის ნათების ემისიური ხაზების რეგისტრაციისათვის აუცილებელი საზღვრბლე მგრძნობიარობა და დინამიკური დიაპაზონი. მაგრამ მათი გამოყენება ბუნების ზოგიერთი არაორდინარული მოვლენის ოპტიკური ეფექტების კვლევისას ქმნიდა გარკვეულ სიძნელეებს არაკომპაქტურობისა და გაზომვის მრავალმხრივობის შეზღუდულობის გამო.

როგორც უკვე აღინიშნა, ფოტომეტრული აპარატურის მომდევნო თაობას წარმოადგენდა ინტერფერენციული ფილტრის დახრის პრინციპზე შექმნილი მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრები.

ერთ-ერთი ასეთი ტიპის სამაზიმუტიანი ავტომატური ელექტროფოტომეტრი მუშაობდა ფოტონთა თვლის რეჟიმში და დამზადებული იყო მაშინდელი საკავშირო მეცნიერებათა აკადემიის ატმოსფეროს ფიზიკის ინსტიტუტში (ქ.მოსკოვი) [11]. ეს ხელსაწყო განკუთვნილი იყო მიწიერი დაკვირვებებისათვის, გააჩნდა მაღალი მგრძნობიარობა და დინამიკური დიაპაზონი. მასში იმპულსთა თვლა წარმოებდა სტანდარტული სიხშირეზომის საშუალებით, ხოლო გაზომვის შედეგების დაფიქსირება მიმდინარეობდა ციფრულმბეჭდი მოწყობილობის მეშვეობით.

ანალოგიური ტიპის ორარხიანი ოთხაზიმუტიანი ფოტომეტრი 1976 წელს შეიქმნა ახასთუმნის ობსერვატორიაში [12]. ფოტომეტრის ბლენდის წინ მოთავსებული სარკეთა ბრუნვის ბლოკი ძრავის საშუალებით სისტემას ამოდრავებდა ოთხი

მიმართულებით. შუქფილტრების დახრა ხორციელდებოდა დახრის ბლოკის მეშვეობით.

ინტერფერენციული ფილტრის დახრის პრინციპის გამოყენებითაა აგებული [13]-ში წარმოდგენილი ფოტომეტრი, სადაც გადახრა ხორციელდება მუშტა მექანიზმების გამოყენებით. მაგრამ, $f > 10^3$ სიხშირით ფილტრის დახრის დროს წარმოიქმნებოდა მექანიკური დატვირთვები, რაც იწვევდა ფილტრის მახასიათებელი პარამეტრების ცვლილებას და მის მწყობრიდან გამოსვლას. ასეთი სირთულეები გარკვეულწილად მოიხსნა [14] სამუშაოში წარმოდგენილ ფოტომეტრებში, რომლებშიც ფილტრი მოთავსებული იქნა უძრავად, ხოლო სინათლის სხივების დაცემის კუთხე იცვლებოდა სარკული მექანიზმების საშუალებით. თუმცა, ასეთი სისტემა ართულებდა ფოტომეტრის ოპტიკურ სქემას.

განხილული ფოტომეტრების მსგავსი მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრები შეიქმნა გასული საუკუნის მეორე ნახევარში ყოფილი საბჭოთა კავშირისა და შორეული საზღვარგარეთის რიგ სამეცნიერო ორგანიზაციებში და საკონსტრუქტორო ბიუროებში. ისინი დღესაც წარმატებით გამოიყენება სპეციალურ ობსერვატორიებში, საველე პირობებში და რაკეტულ-თანამგზავრულ გამოკვლევებში. მაგრამ, მათი გამოყენება ხელოვნური და ბუნებრივი პოლარული ნათების დროს წარმოქმნილი ზოგიერთი ოპტიკური ეფექტის შესწავლისათვის მიზანშეუწონელი გახდა. გარდა ამისა, ყოველთვის ვერ ხერხდებოდა მიწიერიდან საბორტო ანალოგიებზე გადასვლა [15,16,17].

რაკეტულ-თანამგზავრული დიაგნოსტიკური აპარატურის შექმნის პროცესში ერთ-ერთ ურთულეს პრობლემას წარმოადგენდა მათდამი წაყენებული ისეთი მკაცრი მოთხოვნების შესრულება, რომლებიც გამოწვეული იყო ბორტზე განხორციელებული პასიური და აქტიური გაზომვების დროს მოსალოდნელი სპეციფიკური ფიზიკური პირობებით. კერძოდ, ბორტზე ძრავისაგან, პლაზმაგენერატორისაგან და ელექტრონული ზარბაზნისაგან წარმოქმნილი ხელშემშლელი სიგნალების პირობებში ფოტომეტრებს, მას-სპექტომეტრებსა და სხვა ტიპის ხელსაწყოებს უნდა გააჩნდეს

მაღალი მედეგობა და ფუნქციონირების უნარი, ისინი უნდა ფუნქციონირებდნენ გაიშვიათებული გარემოსა და კოსმოსური საფრენოსნო ობიექტების მახლობლად შექმნილი დიდი კონცენტრაციის პლაზმისა და ტემპერატურის დროს. აქედან გამომდინარე, პასიური და აქტიური რაკეტულ-თანამგზავრული ფოტომეტრული გაზომვებისათვის შეიქმნა მიწიერი და საბორტო დიაგნოსტიკური ხელსაწყო-დანადგარები, რომელთაც მაღალი ინტენსივობის უწყვეტი ფონური გამოსხივების დროს სუსტი სპექტრული ხაზების რეგისტრაციისათვის გააჩნდა საკმარისი მგრძობიარობა და გარჩევისუნარიანობა.

ამავდროულად წინასწარ განისაზღვრა იმ ატმოსფერულ ემისიათა ინტენსივობის სიდიდე, რომელთა გენერაციაც მოსალოდნელი იყო პასიური და აქტიური საბორტო და მიწიერი გაზომვების განხორციელებისას, მიახლოებით შეფასდა მათი ცვლილებების პიტჩ-კუთხეებზე და მანძილებზე დამოკიდებულების სიდიდეები და ამა თუ იმ დაკვირვებისათვის შესაბამისად დამზადდა დიაგნოსტიკური აპარატურა. საზღვრულე მგრძობიარობისა და დინამიკური დიაპაზონის გაუმჯობესების მიზნით, ზოგიერთ მათგანში გათვალისწინებულ იქნა ექსპერიმენტის სპეციფიკურობიდან გამომდინარე დამატებითი მანიპულაციების ჩატარების შესაძლებლობები.

ზოგ საბორტო და მიწიერ ექსპერიმენტში შეიქმნა ფართო დინამიკური დიაპაზონისა და მგრძობიარობის ფოტომეტრების შექმნის აუცილებლობა. ამ მიზნით ხელსაწყოს ელექტრულ სქემაში ხაზოვანის ნაცვლად გამოყენებულ იქნა სიგნალის ლოგარითმული გამაძლიერებელი, რომლის შედეგადაც თითქმის ორი რიგით გაიზარდა დინამიკური დიაპაზონის სიდიდე. ასეთი სერიის ხელსაწყოებში გათვალისწინებულ იქნა დახრა-ქანაობის მეთოდზე დაფუძნებული შუქფილტრების განლაგების კონსტრუქციები.

1.4. დიდ სიმაღლეებზე რაკეტის ბორტიდან გამოფრქვეული სხვადასხვა ქიმიური ნივთიერებებისა და დამუხტული ნაწილაკების ატმოსფერულ კომპონენტებთან ურთიერთქმედებით გამოწვეული ემისიების დაკვირვებები.

რაკეტის ბორტიდან სხვადასხვა სახის ქიმიური ნივთიერებებისა და დამუხტული ენერგიული ნაწილაკების, ატმოსფეროს მაღალ ფენებში გამოფრქვევის, ე.წ. აქტიური ექსპერიმენტების მთავარ ამოცანას წარმოადგენს მიმდინარე ფიზიკურ-ქიმიური პროცესების შესახებ მონაცემების შეგროვება. ასეთი ექსპერიმენტების მეთოდოლოგია მდგომარეობს მოცემულ სიმაღლეზე ქიმიური ნივთიერებების, პლაზმის ენერგიული ნაწილაკების ინჟექციაში, რომელიც მიმდინარეობს ან იმპულსების სახით, ან უწყვეტად.

აქტიური ქიმიური ნივთიერებების გამოფრქვევა ხორციელდება ორთქლის, ან სპეციალური ჭურვების აფეთქების სახით [18,19,20]. ასეთი ტიპის ექსპერიმენტებში გამოსაფრქვევ ქიმიურ ნივთიერებად იყენებენ ტუტე ან ტუტემიწოვან მეტალებს, ბარიუმის ჟანგს, ალუმინის ჟანგს, აზოტის ჟანგს, აზოტის ორჟანგს, ტრიმეთილალუმინს, ლითიუმს, ცეზიუმს და სხვ. მაგალითად, ტრიმეთილალუმინი განიცდის სწრაფ აორთქლებას, წარმოიქმნება AlO და წარმოშობილ ღრუბელს აკვირდებიან საბორტო და მიწიერი ფოტომეტრული მეთოდებით. ღრუბლის დროში გადაადგილების მიხედვით შეიძლება განისაზღვროს ქარის სიჩქარე და დიფუზიის კოეფიციენტის მნიშვნელობა. AlO-ს სპექტრის რეგისტრირებული ზოლების მიხედვით შეიძლება მივიღოთ მონაცემები ტემპერატურული პროფილის შესახებ[21]. ქარის სიჩქარეთა და ტემპერატურული გრადიენტების შესახებ სასარგებლო მონაცემები შეიძლება მივიღოთ ჭურვის აფეთქების შედეგად, ატმოსფეროს მაღალ ფენებში გავრცელებული ბგერითი ტალღების სიჩქარის გაზომვის შედეგად.

ექსპერიმენტებში ბარიუმის კუმულატიური ჭავლის ინჟექციით [18,22,23] განხორციელდა ბარიუმის ღრუბლის პრაქტიკულად იზოტროპული გაბნევა

ნეიტრალეზზე. იონოსფეროში ~170 კმ სიმაღლეზე ბარიუმის იონების დრეიფის სიჩქარის მიხედვით შეფასდა ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდე.

ჩატარებულ რაკეტულ ექსპერიმენტებში [24,25], რომლებშიც ბორტიდან საშუალოგანედოვან იონოსფეროში განხორციელდა ნეიტრალური ლითიუმისა და ლითიუმის პლაზმის ხელოვნური ინჟექცია, გადაიჭრა შემდეგი პრობლემები:

-შესწავლილ იქნა გეომაგნიტურ ველში მოძრავი და იონოსფეროზე მოქმედი პლაზმური წარმონაქმნების სტრუქტურა და დინამიკა;

-გამოკვლევულ იქნა ინჟექტირებული პლაზმის გავლენა დედამიწის რადიაციული სარტყლების მდგრადობაზე და ჩაჭერილი ნაწილაკების იონოსფეროში გამოფრქვევის ეფექტებზე;

-განისაზღვრა პლაზმურ წარმონაქმნებში რადიოტალღების გავრცელების თავისებურებები;

-შესწავლილ იქნა უსაზღვრო სივრცითი მასშტაბების მქონე პლაზმურ წარმონაქმნებში განვითარებულ კოლექტიურ პროცესებში ელექტრონთა აჩქარების მოვლენები;

- განისაზღვრა უწყვეტ რეჟიმში ინჟექტირებული ნეიტრალური ლითიუმისა და კონტინუუმის ნათების ინტენსივობათა ვერტიკალური და სივრცითი ვარიაციების კანონზომიერებები და მათი წარმოშობის მექანიზმები.

ანალოგიური ექსპერიმენტები ჩატარდა ამერიკის, გერმანიისა და სხვა მოწინავე ქვეყნების სამხედრო პოლიგონებზე და კოსმოდრომებზე. კერძოდ, გასული საუკუნის 60-იან წლებში განხორციელდა რაკეტულ ექსპერიმენტთა მთელი სერია[26], რომლებშიც გამოყენებულ იქნა ატომური ჟანგბადის კონცენტრაციის ლაბორატორიული მეთოდი. იონოსფეროს E ფენის 75-125კმ სიმაღლეებზე წარმოებდა აზოტის ჟანგის გამოფრქვევა. ამ დროს მიმდინარეობდა აზოტის ჟანგისა და ატმოსფერული ატომური ჟანგბადის ურთიერთქმედება, რომლის შედეგადაც წარმოქმნილი ალგუნებული აზოტის ორჟანგის გამოსხივების ინტენსიურობა დაბალი წნევების პირობებში დაკავშირებულია ატომური ჟანგბადის კონცენტრაციასთან. ამის

შედეგად განისაზღვრა კონცენტრაციის სიდიდე და აზოტის ორჟანგის გამოსხივების სპექტრი, რომელიც საგრძნობლად განსხვავდებოდა ზედა ატმოსფეროს პირობებში.

ატმოსფეროს მაღალ ფენებში ელექტრონული და იონური კონების ინჟექცია ფართოდ გამოიყენება მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში მიმდინარე მთელი რიგი ფიზიკური პრობლემების გადასაჭრელად. კერძოდ, ამ დროს შესაძლებელია:

-განვსაზღვროთ მაგნიტური ძალწირების კონფიგურაცია, მათი სიგრძე და მაგნიტურად შეუღლებული ზონების ადგილმდებარეობა;

-შევაფასოთ ელექტრომაგნიტური ველის სიდიდე;

-შევისწავლოთ დედამიწის რადიაციული სარტყლებიდან ატმოსფეროში ელექტრონების გამოფრქვევის მოვლენები;

-გამოვიკვლიოთ ელექტრონული და იონური კონების კოსმოსურ პლაზმაში გავრცელების ეფექტები;

-შევისწავლოთ ელექტრომაგნიტური გამოსხივების, მათ შორის ოპტიკური ემისიების, გენერაციის მექანიზმები.

ატმოსფეროს მაღალ ფენებში დამუხტული ენერგიული ნაწილაკების ინჟექციისას მიმდინარე პროცესები ძალიან რთულია. როგორც ექსპერიმენტის დაგეგმვაში, ისე მიღებული ექსპერიმენტული მონაცემების ინტერპრეტაციისას კრიტიკულ როლს თამაშობს ელექტრონული და იონური კონების იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროსთან ურთიერთქმედების მექანიზმების განსაზღვრა. თუ კონა გარემოსთან ურთიერთქმედებს კლასიკური სახით და განიცდის გაბნევას დრეკადი დაჯახების შემთხვევაში, აიონიზებს და აღაგზნებს ნეიტრალურ კომპონენტებს, მაშინ შესაძლებელია მისი გამოყენება მაგნიტური ძალწირების კონფიგურაციის და ჩაკეტილობის განსაზღვრის მიზნით. ასეთი პრობლემა იჭრებოდა „ექოსა და „არაკსის“ პროგრამის ჩარჩოებში [27,28]. ე.წ. პლაზმურ-კონური განმუხტვის შემთხვევაში [28,29], არსებითად იცვლებოდა რეგისტრირებული ეფექტების როგორც სიდიდე, ისე ხასიათი. ასეთი განმუხტვები დაფიქსირებულ იქნა მრავალ აქტიურ რაკეტულ ექსპერიმენტში („ზარნიცა-2“, „პოლარ-5“, „სტერეოტოპი“, „ელექტრო-2“ და ა.შ.).

მაგრამ არ აღმოჩნდა „ექოს“ სერიის ტიპის ექსპერიმენტებში. [28,29] შრომების თანახმად, პლაზმურ-კონური განმუხტვის წარმოშობის მექანიზმი შემდეგში მდგომარეობს: მძლავრი ელექტრონული კონის სუსტად იონიზებულ პლაზმაზე იონიზებისას წარმოიქმნება ინტენსიური პლაზმური რხევები. ამ რხევათა ველში ხორციელდება პლაზმის სითბური ელექტრონების გათბობა იონოსფეროს ძირითადი კომპონენტების ენერგიებამდე. „ცხელი ელექტრონების“ ატმოსფერულ ნეიტრალთან ურთიერთქმედებისას წარმოიქმნება მეორადი ელექტრონები. ამ შემთხვევაში თუ ნეიტრალთა კონცენტრაცია საკმაოდ მაღალია, შეიძლება განვითარდეს ზვავისებური პროცესი, რომელიც გამოიწვევს პლაზმის კონცენტრაციის მკვეთრ ზრდას, რიგი ატმოსფერული ემისიის ინტენსიურობის მნიშვნელოვან გადიდებას[30].

ელექტრონული კონის ატმოსფეროს მაღალ ფენებში ინჟექციის დროს დაიკვირვება ნათების ორი ზონა: რაკეტის მახლობელი ნათება და ხელოვნური პოლარული ნათება. ზოგჯერ, მაგალითად „ზარნიცა-2“ ექსპერიმენტში ადგილი ჰქონდა ნათების მესამე ზონასაც, ე.წ. „კუდს“, რომლის სიგრძე მაგნიტური ველის გასწვრივ შეადგენდა 1 ± 5 კმ. „კუდის“ წარმოქმნა და მისი სიგრძე კონტროლირდებოდა ინჟექციის პიტჩ-კუთხეებით.

რაკეტის მახლობელი ზონის ოპტიკური მოვლენების შესახებ ზოგიერთი შედეგი მიღებული იქნა ისეთ ექსპერიმენტებში, რომლებშიც სხვა რეგისტრირებულ ეფექტებთან ერთობლიობაში ადასტურებდა პლაზმურ-კონური განმუხტვის განვითარების ფაქტს.

1.5. დედამიწის ატმოსფეროს მაღალ ფენებზე რადიოტალღებით ზემოქმედებისას გენერირებული ნათების გამოკვლევები.

ატმოსფეროს მაღალ ფენებში ზოგიერთი ემისიის გაძლიერება შეიძლება გამოწვეულ იქნას კოსმოსური აპარატებიდან არა მარტო ქიმიურ ნივთიერებებისა და ენერგიული დამუხტული ნაწილაკების გამოფრქვევით, არამედ დედამიწის ზედაპირიდან მძლავრი რადიოტალღებით ზემოქმედების პირობებში. ასეთი ტიპის ხელოვნური ნათების შესწავლა წარმოადგენს მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში მიმდინარე პლაზმური და აერონომიული მოვლენების გამოკვლევის ახალ მეთოდს და საშუალებას იძლევა უფრო ზუსტად განვსაზღვროთ ატმოსფეროს მაღალი ფენების ზოგიერთი მახასიათებელი პარამეტრი. ამ ტიპის ექსპერიმენტები მიეკუთვნება აქტიური მართვადი ექსპერიმენტების ერთ-ერთ კლასს და დაწყებული გასული საუკუნის სამოცდაათიანი წლებიდან ისინი წარმატებით ხორციელდებოდა ყოფილ საბჭოთა კავშირში და ამერიკის შეერთებულ შტატებში [31,32]. იონოსფეროში მძლავრი რადიოტალღების გავრცელება იწვევდა პლაზმური ელექტრონების აჩქარებას სხვადასხვა არამდგრადობებისა და პლაზმური ტალღების ინტენსიური გენერაციის ხარჯზე. აჩქარებული ელექტრონები ადაგზნებდა ატმოსფერულ კომპონენტებს და იწვევდა ნათებას ოპტიკურ დიაპაზონში.

მძლავრი რადიოტალღებით ზემოქმედებით ჩატარებულ ექსპერიმენტებში საკმაოდ ხანგრძლივი პერიოდის განმავლობაში იონოსფეროში და მაგნიტოსფეროში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების დიაგნოსტიკა ხორციელდებოდა მხოლოდ რადიოფიზიკური გაზომვებით [33,34].

დიაგნოსტიკური მეთოდების განვითარების მომდევნო ეტაპს წარმოადგენდა ოპტიკურ დიაპაზონში ატმოსფეროს მაღალი ფენების ნათების გამოკვლევა. ამ მიმართულებით პირველი ექსპერიმენტები განხორციელდა ამერიკის შეერთებულ შტატებში [34,35]. ბოლდერის მახლობლად განლაგებული მეგავატის რიგის სიმძლავრის სადგური რადიოტალღებს ასხივებდა $\sim 3 \div 5$ მჰც სიხშირის დიაპაზონში და წარმოშობდა იონოსფეროს ზეფონურ ნათებას სხვადასხვა ატმოსფერული

ემისიების სახით. ამ ემისიების ინტენსივობათა რეგისტრაცია წარმოებდა ორი ერთმანეთისაგან განშორებული ადგილიდან $\sim 1,1^{\circ}$ ხედვის კუთხის მქონე ფოტომეტრებით. ექსპერიმენტის შედეგად განისაზღვრა ნათების წარმოშობის მექანიზმები, მისი გენერაციის სიმაღლეები და შეფასდა რადიოტალლის ელექტრონებისადმი გადაცემის კოეფიციენტი.

მაშინდელ საბჭოთა კავშირში ჩატარებული ანალოგიური ექსპერიმენტები [31,36,37] წარმოადგენდა აშშ-ში ჩატარებულ სამუშაოთა გაგრძელებასა და კვლევის ხასიათის გაფართოების შემდგომ ცდას. ამ ექსპერიმენტებში, ამერიკულისაგან განსხვავებით, გამოყენებულ იქნა შედარებით დაბალი სიხშირის მქონე ($f \sim 1,35\text{მჰც}$) გადამცემი რადიოსადგური, რამაც მიგვიყვანა ჩატარებულ კვლევათა თავისებურებამდე. როგორც ცნობილია, ეს სიხშირე ელექტრონის ჰირორეზონანსულის ტოლია ($f \cong \omega_{He}$). ატმოსფეროს მაღალ ფენებზე ზემოქმედება ხორციელდებოდა ყოფილი საბჭოთა კავშირის, რადიოს სახელმწიფო სამეცნიერო-კვლევითი ინსტიტუტის მძლავრი იმპულსური რადიოსადგურის მეშვეობით, რომელიც განთავსებული იყო დაბა ლესნოში ქ. მოსკოვის ოლქში. ექსპერიმენტები ტარდებოდა 1978 წლიდან, პერიოდულად, ხუთი წლის განმავლობაში.

იონოსფეროს ნათების ინტენსიურობის გაზომვა ხდებოდა ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე სპეციალური მიწიერი მოდულაციური ფოტომეტრების გამოყენებით [5,38]. განხორციელებულ ექსპერიმენტებში რეგისტრირებულ იქნა ამ ნათების ინტენსიურობა, დადგინდა მისი გენერაციის მექანიზმები, მნათი ფენის სიმაღლე და ზომები. შეფასდა O(D) მდგომარეობის დეზაქტივაციის კოეფიციენტი. აღნიშნულ ექსპერიმენტებში ამ აღზნებული მდგომარეობის წარმოშობა ნავარაუდები იყო პლაზმური ტალღების შთანთქმის შედეგად აჩქარებული ელექტრონების მიერ. ასეთი ტიპის ტალღები წარმოიშობა ძლიერი რადიოტალღების ველში იონოსფეროს პლაზმის ლენგმიურის რხევების პარამეტრული არამდგრადობების ხარჯზე.

1.6. მაღალ ატმოსფერულ ფენებში მიმდინარე ზოგიერთი ფიზიკურ-ქიმიური

პროცესის ლაბორატორიული მოდელირება.

აერონომიისათვის მრავალი საინტერესო რეაქცია შეიძლება განხორციელდეს ისეთი მაღალაქტიური ნეიტრალური კომპონენტების მონაწილეობით, როგორცაა მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობის თავისუფალი რადიკალები და ატომები. ამიტომ, მიმდინარე რეაქციების სიჩქარეთა გაზომვისათვის აუცილებელ ექსპერიმენტულ მეთოდებს მოეთხოვება დროში სწრაფი ანალიზი, ან დაბალი წნევების დროს სამუშაოთა განხორციელება ურთიერთშეჯახების სიხშირის შემცირების მიზნით, ან კიდევ ორივეს ერთდროული განხორციელება. ასეთი მცირე სიცოცხლის ხანგრძლივობის მქონე ნაწილაკების მონაწილეობით მიმდინარე რეაქციების გამოკვლევის ერთ-ერთ წარმატებულ მეთოდს წარმოადგენს ამ ნაწილაკებზე ნაკადში დაკვირვება დაბალი წნევის დროს. ამ მიზნით გამოიყენება ~2,5 სმ დიამეტრის მილი, რომელშიც იქმნება 0,1-10 მმ.ვერ.სვ. რიგის წნევა და ნაწილაკთა სიჩქარე ~10 მ/წმ აღწევს. სხვადასხვა ატომები (წყალბადი, ჟანგბადი, აზოტი, ქლორი, ბრომი და სხვ.) ელექტრული განმუხტვის ზონაში გატარებული გამომავალი გაზი რხევით და ელექტრონულ-აღზნებულ მოლეკულებთან ერთად ხვდება მილში, რომელშიც მიმდინარეობს რეაქცია. განმუხტვის ზონიდან რამდენიმე სანტიმეტრის მანძილზე ქრება ყველაზე აქტიური იონიზებული კომპონენტები და მოკლე სიცოცხლის ხანგრძლივობის აღზნებული მდგომარეობები. ამის შემდეგ, გაზში რჩება ატომები ძირითად მდგომარეობაში ან მეტასტაბილური აღზნებული ნაწილაკები. თუ კედლებს სპეციალურად შევღებავთ, მნიშვნელოვნად შევამცირებთ ატომური რეკომბინაციის სიჩქარეს მილში შექმნილი დაბალი წნევის დროს [39]. გაზ-რეაგენტთან ატომების ან აღზნებული მეტასტაბილური ნაწილაკების რეაქცია შეიძლება დაფიქსირდეს შესაბამისი აპარატურის მეშვეობით. ასეთი ტიპის მას-სპექტრომეტრული გაზომვები განხორციელეს ფილიპსმა და შიფმა [40], რომლებშიც შესწავლილ იქნა ატომური წყალბადის ოზონთან ურთიერთქმედების პროცესები. ისინი იღებდნენ თავისუფალ წყალბადს, არგონისა და ჰელიუმის აიროვან H₂-თან ნარევის სახით, მოკლეთალოვანი განმუხტვის ზონაში გატარებით და აკვირდებოდნენ H-ის მოლეკულების O₃-თან რეაქციას:



რომლის შედეგადაც განსაზღვრული იქნა რეაქციის მუდმივა და მან 300K ტემპერატურის დროს შეადგინა $K_1 \approx 2,5 \cdot 10^{-11} \text{სმ}^3/\text{წმ}$. ეს რეაქცია ძალიან მნიშვნელოვანია, რამდენადაც ამ შემთხვევაში წარმოიქმნება ჰიდროქსილის რხევით-აღზნებითი რადიკალები, რომლებიც ერთობ ინტენსიურად ასხივებენ ღამის ცის სპექტრში.

იმისათვის, რომ ვაჩვენოთ რეაქციათა ანალიზში არსებული განსხვავებები განვიხილოთ სხვა ტიპის ექსერიმენტებიც. ელ გრეკო და კაუფმანი იყენებდნენ OH რადიკალების მიერ $\lambda=3064 \text{ \AA}$ რეზონანსული გამოსხივების შთანთქმის პროცესს ამ რადიკალების ხარჯვის განსაზღვრის მიზნით[41]. ანალოგიური მეთოდი იქნა გამოყენებული ივანის, არეტისა და ბროიდის მიერ [42] CN რადიკალის კონცენტრაციის განსაზღვრის დროს. მთელი რიგი მკვლევარებისა იყენებდა მოლეკულური აზოტის პირველი დადებითი ზოლების ემისიათა ინტენსივობებს ნაკადურ სისტემაში ატომური აზოტის კონცენტრაციის ცვლილებას, კონცენტრაციის კონტროლის დროს [43,44].

ნაკადურ სისტემებში ატომთა კონცენტრაციის განსაზღვრისათვის გამოიყენებოდა ტიტრირების სხვადასხვა მეთოდები. კლასიკურ მაგალითს წარმოადგენს ატომური აზოტის ტიტრირების მეთოდი NO-ს მეშვეობით, რომელიც განისაზღვრება სწრაფი რეაქციით:



სადაც რეაქციის მუდმივა $K_2=2 \cdot 10^{-11} \text{სმ}^3/\text{წმ}$. თუ აზოტის ჟანგის მოლეკულების ნაკადი ნაკლებია თვით ატომური აზოტის ნაკადზე, მაშინ (1.7)-ის თანახმად NO-დან წარმოქმნილი ატომური ჟანგბადის მოლეკულები ურთიერთქმედებენ N-თან და ადგილი აქვს შემდეგ რეაქციებს:



ამ დროს წარმოიქმნება ადგზნებული NO-ს მოლეკულების ცისფერი ემისია. მაგრამ, როცა NO ჭარბი რაოდენობითაა, მაშინ N-ის ყველა ატომი შედის (1.7) რეაქციაში და O-ს ატომები რეაგირებს ჭარბ NO-სთან შემდეგი რეაქციების მიხედვით:



რომელთა შედეგად წარმოიშობა მომწვანო ფერის კაშკაშა ემისია, რომელიც დაკავშირებულია ადგზნებულ $N O_2$ -თან. საბოლოოდ, როცა N-სა და NO-ს ნაკადები ერთნაირი ხდება, მოძრავი გაზი შედგება მხოლოდ O-ს ატომებისა და N_2 -ის მოლეკულებისაგან და მილი გახდება „ბნელი“. წარმოდგენილი (1.7) რეაქცია შეიძლება გამოყენებულ იქნას როგორც ატომური ჟანგბადი მილების წყარო O_2 -ის არარსებობის შემთხვევაში და N_2 -ის რხევით-ადგზნებითი მოლეკულების წარმოქმნის საშუალება.

სტატიკურ სისტემებში ატომური კონცენტრაციების გასაზომად იყენებენ ატომური რეზონანსული ფლოურესცენციის მოვლენას[45]. ვესტენბერგის შრომამ[46] სტიმულირება მისცა მთელ რიგ კვლევებს, რომლებშიც ატომური კონცენტრაციების განსაზღვრისას გამოიყენებოდა ელექტრონული სპინური რეზონანსული სპექტროსკოპიის მეთოდი. ჯონათანმა და მისმა თანამშრომლებმა[47] ამავე მიზნებისათვის გამოიყენეს ფოტოელექტრონული სპექტროსკოპიის მეთოდი.

მთელი რიგი ანალოგიური მეთოდებისა გამოყენებულ იქნა ნაკადურ სისტემაში ხანგრძლივი სიცოცხლის მქონე ნაწილაკების მონაწილეობით განხორციელებული რეაქციების გამოკვლევის დროს. გამოყოფილი სითბოს რაოდენობის გაზომვისას აღმოჩენილ იქნა რხევითი და ელექტრონულ-ადგზნებული ნაწილაკები მათი დეზაქტივაციის დროს [48]. ეს მეთოდი პირველად გამოიყენეს გამოყოფილი სითბოს გაზომვის მეშვეობით ზედაპირული რეკომბინაციის შემთხვევაში [49]. თუ რხევითი-ადგზნებული ნაწილაკი ასხივებს ინფრაწითელ უბანში ნებადართული გადასვლის შედეგად, მაშინ ეს საშუალებას იძლევა ვიმსჯელოთ როგორც კონცენტრაციის, ისე ენერგეტიკული დონეების მიხედვით განაწილების შესახებ. რხევითი-ადგზნებული

ნაწილაკები ხშირად მნიშვნელოვან როლს თამაშობენ რეაქციის კინეტიკაში ასეთნაირად, რხევითი-აღზნებული OH-ის მოლეკულებს რხევითი ენერგიის გადაცემის შედეგად შეუძლიათ შეჯახებისას დაშალოს O₃-ის მოლეკულა. ფილიპსმა და შიფმა [50] O₃-ის მოლეკულის რღვევის დაკვირვებების შედეგად შეაფასეს რხევითი-აღზნებული N₂(C ≥ 4) მოლეკულის კონცენტრაცია. ო.გრიზლომ თანამშრომლებთან ერთად [51] ნაკადურ სისტემაში გამოიკვლიეს მნიშვნელოვანი მეტასტაბილური კომპონენტი O₂(¹Δ_g). მისი კონცენტრაციის ცვლილების დადგენა შესაძლებელი იყო წითელი ზოლის ემისიის ინტენსივობის გაზომვითაც, რომელიც დაკავშირებულია პროცესთან:



O₂(¹Δ_g)-ს კონცენტრაციის კონტროლისათვის ასევე გამოიყენებოდა ინფრაწითელ ატმოსფერულ ზოლებზე დაკვირვებები[52]. მაკნილმა და კუკმა[53] და ვეინმა[54] გამოიყენეს რა ის ფაქტი, რომ O₂(¹Δ_g) იონიზაციის პოტენციალი ნაკლებია, ვიდრე ე.ი. ფოტოიონიზაციის ზღურბლი შეესაბამება დიდ ტალღის სიგრძეს,

O₂(¹Δ_g)-ს კონცენტრაციის გასაზომად ააგეს მარტივი ფოტოიონიზაციური კამერა O₂(³Σ_g⁻)-ის ჭარბი რაოდენობის არსებობისას. ინგმა და ბლეკმაჩვენეს, რომ O₂(¹Σ_g⁺) წარმოიქმნება O(¹D) ატომების O₂ მოლეკულებით სწრაფი ქრობის დროს. იზოდმა და ვეინმა [55] ნაკადურ სისტემაში O₂-ის მისაღებად ისარგებლეს ამ მეთოდით, რამაც საშუალება მისცა ამ სისტემაში განეხორციელებინათ გამოკვლევები O₂(¹Σ_g⁺)-ის მონაწილეობით. სეტსერმა და სხვებმა [56] სუსტი განმუხტავი დენის მეშვეობით ნაკადური სისტემაში ინერტულ გაზში მიიღეს მატასტაბილური ატომები. ყველაზე მეტასტაბილური ატომებისა და სხვა აღზნებული ნაწილაკების-უმთავრესად N₂(A³Σ_u⁺) და CO₂(α³Π) მონაწილეობით გამოკვლეულ იქნა რეაქციები, რომლებშიც აღზნებული დონეები საკმაო ოდენობით მიიღებოდა ინერტული გაზის აღზნებული ატომებიდან ენერგიის გადატანით.

გარდა ამისა, გამოკვლეულ იქნა მთელი რიგი რეაქციები ნაკადურ სისტემებში იონურ-მოლეკულური კომპონენტების მონაწილეობით [57,58,59].

მრავალი გამოკვლევა იქნა ჩატარებული ისეთ ექსპერიმენტებში, რომლებშიც ხორციელდებოდა უძრავი გაზის დასხივება სტაბილური წყაროებიდან და მიღებულ იქნა მნიშვნელოვანი შედეგები შთანთქმისა და იონიზაციის კვთების, ფოტოიონიზაციური გამოსასვლელების, რეაქციათა სიჩქარეების შესახებ და გაიგივებულ იქნა მთელი რიგი ემისიებისა, რომლებიც ასხივებენ როგორც ჩვენი ატმოსფეროს მაღალ ფენებში, ისე სხვა პლანეტების ატმოსფეროებშიც [60,61,62,63,64].

1.7. ზოგიერთი მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრის მოკლე აღწერა.

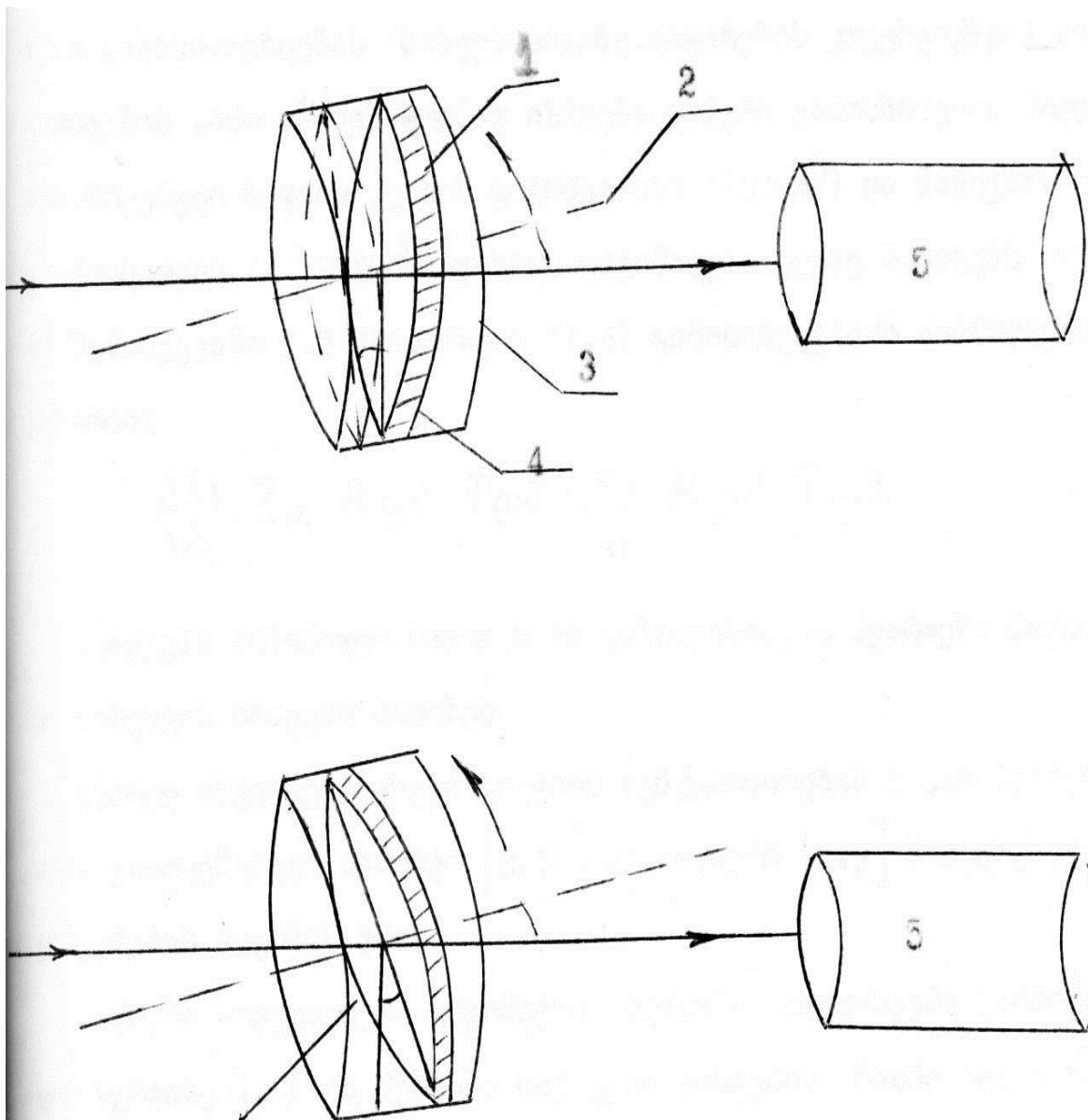
ატმოსფეროს მაღალ ფენებში, ინტენსიური ფონური გამოსხივების დროს არსებული სუსტი ემისიური ხაზების რეგისტრაციის მიზნით, გასული საუკუნის 70-80-იან წლებში შეიქმნა მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრული აპარატურის ახალი ტიპი, მზრუნავი ინტერფერენციული ფილტრის მქონე ე.წ. მოდულაციური ფოტომეტრები. მათი ფუნქციონირება დაეფუძნა შუქფილტრის დახრის პროცესში ემისიური ხაზის მოდულაციის მოვლენას, რამაც საბოლოოდ სუსტი ინტენსიურობის ხაზების, მაღალი უწყვეტი გამოსხივებისაგან გამოყოფის საშუალება მოგვცა [5,38,65,66].

ასეთი ტიპის ფოტომეტრის ძირითად თავისებურებას წარმოადგენს ხაზის მოდულაციის ორიგინალური მეთოდი, რომელშიც ინტერფერენციული შუქფილტრის დახრა განპირობებულია მისი ბრუნვით. ამ კვანძის პრინციპიალური სქემა წარმოდგენილია (1.3) სურათზე. მზრუნავ სათავსში ინტერფერენციული ფილტრი მოთავსებულია α კუთხით, ხოლო თვით სათავსი α კუთხითაა დახრილი ოპტიკური ღერძის მიმართ. სათავსის ბრუნვისას ოპტიკურ ღერძსა და ფილტრის სიბრტყეს შორის კუთხე იცვლება 90° -დან $90^\circ - 2\alpha$ -მდე $\varphi = \arccos \left[\frac{\sin 2\alpha}{2} (1 + \cos \beta) \right]$ კანონზომიერებით. აქ β სათავსის შემობრუნების კუთხეა. ასეთ სისტემაში

შუქფილტრის ვიბრაცია ოპტიმალურად შემცირებულია და მაღალი სიხშირის მოდულაციის პირობებში უზრუნველყოფილია ხელსაწყოს მუშაობა. ფუნქციონირების ასეთ მექანიზმზე დამყარებული შუქფილტრის დახრის პროცესი განაპირობებს სპექტრული ხაზის $\sim 95\%$ -იან მოდულაციას უწყვეტი გამოსხივების $\sim 5\%$ -ის ტოლი მოდულაციის პირობებში.

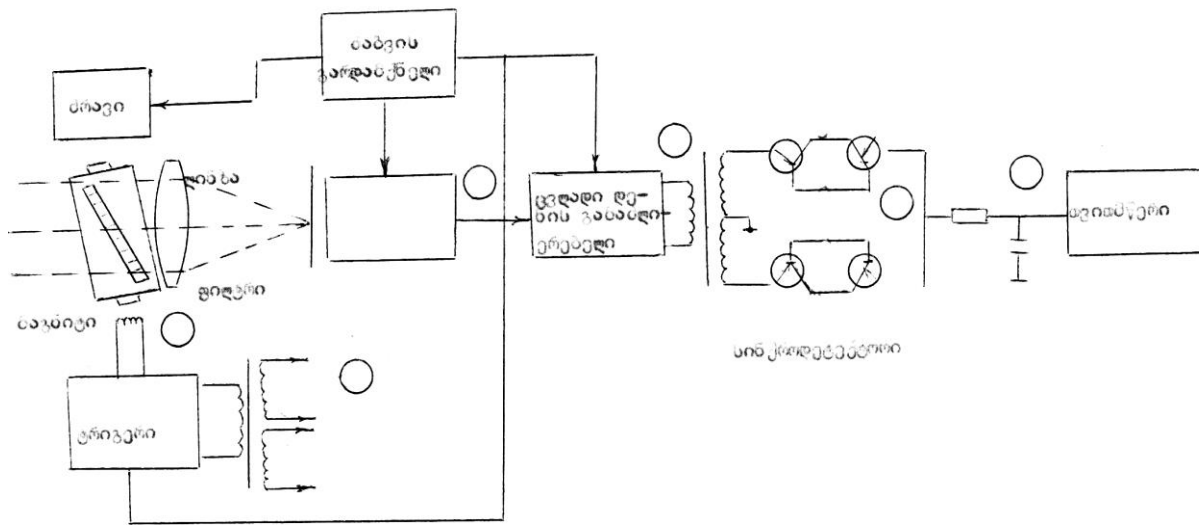
ექსპერიმენტებში გამოყენებული $\lambda \sim 30 \text{ \AA}$ -ის ტოლი ნახევარსიგანის შუქფილტრებისათვის დახრის კუთხე შემდეგნაირად განისაზღვრება: როცა ფოტომეტრის ხედვის ველი $\omega \approx 4^\circ$, ინტერფერენციული შუქფილტრის $\alpha = \omega / 2$ კუთხით დახრა უნდა იწვევდეს მისი მახასიათებელი პარამეტრის ისეთ ცვლილებას, რომ გამოსხივების ხაზის მაღალი მოდულაციის მისაღწევად შუქფილტრის გატარების კოეფიციენტი მცირდებოდეს არაუმეტეს $90-95$ პროცენტისა. ინტერფერენციული ფილტრის დახრის კუთხის შემდგომი გადიდება იწვევს ემისიური ხაზის მოდულაციის სიღრმის ოდნავ გაუმჯობესებას, ხოლო მისი ნახევარსიგანის, გატარების კოეფიციენტისა და სხვა მახასიათებლების მნიშვნელოვანი ცვლილების გამო იზრდება უწყვეტი გამოსხივების მოდულაცია. წარმოდგენილი ხედვის კუთხის ($\omega \approx 4^\circ$) და ნახევარსიგანის შუქფილტრისათვის ($\Delta\lambda \approx 30 \text{ \AA}$) დახრის ოპტიმალური კუთხე განისაზღვრება $\sim 10^\circ$ -ით. ამ დროს (1.5) გამოსახულებით წარმოდგენილი სხვაობა ზოგადად მინიმალურია და ექსპერიმენტისათვის იქმნება მაქსიმალური სიზუსტით გაზომვის პირობები. სწორედ ინტერფერენციული ფილტრის დახრის ასეთი მეთოდი იქნა გამოყენებული მიწიერი [38] და საბორტო [65, 66] ფოტომეტრის აგების პროცესში.

მიწიერი ვარიანტის ფოტომეტრის ფუნქციონირების ბლოკ-სქემა შედგება



სურათი 1.3. მოდულაციის კვანძის სქემა ფილტრის ორი ნორმალური (ა) და დახრილი (ბ) მდგომარეობისათვის. 1-ოპტიკური ლერძი, 2-ბუდის ბრუნვის ლერძი, 3-ბუდე, 4-ინტერფერენციული ფილტრი, ფოტოელექტრული მამრავლი.

ოპტიკური სისტემის (მოდულაციური კვანძით), ფოტოელექტრონულიამრავლის, ცვლადი სიგნალის გამაძლიერებლის, სინქროდეტექტორის, მოდულიატორის, ელექტროამრავისა და ფოტომამრავლის კვების ძაბვის გარდამქმნელისაგან. სინათლის მოდულირებული ნაკადი ოპტიკური სისტემის გავლით ეცემა ფოტომამრავლს, რომლიდანაც გამოდის სინათლის ცვლადი მდგენელი, რომელიც გაძლიერების შემდეგ ეწოდება სინქროდეტექტორს (სურ.1.4). სინქროდეტექტორის მართვა ხორციელდება მზრუნავ სათავსზე დამაგრებული ორი მაგნიტითა და ინდუქტიურობის კოჭით, რომელშიც სათავსის ბრუნვისას გამომუშავდება მოდულიატორის სიხშირის სინქრონიზაციის იმპულსები. ფოტომეტრის დროის მუდმივის განმსაზღვრელი RC წრედის (წინაღობისა და ტევადობის ნამრავლი) გავლით სიგნალი გადაეცემა თვითმწერს (რეგისტრატორს). ხელსაწყოში გამოყენებულ იქნა ფოტომამრავლი $\Phi\Xi Y-79$, რომელსაც გააჩნდა მულტიტუტიანი ფოტოკათოდი, $\sim 10\%$ კვანტური გამოსავალი, მგრძობიარობის დიაპაზონი $8000 \div 4000 \text{ \AA}$, სიბნელის დენი $\sim 10^{-9}$ ამპერი და საზღვრბლე მგრძობიარობა ~ 1000 ამპერი \cdot ლუმენი⁻¹.



სურ.1.4. მიწიერი მოდულაციური ფოტომეტრის ფუნქციონალური სქემა

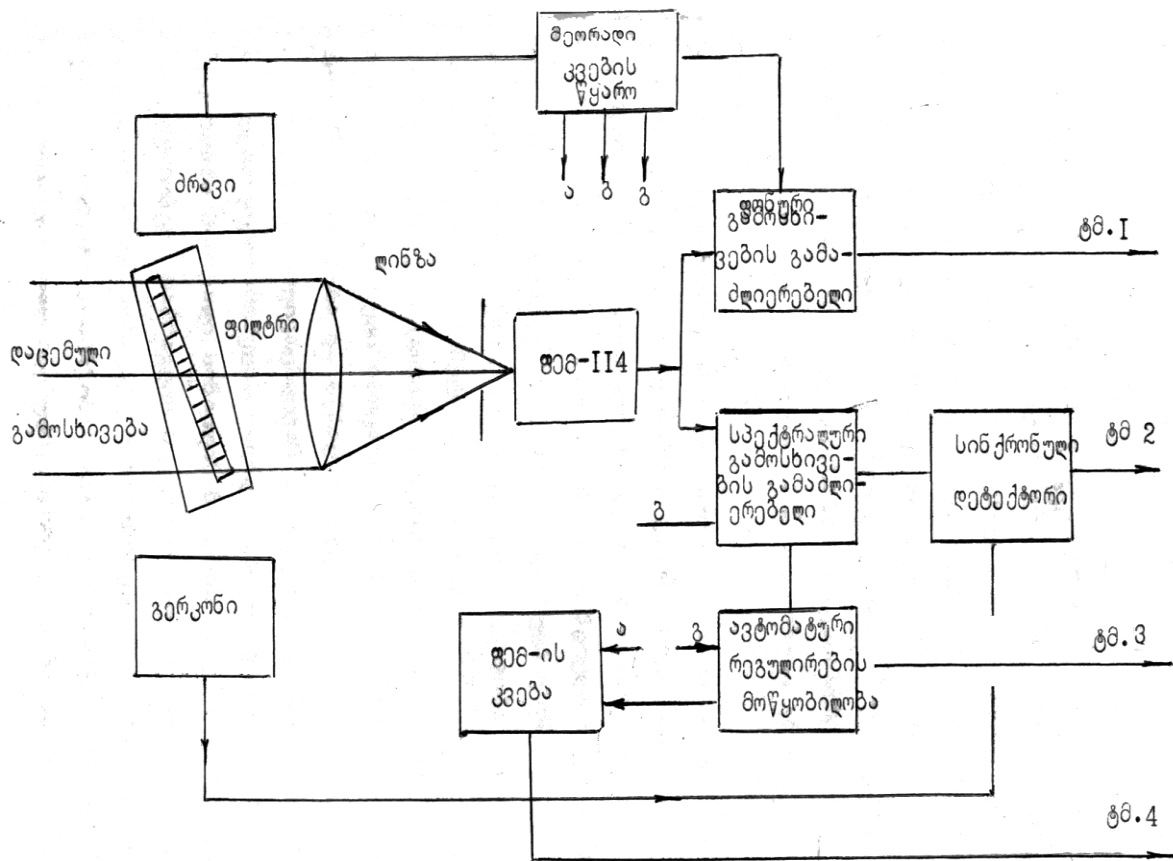
წარმოდგენილი ფოტომეტრის მიწიერ ანალოგს გააჩნდა შემდეგი მახასიათებელი პარამეტრები: საზღურბლე მგრძნობიარობა ~ 25 რელიე; ხედვის ველი $\sim 5^\circ$; დროის მუდმივა $\sim 0,1$ წმ; შუქფილტრის დახრის მაქსიმალური კუთხე $\sim 10^\circ$

უნდა აღინიშნოს, რომ RC წრედის ვარირებით დროის მუდმივის გაზრდა საშუალებას იძლეოდა გარკვეულწილად გაგვეზარდა საზღურბლე მგრძნობიარობა, მაგრამ ეს მანიპულაცია მნიშვნელოვნად ამცირებდა ფოტომეტრის სწრაფმოქმედებას და მისი გამოყენება მიზანშეუწონელი ხდებოდა ზოგიერთი სწრაფად მიმდინარე მოვლენის დროს. ზოგიერთ მიწიერ ექსპერიმენტში დროის მუდმივის 100-ჯერ გაზრდამ ხელსაწყოს მგრძნობიარობა დაახლოებით 10-ჯერ გააუმჯობესა.

საბორტო მოდულაციური ორარხიანი ფოტომეტრი „ფოტოზავრი“ შეიქმნა გასული საუკუნის 70-იან წლებში საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში. მისი ფუნქციონალური ბლოკ-სქემა ნაჩვენებია (1.5) სურათზე. მასში თითოეულ ფუნქციონალურ კვანძს ან ელექტრულ სქემას გააჩნდა თავისი ცალკე უჯრედი, რომელიც ერთმანეთისაგან გამოყოფილი იყო ლითონის კედლებით და უზრუნველყოფდა პარაზიტული სიგნალების მიმართ ხელსაწყოს მედეგობას.

ფოტომეტრის ფუნქციონალური სქემა მოიცავდა შემდეგ ძირითად კვანძებს: 1) ოპტიკური სისტემა; 2) ძაბვის სტაბილიზატორი; 3) ძაბვის გარდამქმნელი; 4) ფოტოელექტრული მამრავლის კვების ბლოკი; 5) ცვლადი დენის გამმართველი; 6) ავტომატური რეგულირების მოწყობილობა; 7) სინქროდეტექტორი და 8) მუდმივი დენის გამამლიერებელი.

ხელსაწყოს ბლენდის გავლის შემდეგ სხივები ეცემა მბრუნავ (ამავდროულად დახრილ) შუქფილტრს. მოდულირებული სინათლის ნაკადი ორმხრივ ამოზნექილი ლინზის საშუალებით ფოკუსირდება ფოტომეტრის ხედვის ველის დიაფრაგმაზე და მისი გავლის შემდეგ ეცემა ფოტოელექტრონული მამრავლის კათოდს. დიაფრაგმის მეშვეობით განისაზღვრება ფოტომეტრის ხედვის კუთხე.



სურ.1.5 საბორტო მოდულაციური ფოტომეტრის ფუნქციონალური ბლოკ-სქემა.

ფოტომამრავლის გამოსავალზე ვღებულობთ ორ სიგნალს, რომელიც შედგება ცვლადი და მუდმივი კომპონენტებისაგან. ცვლადი სიგნალი გასაზომი ემისიური ხაზის პროპორციულია, ხოლო მუდმივი შეესაბამება უწყვეტ ფონურ გამოსხივებას.

საბორტო ფოტომეტრში ცვლადი მდგენელი ძლიერდება და ემიტერული განმმეორებლის საშუალებით ეწოდება სინქრონულ დეტექტორს, რომლის მართვა ხორციელდება გერკონთა თანმიმდევრული ჩართვით. მათი ჩართვა ხორციელდება შუქფილტრის ბრუნვის სინქრონულად. სინქროდეტექტორის შემდეგ ემიტერული განმმეორებლისა და მაინტეგრირებელი RC წრედის გავლით სიგნალი მიეწოდება საბორტო ტელემეტრიას. RC წრედის მეშვეობით განისაზღვრება ფოტომეტრის დროის

მუდმივა და მისი ცვლილებით შეიძლება ვცვალოთ ხელსაწყოს მგრძობიარობა და სწრაფმოქმედება კონკრეტული ამოცანის მიხედვით.

გამაძლიერებლიდან გამოსული სიგნალი უკუკავშირის წრედის მეშვეობით ეწოდება ფოტოელექტრონული მამრავლის მაღალი ძაბვის წყაროსაც. ხელსაწყოს ბლენდაში შემავალი სინათლის ნაკადის ინტენსიურობის გაზრდისას, ფოტომამრავლის მკვებავი მაღალი ძაბვის სიდიდე ავტომატურად მცირდება. ასეთი ტიპის ავტომატური რეგულირების საშუალებით ხორციელდება ხელსაწყოს დინამიკური დიაპაზონის გაფართოება. დადაბლებული მკვებავი ძაბვის პროპორციული სიდიდე ეწოდება საბორტო ტელემეტრიას.

უწყვეტი ფონური გამოსხივების ინტენსივობის პროპორციული სიგნალის მუდმივი მდგენელის გაძლიერების შემდეგ, იგი ასევე გადაეცემა საბორტო ტელემეტრიულ არხს.

ტელემეტრიის გამოსასვლელებზე მოსული სიგნალები გადმოეცემა დედამიწაზე განთავსებულ მიმღებ საკონტროლო მოწყობილობას, რომელზეც ჩაწერილი ანალოგიური ძაბვების სიდიდის ანალიზი საშუალებას გვაძლევს განვსაზღვროთ სპექტრული ხაზისა და უწყვეტი კონტინუუმის ნათების ინტენსივობათა აბსოლუტური სიდიდეები.

საბორტო ქსელიდან მიწოდებული ფოტომეტრის მკვებავი ძაბვის სტაბილიზაციისათვის ფუნქციონირებდა ძაბვის სტაბილიზატორი. ძაბვის გარდამქმნელის მეშვეობით ხორციელდებოდა საბორტო ფოტომეტრის ელექტრონულ კვანძებსა და საბორტო ქსელს შორის გაღვანური კავშირის თავიდან აცილება.

რაკეტულ-თანამგზავრულ ექსპერიმენტებში გამოყენებულ იქნა ფოტოელექტრონული მამრავლი ФЭУ-114, რომლის სპექტრული მგრძობიარობა მოთავსებული იყო $4000 \div 7500 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძეთა დიაპაზონში. ის იკვებებოდა ~ 1600 ვოლტის სიდიდის ძაბვით, რომლის ნახევარი მიიღებოდა უშუალოდ გარდამქმნელიდან, ხოლო მეორე ნახევარი კი მარეგულირებელი მოწყობილობიდან.

ისეთ რაკეტულ აქტიურ ექსპერიმენტებში, რომლებშიც წინასწარი შეფასებით შედარებით მაღალი ინტენსიურობების ემისიური ხაზების ნათება იყო მოსალოდნელი, ფოტომეტრები დამზადებული იქნა შემუშავებული სტანდარტული სქემის მიხედვით და მათი საზღვრულე მგრძნობიარობა დაახლოებით 150 რელეის შეადგენდა, ხოლო დინამიკური დიაპაზონი 10^4 რიგის იყო. სუსტი ემისიური ხაზების გამოსხივების რეგისტრაციისას ფოტომეტრები დამზადდა უკუკავშირის გარეშე და შესაბამისად მათი დინამიკური დიაპაზონი $\sim 10^2$ -მდე დაეცა. ასეთი მანიპულაციის შედეგად ხელსაწყოთა მგრძნობიარობა თითქმის ერთი რიგით გაიზარდა, თუმცა შემცირდა მისი სწრაფმოქმედებაც.

საბორტო ფოტომეტრებს გააჩნდა შემდეგი მახასიათებლები: გამოსხივების ხაზების გამზომი არხების საზღვრულე მგრძნობიარობა ავტომატური რეგულირებით $\approx 150 \pm 40$ რელეი; ამ მოწყობილობის გარეშე $\approx 30 \pm 8$ რელეი; დინამიკური დიაპაზონი ავტომატური რეგულირებისას $\approx 5 \cdot 10^4$, მის გარეშე $\approx 10^2$; დროის მუდმივა $\approx 0,1$ წმ; ხედვის კუთხე $\approx 4^\circ$; ხელსაწყოს წონა 2,3კგ; ზომები $246 \times 175 \times 71$ მმ; მოხმარებული სიმძლავრე ≈ 7 ვტ; გამზომი ტელემეტრიული არხების რაოდენობა 3; უწყვეტი ფონური გამოსხივების გამზომი არხების საზღვრულე მგრძნობიარობა თითქმის ერთი რიგით დაბალი იყო სპექტრული ხაზის მარეგისტრირებელი არხის მგრძნობიარობაზე. მოდულაციური ფოტომეტრის „ფოტოზავრის“ გარდა საბორტო და მიწიერ გაზომვებში გამოყენებულ იქნა სხვა ტიპის ხელსაწყოც ე.წ. „კოლხიდა“ [30,67].

ატმოსფეროს ზედა ფენების ნათების შესწავლისას ფოტომეტრების საშუალებით დაკვირვებები მიმდინარეობდა სპექტრის ორ უბანში. პირველი-ცენტრირებული იყო სპექტრულ ხაზზე ან ზოლზე, ხოლო მეორე, მათი მახლობელი უბნის უწყვეტ ფონურ გამოსხივებაზე. როგორც უკვე აღინიშნა, ამ ამოცანის გადაწყვეტის ერთ-ერთ მეთოდს წარმოადგენს შუქფილტრის დახრა-ქანაობის პრინციპი, რომლის დროსაც წარმოებს ემისიური ხაზისა და მისი მახლობელი უბნის გამოსხივების ფიქსირება. სწორედ ამ პრინციპზე დაყრდნობით შეიქმნა აღნიშნული სამარხიანი საბორტო ფოტომეტრი, რომელშიც უწყვეტი ფონური გამოსხივება იზომებოდა ემისიური ხაზის

ახლომდებარე უბანში. ამ მიზნით ერთდროულად გამოიყენებოდა ინტერფერენციული ფილტრი ჰორიზონტალურ მდგომარეობაში (დაყენებული დაცემული სხივების პერპენდიკულარულად) და მისი ანალოგიური პარამეტრების მქონე გარკვეული კუთხით დახრილი შუქფილტრი. დახრის ოპტიმალური კუთხე განსაზღვრული იყო $8 \div 10^0$ -ით. ე.ი. ფოტომეტრის საშუალებით შეიძლებოდა ერთდროულად გაზომილიყო ორი ემისიური ხაზისა და ერთ-ერთი მათგანის მახლობელი უბნის უწყვეტი გამოსხივების ინტენსივობები.

სამარხიანი ფოტომეტრი შედგებოდა სამი ელექტრული, ოპტიკური და მექანიკური ნაწილებისაგან. მექანიკური ნაწილი მოიცავდა ერთიან კორპუსს და სამ ბლენდას, რომელთა მეშვეობით ისაზღვრებოდა ხელსაწყოს ხედვის ველი. ველის ცვლილება შეიძლებოდა ბლენდებში ჩადგმული ცალკეული სეგმენტების მანიპულირებით. კორპუსის ცალკეული უბნებისათვის გათვალისწინებული იყო ერთმანეთისაგან იზოლირება და ჰერმეტიულობა. ხელსაწყოს ოპტიკური ნაწილი შედგებოდა ბლენდებში ჩადგმული სეგმენტების, ჰორიზონტული და დახრილი შუქ-ფილტრების, ლინზებისა და ფოტომამრავლებისაგან. ბლენდებში ჩადგმული, შავი ფერით ოქსიდირებული, სეგმენტთა სისტემის საშუალებით ხორციელდებოდა არა მარტო ფოტომეტრთა ხედვის კუთხეების რეგულირება, არამედ ირიბად დაცემული და გაბნეული მზის გამოსხივების უპირატესი ნაწილის შთანთქმა, რაც არც თუ უმნიშვნელო ფაქტორია ბინდისა და დღის გაზომვების შემთხვევაში. სეგმენტთა სისტემის გავლით გამოსხივება ეცემოდა ჰორიზონტალურად და დახრილად განთავსებულ ინტერფერენციულ შუქ-ფილტრებს, რომელთა მეშვეობითაც ხდებოდა ემისიური ხაზებისა და ფონური გამოსხივების გამოყოფა. ფილტრების შემდეგ მოთავსებული ორმხრივ ამოზნექილი ლინზების მეშვეობით ხორციელდებოდა გასაზომი გამოსხივების ფოკუსირება შესაბამისი მამრავლების ფოტოკათოდებზე, რომელთა გამოსავალზე მიიღებოდა ელექტრულ სიგნალებში გარდაქმნილი ემისიური ხაზებისა და ფონური გამოსხივების ინტენსივობები.

სამარხიანი ფოტომეტრი შედგებოდა შემდეგი კვანძებისაგან: 1)სტაბილიზატორი; 2)გარდამქმნელი; 3)ძაბვის გამამრავლებელი; 4)გამმართველი; 5)ფოტოელექტრული მამრავლი; 6)ოპტიკური სისტემა და 7)მუდმივი დენის გამაძლიერებელი. ამ ფოტომეტრში გამოიყენებოდა ФЭУ-114 ტიპის ფოტოელექტრონული მამრავლები, რომლებსაც გააჩნდათ სამხედრო მიღება, მაღალი ვიბრომდეგობა და მგრძობიარობა.

ხელსაწყოები დამზადდა როგორც საბორტო, ისე მიწიერი გამოყენებისათვის. ის იკვებებოდა საბორტო ქსელიდან 27 ± 4 ვ ტოლი ძაბვის მეშვეობით. სტაბილიზატორი აწყობილი იყო 142EH2B ტიპის მიკროსქემებზე და 2T904A ტიპის ტრანზისტორებზე და ახორციელებდა საბორტო ძაბვის სტაბილიზირებას. გარდამქმნელის ბლოკისაგან მიღებული 400ვ ძაბვა მიეწოდებოდა ძაბვის გამმართველის შესასვლელს, სადაც ხორციელდება მისი გამართვა და გაოთხმაგება 1600ვ-მდე, რომლის შედეგადაც ის კვებავდა ფოტოელექტრონულ მამრავლს.

ფოტომამრავლიდან გამოსული ელექტრონული სიგნალი გადაეცემა ორსაფეხურიან გამაძლიერებელს, რომლიდანაც გამოსული სიგნალი მიეწოდება საბორტო ტელემეტრიულ არხს და იმყოფება ხელსაწყოს ხედვის ველში მოხვედრილი სინათლის გამოსხივების ინტენსივობის სიდიდესთან ფუნქციონალურ კავშირში. ასეთნაირი კავშირის მეშვეობით ფართოვდება ფოტომეტრის დინამიკური დიაპაზონი.

აღწერილი ელექტრონული სქემა საბორტო ფოტომეტრის სამივე არხისათვის ერთმანეთის ანალოგიურია და სინათლის დაცემული გამოსხივების ინტენსივობისა და ტელემეტრიულ არხებზე არსებული სიგნალების ლოგარითმულ დამოკიდებულებას უზრუნველყოფს.

უცხოეთისა და მათ შორის ყოფილი საბჭოთა კავშირის რიგ სამეცნიერო დაწესებულებებში ჩატარებულმა ღამისა და ბინდის ცის ნათების ვარიაციათა ინტენსიურმა ანალიზმა აჩვენა, რომ ადგილი ჰქონდა ზოგიერთი გამოსხივების ხაზისა და ზოლის ინტენსიურობის ანომალურ გადახრას, მისი საშუალო დღე-ღამური და სეზონური მნიშვნელობებისაგან. ეს ვარიაციები მკაფიო კორელაციაში აღმოჩნდა დაკვირვების ზონაში მომხდარ მიწისძვრებთან და სეისმოაქტიურობის

გამლიერებასთან. ასეთი სეისმო-იონოსფერული კავშირების გამოსხივების სპექტრის ოპტიკური დიაპაზონის შესწავლის, ნათების ინტენსივობის, მიწისძვრის მაგნიტუდაზე, ეპიცენტრიდან მანძილზე, ჰიპოცენტრის სიღრმეზე და სეისმოაქტიურ მოვლენებზე დამოკიდებულების მიზნით შეიქმნა ახალი ფოტომეტრიული კომპლექსი [68].

ხელსაწყო დამზადდა ქ.მოსკოვის აკადემიკოს ი. შმიდტის სახელობის დედამიწის ფიზიკის ინსტიტუტში. გამოწვეული ნათების ინტენსივობის ვარიაციის სივრცითი განაწილების მიღების მიზნით თითოეულ ფოტომეტრში ხორციელდება სკანირების მეთოდი ზენიტური კუთხის მიხედვით $\pm 65^\circ$ -ის ინტერვალში.

ექვსი ფოტომეტრისაგან შემდგარ სისტემაში სკანირების სიბრტყეებს გააჩნდათ სხვადასხვა მიმართულება. ერთდროულად, ერთ კომპლექსს შეეძლო გაეზომა სამი განსხვავებული ემისიური ხაზისა და შესაბამისი ფონური გამოსხივების ინტენსივობები. გათვალისწინებული იყო ატომური ჟანგბადის, მოლეკულური აზოტის და სხვა ემისიური ხაზების ნათებათა რეგისტრაცია.

კომპლექსის თითოეული ფოტომეტრი გამიზნული იყო ერთი სპექტრული ხაზის ნათების ინტენსივობის რეგისტრაციისათვის. სკანირება ხორციელდებოდა 1ბრ/2წთ-ში სიჩქარით მბრუნავი სარკის მეშვეობით. სპექტრული ხაზის ინტენსივობა იზომებოდა 130° კუთხის ინტერვალში. დანარჩენ 230° -ში რეგისტრირდებოდა მაგნიტურ მოწყობილობაზე.

მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრების კალიბრების დროს ისაზღვრებოდა მათი საზღვრულე მგრძნობიარობა, ხედვის ველი, დროის მუდმივა, დინამიკური დიაპაზონი, ხაზოვანი დამოკიდებულების მრუდები და სხვა პარამეტრები.

ფოტომეტრთა კალიბრება განხორციელდა სამი განსხვავებული მეთოდის გამოყენებით. ლაბორატორიულ პირობებში გამოყენებულ იქნა ქვანტების რეგისტრაციისა და სტანდარტულ წყაროთა მეთოდი [28, 69,70,61], ხოლო საველე ექსპედიციებში ღამის ცის ნათების მეთოდი [70,71]. მიწიერი და საბორტო მოდულაციური ფოტომეტრები დაკალიბრდა კვანტების რეგისტრაციისა და ღამის ცის

მეთოდების გამოყენებით, ხოლო სამარხიანი ფოტომეტრები, ღამის ცის ნათებისა და სტანდარტული წყაროების მეთოდებზე დაყრდნობით. ეს სამუშაოები გამხორციელდა ქ.მოსკოვში (კოსმოსური გამოკვლევების ინსტიტუტი და გამოყენებითი გეოფიზიკის ინსტიტუტი) და აბასთუმანში (ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში, მოდულაციური ფოტომეტრების კალიბრება ჩატარდა შემდეგ ემისიურ ხაზებზე: $\lambda=6300\text{\AA}$, $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6708\text{\AA}$, $\lambda=5890\text{\AA}$ და $\lambda=5200\text{\AA}$. ამასთან ერთად მიმდინარეობდა ამ ხაზების მახლობელი უბნების უწყვეტი ფონური გამოსხივების მარეგისტრირებელი ფოტომეტრიული არხების კალიბრებაც. $\lambda=6300\text{\AA}$ სპექტრული ხაზისათვის საზღვრულე მგრძნობიარობა შეადგენდა ~ 50 რელეის, ხოლო მისი მახლობელი უბნის უწყვეტი გამოსხივებისათვის ~ 250 რელეის. დანარჩენი $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6708\text{\AA}$, $\lambda=5890\text{\AA}$ და $\lambda=5200\text{\AA}$ ემისიური ხაზებისა და მათი მახლობელი დიაპაზონის უწყვეტი გამოსხივებისათვის საზღვრულე მგრძნობიარობები შესაბამისად ტოლი იყო ~ 45 რელეი-200 რელეი; ~ 40 რელეი-240 რელეი და ~ 30 რელეი-250 რელეი; გამოყენებული ფოტომეტრების განსხვავებული მახასიათებლები განპირობებული იყო ფოტომამრავლთა სხვადასხვა მგრძნობიარობით და გაზომვის ცდომილებებით.

როგორც ემისიური ხაზის, ისე უწყვეტი გამოსხივების მარეგისტრირებელი არხებისათვის შესული და გამოსული სიგნალების ფარდობათა დამოკიდებულებები თითქმის ხაზოვანი იყო. ფოტომეტრთა დინამიკური დიაპაზონი დაახლოებით 1000-ის ფარგლებში იცვლებოდა.

სამარხიანი ფოტომეტრებიც მოდულაციურის ანალოგიურად დაკალიბრდა. მათი საზღვრულე მგრძნობიარობა რამდენადმე მაღალი აღმოჩნდა, ხოლო კალიბრების მრუდებს ლოგარითმული ხასიათი გააჩნდა. მათი არხების დინამიკური დიაპაზონი თითქმის $\sim 10^5$ -ის ტოლი აღმოჩნდა.

განხილული ფოტომეტრებისა და დაკვირვების მეთოდის სისწორე და უპირატესობა საბორტო და მიწიერ ექსპერიმენტებში მათმა შემდგომმა გამოყენებამ დაადასტურა.

თავი II . დედამიწის ზედა ატმოსფეროს ნათება

შესავალი

ო.სტრუვეს მიერ შემოღებული „ატმოსფეროს ნათების“ ტერმინი მოიცავს პოლარული ნათებისაგან განსხვავებულ დედამიწის ზედა ფენების გამოსხივებას[73]. თუ გვინდა გამოვყოთ მხოლოდ ღამის ცის ემისიები, მაშინ გამოიყენება ტერმინი ღამის ცის ნათება. ამ გამოსხივებათაგან ყველაზე უფრო დეტალურად შესწავლილია სწორედ ღამის ცის გამოსხივება. ძველ ლიტერატურაში მას არაპოლარულ ნათებასაც უწოდებენ. ამჟამად ეს ტერმინი მოიცავს, როგორც ღამის ცის ნათებას, ისე ვარსკვლავთა ნათებას, გალაქტიკების გამოსხივებასა და ზოდიაკალურ სინათლეს.

2.1. ღამის ცის ნათების კანონზომიერებები ღამის ცის ნათების სპექტრი

ღამის ცის ნათება ძალიან სუსტია: მისგან დედამიწაზე მოსული განათებულობა დაახლოებით 100 მ სიმაღლეზე ატანილი სანთლის გამოსხივების რიგისაა. ამიტომ ამ მოვლენის სპექტროსკოპული გამოკვლევა ძალზე რთულია, და ამ მხრივ მიღწეული შედეგები შესაძლებელი გახდა მხოლოდ უკანასკნელ წლებში შექმნილი თანამედროვე ტექნიკური საშუალებების შემდეგ. თვით ხანგრძლივი ექსპოზიციის დროს ჩვეულებრივ აუცილებელია გამოვიყენოთ დაბალი დისპერსიულობისა და გარჩევისუნარიანობის მქონე ინსტრუმენტები. ამ დროს ტალღის სიგრძე იზომება დიდი ცდომილებით, რაც ხელს უშლის ცალკეული ატმოსფერული ხაზებისა და ზოლების გაიგივებას. იმისათვის, რომ საბოლოოდ მოხდეს ხაზის გაიგივება, აუცილებელია ინტერფერომეტრის გამოყენება ზოლების შემთხვევაში. ამოცანა რამდენადმე მარტივდება, რადგანაც ამ სისტემაში ინტენსიურობის განაწილება და ცალკეული წევრების არსებობა გვაძლევს გაიგივებისათვის აუცილებელ დამატებით

ცნობებს. თუმცა აქაც არსებობს სიძნელები, რომელთა გათვალისწინებაც აუცილებელი ხდება: მაგალითად, ინტენსიურობის განაწილებაზე შეიძლება გავლენა იქონიოს ატმოსფერულმა შთანთქმებმა და ვარსკვლავებისა და ზოდიაკალური სინათლის ფონურმა გამოსხივებამ.

ამ სიძნელების მიუხედავად, ღამის ცის ნათების სპექტრის ძირითადი ემისიები ამჟამად ძირითადად გაიგივებულია. ეს ფაქტი მკვლევართა დიდი დამსახურებაა, უფრო მეტიც, განხილული მოვლენის ზოგიერთი თავისებურება ერთობ მოულოდნელი აღმოჩნდა. ნათების სპექტრის გაიგივების დროს მრავალი ემისია ლაბორატორიულ ექსპერიმენტებშიც კი უცნობი იყო.

2.1.1. გამოსხივების ხაზები

ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის გამოსხივება, რომელიც მრავალი წლის განმავლობაში ითვლებოდა პოლარული ნათების სპექტრის ძირითად კომპონენტად ღამის ცის ნათებაში ვიზუალურად იქნა აღმოჩენილი 1895 წელს კამპბელის მიერ[74]. მისი არსებობა 1902 წელს აღნიშნა ვიპერტმა[75]. ეს ადრეული ნაშრომები დიდი ხნის განმავლობაში რჩებოდა ყურადღების გარეშე, მანამ, სანამ 1919 წელს სლაიფერმა[76] ფოტოგრაფიული მეთოდით არ დააფიქსირა ეს ხაზი და მისი ტალღის სიგრძე შეაფასა დაახლოებით $\lambda = 5578\text{\AA}$ -ად. სლაიფერისა და რელეის[77] გამოკვლევებმა კიდევ ერთხელ აჩვენეს, რომ ეს ხაზი მუდმივად ასხივებდა ღამის ცის ნათების სპექტრში. მაგრამ მისი გაიგივება დიდი ხნით შეყოვნდა, მანამდე, სანამ 1923 წელს ბებკოკმა[78] ფაბრი-პეროს ინტერფერომეტრის მეშვეობით არ განახორციელა მისი ტალღის სიგრძის ზუსტი გაზომვა, ის ტოლი აღმოჩნდა $5577,350 \pm 0,005\text{\AA}$. მრავალრიცხოვანი ცდის შედეგად, მაკლენანმა და მისმა თანამშრომლებმა [79] აჩვენეს, რომ ამ ხაზს $\lambda = 5577,341 \pm 0,004\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე ასხივებდა ატომური ჟანგბადი. მისი წარმოშობა განპირობებულია ჟანგბადის ატომების ძირითადი კონფიგურაციის $O(^1S)$ და $O(^1D)$ მდგომარეობებს შორის განხორციელებული აკრძალული გადასვლებით. ჟანგბადისა

და ინერტული გაზის ნარევის ელექტრული განმუხტვა წარმოადგენს ამ ხაზის გამოსხივების კარგ წყაროს. თუ შეჯახებების შედეგად არ მიმდინარეობს $O(^1D)$ მდგომარეობის დეზაქტივაცია მაშინ $O(^1D_2) \rightarrow (^3P)$ გადასვლის შედეგად გამოსხივდება ატომური ჟანგბადის წითელი ხაზები, რომელთაგან შესამჩნევ ინტენსიურობებს იძლევა $O(^1D_2) \rightarrow O(^3P_2)$ და $O(^3D_2) \rightarrow O(^3P_1)$ გადასვლები $\lambda=6300,308 \pm 0,004\text{\AA}$ და $\lambda=6363,790 \pm 0,004\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეებზე.

ჟანგბადის წითელი ხაზების აღმოჩენასთან ერთად სლაიფერმა ივარაუდა სპექტრის ყვითელ უბანში $\lambda=5889,95\text{\AA}$ ხაზის არსებობა. მან ყურადღება მიაქცია ამ ხაზის სიახლოვეს ნატრიუმის D დუბლეტს, რომლის D_1 და D_2 კომპონენტებს გააჩნია $\lambda=5895,92\text{\AA}$ და $\lambda=5889,95\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეები. თავდაპირველად ბუნებრივია თვლიდნენ, რომ ეს უბრალო დამთხვევა იყო, რამდენადაც არაალბათურად წარმოჩნდებოდა, რომ ისეთი ელემენტი, როგორცაა ნატრიუმი, რაიმე წვლილს მოგვცემდა ღამის ცის ნათებაში. ზოგიერთი ავტორი ცდილობდა ამ ხაზების პოვნას აზოტისა და წყლის ორთქლის გამოსხივების ზოლებში. მაგრამ 1938 წელს ინტერფერენციული სურათის შედარების შემდეგ ბერნარმა, კაბანმა და სხვებმა [80,81] დაამტკიცეს, რომ ყვითელი ხაზი ღამის ცის ნათებაში მართლაც ეკუთვნოდა ნატრიუმის D დუბლეტს.

ამის შედეგად კურტემ [82] და დიუფაიმ [83] დაამტკიცეს, რომ ღამის ცის ნათებაში შეიძლება არსებობდეს $^2D-^4S$ გადასვლით განპირობებული $\lambda=5198,5 \div 5200,7\text{\AA}$ აზოტის გამოსხივებაც. მისი წარმოშობის მექანიზმები განხილული იქნება ბინდის ცის ნათების კანონზომიერებების შესწავლის დროს.

განხილულ [73] ნაშრომში გამოითქვა მოსაზრება, რომ $\lambda=6563\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე ცენტრირებული ემისია დაკავშირებულია ატომური წყალბადის ბალმერის პირველ ხაზთან (H_{α} ; $\lambda=6562,82\text{\AA}$), რომელსაც გააჩნდა დოპლერის წანაცვლება. მაგრამ მეინელმა [84] დაამტკიცა, რომ ეს ემისია განპირობებულია ჰიდროქსილის (6,2) ზოლით. გარკვეული დროის შემდეგ წყნარი მაგნიტური ველის პირობებში პროკუდინამ [85] ღამის ცის ნათების სპექტრში აღმოაჩინა სხვა ხაზი, რომელიც მართლაც გაიგივდა H_{α} -ს

ვიწრო წაუნაცვლებელ ხაზთან. ი. შკლოვსკიმ [86] ამ ხაზის არსებობა ახსნა მზის L_{β} ფლოურესცენციული გაბნევით საპლანეტათშორისი წყალბადის ატომების მიერ.

2.1.1.2. გამოსხივების ზოლები.

ჟანგბადის ზოლები. 1941 წელს დიუფაიმ [87] იწინასწარმეტყველა, რომ ღამის ცის ნათებაში ადგილი აქვს მოლეკულური ჟანგბადისა და აზოტის სისტემების გამოსხივებას. რამდენიმე წლით ადრე, ეს სისტემა შთანთქმის ეფექტურობის მიხედვით, აღმოჩენილი იქნა ჰერცბერგის მიერ [88], ხოლო 1954 წელს ბროიდისა და გეიდონის მიერ [89], ნაპოვნი იქნა ამ ემისიების წყარო და განისაზღვრა მათი რხევითი კვანტური რიცხვები.

სვინსგმა კრიტიკულად განიხილა დიუფაის მტკიცებულება და დაამტკიცა, რომ ჰერცბერგის სისტემას მართლაც შეეძლო აეხსნა მრავალი ემისიის არსებობა სპექტრის ულტრაიისფერ უბანში. ამის შემდეგ დიუფაი, დერჟარდინი და ბარბიე [91,92] მივიდნენ დასკვნამდე, რომელიც ამტკიცებდა ჰერცბერგის სისტემის ფორმირებას ღამის ცის ნათების ხილული უბნის საკმაოდ დიდ უბანში.

თუმცა მოყვანილი მტკიცებულებები ერთობ დამაჯერებლად გამოიყურებოდა, ისინი მაინც არ იძლეოდა საბოლოო დასკვნების გაკეთების საშუალებას. მხოლოდ 1955 წელს, მაღალი გარჩევისუნარიანობის სპექტროგრაფის მეშვეობით ჩემბერლენმა [93] ულტრაიისფერ უბანში მიიღო ბრუნვითი სტრუქტურის მქონე სპექტრი. მისმა შრომამ ნათელი მოჰფინა იმ ფაქტს, რომ ჰერცბერგის სისტემას მნიშვნელოვანი ადგილი ეჭირა ღამის ცის ნათებაში.

მოლეკულური ჟანგბადის ატმოსფერული $b^1\Sigma_g + \rightarrow x^3\Sigma_g -$ სისტემის (0,1) ზოლის შესახებ პირველი შრომა 1948 წელს გამოაქვეყნა მეინელმა [94], რომელმაც მიიღო მკაფიო p და R შტოები $\lambda=8629\text{\AA}$ და 8659\AA ტალღის სიგრძეებისათვის და საიმედოდ გააიგივა ისინი. ეს ზოლი აღმოჩენილი იყო ჟანგბადის მერმე ნათების

ლუმინესცენციაში კაპლანის [95] მიერ. ამიტომ ხშირად მას კაპლან-მეინელის ზოლსაც უწოდებენ.

1958 წელს ჩემბერლენმა [93] წარმოადგინა ზოგიერთი მტკიცებულება ლამის ცის ნათებაში O_2 -ის $^3\Delta_u \rightarrow a^1\Delta_g$ სისტემის, აზოტის ზოლების არსებობის შესახებ. 1935 წელს კაპლანმა [96], კაბანმა და დიუფაიმ[97] დაამტკიცეს ლამის ცის ნათების მრავალრიცხოვანი თანხვედრები $\lambda=3500\text{\AA} \div 5000\text{\AA}$ უბანში ვეგარდ-კაპლანის $N_2(A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+)$ სისტემის ზოლებთან.

ასეთი თანხვედრების არსებობა დამტკიცდა შემდგომ გამოკვლევებში [92], თუმცა საკითხი მაინც სადაო გახდა და ზოგიერთი ავტორი[98] ამ მოსაზრებას არ დაეთანხმა.

ლამის ცის ნათებაში დამკვირვებელთა უდიდესი ნაწილის მიერ აზოტის სისტემას მიკუთვნებულ ერთადერთ ემისიას წარმოადგენს $\lambda=3911\text{\AA}$ მახლობელი გამოსხივება, რომელიც ჩემბერლენის [93] მიხედვით შეიძლება წარმოიშვას მოლეკულური აზოტის იონების პირველი უარყოფითი სისტემის $B^2\Sigma_g^- \rightarrow X^2\Sigma_g^-$ ($\lambda=3914\text{\AA}$) ემისიის დროს.

ჰიდროქსილის ზოლები. ლამის ცის ნათების პირობებში ჰიდროქსილის მოლეკულების გამოსხივების შესწავლაში მნიშვნელოვანი წვლილი შეიტანა მეინელმა[99], რომელმაც 1956 წელს ინფრაწითელ უბანში მიღებულ სპექტრში აღმოაჩინა ძირითადი ემისიების დეტალური სტრუქტურა, რამაც საშუალება მისცა განესაზღვრა რხევითი დონეების ბრუნვითი მუდმივები. ამ მუდმივათა მნიშვნელობებმა დაადასტურა, რომ გამოსხივებული უნდა ყოფილიყო წყალბადის ნაერთი. ამის შემდეგ მეინელის სისტემა (როგორც მას ახლა უწოდებენ) აღმოჩნდა ჟანგბად-წყალბადოვანი ალის სპექტრში, რომლის შედეგადაც ზუსტად განისაზღვრა ყველა ზოლის ტალღის სიგრძე. სხვა ნაშრომებში (კრასოვსკი[100]), კაბანი[97], კრონი[101], ჩემბერლენი[93], ფიოდოროვა[102], შეფოვი და ტოროშელიძე[103], ფიშკოვა [104] და სხვა) მოცემულია ჰიდროქსილის გამოსხივების დეტალური ანალიზი და განხილულია მისი წარმოშობის მექანიზმები.

მრავალმოლეკულური მდგენელები. ოზონი, წყალბადის ორჟანგი, წყლის ორთქლი და ატმოსფეროს სხვა მრავალატომიან მდგენელებს სპექტრის ინფრაწითელ უბანში

გააჩნია სითბური გამოსხივება[105]. ეს რადიაცია უწინარესად გამოსხივდება ატმოსფეროს ქვედა ფენებში და ამჟამად ჩვენი კვლევის ობიექტს არ წარმოადგენს, რამდენადაც მოითხოვს სპეციალური მეთოდებისა და აპარატურის გამოყენებას.

2.1.1.3. კონტინუუმის გამოსხივება. დასაწყისშივე გახდა ცნობილი, რომ ღამის ცის ნათება შეიცავს ინტენსიურ კონტინუუმს. მისი არსებობა პირველად აღმოჩენილ იქნა $\lambda \leq 4000\text{\AA}$ -ზე დაბალი ტალღის სიგრძეების დიაპაზონში და აღინიშნებოდა, რომ ის გრძელდებოდა სპექტრის წითელ უბანშიც. ტალღის სიგრძეების მიხედვით მისი ცვლილება საფუძვლიანად იქნა შესწავლილი შეფოვასა[106] და ფიშკოვას[107] მიერ.

ვარსკვლავიერი წარმოშობის შთანთქმის ხაზები, კერძოდ, წყალბადის, კალიუმისა და კალციუმის გამოსხივებები, მასზე მიუთითებს, რომ ღამის ცის ნათების გარკვეულ ნაწილს გააჩნია არამიწიერი წარმოშობა[108,109]. ბარბიემ და სხვებმა [110] დაამტკიცეს, რომ ღამის ცის ნათებაში არსებული კონტინუუმი მოთავსებულია სპექტრის ხილულ უბანში. როჩისა და მეინელის[111] კონტინუუმის თითქმის 20% $\lambda=5300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის მახლობლობაში გამოსხივდება ატმოსფეროს ზედა ფენებიდან. რაკეტა-თანამგზავრების ბორტიდან წარმოებულმა გაზომვებმა ჰეპნერი და მერედითი[112] მიიყვანეს იმ დასკვნამდე, რომ კონტინუუმის გამოსხივებაში ატმოსფეროს ზედა ფენები გვამღვებს დაახლოებით 50%. ფიშკოვას[107] მიხედვით, ღამის ცის ნათების უწყვეტ სპექტრში მნიშვნელოვანი წვლილი ეკუთვნის მზის გამოსხივების მრავალჯერად გაბნევას დედამიწის ჩრდილში. ხილულ უბანში მისი საშუალო წლიური ინტენსივობა იცვლება მზის აქტიურობის 11-წლიან ციკლთან კორელაციაში.

2.2. ღამის ცის ნათების გამომწვევი მექანიზმები.

2.2.1. შემოჭრილი ნაწილაკების როლი

გასული საუკუნის 30-იან წლებში დოვოლიემ [113] ივარაუდა, რომ ღამის ცის ნათება განპირობებულია კოსმოსური სივრციდან შემოჭრილი ნაწილაკებით.

მიუხედავად ამ მექანიზმის მომხიბვლელია, ის არ შეიძლება იყოს ღამის ცის ნათების ძირითადი გამომწვევი, რადგანაც ამ შემთხვევაში გამოსხივების სპექტრი მნიშვნელოვნად განსხვავებული იქნებოდა რეგისტრირებულისაგან: მცირე მეტეორები მოგვცემდა სპეციფიკურ სპექტრს: სწრაფი ელექტრონები, პროტონები ან წყალბადის ატომები გამოიწვევდა პოლარული ციალის მსგავს სპექტრს. თუმცა არ გამოირიცხება შესაძლებლობა ღამის ცის ნათებაში ამ მექანიზმის გარკვეული წვლილის შესახებ.

2.2.2. ატმოსფერული მოძრაობების როლი

იმ ფაქტზე დაყრდნობით, რომ ატმოსფეროში სიბლანტით გამოწვეულ ენერჯის დისიპაციას გააჩნია საკმარისი სიდიდე და იაგერმა[114] ივარაუდა, რომ ღამის ცის ნათება შეიძლება გამოწვეული იყოს ტურბულენტური პროცესებით. მაგრამ გაურკვეველი დარჩა, საიდან შეიძლება ამ ენერჯის დაგროვება, რათა გამოიწვიოს აღზნების პროცესი.

ვულფის[115] მიხედვით, ღამის ცის ნათება, თუნდაც ნაწილობრივ, შეიძლება გამოწვეული იყოს ატმოსფეროში მიმდინარე განმუხტვის პროცესებით, რომლებიც განპირობებულია ჰორიზონტალური იონოსფერული ქარებით. მან გამოთქვა მოსაზრება, რომ ეს ქარები, რომლებიც განაპირობებს მუხტების განცალკევებას, წარმოიშობა იონოსფეროს D და F ფენებში და ვრცელდება 200კმ სიმაღლემდე. ეს იდეა ვულფმა არ განავითარა რაოდენობრივად. თუ კი განმუხტვა ნამდვილად არსებობდა, მაშინ მისი მეშვეობით შეიძლებოდა ღამის ცის ნათების მხოლოდ ზოგიერთი ემისიის წარმოშობის ახსნა. აღზნების ფუნქციიდან და რეგისტრირებული კონცენტრაციიდან გამომდინარე O(I D)-ს წარმოქმნის სიჩქარე მეტია O(I S)-ის წარმოშობის სიჩქარეზე და მნიშვნელოვნად მეტია Na(2P)-ს წარმოქმნის სიჩქარეზე. მაგრამ $\lambda=6364-6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივების საშუალო ინტენსივობა ნაკლებია $\lambda=5577\text{\AA}$ გამოსხივების

საშუალო ინტენსივობაზე და დაახლოებით იმავე რიგისაა, როგორც $\lambda=5893\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ნატრიუმის გამოსხივება. თუმცა შემდგომმა გამოკვლევებმა აჩვენეს ამ მოსაზრებების მიუღებლობა.

2.2.3. იონოსფერული პროცესების როლი

დამის ცის ნათება შესაძლებელია ნაწილობრივ მიმდინარეობდეს იონოსფეროში არსებული დამუხტული ნაწილაკების რეკომბინაციის ხარჯზე.

როგორც დაკვირვებებმა აჩვენა, დამის პერიოდში, დაახლოებით 12 საათის განმავლობაში ჟანგბადის წითელ ხაზში გამოსხივებული ინტენსივობა შეადგენდა $9 \cdot 10^6$ რელეის. დაახლოებით ასეთივე ინტენსივობების იყო მწვანე და ყვითელი ხაზების, ჰერცბერგის სისტემისა და კონტინუუმის გამოსხივებები. რადენადაც, დამის განმავლობაში, ამ ემისიების ინტენსიურობები უმნიშვნელოდ იცვლება, შეიძლება დავასკვნათ, რომ დამუხტულ ნაწილაკთა რაოდენობა საკმარისი არაა იმისათვის, რომ უზრუნველყოს დამზერილთაგან რომელიმე ემისია. უფრო მეტიც, ელექტრონების კონცენტრაცია არასაკმარისია თვით F ფენაშიც ყველაზე ძლიერი ემისიების წარმოსაქმნელად. თუმცა, თუ გავითვალისწინებთ გამომსხივებელ ფენათა სიმაღლეებს, შეიძლება დავასაბუთოთ, რომ F ფენა შეიძლება გამოყენებულ იქნას მხოლოდ წითელი ხაზების გამოსხივების ასახსნელად.

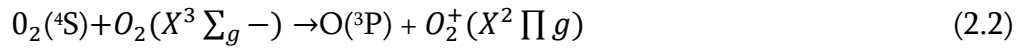
რადიაციულ რეკომბინაციას არ შეუძლია არსებითი წვლილი შეიტანოს წითელი გამოსხივების წარმოშობაში. ყოველ შემთხვევაში ის ძალიან ნელა მიმდინარეობს. იგივე შეიძლება ითქვას იონური რეკომბინაციის შესახებაც.

რაც შეეხება მოლეკულური ჟანგბადის დისოციაციურ რეკომბინაციას

$$O_2^+(X^2 \Pi g) + e \xrightarrow{k_1} O + O(^1D), \quad (2.1)$$

ის მიმდინარეობს სწრაფად ($K_1 = 1.95 \cdot 10^{-7} (300/Te)^{0.7} \text{ სმ}^3 \cdot \text{წმ}^{-1}$) და ამიტომ მას შეუძლია მნიშვნელოვანი როლის შეტანა წითელი ხაზების გამოსხივებაში. ამ

შემთხვევაში (2.1) რეაქციაში მონაწილე O_2^+ იონები წარმოიქმნებიან მუხტის გადატანის გზით [44]:



კიდევ შეიძლება განვიხილოთ $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის გამოსხივების ერთი მექანიზმი. ეს $O_2^+(X^2 \Pi_g)$ მოლეკულების დისოციაციური რეკომბინაციაა:



მაგრამ როგორც რაკეტულმა გაზომვებმა აჩვენა, $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიის ეს ნაწილი არ აღემატებოდა მთელი ინტენსივობის 10%-ს. მისი როლი იზრდება ტროპიკულ რეგიონებში[107].

2.2.4. ქიმიური რეაქციების როლი

1931 წელს ჩეკმენმა [117] ყურადღება მიაქცია მას, რომ $\sim 100\text{კმ}$ სიმაღლეზე მოლეკულური ჟანგბადის ფოტოდისოციაციის შედეგად გროვდება დიდი რაოდენობის ქიმიური ენერგია და ივარაუდა, რომ წარმოქმნილი ჟანგბადის ატომების შეერთების პროცესში, რომელიც უნდა წარიმართოს წონასწორობის შენარჩუნების მიზნით, ამ ენერგიის რაღაც ნაწილი იხარჯება გამოსხივებაზე. ამ დროს, ატომთა შეერთების თითოეულ აქტზე, გამოიყოფა 5,11ევ ენერგია. ამრიგად, დისოცირებული ჟანგბადი შეიძლება გახდეს ღამის ცის ნათების მნიშვნელოვანი წყარო. ამასთან უნდა აღინიშნოს, რომ დისოცირებული მოლეკულური აზოტი, წარმოქმნილი ატომების კვლავ შეერთების პროცესში, გამოყოფს $\sim 9,76\text{ევ}$ ენერგიას და ისიც შეიძლება იყოს ნათების დამატებითი წყარო.

ღამის ცის ნათების გამომწვევი ქიმიური პროცესები შეიძლება დავყოთ ოთხ ძირითად ჯგუფად:

1.რამდენადაც ჟანგბადის ნორმალური ატომები ერთმანეთს უახლოვდება, ამიტომ ჟანგბადის მოლეკულები $X^3 \Sigma_g - , a^1 \Delta_g, b^1 \Sigma_g + , A^3 \Sigma_U +$ მდგომარეობებში შეიძლება წარმოიქმნას უბრალო სამმაგი შეჯახების დროს:

$$O(^3P)+O(^3P)+M \xrightarrow{K_3} O_2(X^3 \Sigma_g - , a^1 \Delta_g, b^1 \Sigma_g + , A^3 \Sigma_U +) + M, \quad (2.3)$$

მაგრამ, რამდენადაც შესაბამისი გადასვლები ოპტიკურად ნებადართულია, ამიტომ იგივე მდგომარეობებში ჟანგბადის მოლეკულები ასევე შეიძლება საგრძნობი სიჩქარით წარმოიქმნას ორჯერადი შეჯახების შედეგად:

$$O(^3P)+O(^3P) \xrightarrow{K_4} O_2(X^3 \Sigma_g - , a^1 \Delta_g, b^1 \Sigma_g + , A^3 \Sigma_U +) \quad (2.4)$$

მოლეკულური ჟანგბადის დისოციაციის შებრუნებული ეს პროცესები ითვლება ძირითადად.

ინფრაწითელი ატმოსფერული სისტემა $-a^1 \Delta_g \rightarrow X^3 \Sigma_g -$ განლაგებულია შევსებულ და ძნელადმისაწვდომ სპექტრალურ უბანში. სხვა მოსალოდნელი ემისიებიდან გაიგივებული მხოლოდ ძირითადი ატმოსფერული $b^1 \Sigma_g -$ ჰერცბერგის $A^3 \Sigma_U + \rightarrow X^3 \Sigma_g -$ სისტემებია. სხვა თეორიების საწინააღმდეგოდ შემოთავაზებული ქიმიური თეორია უპრობლემოდ ხსნის ღამის ცის ნათების ზოლების წარმოშობის მაღალ ინტენსივობებს. უფრო მეტიც, თეორიულად მიღებული ზოლების ინტენსივობები აჭარბებს დაკვირვებულს. შესაძლოა, ეს ფაქტი დაკავშირებული იყოს მასთან, რომ აღზნებულ მდგომარეობაში გადასვლები გართულებულია დიდი ატომთშორისი მანძილების შემთხვევაში არსებული განზიდვითი პოტენციალების შედეგად. შეიძლება ასევე დავუშვათ, რომ უშუალო შეჯახების სიჩქარე არც თუ ისე მაღალია, თუმცა დისოციაციის სიჩქარე ოდნავ მომატებულია. ბეიტსის თანახმად, [118] შესაძლოა ახსნა მასში მდგომარეობს, რომ ატომ-ატომი მიმოცვლის შემთხვევაში შეჯახებითი დეზაქტივაცია შეიძლება აღმოჩნდეს ძალიან ეფექტური. ამ დროს ჟანგბადის თავისუფალი ატომი ცვლის ჟანგბადის მოლეკულის რაიმე α მდგომარეობაში მოთავსებულ ერთ-ერთ ატომს და წარმოქმნის უფრო დაბალ ენერგეტიკულ β მდგომარეობაში მყოფ ჟანგბადის მოლეკულას:

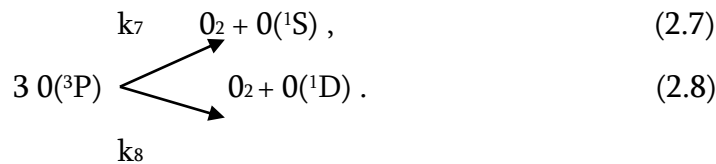
$$O(^3P)+O_2(\alpha) \xrightarrow{K_5} O_2(\beta) + O(^3P) \quad (2.5)$$

ატომების შეჯახებისას წარმოქმნილი მოლეკულების მიერ გამოსხივებული ზოლები ძალიან განრთქმულია. ამიტომ უცნაურია, რომ ღამის ცის ნათებაში აღმოჩნდა მხოლოდ ატმოსფერული სისტემის (0,1) ზოლი. იგულისხმება, რომ ელექტრონული ენერჯის გადაცემა პროცესში

$$O_2(b^1 \Sigma_g^+, V \neq 0) + O_2(X^3 \Sigma_g^-, V=0) \xrightarrow{K_6} O_2(X^3 \Sigma_g^-, V \neq 0) + O_2(b^1 \Sigma_g^+, V = 0) \quad (2.6)$$

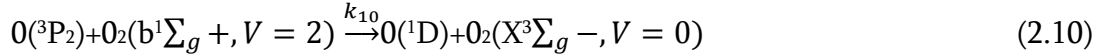
ნაწილობრივ ხსნის აღზნებული რხევითი დონეებიდან გამოსხივებული ზოლების არარსებობას.

2. შეჯახების პროცესში გამოთავისუფლებული ენერჯია შეიძლება გამოყენებულ იქნას მესამე ატომის ან მოლეკულის ასაღზნებად. ჩეკმენმა [117] ჩათვალა, რომ მწვანე და წითელი ხაზების გამოსხივება განპირობებულია სწორედ ამ მექანიზმებით და კერძოდ, შემდეგი პროცესების შედეგად:



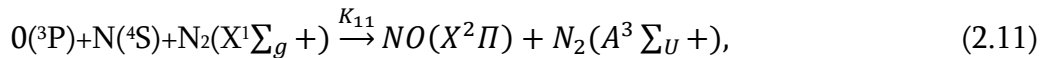
ამ რეაქციათა სიჩქარის კოეფიციენტები ზუსტად დღემდე უცნობია. 1961 წლიდან 1976 წლამდე ითვლებოდა, რომ K_7 -ის მნიშვნელობები მერყეობდა $8 \cdot 10^{-38} \text{ სმ}^6 \cdot \text{წმ}^{-1}$ დან $1,55 \cdot 10^{-31} \text{ სმ}^6 \cdot \text{წმ}^{-1}$ -მდე 300°K ტემპერატურის დროს [119]. უკანასკნელმა მონაცემებმა აჩვენა, რომ $K_7 \approx 10^{-33} \text{ სმ}^6 \cdot \text{წმ}^{-1}$, 200°K ტემპერატურის დროს. ასევე უცნობია მისი ტემპერატურაზე დამოკიდებულების ზუსტი მნიშვნელობა. 1972წ.-მდე ითვლებოდა, რომ $K_7 \sim (\frac{T}{300})^{-2,9}$ [125].

წარმოდგენილი (2.7) და (2.8) პროცესებიდან პირველი უფრო ეფექტურად მიმდინარეობს ~ 100 კმ სიმაღლეზე ის მაინც გასათვალისწინებელია, რამდენადაც $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივებისას წარმოიქმნებიან $O(^1D)$ მდგომარეობებიც. ამიტომ დეზაქტივაციის პროცესები არსებითი ხდება. ის უნდა ხორციელდებოდეს $O(^1D)$ -ს ნეიტრალურ ნაწილაკებთან შეჯახებისას. ბეიტსმა და დალგარნომ ყურადღება მიაქციეს იმ ფაქტს, რომ რეაქცია



ასევე მისაღებია მხედველობაში. მისი ეფექტურობა დამოკიდებულია იმ სიჩქარეზე, რომლითაც $O_2(b^1\Sigma_g^+, V = 2)$ მოლეკულები ერთმანეთს შორდებიან შეჯახებისა და სპონტანური რადიაციული გადასვლების დროს.

შეიძლება განვიხილოთ (2.7) და (2.8) პროცესების მსგავსი რამდენიმე პროცესი. ნიკოლემ [122] ივარაუდა, რომ ვეგარდ-კაპლანის სისტემა შეიძლება წარმოიქმნას შემდეგი პროცესის დროს:



თუმცა შემჯახებელ ჟანგბადის ატომებს ზოგჯერ არ გააჩნია ენერგიის საკმარისი რაოდენობა ხსენებული სისტემის აღსაგზნებად.

3. შეჯახების დროს შეიძლება გამოსხივდეს ძლიერი კონტინუუმი. დადგინდა, რომ [123] ფოტონთა ინტენსივობა 1 წამში თითოეულ კვადრატულ სანტიმეტრზე



რეაქციის შედეგად დაახლოებით $3 \cdot 10^{31}$ -ჯერ აღემატება სიჩქარის კოეფიციენტის რიცხვით მნიშვნელობას. აქედან გამომდინარეობს, რომ საგრძნობი ინტენსივობა შეიძლება წარმოიშვას რეაქციის სიჩქარის კოეფიციენტების მცირე სიდიდეების დროსაც.

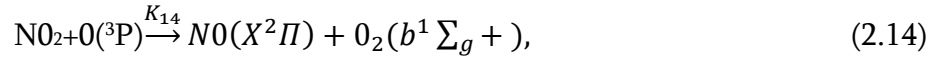
ზოგიერთი ავტორი [127,128,129] თვლის, რომ რეაქცია



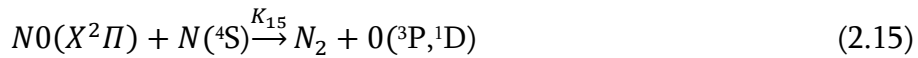
შეიძლება გახდეს ღამის ცის ნათების ერთ-ერთი წყარო. სტიუარტმა აჩვენა [130], რომ ამ პროცესის დროს გამოსხივებულ კონტინუუმს გააჩნია მოკლევადიანი ქვედა საზღვარი $\lambda = 3700 \div 3800 \text{ \AA}$ და მაქსიმუმს აღწევს $\lambda = 5400 \div 5600 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძეთა დიაპაზონში. ამ მტკიცებულების სისწორე შემდგომმა ექსპერიმენტულმა კვლევებმა დაადასტურა [107,126,127].

პრესმანმა და სხვებმა [128] რაკეტის ბორტიდან განახორციელეს 106კმ სიმაღლეზე $\sim 8,3$ კგ აზოტის ჟანგის გამოფრქვევა. როგორც მოსალოდნელი იყო ამ პროცესს მოჰყვა

ინტენსიური ნათება. სპექტროსკოპიულმა გამოკვლევებმა აჩვენა, რომ გამოსხივებას გააჩნდა უწყვეტი ხასიათი და განპირობებულია (2.13) პროცესით. მანამ სანამ აზოტის ჟანგის ღრუბელი საბოლოოდ გაქრა (ექსპერიმენტის დაწყებიდან დაახლოებით 10 წუთის შემდეგ), მან მოიცვა მთვარის დისკოზე 3 ÷ 4-ჯერ მეტი ფართობი. პრესმანმა ივარაუდა, რომ (2.13) პროცესთან ერთად შეიძლება მიმდინარეობდეს შემდეგი რეაქცია:

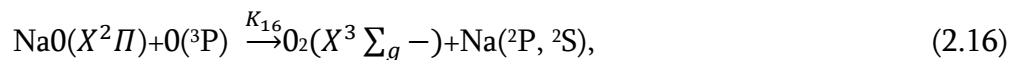


რომლის დროსაც ხორციელდება აზოტის ჟანგის აღდგენა, ხოლო ღრუბლის რღვევა განპირობებულია აზოტის ჟანგის გაქრობით:

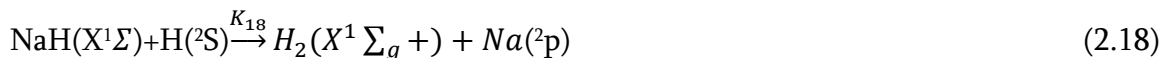
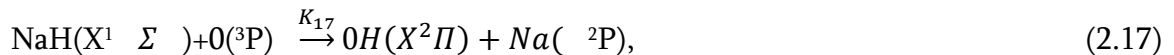


თუ ამ პროცესის სიჩქარის კოეფიციენტს ჩავთვლით 10^{-12} სმ³·წმ⁻¹-ის ტოლად, მაშინ ატომური აზოტის კონცენტრაცია 10^{-10} სმ⁻³-ის რიგის იქნება. თუმცა ეს მაინც პირველადი შედეგები იყო.

4. თუ ჩავთვლით, რომ ზედა ატმოსფეროში ნატრიუმი უწყვეტად უნდა იჟანგებოდეს, მაშინ მისი კონცენტრაცია უნდა მცირდებოდეს. აქედან გამომდინარე ჩეპმენმა დაუშვა, რომ ნატრიუმის დუბლეტი აღიგზნება შემდეგი პროცესის დროს:



მაგრამ, როგორც ცნობილია, NaO-ს დისოციაციის ენერგია დაახლოებით 3,1 ევ-ის ტოლია და (2.16) პროცესი ხორციელდება 0,1 ევ ან უფრო მეტი ენერგიის შთანთქმის დროს. ბეიტსისა და ნიკოლეს[129] მიხედვით, შესაძლებელია ეგზოთერმული რეაქციების მიმდინარეობაც:

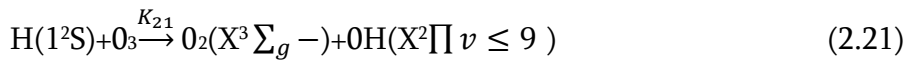
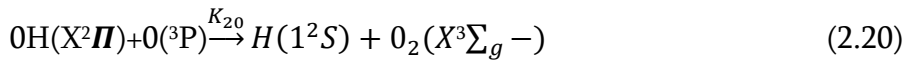


ამის შემდეგ მიმდინარეობს ქემილუმინესცენტური რეაქცია:

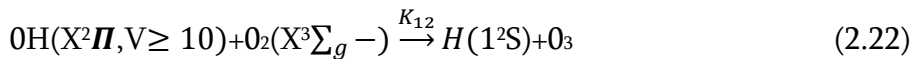


ზამთრისა და ზაფხულის სეზონებში რაკეტის ბორტიდან გამოფრქვეული ნატრიუმის ღრუბლების ემისიათა ინტენსივობების შედარებით ბედინგერმა [130], ოფერმანმა [131] და სხვებმა დაასკვნეს, რომ ნატრიუმის ღრუბლებში ღამის ცის გამოსხივება განისაზღვრება ატმოსფერული ნატრიუმის ვარიაციებით. ამ ექსპერიმენტებმა მრავალი საინტერესო ფოტოქიმიური პრობლემები წარმოშვეს. თუმცა ქარების წარმოშობისა და გავრცელების პრობლემების გადაწყვეტაში უდიდესი როლი ითამაშეს.

ბეიტსმა, ნიკოლემ და ჰერცბერგმა [129,132] დამოუკიდებლად ივარაუდეს, რომ მინელის ჰიდროქსილის სისტემა წარმოიშობა შემდეგი პროცესების დროს:



თუმცა, როგორც კრასოვსკიმ აჩვენა [133], თუ $0\text{H}(X^2\Pi, v \geq 10)$ მოლეკულებიც (2.20) პროცესის დროს წარმოიშვებიან. ისინი სწრაფად ქრებიან შემდეგი რეაქციის შედეგად:



მიუხედავად ამისა (2.20) და (2.21) რეაქციების სისწორე ლაბორატორიულმა ექსპერიმენტებმაც დაადასტურა და ისინი საჭირო სიჩქარით წარიმართებიან.

Адеишвили Т. Г., Кикалишвили Х.Р., Леквинадзе И.Г., Леонов Н.А., Навериани Т. Х., **Окрочелидзе Н. Г.** О механизмах генерации непрерывного свечения при воздействии энергичных электронов на ионосферу земли. „Научные Новости Грузии». Кутаиси, 2011 №1(9) стр.34.(на рус. яз.). (127).

2.3. ბინდის ცის ნათების პროცესები

ზოგიერთი სპექტრული ემისია უფრო ინტენსიურად გამოსხივდება ბინდის საათებში, ვიდრე ღამით. ეს პარაგრაფი ეძღვნება ამ საკითხის გამოკვლევას.

2. 3.1. ატმოსფერული ნატრიუმის გამოსხივება

კიურიმ და ედვარდსმა[134], ჩერნიევმა და ბუკსმა[135] და ბერნარდმა[80] ერთმანეთისაგან დამოუკიდებლად აღმოაჩინეს, რომ ნატრიუმის $\lambda = 5893\text{\AA}$ გამოსხივების ინტენსივობა მნიშვნელოვნად იზრდება ბინდის პერიოდში. ამ მოვლენის ახსნა მდგომარეობს მასში, რომ შეიძლება დავუშვათ ნატრიუმის თავისუფალი ატომებით მზის რადიაციის რეზონანსული გაბნევა:



როგორც მოსალოდნელი იყო ამ ემისიის ინტენსივობაში დაიკვირვება გარკვეული ვარიაციები [134]. მაგალითად, დილის ბინდის პერიოდში ინტენსივობა ჯერ იზრდება მზის ჰორიზონტთან მიახლოების გამო, შემდეგ ის უცვლელია და ბოლოს მცირდება. ეს შემცირება განპირობებულია ნატრიუმის მიერ მზის რადიაციის შთანთქმით დღის მხარეს[134,135].

სადამოს ბინდის პერიოდში ინტენსიურობის ვარიაცია ანალოგიურია, მხოლოდ საწინააღმდეგო მიმართულებით.

ბრიკერისა და კასტლერის [136], ფიშკოვასა და მეგრელიშვილის [137], ჩრდილოეთ ნახევარსფეროში განხორციელებულმა დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ ემისიის ინტენსივობა ზამთარში მეტია, ვიდრე ზაფხულში.

სვინგსმა[90] და ნიკოლემ[122] და ტოროშელიძემ [134] აღმოაჩინეს, რომ მზის ამოსვლისას ემისია გაცილებით ძლიერია, ვიდრე ჩასვლისას. გარდა ამისა, ის არაერთგვაროვანია, თითქოს ნატრიუმი ზედა ატმოსფეროში ცალკეული ლაქების სახით იყოს განაწილებული.

თუ გავითვალისწინებთ, რომ ნატრიუმის გამოსხივების ფენა ოპტიკურად თხელია, მაშინ მტკიცდება, რომ $D_1(\lambda=5890\text{\AA})$ და $D_2(\lambda=5896\text{\AA})$ დუბლეტის ფოტონური ემისია, რომელიც მოდის ნატრიუმის განათებულ ატომზე, განისაზღვრება დამოკიდებულებით:

$$F(D^1 \text{ ან } D^2) = \frac{8\pi^2 e^2 v^2}{mc^2} f \Omega r e^{-\frac{hv}{k\theta}} \text{წმ}^{-1}, \quad (2.24)$$

სადაც f -ოსცილატორის ძალაა, v -განხილული დუბლეტის ხაზის სიხშირე, e -ელექტრონის მუხტი, m -ელექტრონის მასა, c -სინათლის სიჩქარე, θ -მზის გამოსხივების ეფექტური ტემპერატურა, Ω -მისი დილიუცია (შესუსტება, გათხელება),

r -მანძილი, რომელზეც მცირდება მზის $h\nu$ ფოტონური ენერჯიის ინტენსივობა ფრაუნჰოფერის ხაზების გამო. თუ ჩავთვლით, რომ $f_1=0,33$, $f_2=0,66$, $\theta = 6000\text{K}$, $\Omega = 5,4 \cdot 10^{-6}$, $r_1=0,058$, $r_2=0,052$ და დანარჩენ ცნობილ სიდიდეებს ჩავსვამთ (2.24) ფორმულაში, მივიღებთ, რომ

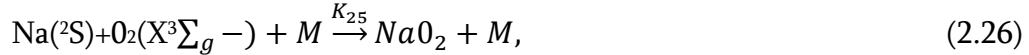
$$\frac{F(D_2)}{F(D_1)} = 1,8; \quad F(D_1) + F(D_2) = 1 \text{წმ}^{-1} \quad (2.25)$$

მზის რადიაციის დასხივებისას ატომური ნატრიუმი წარმოადგენს D -დუბლეტის ძალიან ძლიერ წყაროს. გამოთვლები აჩვენებს, რომ D -დუბლეტი ინტენსივობით ასჯერ და მეტად აღემატება ნატრიუმის სხვს დუბლეტებს.

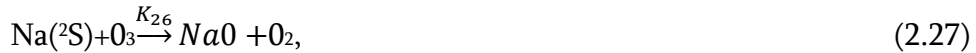
ზოგიერთმა ავტორმა მარტივი რეზონანსული გაბნევით მიღებული ფორმულის გამოყენებით მიღებული შედეგების საფუძველზე დაასკვნა, რომ ნატრიუმის თავისუფალი ატომების რაოდენობა ზამთარში გაცილებით ნაკლებია მის ზღვრულ მნიშვნელობაზე [139]. ჰანტენი და შეფერდი [140], ტოროშელიძე [141] და სხვები იკვლევდნენ ნატრიუმის განაწილებას სიმაღლის მიხედვით. მათი გამოკვლევების თანახმად ნატრიუმის თავისუფალი ატომების კონცენტრაცია მაქსიმალურია ~ 85 კმ სიმაღლეზე. ამ დონის ქვემოთ ის სწრაფად ეცემა, ხოლო ზემოთ, 110კმ-მდე და ზოგჯერ ~ 120 კმ-მდეც კი ხერხდება მისი უმნიშვნელო რაოდენობით დაფიქსირება. უნდა აღინიშნოს, რომ ~ 85 კმ წარმოადგენს იმ უმცირეს სიმაღლეს, რომელზეც დაიკვირვებოდა ბინდის პერიოდში რაკეტის, ბორტიდან გამოფრქვეული ნატრიუმის ღრუბლის ემისიები [142]. საერთოდ, ნატრიუმის კონცენტრაციის სიმაღლის მიხედვით განაწილების მიწიერი და რაკეტული გაზომვებით მიღებული მრუდები ცდომილების ფარგლებში ერთმანეთის ანალოგიურია. დღეისათვის ძნელია გამოვთვალოთ, თუ ნატრიუმის რა რაოდენობა იმყოფება თავისუფალ მდგომარეობაში, რამდენადაც არსებობს განსხვავებები ამ დროს მიმდინარე რეაქციათა სიჩქარეების შეფასებებში.

მაგრამ ამ მიმართულებით ჩატარებულია მრავალი ფუნდამენტური გამოკვლევა [143,144,145].

ნატრიუმის ჟანგვა ხორციელდება შემდეგ რეაქციებში:



რომელიც მიმდინარეობს ძალიან სწრაფად ($K_{25}=8,2 \cdot 10^{-34}\text{სმ}^3\text{წმ}^{-1}$) და



სადაც $K_{26}=3,3 \cdot 10^{-10}\text{სმ}^3\text{წმ}^{-1}$.

ნატრიუმის აღდგენა მიმდინარეობს რეაქციებში:



სადაც რეაქციების სიჩქარეები შესაბამისად უდრის: $K_{27}=6,5 \cdot 10^{-12}\text{სმ}^3\text{წმ}^{-1}$ და $K_{28}=1,6 \cdot 10^{-10}\text{სმ}^3\text{წმ}^{-1}$.

ფოტოიონიზაციის გამო ნატრიუმის ნეიტრალური ატომების რაოდენობა მცირდება:



ფოტოიონიზაციას ეწინააღმდეგება რეკომბინაციის რამდენიმე პროცესი, რომელთაგან



პროცესი ყველაზე ეფექტურია.

ატმოსფერული ნატრიუმის წარმოშობა განხილული იყო სხვადასხვა ავტორების მიერ[146]. ატმოსფერული ნატრიუმის რაოდენობა იმდენად მცირეა, რომ შეიძლება განვიხილოთ მისი წარმოშობის მრავალი წყარო. მათ შორის გამოიყოფა ვულკანური მტვერი, ოკეანეთა წყლის შხეფების შემცველი მარილი, მეტეორები, საპლანეტთაშორისო მატერია.

ბინდის ატმოსფეროს ნათებაში აღმოჩენილ იქნა სხვა ხაზებიც. მაგალითად, ჯონსის მიერ აღმოჩენილი კალციუმის $\lambda=3933,7\text{\AA}$ და $\lambda=3968,7\text{\AA}$ ხაზები კორელაციაში

იმყოფებოდა მეტეორულ ნაკადებთან [147]. ანალოგიური შედეგები მიღებული იქნა დიუფაისა და სხვათა მიერ. საერთაშორისო გეოფიზიკური წლის პერიოდში დელანოიმ, ვეილმა, გადსენმა და სალმონმა [148,149] აღმოაჩინეს ემისია, რომლის ტალღის სიგრძე $\lambda=6708\text{\AA}$ -ის რიგის აღმოჩნდა და ის გაიგივებულ იქნა ლითიუმის რეზონანსულ დუბლეტთან. იმ ვარაუდით, რომ ეს ემისია წარმოიშობა რეზონანსული გაბნევის შედეგად ბარბიემ და სხვ. [150] ლითიუმის თავისუფალი ატომების რაოდენობის ნატრიუმის თავისუფალი ატომების რიცხვთან ფარდობითობისათვის მიიღო $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ სიდიდე, რომელიც ეთანხმებოდა ამ ელემენტების მეტეორული წარმოშობის თეორიას. მაგრამ, როგორც შემდგომმა კვლევებმა აჩვენა [151,152,153], ლითიუმის დიდი რაოდენობა მაღალ სიმალეებზე ატმოსფეროში გამოფრქვეული იქნა რაკეტის ბორტიდან (ე.წ. აქტიური ექსპერიმენტების დროს და ბირთვული აფეთქებების შედეგად).

2.3.2. ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$; $\lambda=6364\text{\AA}$ და $\lambda=5577\text{\AA}$ გამოსხივება.

ატომური ჟანგბადის წითელი ხაზი ($\lambda=6300\text{\AA}$) ბინდის ცის ნათებაში აღმოჩენილ იქნა ბინდის ნათების სპექტრში 1936წ. მზის დახრის (ჩაძირვის) 9⁰-იანი კუთხის დროს კიურისა და ედვარდსის მიერ [154]. ნაჩვენები იქნა, რომ ეს ემისია დაიკვირვება როგორც საღამოს ის დილის ბინდის პერიოდში და პირველ შემთხვევაში მისი ინტენსივობა მეტი იყო მეორესთან შედარებით.

როგორც თავიდან ვარაუდობდნენ, ატომური ჟანგბადი შეიძლება აღიგზნოს მზის გამოსხივების ზემოქმედებით, რეზონანსული გაბნევის შედეგად. მაგრამ ასეთი დაშვება მოგვიანებით მიუღებელი აღმოჩნდა რეგისტრირებული გამოსხივების მაღალი ინტენსივობის ახსნის დროს.

ამიტომ ყურადღება მიაქციეს სხვა შესაძლო პროცესებს, კერძოდ: შუმან-რუნგეს კონტინუუმში მიმდინარე O_2 ფოტოდისოციაციას



და ჰარტლის კონტინუუმში ($\lambda < 2860\text{\AA}$) განხორციელებული ოზონის ფოტოდისოციაციას



ამ ბოლო პროცესებზე დაყრდნობით გამოთვლილი ატომური ჟანგბადის წითელი ხაზის ინტენსივობები კარგ თანხმობაში აღმოჩნდა დაკვირვების შედეგებთან, თუმცა ჩემბერლენის მიერ [155] შემოთავაზებულ იქნა ასეთი მექანიზმებიც:



რომელთაც დიდი მნიშვნელობა აქვთ სადამოს ბინდის პროცესში.

თანამედროვე წარმოდგენებით ატომური ჟანგბადის წითელი ხაზის გამოსხივება შედგება სამი კომპონენტისაგან: I_1 -დისოციატიური რეკომბინაციისა და ფოტოდისოციაციისაგან ($H > 100$ კმ სიმაღლეებზე) გამოწვეული გამოსხივებისაგან; I_2 - რეზონანსული გაბნევისაგან განპირობებული ნათებისაგან და I_3 - ლამის ცის ნათების ინტენსივობებისაგან [156].

ბინდის გამოსხივების მრუდის ქვედა ნაწილი შეესაბამება ატმოსფეროს იმ ფენას, სადაც თავმოყრილია ატომური ჟანგბადის ძირითადი მასა. ბინდის ამ ზონაში $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიის რეგისტრირებული ინტენსივობა შეიძლება განპირობებული იყოს ზემოთ ჩამოთვლილი ყველა მექანიზმის შედეგად. მაგრამ, რამდენადაც დისოციატიური რეკომბინაცია და ფოტოელექტრონებთან შეჯახება ძირითადად ხორციელდება მაღალ სიმაღლეებზე ($h > 200$ კმ), მაშინ როცა დედამიწის ჩრდილი საკმაოდ დაბლა ეშვება, ამ მექანიზმების მოქმედება შეიძლება ჩათვალოს მუდმივად.

რაც შეეხება ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივებას ბინდის პერიოდში ის ნაკლებადაა შესწავლილი. თუმცა ზოგიერთ ექსპერიმენტში მიღებული იყო მისი ინტენსივობის მაღლივი განაწილების მრუდი და შემოთავაზებულ იქნა გენერაციის მექანიზმები. აქ მოვიყვანთ 1986 წ. კაპ-იარის პოლიგონზე გვიანი ბინდის პერიოდში განხორციელებული ექსპერიმენტის შედეგებს,

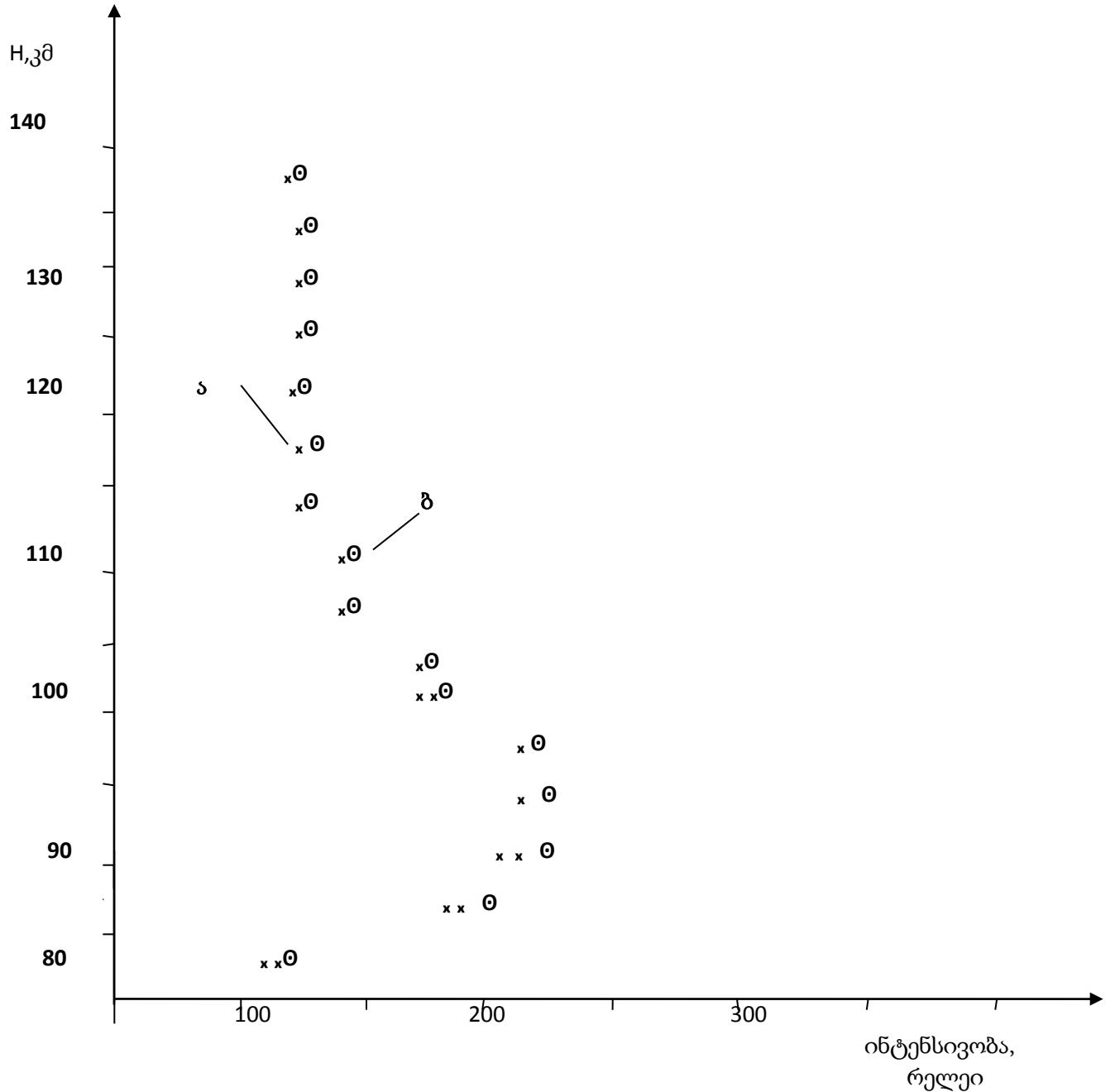
რომლებიც გარკვეულწილად იმეორებენ ადრე ჩატარებულ გაზომვებს და აგრეთვე ნაწილობრივ ავსებენ მიღებულ ექსპერიმენტულ შედეგებს[158].

რაკეტის ბორტზე განლაგებული იყო გამზომი აპარატურის კომპლექტი[73]. იონოსფეროს ნათების ინტენსივობა იზომებოდა სამარხიანი ფოტომეტრით, რომელიც შემუშავებული და დამზადებული იქნა ქუთაისის პოლიტექნიკური ინსტიტუტის (ახლანდელი აკ. წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტი) თანამშრომელთა მიერ, ის ზომავდა ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6300\text{\AA}$ და ნეიტრალური ლითიუმის $\lambda=6708\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივებებს. მათი საღურბლე მგრძნობიარობები შესაბამისად ტოლი იყო: 20 ± 5 რელეი, 80 ± 15 რელეი და 25 ± 5 რელეი. ხედვის კუთხე, დროის მუდმივა და დინამიკური დიაპაზონი იყო ერთი და იგივე და თითოეული არხისათვის და შეადგენდა $\sim 2,3^\circ$, $\sim 0,15$ წმ და $\sim 10^4$.

ბორტზე სპექტროფოტომეტრი მოთავსებული იყო რაკეტის გასწვრივი ღერძის პერპენდიკულარულად. ხელსაწყოს ბლენდაზე $\sim 45^\circ$ კუთხით დაყენებული იყო ამრეკლი სარკე, რომელიც უზრუნველყოფდა ჰორიზინტალური მიმართულებით გამოსხივების რეგისტრაციას. თითოეული არხის სიხშირე ~ 100 ჰც-ს შეადგენდა. ხელსაწყო ჩართული იყო დედამიწის ზედაპირიდან. თუმცა არხის ფუნქციონირება, რომელიც არეგისტრირებდა $\lambda=6300\text{\AA}$ გამოსხივებას დარღვეული იყო. დანარჩენი ორი არხი ფრენის ბოლომდე ნორმალურად მუშაობდა.

რაკეტის სარქველები გაიხსნა ~ 70 კმ სიმაღლეზე. ამ მომენტიდან ხელსაწყომ დაიწყო $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის გამოსხივების ინტენსივობის რეგისტრაცია. $\lambda=6708\text{\AA}$ გამოსხივების მარეგისტრირებელ არხზე ტელემეტრიული დონის მომატება არ დაფიქსირდა. როგორც ჩანს, ატმოსფერული ნეიტრალური ლითიუმის გამოსხივების ინტენსივობა სიდიდით, არხის მგრძნობიარობის ზღურბლის დაბლა იყო. ტელემეტრიული ინფორმაციის დამუშავებისას, გამოსხივების ინტენსივობის გამოთვლები აიღებოდა ყოველ $\sim 0,5$ წმ.

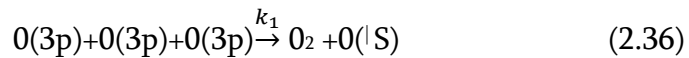
ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის გამოსხივების ინტენსივობის მაღლივი დამოკიდებულება წარმოდგენილია ნახ.2.1-ზე ჯვრებით გამოსახულია ექსპერიმენტული შედეგები რაკეტის აღმავალ ტრაექტორიაზე, ხოლო წერტილიანი წრეებით-დაღმავალი შტოზე.



ნახ.2.1. ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის გამოსხივების ინტენსივობის მაღლივი მრუდი. ა)აღმავალი შტო, ბ) დაღმავალი შტო.

როგორც ნახ.2.1-დან ჩანს $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის ნათების ინტენსივობა ~ 85 კმ იყო მინიმალური და შეადგენდა ~ 50 რელეის ტოლი. სიმაღლის გაზრდით იზრდებოდა ინტენსივობა და ხდებოდა მაქსიმალური (~ 180 რელეი) $95 \div 103$ კმ სიმაღლეზე. შემდეგ ~ 110 კმ-ზე ხდება ძლიერი, ხოლო რაკეტის აპოგეამდე (~ 150 კმ) ინტენსივობის თანდათანობითი ვარდნა ხდებოდა. აპოგეის დროს ~ 40 რელეის ტოლი იყო.

რაკეტის დაღმავალი შტოს ტრაექტორიაზე დაწყებული აპოგეიდან ~ 120 კმ სიმაღლემდე, გამოსხივების ინტენსივობა იყო მსგავსი აღმავალი ნაწილის ინტენსივობისა. შემდეგ იგი მკვეთრად იზრდებოდა და აღწევდა მაქსიმალურ მნიშვნელობას ~ 200 რელეის $95 \div 100$ კმ შუალედში. შემდეგ ხდებოდა სწრაფი ვარდნა და ~ 83 კმ სიმაღლეზე ის ხდებოდა მინიმალური ~ 70 რელეი. როგორც ნახ.2.1-დან ჩანს $80 \div 120$ კმ დიაპაზონში გამოსხივების ინტენსივობა დაღმავალ ნაწილში საშუალოდ იყო 30 რელეით მეტი, ვიდრე აღმავალზე. მაქსიმალური გამოსხივების ატმოსფერული ფენის სისქე იყო რამდენადმე მეტი, ანალოგიური ექსპერიმენტებში დაკვირვებული სიდიდეებისა [1,3]. როგორც ცნობილია, ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის გამოსხივების გენერაცია ხდება $S \rightarrow 1P_2$ გადასვლის ხარჯზე. საშუალოგანედოვან იონოსფეროში, აღზნებული $O(^1S)$ მდგომარეობის წარმოქმნა ხორციელდება ჩეკმენის ერთსაფეხურიანი მექანიზმით [122]:

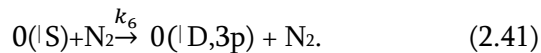
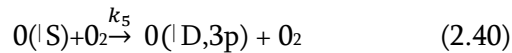
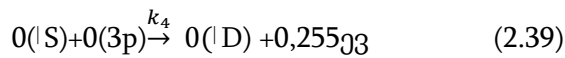


ან ბარტის ორსაფეხურიანი მექანიზმით [124]



სადაც $O(3p)$ -ატომური ჟანგბადის ძირითადი მდგომარეობაა, M -მოლეკულური ჟანგბადის და აზოტის კონცენტრაციათა ჯამი, O_2^* - მოლეკულური ჟანგბადის აღზნებული მდგომარეობა, K_1, K_2 и K_3 -რეაქციის სიჩქარეები. თითოეულ შემთხვევაში აღზნების წყაროს წარმოადგენს ატომური ჟანგბადის კომბინაცია სამი სხეულის მონაწილეობით.

თუ ჩავთვლით, რომ ძირითადი მწვანე ხაზის გამოსხივებაში არის ჩეპმენის პროცესი, მაშინ შეიძლება ავხსნათ ექსპერიმენტში მიღებული მრუდის ხაზი. ამ ხაზით ერთმნიშვნელოვნად განისაზღვრება ატომური ჟანგბადის კონცენტრაცია, რომელიც არის ერთ-ერთი ძირითადი კომპონენტი ზედა ატმოსფეროში განხილულ ექსპერიმენტის სიმაღლეზე. ინტენსივობის გაზრდა ~ 100 კმ-მდე გამოწვეულია ატომური ჟანგბადის კონცენტრაციის გაზრდით, ხოლო კლება ~100 კმ-ზე ქვევით განპირობებულია ატომური ჟანგბადის კონცენტრაციის შემცირებით და O(S) აღზნებული დონის დეზაქტივაციის პროცესის ეფექტურობის გაზრდით, რომელიც განხორციელებულია შემდეგი პროცესებით [30].



აქ K_4, K_5 და K_6 -დეზაქტივაციის კოეფიციენტებია, ხოლო O(D) და O(3p) ატომური ჟანგბადის შესაბამისი დონეები. O(S) მდგომარეობის გაქრობაში რთულია მივცეთ მოყვანილი მექანიზმებიდან რომელიმეს ძირითადი როლი.

განსხვავება ჩატარებულ ექსპერიმენტში გამოსხივების მაქსიმალური სისქესა და ექსპერიმენტში მიღებული ანალოგიურ სიდიდეს შორის, როგორც ჩანს, გამოწვეულია რაკეტიდან გაზის გამოყოფით და დამატებითი რეაგენტების წარმოქმნით, რომელიც აღაგზნებს ატომურ ჟანგბადს. გამოსხივების ინტენსივობის რამდენადმე განსხვავება აღმავალი და დაღმავალი ტრაქტორიებზე, აგრეთვე განპირობებულია რაკეტიდან სხვადასხვა გვარის გაზების გამოყოფით, გამოსხივების ფენისა და ხელსაწყოს გეომეტრიული ურთიერთგანლაგებით.

დარეგისტრირებული ინტენსივობის მაღლივი განაწილება აგრეთვე შეიძლება აიხსნას ბარტის მექანიზმით. ლაბორატორიული გაზომვების [11] თანახმად O(S) დონის აღზნება ძირითადად სრულდება ამ მექანიზმის გზით. ამ დასკვნის დადასტურება მიღებული იყო რაკეტულ ექსპერიმენტში [10], თუმცა ამ შედეგების ინტერპრეტაცია არაა ცხადი.

გვაქვს რა მწვანე ხაზის გამოსხივების ინტენსივობა, შეიძლება მივიღოთ ატომური ჟანგბადის კონცენტრაცია, აღზნების $O(S)$ დონის დეზაქტივაციის კოეფიციენტი, ვერტიკალური ტურბულენტური დიფუზიის კოეფიციენტი და ზედა ატმოსფეროს სხვა მახასიათებელი აერონომიული პარამეტრები, რომელიც მეტისმეტად მნიშვნელოვანია ატმოსფერული ჟანგბადის ბალანსის კონტროლისათვის.

Teimuraz Adeishvili, **Nino Okrochelidze**. On-board Photometric Measurements of Luminous Intensity in Atomic Oxygen Green Line $\lambda=5577\text{\AA}$ in Mid-latitude Ionosphere. Bull. Georg. Natl.Acad.Sci., vol. no. 2013 (на англ. яз.). (158).

2.3.3. ატომური აზოტის $\lambda = 5199\text{\AA}$ ემისია ბინდის პერიოდში

მზის ჩასვლის შემდეგ ზოდიაკალური სინათლის შესწავლისას კურტმა[82] აღმოაჩინა ატომური აზოტის ემისიური დუბლეტი $\lambda\lambda 5199,9-5202,3\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეებზე, რომელიც მიაკუთვნა ${}^2D_{5/6,3/2} - 4S_{3/2}$ აკრძალულ გადასვლას. შემდგომში დიუფაიმ [157] ეს გამოსხივება უფრო დეტალურად შეისწავლა. მან აღმოაჩინა, რომ ის შეიძლება არსებობდეს მზის ამოსვლის დროსაც, თუმცა გაცილებით ნაკლები ინტენსივობით. მანვე დააზუსტა, რომ ასეთი გამოსხივება ზოგჯერ დაიკვირვებოდა ზამთრის პერიოდშიც, მაგრამ ის რეგულარულად არსებობს ზაფხულში, ბინდის პერიოდში და ღამის დასაწყისში. მისი ფოტონური ინტენსივობა ვარირებს, საშუალოდ შეადგენს $2 \cdot 10^7 \text{ სმ}^{-2} \text{ წმ}^{-1}$ (ვერტიკალური სვეტისათვის), არ არის დამოკიდებული გეომაგნიტურ აქტივობაზე და გამოსხივების არის სიმაღლე დაახლოებით ტოლია $\sim 100 \text{ კმ}$ -ის.

დიუფაიმ ივარაუდა, რომ $\lambda=5200\text{\AA}$ გამოსხივება ნაწილობრივ წარმოიშობა შემდეგი პროცესების განხორციელებისას:



რამდენადაც $N(^2D)$ -ს სიცოცხლის რადიაციული დრო დაახლოებით შეადგენს 26 საათს, ემისია შეიძლება გაგრძელდეს მზის ჩასვლის შემდეგ პერიოდშიც.

გარდა ამისა, ბეიტსმა[161] დაუშვა, რომ $N(^2D)$ აღნებული ატომების წყაროს (განსაკუთრებით ღამის პერიოდში) უნდა წარმოადგენდეს დისოციაციური პროცესებით გამოწვეული შემდეგი რეაქციები:



არსებული დაკვირვებითი მასალა მასზე მიუთითებს, რომ ამ ემისიის ინტენსივობა მინიმალურია საშუალო განედებზე, იზრდება მაღალი განედებისათვის და ზოგჯერ 100 რელეიმდეც აღწევს[161].

წარმოდგენილი (2.40) პროცესის შედეგად წარმოქმნილი აზოტის (2D) მეტასტაბილური დონეები შეიძლება გახდეს ატომური ჟანგბადის $O(^1D)$ აღზნებული დონის ეფექტური წყარო. ეს შეიძლება მოხდეს ჟანგბადის ატომებთან დეზაქტივირების შედეგად.



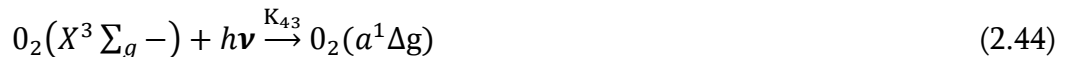
2.3.4. ზოლური სისტემები ბინდის ნათების დროს

თავის დარვინისეულ ლექციაში სამეფო ასტრონომიული საზოგადოების სხდომაზე 1933წ. სლაიფერმა[160] აღნიშნა, ბინდის ცის პერიოდში მოლეკულური აზოტის პირველი უარყოფითი სისტემის გაძლიერების ფაქტი. თუ დავუშვებთ, შესაბამისი მზის რადიაციის შესუსტებულ შთანთქმას ქვედა ატმოსფეროში, დაკვირვების შედეგად შეგვიძლია დავასკვნათ, რომ ამ ემისიის გაძლიერება მიმდინარეობს 100კმ სიმაღლეზე განთავსებულ ფენაში. მისი ინტენსივობა ცვალებადია და კორელაციაშია მაგნიტურ აქტივობასთან. ის დაახლოებით ერთნაირია საღამოსა და დილის ბინდის დროს.

ნაჩვენები იქნა [161], რომ რეზონანსული გაბნევის პროცესები:



ძალიან ეფექტურია. უშუალო დასკვნა მასში მდგომარეობს, რომ N₂ შეადგენს ზედა ატმოსფეროს იონთა საერთო რაოდენობის მცირე ნაწილს, რადგანაც წინააღმდეგ შემთხვევაში გამოსხივება გაცილებით ძლიერი იქნებოდა. ცხადია, რომ ამ იონთა მცირე რაოდენობა ძირითადად განპირობებულია იმ სიჩქარით, რომლითაც ისინი შორდებიან ერთმანეთს დისოციატიური რეკომბინაციის შედეგად. ასევე იყო ცნობები ჟანგბადის ატმოსფერული სისტემის (0,1) ზოლისა და მეინელის ჰიდროქსილური სისტემის უმნიშვნელო გაძლიერების შესახებ[166]. ისინი ვარაუდობენ, რომ ჟანგბადის (0,1) ზოლი განპირობებულია



ან



პროცესებით.

გ.დიუფაიმ შეაფასა N₂⁺ სისტემის ფარდობითი ინტენსივობები λ = 3914Å (0,0); λ=3884Å (1,1); λ = 4278Å(0,1); λ=4737Å (1,2); ზოლებისათვის. ზენიტის მიმართულებით

მაგნიტურად წყნარ პირობებში $\lambda=3914\text{\AA}$ გამოსხივების მაქსიმალური ინტენსივობა 1კილორელეიმდე უნდა აღწევდეს.

2.4. ატმოსფეროს დღის ნათების მექანიზმები

ატმოსფეროს დღის ნათების გამომწვევ ძირითად მექანიზმებს წარმოადგენს რეზონანსული გაბნევა, ფლუორესცენცია და ფოტოელექტრონული ალგუნება. წარმოდგენილ 2.1 ცხრილში მოცემულია დღის ნათების ემისიები, მათი ინტენსივობები, ალგუნების ძირითადი მექანიზმები, ემისიათა სიმაღლეები და ფოტონთა გაბნევის გ პარამეტრი.

ცხრილი 2.1.

λ, Å	გამომსხივებელი ნაწილაკი	ინტენსივობა რელი	სიმაღლე, კმ	აღზნების მექანიზმი	g ფოტონი/წმ	შენიშვნა
304	He+(2P)			რ	1,1·10 ⁻⁴	
584	He(1P)			რ	1,7·10 ⁻⁵	
834	O+(4P)					
1025	H(2P)		200-104	რ	2,6·10 ⁻⁶	L _β
1200	N(4P)	400R	180	რ		
1216	H(4P)	27KR	100-105	რ		
1302	O(3S)	7,5KR	190	ეფრ	2,1·10 ⁻³	L _α
1356	O(5S)	350R	140	ეფრ	1,0·10 ⁻⁴	
1400	N ₂ (a Πg)			ე		ლაიმან- ბირდჯი
1493	N(2P)			ე		
1744	N(2P)			ე		
2000- 4000	N ₂ (A ₃ Σ _u +)			ე		
2150	N ₀ (A ₂ Σ _g +)	1KR	70-150		4,0·10 ⁻⁶	ვეგარდ- კაპლანი
2798	Mg+(2P _{1/2,3/2})	360R	108	რ	0,065	
2972	O(S)		60-200	რ		
3604	OH(A ₂ Σ +)	1KR	50-100	ედე	4,3·10 ⁻⁴	მე-2 დადებ.ზოლი
3371	N ₂ (C ₃ Πu)	900R		რ		
3466	N(2p)			ე		
3914	N ₂ ⁺ (B ₂ Σ _u +)	2KR	150	ე	0,050	
5200	N(2D)	90R	200	რფ	1·10 ⁻¹¹	1-ლი
5577	O(S)	3KR	90-175	დე	1·10 ⁻¹¹	უარყოფი თი ზოლი
5893	Na(2P)	30KR	92	ფქდე	0,8	
6300- 6364	O(D)	2-20KR	250	რ	4,5·10 ⁻¹⁰	
7613	O ₂ (B ₁ Σ _g +)	300KR	40-120	ფდე	6,3·10 ⁻⁹	
7774	O(5P)	1,6KR	150			
8446	O(3P)	1,1KR	150	რფგ		ატმოსფე- რული ზო- ლები
1051	N ₂ (B ₃ Πg)	900R	150	ე		
11036	N ₂ ⁺ (A ₂ Πu)	4KR	150	ე	0,042	
12700	O ₂ (Δg)	20MR	50	ე	9,4·10 ⁻¹¹	
28000	OH(v ≤ g)	4,5MR		რფ ფ ქ		მეინელის ზოლები

რ-რეზონანსული გაბნევა; ფ-ფოტოელექტრონული აღზნება;ფ-ფლოურესცენცია; დ-დისოციაციური რეკომბინაცია; ქ-ქიმიური ასოციაცია; ე-ენერჯის გადაცემა.

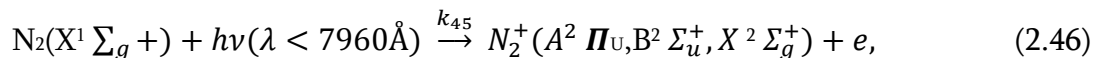
2.4.1. ულტრაიისფერი ($\lambda < 3950\text{\AA}$) დღის ნათება

დღის ძირითად ულტრაიისფერ ემისიებს მიეკუთვნება ატომური წყალბადის $L\alpha$ ემისია ($\lambda=1216\text{\AA}$), ატომური ჟანგბადის ზოლი $\lambda=1300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის მახლობლობაში, NO-ს γ ზოლები, ატომური აზოტის ხაზები $\lambda=1200\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის მახლობლობაში და N_2 ზოლების მეორე დადებითი სისტემა. ჩატარებული რაკეტული ექსპერიმენტების თანახმად, დღის ნათების ულტრაიისფერი სპექტრი მოიცავს 1100-2000 \AA და 1900-4300 \AA ტალღის სიგრძის ინტერვალებს [121].

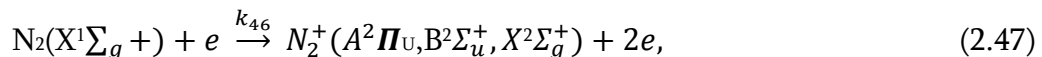
2.4.2. დღის ნათება ხილულ უბანში ($3950 < \lambda < 7000\text{\AA}$).

სპექტრის ხილულ უბანში ძირითად გამოსხივებას წარმოადგენს მოლეკულური აზოტის $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+)$, ატომური ჟანგბადის (1D) და (1S) და ნატრიუმის დუბლეტის ემისიები.

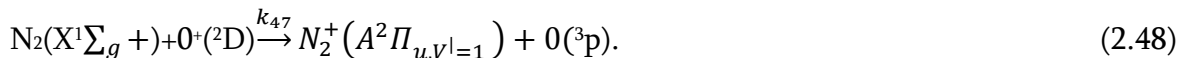
N_2^+ იონები სხვადასხვა მდგომარეობებში წარმოიქმნებიან მოლეკულური აზოტისაგან ძალიან მოკლე ტალღის სიგრძის მზის ულტრაიისფერი გამოსხივების ზემოქმედების შედეგად:



ელექტრონებით ბომბარდირების დროსა



და შესაძლოა შემდეგი იონო-მოლეკულური რეაქციის დროს:



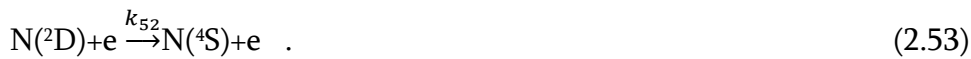
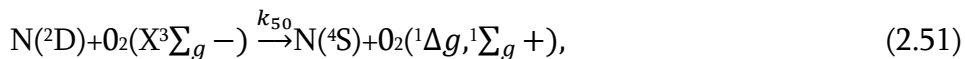
წარმოდგენილი (2.46) პროცესის ლაბორატორიულმა გამოკვლევებმა მოგვცა შემდეგი კვანტური გამოსავლები: $N_2^+(X^2 \Sigma_g^+)$ -თვის—60%; $N_2^+(A^2 \Pi_u)$ -თვის-60% და $N_2^+(B^2 \Sigma_u^+)$ -თვის-10%[163]. რადიატიური გადასვლები $A^2 \Pi_u$, და $B^2 \Sigma_u^+$

მდგომარეობებიდან ძირითად ($X^2 \Sigma_g^+$) მდგომარეობაში გვადლევს შესაბამისად მეინელისა ($\lambda=7850\text{\AA}$) სისტემებს. 150კმ-ს ქვემოთ N_2^+ იონები მოლეკულურ და ატომურ ჟანგბადთან რეაქციის გამო სწრაფად იშლებიან. სიცოცხლის ხანგრძლივობა 85წმ-დან ($h=500\text{კმ}$) ეცემა 1წმ-მდე ($h=150\text{კმ}$).

ატომური ჟანგბადი $\lambda=5200\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე ასხივებს დუბლეტს, რომელიც წარმოიშობა აკრძალული ($^2D_{5/2, 3/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$) გადასვლის შედეგად. მეტასტაბილურ 2D მდგომარეობას გააჩნია დაახლოებით 26 საათის ტოლი სიცოცხლის ხანგრძლივობა. ასე, რომ ქრობის (2.42) რეაქცია მნიშვნელოვანწილად განსაზღვრავს მის კონცენტრაციას. ამ გამოსხივების ძირითადი გენერაცია მიმდინარეობს 150-250კმ სიმაღლეზე და მისი შესაძლო წარმოქმნის მექანიზმებია N_2^+ და NO^+ იონთა დისოციატიური რეკომბინაცია-(2.39) და (2.40) რეაქციები, იონურ-მოლეკულური რეაქცია



და მოლეკულური აზოტის ფოტოელექტრული აღზნება. აზოტის ატომები პირდაპირ არ მონაწილეობენ არც ერთ ჩამოთვლილ პროცესში. ასე, რომ $\lambda=5200\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ემისიის ინტენსივობიდან გამომდინარე, შეუძლებელია განვსაზღვროთ მისი ატომების კონცენტრაცია. $N(^2D)$ მდგომარეობის ქრობა ყველაზე უაღბათესად დაკავშირებულია შემდეგ პროცესებთან:



რამდენადაც ცნობილია $N(^2D)$ -ს წარმოშობისა და ქრობის მექანიზმები, ხოლო $\lambda=5200\text{\AA}$ ემისიის ინტენსივობის ცოდნა გვაწვდის მნიშვნელოვან ინფორმაციას ატმოსფეროში აზოტის ჟანგის კონცენტრაციის შესახებ, ამდენად ითვლება, რომ NO წარმოიშობა $N(^2D)$ -დან (2.50) რეაქციაში.

ატომურ ჟანგბადში ძირითად $O(^3P)$ მდგომარეობაში $O(^1S)$ და $O(^1D_2)$ მდგომარეობებიდან განხორციელებული გადასვლები გვაძლევს კარგად ცნობილ $\lambda=5577\text{\AA}$ და $\lambda=6300\text{\AA}$ მწვანე და წითელ ხაზებს. ამ მდგომარეობათა აღზნებისათვის დღის პერიოდში ადგილი აქვს რამდენიმე მექანიზმს: 1)ჩვენთვის კარგად ცნობილ ჩეპმენის მექანიზმს; 2)ფოტოელექტრონული აღზნებას; 3) O_2^+ იონების დისოციატიურ რეკომბინაციას; 4) მოლეკულური ჟანგბადის დისოციაციას და 5)ენერჯის გადატანას $N(^2D)$ მდგომარეობიდან ატომურ ჟანგბადზე (2.52 პროცესი).

დაკვირვების თანახმად, $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივებას გააჩნია ორი მაქსიმუმი: $H=175\text{კმ}$ და $H=100\text{კმ}$ სიმაღლეებზე. ამიტომ პირველი მაქსიმუმი ძირითადად აიხსნება O_2^+ იონების დისოციატიური რეკომბინაციით, ხოლო მეორე კი ჩეპმენის მექანიზმით.

ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივება წარმოადგენს დღის ნათების ერთ-ერთ კაშკაშა ნათებას.

ნატრიუმის D ხაზების $\lambda=5890\text{\AA}$ და $\lambda=5896\text{\AA}$ ნათება წარმოადგენს ყველაზე ძლიერ გამოსხივებას დღის სინათლის სპექტრში. ფაქტიურად ის იყო დღის ცის ნათების პირველი გაიგივებული ემისია. ნატრიუმის ატომების აღზნება ძირითადი $^2S_{1/2}$ მდგომარეობიდან $^2P_{3/2}$ და $^2P_{1/2}$ მდგომარეობებში განპირობებულია 90 კმ განთავსებულ თავისუფალი ნატრიუმის ფენაში რეზონანსული შთანთქმის შედეგად. შუადღის პერიოდში დაიკვირვება გამოსხივების ინტენსივობის ძლიერი მაქსიმუმი.

დღის ნათების ემისიები სპექტრის ინფრაწითელ უბანში მოიცავს მოლეკულური ჟანგბადისა და ჰიდროქსილის ზოლებს.

ატმოსფერული სისტემა $O_2(b^1 \Sigma_g^+ \rightarrow X^3 \Sigma_g^-)$ დაიკვირვება როგორც რაკეტებზე, ისე დედამიწის ზედაპირიდან. რაკეტულმა გაზომვებმა აჩვენა (0,1) და (0,0) ზოლების არსებობა შესაბამისად $\lambda=8645\text{\AA}$ და $\lambda=7619\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეებზე. მიწიერი მეთოდებით მოხერხდა მხოლოდ (0,1) ზოლის დარეგისტრირება, რამდენადაც (0,0) ზოლი ხელმეორედ შთანთქმება O_2 მოლეკულების მიერ. რეგისტრირებული ემისიის ძირითადი წილი მოდის 120 კმ სიმაღლეზე დაბლა. ითვლება, რომ O_2 მოლეკულების

$b^1 \Sigma_g +$ მდგომარეობის აღზნება ძირითადად განპირობებულია რეზონანსული გაბნევით, ენერგიის გადაცემით ატომური ჟანგბადის 1D მდგომარეობიდან



და $O(^1D)$ -ს ოზონთან ურთიერთქმედებით



თუმცა უნდა აღინიშნოს, რომ როგორც ლაბორატორიული გამოკვლევები აჩვენებს, (2.55) პროცესი არ წარმოადგენს $O_2(b^1 \Sigma_g +)$ მდგომარეობის წარმოქმნის ეფექტურ წყაროს[160].

2.4.3. ატმოსფერული ზოლები სპექტრის ინფრაწითელ უბანში

მოლეკულური ჟანგბადის ინფრაწითელი ატმოსფერული ზოლები- $O_2(a^1 \Delta_g \rightarrow X^3 \Sigma_g -)$ პირველად აღმოჩენილ იქნა 1962წ. რეაქტიული თვითმფრინავის ბორტიდან განხორციელებული დაკვირვებების შედეგად 13კმ სიმაღლეზე [165]. ისინი წარმოადგენს ყველაზე ძლიერ ზოლებს დღის ატმოსფეროს ნათებაში. $2000 \div 3000 \text{Å}$ ტალღის სიგრძეთა დიაპაზონში ჰარტლის ზოლებში ოზონის ფოტოლიზი შეიძლება შეივსოს $O_2(b^1 \Sigma_g +)$ დარტყმითი დეზაქტივაციით, ატომური ჟანგბადის რეკომბინაციითა და შესაძლოა ენერგიის გადაცემასთან დაკავშირებული რეაქციით:



$O_2(^1 \Delta_g)$ მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობა შეადგენს $2,7 \cdot 10^3$ წმ-ს, ხოლო $OH^*(V)$ -ის ქრობის სიჩქარე $2,4 \cdot 10^{-18}$ სმ³/წმ-ის ტოლია. გამოსხივებისა და ქრობის სიჩქარეები ერთმანეთს უტოლდებიან დაახლოებით 70 კმ სიმაღლეზე.

აღზნებულ $A^2\Pi_u$ მდგომარეობასთან დაკავშირებული N_2^+ მეინელის ზოლები ძირითადად წარმოიქმნება რეზონანსული გაბნევით და ელექტრონული დარტყმით.

სხვა შესაძლო მექანიზმებს წარმოადგენს ფოტოიონიზაციის (2.47) მექანიზმი და მუხტის გადატანის პროცესი:



რამდენადაც $N_2^+(A^2\Pi_v)$ მდგომარეობის სიცოცხლის ხანგრძლივობა მცირეა ($\tau \approx 3 \cdot 10^{-6}$ წმ), ამიტომ მისი ქრობა არაეფექტურია 150კმ სიმაღლეზე გამოსხივების შედეგად ჩამქრალ მდგომარეობებთან შედარებით.

ჰიდროქსილის მეინელის ზოლები (5500÷3000Å) ყოველთვის წარმოადგენს როგორც ღამის, ისე დღის ნათების ერთ-ერთ მნიშვნელოვან თავისებურებას. ისინი გამოსხივდებიან ძირითადი ($\Delta V = 1$) და ობერტონული ($\Delta V > 1$) გადასვლებისას ჰიდროქსილის რხევითი-აღზნებული მდგომარეობიდან ძირითადად გადასვლის დროს. მისი აღზნებისათვის შემოთავაზებულია სამი მექანიზმი:

ა) ატომური ჟანგბადისა და ოზონის ქემილუმინესცენტური რეაქცია



ბ) ატომური წყალბადის ქემილუმინესცენტური რეაქცია ჟანგბადის რხევით-აღზნებულ მოლეკულებთან



და გ) ქემილუმინესცენტური რეაქცია ატომური ჟანგბადსა და წყლის მოლეკულებთან



ლაბორატორიული მონაცემები და უშუალო ბუნებრივი გაზომვები მასზე მიუთითებენ, რომ (2.58) რეაქცია უფრო მნიშვნელოვანია, ვიდრე (2.59) პროცესი, ხოლო (2.60) მექანიზმს შეუძლია წარმოშვას OH რხევით-აღზნებულ რადიკალთა დამატებითი წყარო მხოლოდ დიდ სიმაღლეებზე. [167,168].

2.5. ღამის ცის ნათების უწყვეტი სპექტრი.

ღამის ცის ნათების უწყვეტი სპექტრის გარე ატმოსფერული მდგენელები

ემისიური ხაზებისა და ზოლების გარდა ღამის ცის ნათებაში მუდმივად არსებობს სუსტი უწყვეტი სპექტრი. მისი შედგენილობა რთულია და შემდეგი კომპონენტებით განისაზღვრება: 1) ზედა ატმოსფეროს საკუთარი ნათების უწყვეტი სპექტრი; 2) მზის გაბნეული სინათლე, რომელიც ატმოსფეროს ზედა ფენებში ხვდება შუალედის პერიოდშიც კი ჩრდილის არეში სხივების მრავალჯერადი გაბნევის შედეგად; 3) ვარსკვლავებისა და სხვა გარე ობიექტების უწყვეტი სპექტრი; 4) ზოლიაქალური სინათლე; 5) ატმოსფეროში მოხვედრილი გარე ობიექტებისა და ზოლიაქალური ნათების გაბნეული სინათლე. ზედა ატმოსფეროს საკუთარი გამოსხივების უწყვეტი სპექტრი შედგება როგორც კონტინუუმისაგან, ე.ი. აღზნებული ატომებისა და მოლეკულების ორ მდგომარეობას შორის განხორციელებული გადასვლების შედეგად გენერირებული გამოსხივებისაგან (თუმცა ერთ-ერთი მათგანი შეესაბამება ენერგეტიკულ დონეთა უწყვეტ თანმიმდევრობას), ისე ემისიური ხაზებისა და ზოლებისაგან, რომლებიც მათი ინტენსივობის ან კვლევის მეთოდების არასაკმარისი სიზუსტის გამო ვერ რეგისტრირდებიან.

ღამის ცის ნათების უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობა ძალიან მცირეა. სპექტრის ხილულ უბანში ის 10 ანგსტრემის ინტერვალში რამდენიმე ათეული რელეით განისაზღვრება. მაგრამ ამავე უბანში მისი ინტეგრალური ინტენსივობა გამოსხივებული კაშკაშა ხაზებისა და ზოლების ინტენსივობათა რიგისაა. უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრირება დაკავშირებულია დიდ სირთულეებთან და მოითხოვს ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივების რეგისტრაციის დროს გამოყენებული აპარატურის მგრძნობიარობის ზღურბლზე მუშაობას. ამიტომ უწყვეტი სპექტრის შედგენილობა, მისი ინტენსივობის ვარიაცია დროსა და სივრცეში, მასში ინტენსივობის განაწილება დღემდე არასაკმარისადაა შესწავლილი და არსებულ მონაცემებს შორის გვხვდება წინააღმდეგობები. ამასთან უწყვეტი სპექტრის

მახასიათებელი პარამეტრების ცოდნა აუცილებელია ემისიური ხაზებისა და ზოლების დაკვირვების სწორი კორექციისათვის, განსაკუთრებით მაშინ, როცა რეგისტრაცია მიმდინარეობს შუქფილტრიანი ელექტროფოტომეტრების საშუალებით.

ყველაზე ზუსტად უწყვეტი სპექტრი შესწავლილია ხილულ უბანში 4500 Å-დან 7000 Å-მდე დიაპაზონში. ახლო ულტრაიისფერ 3000 ÷ 4000Å უბანში ის ძნელია გამოვაცალკევოთ ჰერცბერგის პირველი სისტემის O₂ ზოლებისაგან, ხოლო ახლო ინფრაწითელ 8000 ÷ 12000 Å უბანში გვიხდება მისი გამოყოფა OH-ის ზოლებისაგან, რომელთა ინტენსივობა 3-4 რიგით უფრო მაღალია. უწყვეტი სპექტრის შესწავლის ისტორია და თვით საკითხის მდგომარეობა 1979 წლამდე წარმოდგენილია მიმოხილვით ნაშრომში [169]. უნდა აღინიშნოს, რომ მისი აბსოლუტური ინტენსივობის განაწილებისა და ვარიაციის შესწავლა გასული საუკუნის საუკუნის 50-იან წლებიდან დაიწყო, როცა დაიწყეს ამ მიზნისათვის აუცილებელი გარჩევისუნარიანობის მქონე სპექტრომეტრული და ფოტომეტრული აპარატურის გამოყენება.

უწყვეტი სპექტრის აბსოლუტური ინტენსივობისათვის ხილულ უბანში საშუალო განედებზე სხვადასხვა ავტორების მიერ [169, 170, 171, 172, 173] შუქფილტრიანი ელექტროფოტომეტრების საშუალებით მიღებულია საკმაოდ თანხვედრილი შედეგები. მათზე დაყრდნობით შეიძლება მივიღოთ, რომ უწყვეტი სპექტრის საშუალო ინტენსივობა 5000 ÷ 7000 Å ტალღის სიგრძეთა დიაპაზონში 2 რელეი. Å⁻¹ რიგისაა. 200 Å-ის ინტერვალში ის დაახლოებით შეადგენს 400 რელეის, რომელიც თითქმის ერთი რიგით აღემატება ყველაზე კაშკაშა-ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის λ=5577Å ტალღის სიგრძის გამოსხივების ინტენსივობას.

უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრული გაზომვებისას დიდი მნიშვნელობა გააჩნია მისი შემადგენელი კომპონენტების გამოყოფა. მისი ინტენსიურობა შეიძლება წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით [169].

$$I(Z, A) = I_{\alpha\beta}(Z, A) P_{\lambda}^{m_z} (1 + X_{\alpha\beta}) + I_{\alpha\beta}(\beta, \lambda) P_{\lambda}^{m_z} (1 + X_{\alpha\beta}) + I^*(b, \ell) P_{\lambda}^{m_z} + R^*. \quad (2.61)$$

აქ $I_{\alpha}(Z,A)$ -ატმოსფერული მდგენელია, $I_{\alpha\beta}(\beta, \lambda)$ -ზოდიაქალური სინათლე, $I^*(b, \ell)$ -ვარსკვლავთა პირდაპირი ნათება, R^* -ტროპოსფეროში გაბნეული ვარსკვლავთა სინათლე, $X_{\alpha\beta}$ და $X_{\beta\alpha}$ -ატმოსფერული და ზოდიაქალური მდგენელების ტროპოსფეროში გაბნევის მახასიათებელი წევრებია და დამოკიდებული არიან ატმოსფერული ექსტინქციის კოეფიციენტზე და დედამიწის ზედაპირის ალბედოზე, P_{λ}^{mz} - გამჭირვალობის სპექტრული კოეფიციენტია. ატმოსფერული მდგენელის გამოყოფის მიზნით აუცილებელია ვიცოდეთ ვარსკვლავთა ინტეგრალური სინათლის განაწილება გალაქტიკური კოორდინატების მიხედვით, ზოდიაქალური სინათლის განაწილება ეკლიპტიკურ კოორდინატებში და ასევე $X_{\alpha\beta}$, $X_{\beta\alpha}$ და R^* სიდიდეები.

ფოტომეტრის მგრძნობიარობისა და ხედვის ველის სიდიდეზე დამოკიდებულების მიხედვით არსებობს ისეთი ზღვრული m_0 ვარსკვლავიერი სიდიდე, რომ $m < m_0$ -ზე მნიშვნელობისათვის თითოეული ვარსკვლავის ხედვის ველში მოხვედრა გავლენას მოახდენს ანათვლის სიდიდეზე, ხოლო $m > m_0$ -ზე შემთხვევაში მნიშვნელოვან როლს ითამაშებს ვარსკვლავთა ჯამური ნათება.

პ.ვან რაინის გამოთვლებზე დაყრდნობით [174] ა. მიგლმა და ფ.როჩმა [175,176] კაპტეინის არის $m=6 \div 18$ ვარსკვლავებისათვის შეადგინეს ღამის ცის ნათების პრაქტიკული ფოტომეტრიისათვის მისაღები ვარსკვლავიერი მდგენელის განაწილების ცხრილები. მათში ვარსკვლავიერი მდგენელი გამოისახება მეათე სიდიდის ვარსკვლავთა რიცხვით ერთ კვადრატულ სანტიმეტრზე გალაქტიკური $b=10^\circ$ და გრძედის $\ell=10^\circ$ ინტერვალებისათვის.

ღამის ცის ნათების ზოდიაქალური მდგენელის განაწილების მოხერხებული ცხრილები ასევე შექმნილი იქნა ლ. სმიტის, ფ. როჩისა და რ. ოუენის მიერ 1965 წ.[179], ჰალეაკალას ობსერვატორიის (ჰავაის კუნძულები) ელექტროფოტომეტრულ გაზომვებზე დაყრდნობით. ამ ცხრილებში ზოდიაქალური სინათლის სიკაშკაშე გამოსახულია მეათე ვიზუალური სიდიდის ვარსკვლავთა რიცხვში თითოეულ კვადრატულ გრადუსზე ეკლიპტიკური β განედისა მზის მიმართ აღებული λ - λ_0 აზიმუტის ყოველი 5° ინტერვალით. შემდგომ მიწიერ, ბალონურ და რაკეტა-

თანამგზავრულ გაზომვებთან შედარებით ზოდიაქალური მდგენელის ინტენსივობა ლ. სმიტისა და სხვათა მიხედვით თითქმის 30% -ით მაღალი აღმოჩნდა.

ხსენებული ცხრილებით მოხერხებულია სარგებლობა გარემიწიერი მდგენელის გათვალისწინებისათვის ღამის ცის უწყვეტი სპექტრის ფოტომეტრული დაკვირვების დროს. ამ მიზნით საკმაოდ სრული მეთოდი შემუშავებულ იქნა აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში ლ. ფიშკოვას მიერ [169].

უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობის განაწილების შესახებ უფრო სრულყოფილი შედეგები შეიძლება მივიღოთ სპექტროგრაფიული და სპექტრომეტრული დაკვირვებების საშუალებით. ასეთი დაკვირვებები ჩატარებულ იქნა სხვადასხვა დროს: ნ.შეფოვის მიერ, ზვენიგოროდში 1957-1961წწ. [176]; ვ. იარინის მიერ, ზვენიგოროდში 1960წ [177]; ო. ტარანოვას მიერ-სადგურ ლოპარსკაიაში, მურმანსკის მახლობლად [178]; ლ. გინდილისის მიერ ზაილიისკის ალათაუს მთებში, ალმა-ატის მახლობლად [179]; ა. ბროდფუტისა და კ.კენდალის მიერ კიტ-პიკის ობსერვატორიაში (აშშ) 1967წ [180]. უწყვეტ სპექტრში ინტენსიურობის განაწილების ვარიაციების დასახასიათებლად, ამ დაკვირვებების საფუძველზე განისაზღვრა უწყვეტი ფონური გამოსხივების ინტენსივობის განაწილებაც, რომელიც ატმოსფეროში გაბნეული მზის სხივების სპექტრული განაწილების მსგავსი აღმოჩნდა.

**თავი III. ზოგიერთი ატმოსფერული ემისიის წარმოქმნის მექანიზმების გამოკვლევა
ბუნებრივი და ხელოვნური ზემოქმედების პირობებში**

3.1. პოლარული ნათება და მისი ზოგადი დახასიათება

3.1.1 შესავალი

პოლარული ნათება (ციალი) ბუნების ერთ-ერთ ყველაზე ეგზოტიკურ მოვლენათა რიცხვს მიეკუთვნება. ინტენსიური ნათების დროს მისი განათებულობა დედამიწის ზედაპირზე მთვარის გამოსხივების შედეგად მოსული განათებულობის ტოლია. ნათების ფერი შეიძლება იყოს თეთრი, მწვანე, ყვითელი, ცისფერი, იისფერი ან წითელი. ზოგჯერ ისინი უძრავია ცამრგვალზე, ხოლო სხვა შემთხვევაში სწრაფად იცვლის სიკაშკაშეს, ფერს, ფორმასა და ადგილმდებარეობას. პოლარული ნათებები შეიძლება დაიკვირვოს დედამიწის სფეროს თითქმის ყველა წერტილში, მაგრამ უფრო ხშირად ისინი წარმოიქმნებიან მაღალ მაგნიტურ განედებზე.

პოლარული ნათების მიერ გამოსხივებული სინათლე არაპოლარიზებულია. ასე რომ ის წარმოადგენს თვითგამომსხივებელ ობიექტს. პოლარული ნათების სპექტრი შედგება დისკრეტული ხაზებისა და ზოლებისაგან.

ამ პარაგრაფში შემოვისაზღვრებით პოლარული ნათების ფიზიკურ-ქიმიური მექანიზმების თანამედროვე წარმოდგენებით. აღწერთ ხაზებისა და ზოლების გაიგივების ასპექტებს და მათი წარმოშობის მექანიზმებს.

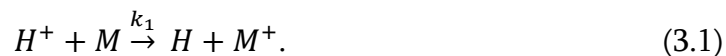
პოლარული ნათების სპექტრის შესწავლა ძალიან სწრაფად განვითარდა უკანასკნელ ათწლეულებში. ამ პროცესს დიდად შეუწყო ხელი ე.წ. ხელოვნური პოლარული ნათების მოდელირებამ ლაბორატორიულ და კოსმოსურ პირობებში.

3.1.2. პოლარულ ნათებათა სპექტრის მოკლე მიმოხილვა.

3.1.2.1. პირველადი პროცესები.

1953 წელს ჩემბერლენმა და ოლივერმა, ვეგარდის, კვიფტის და სხვათა გამოკვლევებზე დაყრდნობით შეადგინეს პოლარული ნათების სპექტრში არსებული ხაზებისა და ზოლების ცხრილი (იხ. ცხრილი 3.1.) [181, 182, 183, 184]. ვარსკვლავებით აღნიშნული ხაზები და ზოლები შესაძლოა ზოგჯერ დაიკვირვება, მაგრამ მათი არსებობა პოლარული ნათების სპექტრში საბოლოოდ არ არის დაზუსტებული.

პოლარული ნათების სპექტრში ატომური წყალბადის ბალმერის ხაზების არსებობის შესახებ პირველად 1939 წელს აღნიშნა ვეგარდმა. მასთან ერთად ჰარტლანმა დაამტკიცეს, რომ ეს ხაზები გამოწვეულია არა ატმოსფერული, არამედ კოსმოსური სივრციდან შემოსული წყალბადით [182, 185]. მეინელმა 1950 წელს მიიღო ნათების სპექტრი მაგნიტური ზენიტის გასწვრივ და აღმოაჩინა, რომ $H\alpha$ ხაზებში ადგილი ჰქონდა დოპლერის წანაცვლებას. ხაზებში აღმოჩენილი ულტრაიისფერი ფრთის წანაცვლება ადასტურებდა პროტონთა ატმოსფეროში შემოჭრას დაახლოებით 3300 კმ/წმ სიჩქარით. დაკვირვებების შედეგად, შეიძლება მივიღოთ არა მარტო ნაწილაკთა სიჩქარის ქვედა საზღვარი, რამდენადაც ძალიან სწრაფ პროტონებს გააჩნია ელექტრონთა ჩაწერის მცირე ალბათობა და შემდგომი გამოსხივება. მაგნიტურ ჰორიზონტზე განთავსებული პოლარული ნათებისათვის ბალმერის ხაზები თუმცა არ არის წანაცვლებული, მაგრამ გაგანიერებულია. ეს გაგანიერება ის დამაჯერებელი მტკიცებაა, რომ ელექტრონები მოძრაობს ძალწირების ირგვლივ [186]. პოლარული ნათების სპექტრში დოპლერის ეფექტით გამოწვეული ბალმერის ხაზების წანაცვლება აჩვენებს, რომ შემოჭრილი პროტონები ნაწილობრივ მაინც განაპირობებენ პოლარული ნათების გენერაციას. შემოჭრილმა პროტონმა, რომელიმე ატომურ ან მოლეკულურ კომპონენტთან შეჯახებისას, შეიძლება მიიერთოს ელექტრონი:



ატომური ემისიები			
ნებადართული ხაზები			
H I: $2^2 P^0 - 3^2 D$ და სხვ. (H_α); $2^2 P^0 - 4^2 D$ და სხვ. (H_β); $2^2 P^0 - 5^2 D$ და სხვ. (H_γ).			
Na I: $3^2 S^* - 3^2 P^0$ (D დუბლეტი).			
N I:	$3s^4 P - 3p^4 D^0$;	$3s^4 P - 3p^4 P^0$;	$3s^4 P^* - 4p^4 P^0$;
	$3s^2 P - 4p^2 S^0$;	$3s^2 P^* - 3p^2 D^0$;	$3s^2 P^* - 3p^2 P^0$.
N II:	$2p^3^1 D^{0*} - 3p^1 P$;	$3s^3 P^0 - 3p^3 D$;	$3s^3 P^0 - 3p^3 P$;
	$3s^1 P^0 - 3p^1 P$;	$3s^1 P^{0*} - 3p^3 D$;	$3s^1 P^0 - 3p^1 D$;
	$3p^3 D - 3d^3 F^0$;	$3p^3 D^* - 3d^3 D^0$;	$3p^3 D^* - 3d^3 P^0$;
	$3p^3 P^* - 3d^3 D^0$	$3p^3 P^* - 3d^3 P^0$	$3p^3 S^* - 3d^3 P^0$;
O I:	$3s^5 S^0 - 3p^5 P$;	$3p^5 S^{0*} - 4p^5 P$;	$3s^3 S^0 - 3p^3 P$;
	$3s^3 S^0 - 5p^3 P$;	$3p^5 P^* - 5s^5 S^0$;	$3p^5 P - 4d^5 D^0$;
	$3p^5 P^* - 5d^5 D^0$;	$3p^5 P^* - 6d^5 D^0$;	$3p^5 P^* - 6s^5 S^0$;
	$3p^3 P^* - 6s^2 S^0$.	$3p^3 P^* - 3s^3 D^0$;	$3p^3 P^* - 5s^3 S^0$;
O II:	$3s^4 P - 3P^4 D^0$;	$3s^4 P - 3P^4 P^0$;	$3s^4 P - 3P^4 S^0$;
	$3s^2 P - 3P^2 P^0$;	$3p^4 D^{0*} - 3d^4 F$;	$3s^2 P - 3P^2 D^0$;
	$3p^4 D^{0*} - 3d^2 F$;	$3s^2 D^* - 3p^2 F^0$;	$3p^4 D^{0*} - 3d^4 P$;
	$3p^4 P^{0*} - 3d^2 D$;	$3s^2 D^* - 3p^2 D^0$;	$3p^4 P^{0*} - 3d^4 P$;
	$3p^4 S^{0*} - 3d^4 D$;	$3p^2 D^{0*} - 3d^2 D$;	$3p^4 S^{0*} - 3d^4 P$;
		$3p^2 P^{0*} - 3d^2 D$;	
აკრძალული ხაზები			
	$\begin{matrix} 2 \\ 1 \end{matrix} []$	$\begin{matrix} 3 \\ 1 \end{matrix} []$	$\begin{matrix} 3 \\ 2 \end{matrix} []$
N I:	$2p^2, ^4S^0 - ^2D^0$;	$2p^3, ^4S^0 - ^2P^0$;	$2p^3, ^2D^{0*} - ^2P^0$.
N II			$2p^2, ^1D - ^1S$.
O I:	$2p^4, ^3P - ^1D$;		$2p^4, ^1D - ^1S$.

მოლეკულური ემისიები

$N_2:$	$B^3\Pi_g - A^3\Sigma_u^+$,	პირველი უარყოფითი: 0*,0; 1,0; 2,0; 2,1; 3,0; 3,1; 3,2; 4*, 0; 4,1; 4,2; 5,1; 5,2; 5,3; 5*, 4; 6,2; 6,3; 6,4; 6*,5; 7,3; 7,4; 7,5; 7*, 6; 8,4; 8,5; 8*,6; 8*, 7; 9*,4; 9*,5; 9,6; 9,7; 9,8; 10,6; 10*,7; 10*,8; 10*,9; 11*, 7; 11*, 8; 11*, 9; 11*, 10; 12,8; 12*, 9.
$N_2:$	$C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$,	მეორე უარყოფითი: 0,0; 0,1; 0,2; 0,3; 0*, 4; 1,0; 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1,6; 2,1; 2,2; 2*,3; 2,4; 2,5; 2,7; 3,2; 3,3; 3*, 4; 3,5; 3,7; 3,8; 4*,4; 4*,8;
$N_2:$	$A^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^1\Sigma_g^+$,	ვეგარდ-კაპლანის: 0,10; 0*, 12; 1,9; 1,10; 1,11; 1,12; 1*, 13; 1*, 16; 2*,10; 2*,11; 2,12; 2,13; 2,14; 2*,15; 3,13; 3,14; 3,15; 3*, 18; 4*,11; 4*,14; 5*,15; 5*,17.
$N_2^+:$	$B^3\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+$,	პირველი უარყოფითი: 0,0; 0,1; 0,2; 0,3; 0*,4; 1,0; 1,1; 1,2; 1,3; 1,4; 1*,5; 2,1 2,2 ;2,3; 2,4; 2,5; 3,2; 3*,3; 3,4; 3,5; 4*,6; 4,7; 5*,6; 5*,7; 6*,7; 6*,8. N_2^+
$N_2^+:$	$A^2\Pi_u \rightarrow X^2\Sigma_g^+$,	მეინელის უარყოფითი: 0,0; 1,0; 2,0; 3,0; 3,1; 4*, 0; 4,1; 4,2; 5*,1; 5,2.
$O_2:$	$B^3\Sigma_g^+ \rightarrow X^3\Sigma_g^-$,	ატმოსფერული 0,1; 1,1.
$O_2^+:$	$b^4\Sigma_g^+ \rightarrow a^4\Pi_u$,	პირველი უარყოფითი 0,0; 0,1; 1,0; 4*,1; 2,0.

წარმოქმნილი წყალბადის ატომი სწრაფად გადადის ძირითად მდგომარეობაში და განიცდის შემდგომ შეჯახებებს. ამ დროს შესაძლებელია მისი აღგზნება:



ან იონიზაცია:



რომლის შედეგადაც მოვლენათა თანმიმდევრობა შეიძლება ისევ განმეორდეს. მოცემული პროცესების კვანტურმექანიკური გამოთვლების შედეგად დადგინდა, რომ H_{α} ემისია წარმოიქმნება მას შემდეგ, როცა პროტონთა ენერგია 100 კევ-მდე მცირდება. ასეთი ენერგიის დროს ჰაერში პროტონის განარბენი სტანდარტული ატმოსფეროს შემთხვევაში შეადგენს მხოლოდ 0,1სმ-ს. ეს კი იმას ნიშნავს, რომ მაგალითად 105 კმ სიმაღლისათვის H_{α} ხაზი უნდა დაიკვირვებოდეს დაახლოებით 3კმ სისქის ფენაში.

წარმოადგენს თუ არა ატმოსფეროს ზედა ფენებში შემოსული პროტონები პოლარული ნათების წარმოქმნის ძირითად მიზეზს? ამ კითხვაზე, როგორც სხვადასხვა გამოთვლებმა აჩვენა, ცალსახა პასუხი ჯერჯერობით არ არსებობს[190].

3.1.2.2. მეორადი პროცესები

საწყისი კინეტიკური ენერგიის მქონე ელექტრონებს შეუძლია გამოიწვიოს ალგუნება და იონიზაცია. ნაწილობრივ ასეთი ელექტრონები წარმოიქმნება ატომებზე და მოლეკულებზე შემოჭრილი პროტონებისა და წყალბადის ატომების ზემოქმედების დროს, ხოლო ნაწილობრივ კი_ამ სწრაფმოდრავი ატომებისაგან ელექტრონების მოწყვეტის დროს. მათი ენერგიების მიხედვით განაწილების თეორიული გათვლები განახორციელა ბეიტსმა[187]. დამტკიცდა, რომ მეორადი ალგუნება ორჯერ ეფექტურია პირველზე, ხოლო იონიზაციის ეფექტურობა თითქმის იგივეა.

ატომებისა და მოლეკულებისაგან მოწყვეტა არ წარმოადგენს სწრაფი ელექტრონების წარმოშობის ერთადერთ შესაძლო წყაროს. ვარაუდობენ, რომ დიდ სიმაღლეებზე არსებობენ უფრო მნიშვნელოვანი წყაროებიც.

პოლარული ნათების წარმოშობის მრავალი თეორიის თანახმად დიდი ენერგიის მქონე ელექტრონები შეიძლება შემოიჭრას შორეული კოსმოსური სივრციდან და ასევე წარმოიქმნას ატმოსფეროში ელექტრული განმუხტვების მიმდინარეობის დროს.

როდესაც პოლარული ნათების ზონა განლაგებულია დედამიწის ჩრდილის ხაზის ზემოთ, მაშინ მის მიერ გამოსხივებული რადიაცია შეიძლება გახდეს მეორადი პროცესების წყარო. ამ რადიაციის ნაწილმა შეიძლება განაპირობოს ფოტოდისოციაცია, ფოტოიონიზაცია და ფლუორესცენტული გაბნევა. ამ შემთხვევაში გასათვალისწინებელია მზის პირდაპირი რადიაციით გამოწვეული ეფექტებიც.

ზოგიერთი პროცესის ეფექტურობა იზრდება ზედა ატმოსფეროში პოლარული ნათების შემთხვევაში მიმდინარე ცვლილებების დროს. ამ დროს წარმოქმნილი დამატებითი იონიზაცია იწვევს უფრო სწრაფ რეკომბინაციას. ამ უკანასკნელმა შეიძლება მოგვეცეს მნიშვნელოვანი წვლილი ჯამურ გამოსხივებაში. ბეიტსმა და სხვებმა [188] დაამტკიცეს, რომ წონასწორობის პირობებში თავისუფალი მუხტების ქრობის სიჩქარე მათი წარმოშობის სიჩქარის ტოლი უნდა იყოს. ეს კარგად ჩანს N_2^+ -ის პირველი უარყოფითი სისტემის გამოსხივების მაღალი ინტენსივობიდან, რომელიც წარმოიქმნება ერთდროული ადგზნებისა და იონიზაციის შემდეგ.

პოლარული ნათების ზონაში ელექტრონების არსებობას ასევე დიდი მნიშვნელობა აქვს იმ თვალსაზრისით, რომ ისინი აჩქარებენ მეტასტაბილური ატომებისა და მოლეკულების დეზაქტივაციას შეჯახების დროს.

მეტასტაბილურ და აუღზნებელ ატომებსა და მოლეკულებს შორის შეჯახებამ შეიძლება გამოიწვიოს ადგზნების ენერგიის გარკვეული გადანაწილება. ზოგადად, სითბური შეჯახებისას, ადგზნების ენერგიის გარდაქმნა მოძრაობის ენერგიად გართულებულია, მაგრამ ატომთაშორისი მიმოცვლის გამო მეტასტაბილური მოლეკულების დეზაქტივაცია შეიძლება მნიშვნელოვანი ფაქტორი გახდეს.

3.1.2.3. პოლარული ნათების სხვადასხვა ხაზები და ზოლები

ა.აკრძალული ხაზები. ატომური ჟანგბადის აკრძალულ ხაზებს დიდი მნიშვნელობა აქვს პოლარული ნათების დროს მიმდინარე ფიზიკური პროცესების გარკვევაში. სხვადასხვა ავტორების მიერ [189,190,30] შემოთავაზებული იქნა შემდეგი მექანიზმები:

$$N_2(A^3 \Sigma_U +) + O_3 \xrightarrow{k_4} N_2(X^1 \Sigma_g +) + O_2(X^3 \Sigma_g -) + O(^1D, ^1S) \quad (3.4)$$

$$N_2(A^3 \Sigma_U +) + O(^3P) \xrightarrow{k_5} N_2(X^1 \Sigma_g +) + O(^1D, ^1S) \quad (3.5)$$

$$O(^3P) + e \xrightarrow{k_5} O(^1D, ^1S) + e \quad (3.6)$$

$$O_2^+ + e \xrightarrow{k_7} O(^1D, ^1S) + O(^3P) \quad (3.7)$$

$$O_2(X^3 \Sigma_g -) + X \xrightarrow{k_8} X + O(^1D, ^1S) \quad (3.8)$$

$$O_2 + e \xrightarrow{k_9} 1,450 O(^3P) + 0,450 (^1D_2) + 0,10 (^1S) \quad (3.9)$$

$$O_2 + h\nu \xrightarrow{k_{10}} O(^1D) + O(^3P) \quad (3.10)$$

ხანგრძლივი დაკვირვებები ადასტურებს, რომ პოლარულ ციალში, დიდ სიმაღლეებზე, სადაც დეზაქტივაციის პროცესი უმნიშვნელოა, უფრო ინტენსიურია წითელი ხაზების გამოსხივება, ვიდრე მწვანესი.

ზოგჯერ 200÷400 კმ სიგანის წითელი ლაქები დაიკვირვება 300÷700 კმ სიმაღლეთა დიაპაზონში [191]. ისინი არსებობენ რამდენიმე წუთის განმავლობაში და შეესაბამებიან $O(^1D)$ აღზნებული მდგომარეობის სიცოცხლის რადიაციულ დროს.

ატომური ჟანგბადის $O(^1D)$ და $O(^1S)$ აღზნებული მდგომარეობების დეზაქტივაცია რიგი ავტორების მიხედვით შეიძლება განხორციელდეს შემდეგი პროცესების მიხედვით [197,198,199,200,201]:

$$O(^1D) + O^-(2p) \xrightarrow{k_{11}} O(^3P) + O(^3P) + e \quad (3.11)$$

$$O(^1D) + e \xrightarrow{k_{12}} O(^3P) + e \quad (3.12)$$

$$O(^1S) + e \xrightarrow{k_{12}} O(^1D) + e \quad (3.13)$$

$$O(^1D) + O_2(X^1 \Sigma_g +) \xrightarrow{k_{12}} O(^3P) + O_2 \quad (3.14)$$

$$O(^1S) + O_2(X^1 \Sigma_g +) \xrightarrow{k_{15}} O(^1D \text{ ან } ^3P) + O_2 \quad (3.15)$$

$$O(^1D) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \xrightarrow{k_{16}} O(^3P) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \quad (3.16)$$

$$O(^1S) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \xrightarrow{k_{17}} O(^3P) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \quad (3.17)$$

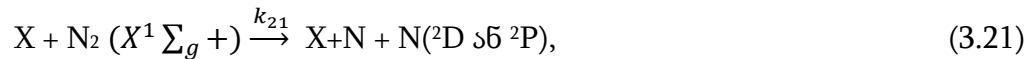
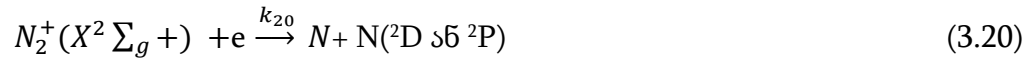
$$O(^1S) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \xrightarrow{k_{18}} O(^1D) + N_2(X^1 \Sigma_g +) \quad (3.18)$$

როგორც ირკვევა ამ პროცესებიდან დომინირებს (3.11-3.13) პროცესები. თუმცა ისიც უნდა აღინიშნოს, რომ $0(^1D)$ და $0(^1S)$ დონეების დეზაქტივაციის საკითხი საბოლოოდ გადაუწყვეტია და დამატებით შესწავლას მოითხოვს.

სიტონმა [192] დაამტკიცა, მაღალგანედოვანი პოლარული ციალის სპექტრში არსებული $\lambda=5200\text{\AA}$ და $\lambda=3466\text{\AA}$ ხაზების წარმოშობაში



პროცესის ნაკლებეფექტურობა და შემოგვთავაზა უფრო მაღალალბათური რეაქციები:



თუმცა, მათი განხორციელების შედეგად წარმოშობილი გამოსხივების ინტენსიურობის შეფასება ერთობ რთული აღმოჩნდა.

$N(^2D \text{ ან } ^2P)$ მდგომარეობების დეზაქტივაცია ძირითადად ხორციელდება ელექტრონებთან და სხვადასხვა ნეიტრალბთან შეჯახებით.

ატომური ჟანგბადის $\lambda=7319-7330\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივება მოსალოდნელია განხორციელდეს



რეაქციის შედეგად, რომლის სიჩქარე თითქმის ემთხვევა N_2^+ სისტემის გამოსხივების სიჩქარეს.

შესაძლოა, პოლარულ ციალში დამზერილი ატომური აზოტის $\lambda=5755\text{\AA}$ -ის ტოლი ხაზის გამოსხივება განპირობებული იყოს



პროცესით [202]. სხვა უფრო დამაჯერებელი მექანიზმი ჯერ შემოთავაზებული არ არის.

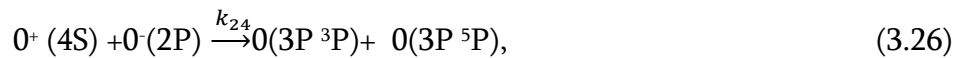
ბ. ნებადართული ხაზები

1. პირველ მიახლოებაში ბუნებრივია ვივარაუდოთ, რომ 0 I და 0 II ნებადართული ხაზების ემისია ძირითადად განპირობებულია ნეიტრალური ატომების სწრაფ ელექტრონებთან შეჯახებით:



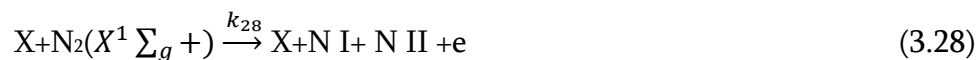
პერსივალმა [198] და სიტონმა [199] განახორციელეს ამ პროცესთა განიკვეთების კვანტურ-მექანიკური გამოთვლები და შეაფასეს ძლიერი ინფრაწითელი ხაზების $\lambda=8446\text{\AA}$ ($3\text{P } ^3\text{P} \rightarrow 3\text{S } ^3\text{S}$) და $\lambda=7774\text{\AA}$ ($3\text{P } ^5\text{P} \rightarrow 3\text{S } ^5\text{S}$) ინტენსივობათა ფარდობა, რომელიც დროთა განმავლობაში იცვლებოდა $3 \div 1$ ფარგლებში.

ამ ხაზების წარმოშობა დისოციატიური რეკომბინაციის შედეგად ენერგეტიკულად შეუძლებელია. თუმცა ის შეიძლება განხორციელდეს შემდეგი ტიპის იონური რეკომბინაციის შედეგად:



რომელიც ძალიან სწრაფად მიმდინარეობს.

2. ატომური აზოტის ნებადართული გადასვლები N I ($3\text{S} - 3\text{P}$) და N II ($3\text{d} - 4\text{f}$) წარმოიქმნებიან აზოტის მოლეკულებთან ძლიერი შეჯახების დროს:



3. ნატრიუმის D ხაზები საიმედოდაა დაფიქსირებული პოლარული ნათების დროს [200, 201], თუმცა მეტწილ შემთხვევაში ისინი არ იცვლებიან ღამის ცის ფონურ გამოსხივებასთან შედარებით. მოსალოდნელია, რომ ისინი აღიგზნებიან შედარებით დაბალ სიმაღლეებზე განვითარებული პოლარული ციალის დროს.

4. წყალბადის H_α და H_β ბალმერის ხაზები პირველად აღმოჩენილი იქნა პოლარული ნათების სპექტროგრამებზე და მიღებული იქნა ოსლოში (ნორვეგია) ვეგარდის მიერ

[202]. მათი ინტენსივობა იყო ძალიან მაღალი და ამასთან განიცდიდნენ გარკვეულ ვარიაციებს.

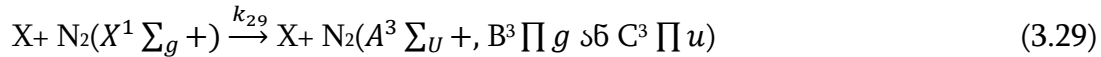
ადრინდელი გამოკვლევების მიხედვით ვარაუდობდნენ, რომ წყალბადის ხაზები დამახასიათებელია ერთგვაროვანი რკალებისათვის, სუსტდებიან სხივური ფორმის ნათებებში და გენერირდებიან ციალის ადრეულ სტადიებზე.

ი.გალპერინის, მელვილისა და რომიკის მიხედვით [203,204,205,] წყალბადის ემისიებს გააჩნდა ნათების დაწყებამდე 1-2 საათით ადრე გაძლიერების ტენდენცია. პოლარული ზონის ჩრდილო ზონაში გალპერინმა აღმოაჩინა, რომ ციალის დასაწყისში წყალბადის ემისიები ინაცვლებს ჩრდილოეთიდან სამხრეთისაკენ და შუალამის პერიოდში ზოგჯერ უკანაც კი ბრუნდებიან. მან პოლარული ციალის სპექტრი დაყო ორ ძირითად ტიპად [206]. პირველი ტიპის სპექტრი დამახასიათებელია მაღალი წითელი პოლარული ნათებისათვის. ის შედგება შედარებით ინტენსიური ნებადართული ატომური ხაზებისაგან და გაძლიერებული $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზისაგან. მეორე ტიპი ხასიათდება შედარებით ძლიერი N_2 და O_2^+ მოლეკულური ზოლებით. გალპერინის მოსაზრებით წყალბადის ხაზები მჭიდროდაა დაკავშირებული პირველი ტიპის ციალთან.

5. პოლარული ციალის სპექტრში ჰელიუმის ხაზების აღმოჩენა განსაკუთრებით საინტერესოა, რამდენადაც მისი რაოდენობა მზის სისტემაში დაახლოებით 8%-ს შეადგენს. პოლარულ ნათებაში ჰელიუმისა და წყალბადის გამოსხივებათა ინტენსივობების შედარება საშუალებას იძლევა გავარკვიოთ მასში მონაწილე პირვანდელ ნაწილაკთა წარმოშობისა და აჩქარების მექანიზმები. ბერნარმა [207] ახსნა პოლარული ნათების სპექტრის მთელი რიგი ემისიების წარმოშობის მექანიზმები და განახორციელა ზოგიერთი მათგანის ჰელიუმის ხაზებთან გაიგივება. მირონოვმა, შეფოვმა და პროკუდინამ დაუშვეს, რომ OH (5,2)-ის ზოლზე ზედმდები $\lambda=10830\text{\AA}$ ემისია წითელი ციალის დროს გამოწვეული იყო $2^3S - 2^3P^0$ He I მულტიპლეტური მდგომარეობით.

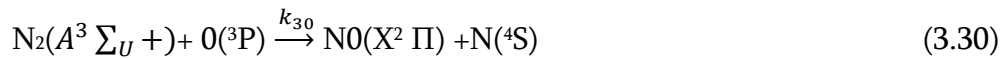
3.1.2.4 მოლეკულური აზოტის სისტემები.

ა. მოლეკულური აზოტის პირველი და მეორე დადებითი სისტემა (ე.წ.) ვეგარდ-კაპლანის სისტემა განპირობებულია შემდეგი პროცესით:

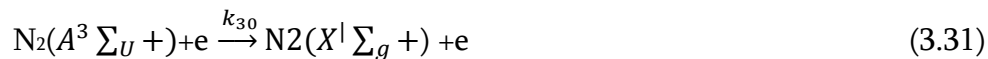


პირველი დადებითი სისტემის სტრუქტურა ძალიან რთულია და ზომიერი დისპერსიის პოლარული ციალის სპექტრში შეიმჩნევა რამდენიმე პიკი. თითოეული ზოლი შეიცავს დაახლოებით თანაბარი ინტენსივობის მქონე 27 ტოტს. სისტემა აღიგზნება $V=9$ ქვედონემდე და უფრო ინტენსიური ხდება ინფრაწითელ უბანში.

აღზნებული $N_2(A^3 \Sigma_u^+)$ დონის დეზაქტივაცია გარკვეულწილად განაპირობებს პოლარული ციალის სპექტრის ცვლილებას. ბეიტსმა [208] ივარაუდა, რომ გაცვლითი რეაქცია

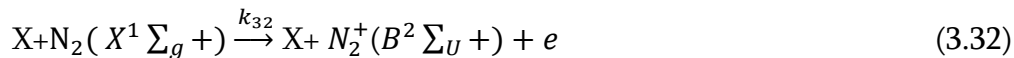


ძალიან ეფექტურად ახორციელებს დეზაქტივაციის პროცესს. ამ შემთხვევაში აუცილებლად უნდა იქნეს გათვალისწინებული ასეთი პროცესიც:

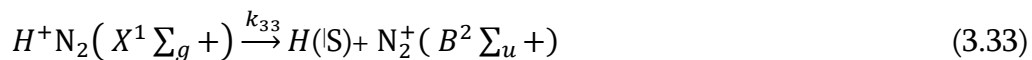


წარმოდგენილი (3.30) და (3.31) რეაქციის სიჩქარეები ჯერჯერობით ზუსტად არ არის განსაზღვრული.

ბ. ვეგარდმა [209] პირველად დამაჯერებლად დაამტკიცა, რომ N_2^+ -ის პირველი უარყოფითი სისტემის ზოლები განპირობებულია შემდეგი პროცესით:



შკლოვსკისა და ბეიტსის მიხედვით [210, 211] ის შეიძლება წარმოიქმნას შემდეგი რეაქციების შედეგად:



$N_2^+(B^2 \Sigma_u^+)$ -ის ზოლები წარმოიქმნება სპექტრის ცისფერ და ახლო ულტრაიისფერ უბნებში და გააჩნია გამოკვეთილი P-პიკი და R-ტოტები.

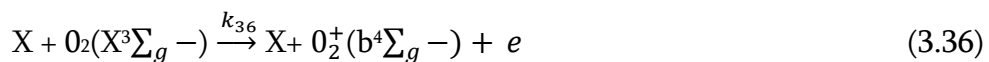
3.1.2.5. მოლეკულური ჟანგბადის ზოლების სისტემები.

აკრძალული (მაგნიტურ-დიპოლური) $O_2(b^1 \Sigma_g^- \rightarrow X^3 \Sigma_g^-)$ ზოლების ატმოსფერული სისტემა, რომელიც შედგება ორი R და ორი P ტოტისაგან წარმოგვიდგება ძირითადად (0,1) ზოლით, რომელიც იწყება $\lambda=8645\text{\AA}$ -დან. ამ დროს შეიძლება ხორციელდებოდეს დარტყმითი აღზნება:



კვიფტმა ივარაუდა, რომ სპექტრში შეიძლება არსებობდეს (1,1) ზოლიც ($\lambda=7708\text{\AA}$). ჩემბერლენის, ფანისა და მეინელის მიერ გამოყენებული მაღალდისპერსიული სპექტროგრამის საფუძველზე მოხერხდა მისი გამოყოფა პირველი დადებითი სისტემის აკრძალული ზოლიდან.

მრავალი წლის განმავლობაში ერთერთ ყველაზე ბურუსით მოცემულ პრობლემას პოლარული ნათების სპექტრის გაიგივების პროცესში წარმოადგენდა ე.წ. მეორე მწვანე ხაზი -ფართე და ვარირებადი დიფუზიური ემისია $\lambda=5200\text{\AA}$ და $\lambda=5300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეთა დიაპაზონში. თუმცა O_2^+ ($(b^4 \Sigma_g^- \rightarrow a^4 \Pi_u)$) პირველი უარყოფითი სისტემის ზოლები კარგად იყო ცნობილი ლაბორატორიული ექსპერიმენტებიდან. ვარაუდობდნენ, რომ ისინი არ შეიძლებოდა წარმოქმნილიყო პოლარული ნათების დროს. ნიკოლემ და დონაიუმ [217] შეადგინეს სინთეზური სპექტრი და დაასკვნეს, რომ ამ რთული ზოლების მაქსიმუმები ემთხვეოდა პოლარული ნათების დროს გენერირებულ ცნობილ ხაზებს. ამრიგად, გაირკვა, რომ O_2^+ -ის პირველი უარყოფითი სისტემა წარმოადგენდა ნეიტრალურ მოლეკულებთან სწრაფი შეჯახების შედეგს:



მოლეკულური ჟანგბადის O_2^+ იონების გაიგივების ფაქტი დადასტურებულ იქნა ვეგარდისა [212] და სხვა მკვლევარების მიერ.

3.2. გეომაგნიტური და სხვა ტიპის შეშფოთებები და ატმოსფერული ემისიების გაძლიერების მექანიზმები.

მზე-დღეღამური ვარიაცია-ეს გეომაგნიტური ველის მოკლევადიანი ცვლილებების ერთ-ერთი სახესხვაობაა, რომელიც მჭიდროდაა დაკავშირებული მზის აქტივობასთან და ზედა ატმოსფეროში მიმდინარე მთელ რიგ მოვლენებთან. ვარაუდობენ, რომ ის წარმოიშობა იონოსფეროში გამდინარე ელექტრული დენების სისტემის შედეგად. ასეთი დენები შეიძლება აღიძრას იონოსფერული ქარების შედეგად, რომლებსაც გადააქვთ იონიზებული ჰაერი გეომაგნიტური ველის ძალწირების პერპენდიკულარულად. ამის შედეგად გენერირდება ელექტრული ველები, რომლებიც აღძრავს გარკვეული მიმართულების დენებს. დედამიწაზე რეგისტრირებული მზე-დღეღამური ვარიაციები ნებისმიერი კონკრეტული დღისათვის ასახავს მზის ზემოქმედების ეფექტებს, რომლებიც განსაზღვრავს ნეიტრალების იონიზაციასა და ქარების ძალას, თუმცა ეს უკანასკნელში ნაწილობრივ ატმოსფერული მოქცევებითაც განისაზღვრება.

გეომაგნიტური ველის ცვლილება ნებისმიერ მომენტში წარმოგვიდგება როგორც ველის ცვლილებების მსოფლიო განაწილება, რომელიც უფრო არსებითია მზით განათებულ ნახევარსფეროში და მაქსიმუმს მზის შუადღის დადგომამდე ერთი საათით ადრე აღწევს. ეს ვარიაცია შეიმჩნევა ყოველდღე ასეულ მაგნიტურ ობსერვატორიაში ჩაწერილ მაგნიტოგრამებზე, რომლებიც დედამიწის სხვადასხვა წერტილშია მიღებული. ობსერვატორიებში უწყვეტად რეგისტრირდება გეომაგნიტური ველის შემდეგი კომპონენტები: მაგნიტური ველის H დამაბულობის ჰორიზონტალური მდგენელი; D-მაგნიტური დახრილობა და მაგნიტური ველის დამაბულობის ვერტიკალური Z-მდგენელი.

გეომაგნიტურ ველს ახასიათებს მთვარისეულ-დღეღამური ან ე.წ. L ვარიაციებიც, რომლებიც განისაზღვრება მთვარისმიერი დროით (მზისეულ-დღეღამური ცვლილებების საწინააღმდეგოდ). მთვარისეული თვის ყოველი დღისათვის, ერთი ახალმთვარეობიდან მომდევნომდე პერიოდში, გაზომილი ეს ვარიაციები

განსხვავებულია ფორმით. მთვარისეულ-დღელამური ვარიაციის ამპლიტუდა ძალიან მცირეა. ასე რომ, მისი მაგნიტოგრამაზე აღმოჩენა ძნელია, გარდა მაგნიტური ეკვატორის გასწვრივ განლაგებულ სადგურებში ჩაწერილი მაგნიტოგრამებისა.

S_q ვარიაციათა მთელი რიგი თავისებურებები ჯერჯერობით აუხსნელია. დღეისათვის უცნობია რა უფრო მნიშვნელოვანია S_q ვარიაციებისათვის: მზისგან ატმოსფეროს გათბობა თუ ჰაერის მიმოქცევითი დინება.

დღეისათვის მთვარისეულ-დღელამური ვარიაციების ახსნისას უპირატესობა ენიჭება ე.წ. „დინამო-თეორიას“, რომელიც 1919 წელს ჩამოაყალიბა ჩეპმენმა. მთვარის მიმოქცევითი მოძრაობები უმთავრესად ნახევარდღელამური პერიოდისაა და ამიტომ ეს პარამეტრი საკმაოდ ზუსტად განისაზღვრება. ამ დროს შესაძლებელია მიმოქცევითი ეფექტების გამოცალკევება მზისაგან ატმოსფეროს გათბობის ეფექტებისაგან, რაც საშუალებას იძლევა S_q და L ცვლილებების თეორიების სრულყოფის თვალსაზრისით.

გარდა ამისა, გეომაგნიტური ველის ცვლილება შეიძლება გამოწვეული იყო ე.წ. მაგნიტური აღრევებით. ისინი შეადგენს გეომაგნიტური ველის ცვლილების იმ ნაწილს, რომელიც S_q და L შემფოთებების გამორიცხვის შედეგად მიიღება. მაღალი მაგნიტური აქტივობის პერიოდს მაგნიტური ქარიშხალი ეწოდება. ისინი საკმაოდ ხშირად გვხვდებიან, და ფორმირებას იწყებენ უეცრად თითქმის ერთსა და იმავე დროში. ამ დროს გამოწვეული მაგნიტური ველის ცვლილებები განპირობებულია ელექტრული დენების სისტემის წარმოქმნით.

მაგნიტური ქარიშხლების სხვადასხვა თეორიებს შორის ყველაზე სრულყოფილად ითვლება ჩეპმენ-ფერაროს [214] მიერ დამუშავებული თეორია. ის ეფუძნება ლინდემანის იდეას, რომლის თანახმადაც მზის აქტიური ზონები ან ანთებები გამოასხივებს ნაწილაკებს ან იონიზებული გაზის ნეიტრალურ ღრუბლებს. ეს ნაკადები მოძრაობს დედამიწის მიმართულებით და მის მაგნიტურ ველთან ურთიერთქმედებისას წარმოქმნის გეომაგნიტურ ეფექტებს, რომლებიც დედამიწაზე მაგნიტური ქარიშხლების სახით რეგისტრირდებიან. ამ თეორიაში ენერგიული

ნაწილაკების ნაწილი ჩაიჭირება რადიაციულ სარტყლებში და მოძრაობენ გეომაგნიტური მერიდიანების გასწვრივ. მათგან ნაწილაკების გარკვეული ნაწილი ინახება გეომაგნიტურ ველში, ხოლო ნაწილი გამოიტყორცნება პოლარულ ზონებში და ხელს უწყობს მაგნიტური აღრევებს ე.წ. **მაგნიტური ბუხტების** სახით, ან კიდევ დღელამურ ვარიაციებს, რომლებიც დინამოს პრინციპზეა დამყარებული.

გარდა მაგნიტური ბუხტებისა არსებობს მაგნიტური შემფოთებების სხვა ტიპებიც, მაგალითად ე.წ. გეომაგნიტური პულსაციები. პირველად ასეთი სახით პულსაციები დარეგისტრირდა **კიუს** ობსერვატორიაში 1895 წელს, ხოლო მათი ფართო კვლევები განხორციელდა გასული საუკუნის პირველ ნახევარში ვან ბემელმანის, ეშენგაგენისა და ტროიკაიას მიერ [215].

გასული საუკუნის მეორე ნახევრის მიწურულს საშუალო განედებზე ასეთი ტიპის პულსაციების შესწავლას შეუდგა ა.წერეთლის სახ. უნივერსიტეტი ვანის რაიონის სოფელ ყუმურში არსებულ ობსერვატორიაში, სადაც მიღებული იქნა ამ დიაპაზონში გეოელექტრომაგნიტური ველების ვარიაციების დამზერის უწყვეტი 10 წლიანი მასალა [216, 217].

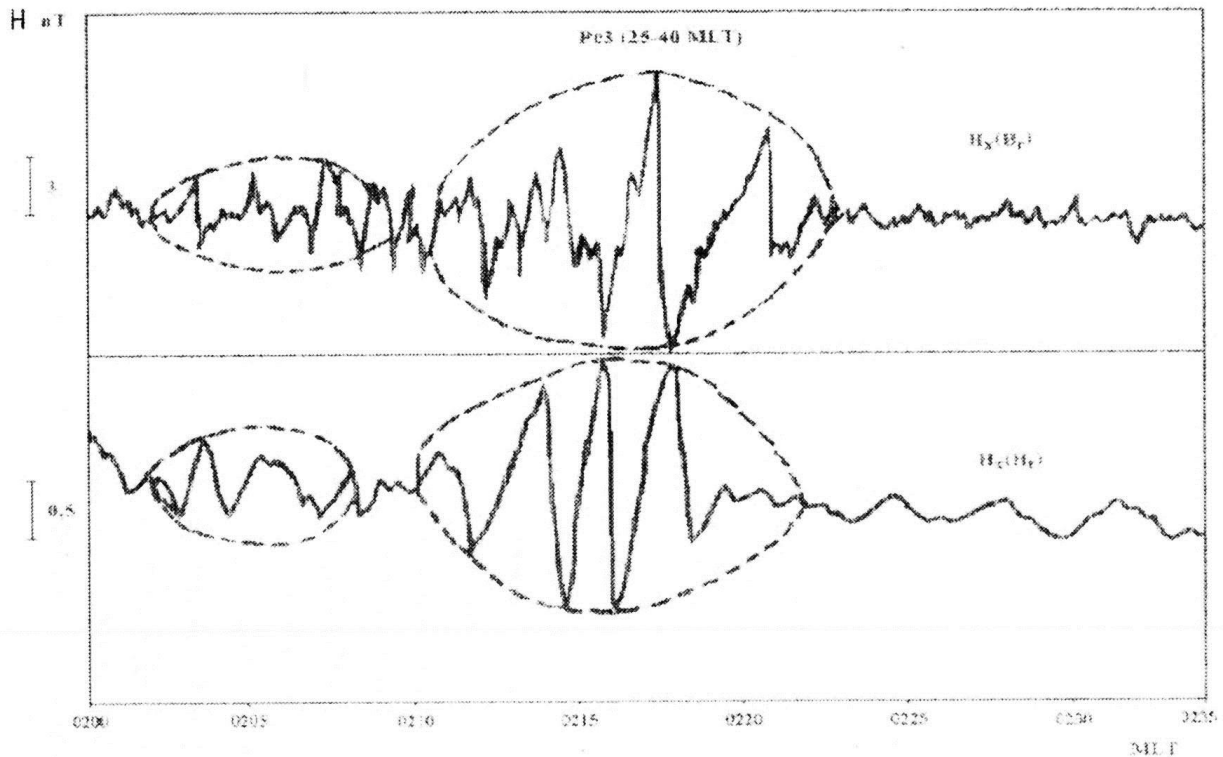
გეომაგნიტური (ე.წ. P_c) პულსაციების რეგისტრაცია მიმდინარეობდა $0,001 \div 10^3$ ც სიხშირეთა დიაპაზონში სპეციალური მაგნიტომეტრების გამოყენებით. ეს ხელსაწყოები ახდენდა გეომაგნიტური ველის სამი მდგენელის: აღმოსავლეთ-დასავლეთი (X_x), ჩრდილოეთ-სამხრეთი (H_y) და ვერტიკალური (H_z) მდგენელის რეგისტრაციას. ინფორმაციის მიღება ხდებოდა სამივე მიმართულებით დამონტაჟებული მაგნიტური გადამწოდების მეშვეობით. გადამწოდები წარმოადგენს იგივე სოლენოიდებს, რომლებიც შედგებოდა გულარზე დახვეული ორი გრაგნილისაგან. პირველად გრაგნილზე მიეწოდებოდა ძაბვა. მასში დენის გავლისას აღიძვრებოდა დროში უცვლელი და სივრცულად არაერთგვაროვანი მაგნიტური ველი. ის სოლენოიდში დენის გავლის დროს წარმოქმნილი მაგნიტური ველის მსგავსია. ასეთ მაგნიტურ ველთან მოქმედებდა გარეშე გეომაგნიტური ველი და იწყებდა მის ცვლილებას იმავე კანონით, რა კანონითაც იცვლებოდა გარეშე

ელექტრომაგნიტური ველი. სოლენოიდის ირგვლივ არსებული ცვლადი მაგნიტური ველი მეორად გრაგნილში აღძრავდა ინდუქციის ელექტრომომოძრავებელ ძალას (ემძ), რომლის გაძლიერება ხდებოდა გადამწოდზე დამაგრებული წინასწარი გამაძლიერებლის საშუალებით და ეკრანირებული კაბელით გადაეცემოდა მაგნიტომეტრს, რომლის შემდეგაც ის დამატებით ძლიერდებოდა ბუფერული გამაძლიერებლით და გადაეცემოდა თვითმწერს.

გეოელექტრული ველის ვერტიკალური E_z კომპონენტის რეგისტრაციისათვის გამოიყენებოდა ინდუქციური გადამწოდი. ის აგებული იყო ელექტროსტატიკური ინდუქციის პრინციპზე. ის წარმოადგენდა ვერტიკალურ მანქვალს, რომელიც მტკიცედ იყო ჩამაგრებული იზოლატორის საშუალებით მეტალური დისკის ცენტრში. მანქვალის ქვედა ბოლო შეერთებული იყო უშუალოდ მაღალმური გამაძლიერებლის შესასვლელთან, რომელსაც სიხშირეთა გასაზომ დიაპაზონში გააჩნდა შესასვლელი წინაღობის ტევადური ხასიათი. ეს აუცილებელი იყო იმისათვის, რომ დამაბულობის ფაზა გამაძლიერებლის შესასვლელზე დამთხვეოდა მოკლეპერიოდული რხევების ფაზას. აღნიშნული პირობის შესრულების დროს მაღალმური გამაძლიერებლის შესასვლელზე დამაბულობა დაკავშირებული იყო E_z -ის მოკლეპერიოდული რხევების დამაბულობასთან განსაზღვრული თანაფარდობით.

აპარატურის კალიბრება ხდებოდა მაგნიტურად მშვიდ პერიოდში, რათა გარეშე სიგნალს შემფოთება არ შეეტანა საკალიბრო სიგნალში და არ დაემახინჯებინა.

ამ აპარატურის მიერ 1994წ. რეგისტრირებული გეომაგნიტური პულსაციების ერთ-ერთი ვარიანტი წარმოდგენილია (3.1) სურათზე.



სურ.3.1. რეგისტრირებული გეომაგნიტური პულსაციები 1994 წლის 16-17 ივლისში.

გეომაგნიტურმა და სხვა სახის შემფოთებებმა (მაგ.სტრატოსფერული დათბობები, შიგა გრავიტაციული ტალღების გავლა და სხვ.) შეიძლება გამოიწვიოს სხვადასხვა ატმოსფერული ემისიის ინტენსივობის ვარიაცია.

გეომაგნიტური შემფოთებების დროს მაღალენერგიული ნაწილაკების შემოჭრა ხელს უწყობს პოლარულ ატმოსფეროში ნეიტრალების დისოციაციის გაძლიერებას და მისი პროდუქტების დაბალ განედებზე გავრცელებას, რომელიც მეზოსფეროში და თერმოსფეროში იწვევს ემისიების დამატებით აღზუნებას. მაღალი ატმოსფერული ფენების ემისიების ვარიაციის წყაროს წარმოადგენს მათში გავრცელებული შემფოთებები პლანეტარული ტიპის ხანგრძლივპერიოდიანი და შიგა გრავიტაციული ტიპის მოკლეპერიოდიანი ტალღების სახით. ამ შემფოთებათა ენერგია შეიძლება შედარდეს მზის ულტრაიისფერი რადიაციის შთანთქმის შედეგად ატმოსფეროს მაღალი ფენების მიერ მიღებულ ენერგიას.

დაბალ განედებზე ჰიდროქსილის, ატომური ჟანგბადის და ნატრიუმის გამოსხივებათა ინტენსივობის ზრდა ზოგიერთი გეომაგნიტური შემფოთების დროს უშუალოდ არ დაფიქსირებულა. კავშირის დამყარება შესაძლებელი გახდა მრავალწლიანი დაკვირვებითი მასალის სტატისტიკური დამუშავების შედეგად. ჰიდროქსილის ზოლების გამოსხივების ინტენსივობის ზრდა შეიმჩნეოდა გეომაგნიტური აღრევების სხვადასხვა პერიოდში. აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში მრავალწლიანი დაკვირვებების გამოყენებით ასეთი ანალიზი ჩატარდა პროფესორ **ნ. შეფოვის** მიერ [218], რომელმაც დაადასტურა აშკარა კორელაცია ჰიდროქსილის გამოსხივებასა და გეომაგნიტურ ქარიშხალს შორის.

ანალოგიური ვარიაციები, ატომური ჟანგბადი $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის გამოსხივების ინტენსივობისათვის მიღებულ იქნა ე.აშხაბადში მ.კორობეინიკოვასა და გ.ნასიროვის მიერ, რომლებმაც აჩვენა ამ ემისიის გაძლიერება გეომაგნიტური შემფოთებებიდან 3-4 დღე-ღამის შემდეგ.

ატომური ჟანგბადის მწვანე და წითელი ხაზების გამოსხივების გაძლიერებას ადგილი ჰქონდა 1994 წლის 16 ივლისს, როცა შუმეიკერ-ლევის კომეტის ნამსხვრევები შეეჯახა პლანეტა იუპიტერს. დაჯახებიდან დაახლოებით 2 საათის შემდეგ (02.10LT) უნივერსიტეტის ობსერვატორიაში დაფიქსირდა $P_c 3$ ხაზის გეომაგნიტური პულსაცია. უფრო მეტიც, ამ მომენტში დარეგისტრირებულ იქნა გეომაგნიტური ველის სამივე მდგენელის შესამჩნევი ზრდა ფონურ მნიშვნელობასთან შედარებით [219], რაც არსებითია ღამის მაგნიტოსფეროსათვის. ამ პერიოდში, როგორც აღინიშნა, აბასთუმნის ობსერვატორიაში დარეგისტრირდა $\lambda=5577\text{\AA}$ და $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზების ინტენსივობათა გარკვეული ვარიაციები (ამ საკითხს მოგვიანებით უფრო დაწვრილებით შევხებით).

დედამიწის ატმოსფეროს მაღალი ფენების შემადგენელი ჰიდროქსილის, ჟანგბადის, ნატრიუმისა და სხვა კომპონენტების გრძელპერიოდური არარეგულარული ვარიაციები შეიძლება დაკავშირებული იყოს ზამთრის პერიოდის სტრატოსფერული დათბობის მოვლენასთან [220].

ზამთრის სტრატოსფერული დათბობები ხასიათდება ატმოსფეროში მიმდინარე ზონალური და მერიდიანული ცირკულაციების მოულოდნელი ძლიერი შემფოთებებით. მათ აქვთ პლანეტარული ხასიათი, რომელთა შედეგადაც წარმოიშობა სტრატოსფეროს ანომალური გათბობა და ვერტიკალური ცირკულაცია. ასეთი დათბობებით გამოწვეული ჰიდროქსილის გამოსხივების ინტენსივობის ვარიაციები პირველად დაფიქსირდა ქ.ზვენიგოროდში (მოსკოვის მახლობლად) **ნ.შეფოვისა და ე.კროპოტკინის** მიერ [221,222]. კ.ფუკუიამამ, ზედა პროვანსში ჩატარებული დაკვირვებების ანალიზის შედეგად აღმოაჩინა, რომ სტრატოსფერული დათბობის შემდეგ ადგილი ჰქონდა ჟანგბადის, ნატრიუმისა და ჰიდროქსილის გამოსხივებათა ცვლილებებს. ანალოგიური შედეგები მიღებულ იქნა აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში 1957-1970 წწ. განხორციელებული დაკვირვებების შედეგად ლ.ფიშკოვას მიერ [220].

არარეგულარული ატმოსფერული ემისიების ინტენსივობათა მოკლეპერიოდიანი ვარიაციები შეიძლება გამოიწვიოს ქვედა ფენებიდან თერმოსფეროში და მეზოსფეროში გავრცელებულმა შიდა გრავიტაციული ტალღების ტიპის შემფოთებებმა. ჯერ კიდევ 1956 წ. **ვ. კრასოვსკიმ** ყურადღება მიაქცია იმ ფაქტს, რომ ატმოსფეროს ზედა ფენებში ადიაბატურ პროცესებთან დაკავშირებული პროცესები შეიძლება იყოს ღამის ატმოსფერული ემისიების მახასიათებელი პარამეტრების მოკლეპერიოდიანი რყევების გამომწვევი მიზეზი. მან აჩვენა, რომ ჰიდროქსილის ნათების ინტენსივობის ვარიაცია ღამის განმავლობაში შეიძლება დაუკავშირდეს შიდა გრავიტაციული ტალღების (შგტ) გავრცელებას. ასეთი ტალღების გენერაციის წყარო შეიძლება იყოს ჭავლური დინებების ზონები ტროპოპაუზის მახლობლობაში და ფრონტული და ციკლონური ზონები [223]. ამ დროს წარმოიქმნება სიმკვრივის განივი ტალღები, რომელთა პერიოდები რამდენიმე წუთიდან რამდენიმე ათეული წუთის დიაპაზონშია მოთავსებული. ისინი შეიძლება გავრცელდეს დიდ სიმაღლეებზე და მათი ამპლიტუდები სიმაღლის ზრდისას მატულობს სიმკვრივის შემცირების გამო.

შიგა გრავიტაციული ტალღების აღმოჩენის მოხერხებულ პარამეტრს წარმოადგენს ჰიდროქსილის გამოსხივების ბრუნვითი ტემპერატურა. მათი გავრცელების თანმხლები ადიაბატური პროცესები უპირველეს ყოვლისა ვლინდება $T_{\text{ზ.}}$ -ითის ვარიაციებში. ასეთი გამოკვლევები OH (5,2) ზოლისა და ნატრიუმის მაგალითზე ჩატარებული იქნა აბასთუმნის ობსერვატორიაში პროფ. თ. ტოროშელიძის მიერ [224]. უფრო რთულ შემთხვევებში, როცა რყევის არსებობა და მისი ხასიათი აშკარად არ ჩანს, მათი გამოცალკევება შეიძლება სტატიკური სპექტრული ანალიზის საფუძველზე და კერძოდ, ფურიეს კორელაციური ფუნქციების ანალიზისა და ფილტრაციის ცნობილი მეთოდების გამოყენებით.

ემისიური ხაზების ვარიაციებში შიგა გრავიტაციული ტალღების გამოვლინების პროცესი საკმაოდ რთულია. ამ შემთხვევაში შეიძლება ვისარგებლოთ სხვადასხვა სიმაღლეებზე ლოკალიზებული ორი-სამი ემისიის ერთდროული დაკვირვებით, როცა მათი აღზნების სიჩქარეები ერთნაირად არ არის დამოკიდებული გამომსხივარი ზონის დინამიკაზე და ტემპერატურაზე. მაგალითად, შეიძლება ვისარგებლოთ ჟანგბადისა ($\lambda=5577 \text{ \AA}$) და ჰიდროქსილის ემისიების ერთდროული დაკვირვებებით, რომლებისთვისაც ატმოსფერული მოქცევების შემთხვევაში დადასტურებულია, რომ ადიაბატური პროცესების გავლენისას მათი ინტენსივობები იცვლებიან საწინააღმდეგო ფაზებში. ეს მოვლენა შეიძლება გამოვიყენოთ შგტ-ს გავრცელების კრიტერიუმად, როცა OH-ისა და O-ს ემისიების ინტენსივობები იცვლებიან საწინააღმდეგო ფაზებში [230].

ჰიდროქსილის, ნატრიუმისა და ატომური ჟანგბადის ემისიების ინტენსივობების მოკლეპერიოდული რყევების ერთდროულმა დაკვირვებებმა აჩვენა, რომ მაშინ როცა $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიის რყევა ფაზით წინ უსწრებს OH-ის ემისიისას თითქმის ნახევარპერიოდით, Na-ის რყევა OH-ის თითქმის სინფაზურია. ყველაფერი ეს ქვემოდან ზემოთ განვითარებულ ფაზურ პროგრესიაზე მეტყველებს. ამ ემისიების მოკლეპერიოდული რყევების ამპლიტუდისა და ფაზის დამზერული ხასიათი

ადასტურებს ვარაუდს იმის შესახებ, რომ ეს რყევები მეტწილად განპირობებულია გამომსხვივარი ფენების დაბლა გენერირებული შეშფოთებებით.

3.3. ატმოსფერული ემისიების გენერაციის მექანიზმები ხელოვნური ელექტრონული და კუმულატიურ-ფეთქებადი ზემოქმედების პერიოდში

გასული საუკუნის ბოლო ათწლეულებში მახლობელი კოსმოსური სივრცის (მკს) და საერთოდ, ატმოსფეროს ზედა ფენების კვლევის მეთოდებისა და საშუალებების არსენალი მნიშვნელოვნად გაფართოვდა ე.წ. აქტიური მეთოდების, ანუ აქტიური კოსმოსური ექსპერიმენტების ხარჯზე. აქტიურ ექსპერიმენტებში იგულისხმება იმ მოვლენებისა და ეფექტების შესწავლა, რომლებიც მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში კონტროლირებადი ზემოქმედების შედეგად წარმოიქმნება [226, 227]. ამ ექსპერიმენტების კონცეპტუალურ საფუძველს წარმოადგენს იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროს გამოყენება ბუნებრივი ლაბორატორიის თვალსაზრისით, რომელშიდაც სხვადასხვა სივრცით-დროითი სირთულის ფიზიკური და ქიმიური პროცესების შესწავლა შეიძლება „სუფთა სახით“ მაგალითად, დანადგარებისა და გამზომი აპარატურის მიერ გენერირებული ხელშემშლელი სიგნალების გავლენის გარეშე.

კონტროლირებადი ზემოქმედებისას გარემოს შეშფოთების ხარისხის მიხედვით, აქტიური კოსმოსური ექსპერიმენტები იყოფა „ტრასირებად“ და „მოდულიფირებად“ ექსპერიმენტებად. ზოგადად, ამ ორ ტიპს შორის მკაფიო საზღვარი არ არსებობს, რამდენადაც აქტიური ზემოქმედების ხასიათის ყველა ექსპერიმენტში ხორციელდება კოსმოსური გარემოს შეშფოთება.

განხილულ ექსპერიმენტთა პირველ ტიპს მიეკუთვნება ხელოვნური ნეიტრალური და იონური ღრუბლების შექმნა, რომელთა მეშვეობითაც შეისწავლება იონოსფერული დიფუზიური პროცესები, მახლობელი კოსმოსური სივრცის დინამიკური პროცესები, ზედა ატმოსფეროს პლაზმური არამდგრადობებისა და ნათების მოვლენები, მზის ქარის მიერ მაგნიტოსფეროს გარსდენის ეფექტები და ფიზიკურ-ქიმიური პროცესები. ასეთი კლასის ექსპერიმენტებს მიეკუთვნება იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროს ზონდირება ელექტრონული კონებითა და იონიზებული ბარიუმის კუმულატიური ჭავლებით [228, 229].

„მოდულირებადი“ ტიპის აქტიურ კოსმოსურ ექსპერიმენტებს მიეკუთვნება ისეთი პროექტები, რომლებიც იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროს მდგომარეობის მიმართულებით და მნიშვნელოვან ცვლილებებს იწვევს. ასეთ ექსპერიმენტებს წარმოადგენს ხელოვნური პოლარული ნათების შექმნა ენერგიული ელექტრონების კონების საშუალებით, იონოსფერული შემფოთებების შესწავლა მაღალი სიხშირის მძლავრი რადიოტალღების ზემოქმედებისას და მიწისზედა და მიწისქვეშა აფეთქებების შედეგად გამოწვეული ატმოსფერული პროცესების გამოკვლევა [228,229,230,231].

მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში მიმდინარე პროცესების შესწავლისა და ატმოსფერული ზედა ფენების მახასიათებელი პარამეტრების განსაზღვრისათვის აქტიური ექსპერიმენტების გამოყენების ეფექტურობა დემონსტრირებულ იქნა ამერიკის შეერთებულ შტატებში, ყოფილ საბჭოთა კავშირში (მათ შორის საქართველოში), გერმანიაში და სხვა ქვეყნებში გასული საუკუნის 70-იანი წლებიდან განხორციელებულ პროექტებში [30, 226 ÷ 231, 232]. აქტიურ ექსპერიმენტებში მნიშვნელოვან როლს თამაშობს, არა მარტო იონოსფეროში და მაგნიტოსფეროში მიმდინარე პროცესების შესწავლა, არამედ მახლობელ კოსმოსურ სივრცეზე ანთროპოგენული ზემოქმედების მექანიზმების ბუნების გამოკვლევა. დღეისათვის დაგროვილია საკმაო მტკიცებულებები მახლობელ კოსმოსურ სივრცეზე ანთროპოგენური „დატვირთვის“ ზრდის შესახებ. ეს ვლინდება დედამიწის ოზონის

ფენის ანთროპოგენურ მოდიფიკაციაში, ხელოვნური წარმოშობის ნამსხვრევებისა და ნაწილაკების მიერ კოსმოსური სივრცის დაბინძურებაში, ზედა ატმოსფეროს ემისიური ხაზებისა და შემადგენელი კომპონენტების კონცენტრაციის ცვლილებაში, იონოსფეროს ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ინტენსივობის ვარიაციაში, ელექტრონული კონცენტრაციისა და პლაზმური არამდგრადობების წარმოქმნაში.

კვლევის პროგრამის განხორციელების ექსპერიმენტულ საფუძველს წარმოადგენდა MP-12, MP-20 და ერიდანის ტიპის რაკეტებზე და რამდენიმე თანამგზავრზე განხორციელებული აქტიური ექსპერიმენტის რამდენიმე სერია. ამ ექსპერიმენტებში ხელოვნურად მოდიფიცირებული იონოსფეროს (ხმი) მახასიათებელი პარამეტრების სივრცე-დროითი მნიშვნელოვანი ცვლილებები მათ აპარატულ-მეთოდურ უზრუნველყოფას უყენებდა მთელ რიგ სპეციფიკურ მოთხოვნას, რომელთაგან ძირითადი შემდეგში მდგომარეობს: შესასწავლი გარემოს კომპლექსური ლოკალური კონტაქტური გაზომვების დისტანციურ დაკვირვებებთან შესაბამისობის აუცილებლობა მახლობელ და შორეულ ადგილებზე ზონებში; მრავალპოზიციური გაზომვების უზრუნველყოფა როგორც უშუალო ზემოქმედების ზონებში, ისე შორეულში, რომლებშიც ხორციელდება შეშფოთების რელაქსაცია და გავრცელება; ხელოვნურად მოდიფიცირებული იონოსფეროს რეკომბინაციის მეთოდების შემუშავება კომპლექსურ გამოკვლევათა მონაცემების გამოყენებით; ექსპერიმენტულ გამოკვლევათა შედეგების ავტომატიზირებული დამუშავებისა და კომპლექსური ანალიზის უზრუნველყოფა.

აქტიურ ექსპერიმენტებში ხელოვნურად მოდიფიცირებული იონოსფეროს გამოკვლევისათვის, როცა ხორციელდებოდა გაზოდისპერსიული, პლაზმაწარმომქმნელი და პლაზმაჩამქრობი შენაერთების ინჟექცია გამოიყენებოდა პიროტექნიკური გენერატორები [230], რომელთა მეშვეობითაც ატმოსფეროს მაღალ ფენებში იქმნებოდა ნეიტრალური და იონური ღრუბლები. მაღალკონცენტრაციული პლაზმის შესაქმნელად დამუშავებულ იქნა პლაზმური გენერატორები და ენერგიული დამუხტული ნაწილაკების ინჟექტორები [238]. კონტაქტური გაზომვებისათვის

გამოიყენებოდა $5 \div 8$ ხელსაწყოთაგან (ექსპერიმენტის ხასიათიდან გამომდინარე) შემდგარი აპარატურული კომპლექსი, რომელიც იდგმებოდა მეტეოროლოგიური ან გეოფიზიკური რაკეტის ბორტზე. პლაზმოგენერატორიდან ან ელექტრონებისა და იონების ამჩქარებლებიდან გენერირებული ელექტრული ხელშემშლელი სიგნალების პირობებში საბორტო აპარატურას მათ მიმართ გააჩნდა მაღალი მედეგობა. ის ასევე იყო ფუნქციონარიანი მაღალი ვაკუუმისა და რაკეტის მახლობელი მაღალი კონცენტრაციის პლაზმის არსებობის შემთხვევებშიც.

აქტიურ მართვად კოსმოსურ ექსპერიმენტებში ატმოსფეროს მაღალი ფენების ემისიების ინტენსივობათა გაზომვისათვის განსაკუთრებით მნიშვნელოვანია ოპტიკური და ფოტომეტრული გაზომვები. ამ ექსპერიმენტების განხორციელების დაწყების მომენტისათვის ხელოვნური პოლარული ნათების ან ბინდის, ღამისა და დღის გამოსხივების ფოტომეტრების გამოყენებით არსებული კვლევის მეთოდიკა ზოგიერთი მოდიფიკაციის შემდეგ შეიძლებოდა გამოგვეყენებინა ხელოვნურად მოდიფიცირებულ იონოსფეროში მიმდინარე ფიზიკური პროცესების კვლევისათვის. მაგრამ მოცემულ შემთხვევაში ფოტომეტრებს წაყენებული ჰქონდათ დამატებითი მოთხოვნები: კერძოდ, სუსტი ინტენსივობის სპექტრული ხაზის გამოყოფის შესაძლებლობა ინტენსიური ფონური გამოსხივების ფონზე; ე.ი. მაღალი გარჩევისუნარიანობა მაღალი მგრძნობიარობის დროს. გარდა ამისა, ფოტომეტრებს უნდა ჰქონოდა მაღალი მგრძნობიარობა, სწრაფმოქმედება და პარაზიტული სიგნალებისადმი მედეგობა.

აქტიური ექსპერიმენტების ჩატარების დროს, რომლებიც ძირითადად ხორციელდებოდა მეტეოროლოგიურ და გეოფიზიკურ რაკეტებზე, შემუშავებული იქნა მათი განხორციელების რამდენიმე მეთოდური ვარიანტი. შეშფოთებული იონოსფეროსა და მაგნიტოსფეროს პარამეტრების ლოკალური სივრცითი გაზომვები პირველ ვარიანტში ხორციელდებოდა შეშფოთების წყაროების-პიროტექნიკური გენერატორების ან პლაზმური გენერატორების რაკეტისაგან განშორება წინა მხარეს,

ე.ი. მოძრაობის მიმართულებით. მოცემული მანძილის გავლის შემდეგ ირთვებოდა ამაჩქარებელი და ფუნქციონირებას იწყებდა გენერატორი.

მეთოდის მეორე ვარიანტში რაკეტის წინა მხარეს, მისი მოძრაობის მიმართულებით ხორციელდებოდა დამატებითი დიაგნოსტიკური ბლოკის განშორება, რომელიც აღჭურვილი იყო ტელემეტრიული სისტემით, ხოლო შემფოთების წყარო იმყოფებოდა რაკეტის ბორტზე ტელემეტრიის სხვა სისტემასთან ერთად. ამ დროს მიმდინარეობდა შემფოთებული გარემოს პარამეტრების გაზომვა ორ წერტილში-უშუალოდ ზემოქმედების ზონაში და მისგან სხვადასხვა მანძილებზე.

მესამე ვარიანტში ზემოქმედების წყაროს მომცველი რაკეტიდან ხდებოდა ავტომატური ტელემეტრიული სისტემების მქონე დიაგნოსტიკური მოდულის გამოყოფა: ერთი მოძრაობის მიმართულებით და მეორე მის პერპენდიკულარულად და ერთმანეთის საწინააღმდეგოდ. ამ შემთხვევაში ხორციელდებოდა ოთხპოზიციური დიაგნოსტიკური სქემა, რომელიც უზრუნველყოფდა ხელოვნური ზემოქმედების ზონის სივრცით დიაგნოსტიკას.

გამოკვლევათა ძირითადი მიზანი მდგომარეობდა ხელოვნურად მოდიფიცირებული იონოსფეროს თეორიული საფუძვლების შექმნაში და ექსპერიმენტული მონაცემების მიღებაში: კერძოდ, ხორციელდებოდა იონოსფეროში მოდიფიცირებული ტიპის აქტიური ექსპერიმენტების მეთოდის შემუშავება და მათი მეშვეობით ტრიგერული ტიპის მოვლენებისა და პროცესების შექმნა; სხვადასხვა ტიპის ანთროპოგენური ზემოქმედებისას იონოსფერული შემფოთებების თავისებურებების შესახებ მონაცემების მიღება; იონოსფეროში ხელოვნურ წარმონაქმნთა გამოყენება არაერთგვაროვან იონოსფერულ პლაზმაში, რადიოტალღების გავრცელებისას წარმოქმნილი პროცესების შესასწავლად; ხელოვნური ზემოქმედების პირობებში გაძლიერებული ატმოსფერული ემისიების ინტენსივობათა ცვლილების კანონზომიერებების გამოსაკვლევა; შესაბამისი აპარატურისა და მეთოდის შექმნა ატმოსფეროს მაღალ ფენებზე ანთროპოგენური ზემოქმედების კონტროლის მიზნით.

ამ მიზნის მიღწევა შესაძლებელი გახდა ისეთი, ერთმანეთთან დაკავშირებული ამოცანის გადაჭრის შემდეგ, როგორცაა: ხელოვნურად მოდიფიცირებული იონოსფეროს თეორიული საფუძვლებისა და რიცხვითი მოდელების დამუშავება; შემფოთებული ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსაკვლევი საბორტო და მიწიერი კომპლექსის შექმნა და ექსპერიმენტული მონაცემების დამუშავება; დედამიწის სხვადასხვა განედებზე კოსმოსურ საფრენოსნო აპარატებზე აქტიური ექსპერიმენტების სერიის განხორციელება; მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში, რაკეტულ-კოსმოსური ტექნიკის გაშვებასთან დაკავშირებული ანთროპოგენური ზემოქმედებების შედეგად გენერირებული წარმონაქმნებისა და მოვლენების დაკვირვება; გამოკვლევათა შედეგების კომპლექსური ანალიზი და კოსმოსური სივრცის ათვისების პერსპექტიული მიმართულებების რეკომენდაციების მომზადება[234, 235].

გამოკვლევათა კომპლექსური პროგრამა სრულდებოდა ყოფილი საბჭოთა კავშირის, საფრანგეთის, გერმანიის, პოლონეთის, ამერიკის შეერთებული შტატების, ჩეხოსლოვაკიის, ავსტრიისა და სხვა მოწინავე ქვეყნების ფართო კოოპერაციის მეშვეობით. სხვადასხვა ეტაპზე პროგრამაში მონაწილეობდნენ აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის, ქუთაისის ტექნიკური უნივერსიტეტის (ახლა ა.წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტი) და კიბერნეტიკის ინსტიტუტის თანამშრომლები.

ერთი სადისერტაციო ნაშრომის ჩარჩოებში შეუძლებელია ჩატარებული ექსპერიმენტების ყველა სამეცნიერო შედეგის მოთავსება. ამიტომ ქვემოთ წარმოვადგენთ აქტიურ ექსპერიმენტებში მიღებულ მხოლოდ ფოტომეტრული გაზომვების შედეგებს, რომელთა მიღებაში მონაწილეობდა და ზოგჯერ იყო პასუხისმგებელი ამ დისერტაციის სამეცნიერო ხელმძღვანელი.

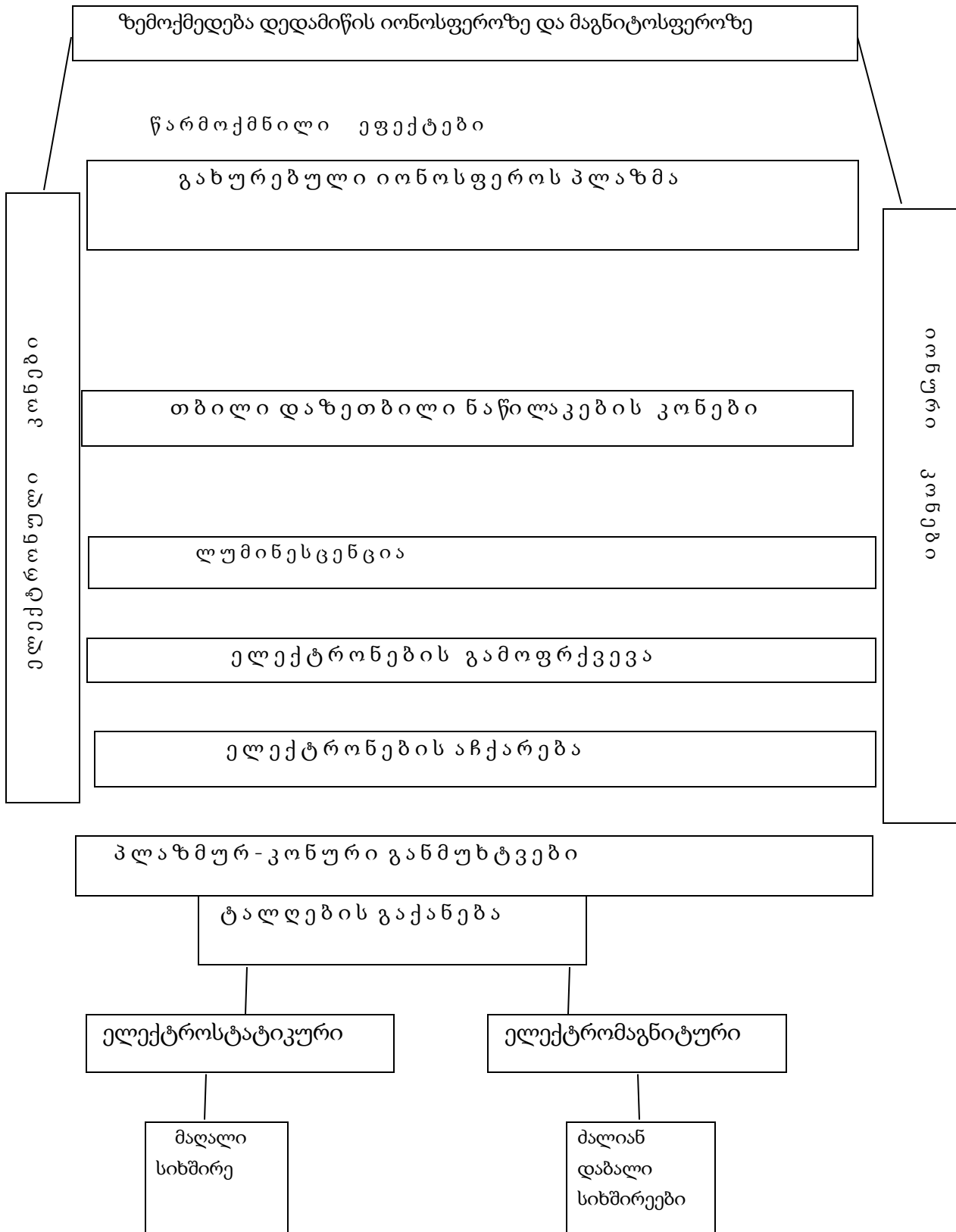
3.4.1. ძირითადი ფოტომეტრიული შედეგები და მათი ანალიზი.

3.4.1.1. ელექტრონებისა და იონების ინჟექციის შედეგად მიღებული ფოტომეტრიული შედეგები

რაკეტის ბორტიდან ინჟექტირებული ელექტრონული და იონური კონების მიერ იონოსფერულ პლაზმაში შექმნილია ძირითად ეფექტებში არსებული განსხვავება და მსგავსება ცხადად ჩანს 3.2. სურათიდან. ამიტომ ნათელია, რომ გარემოს ხელოვნური შემწვითების ეს ორი ტიპი განვიხილოთ ცალ-ცალკე.

იონოსფეროში და მაგნიტოსფეროში ელექტრონული კონების ინჟექცია ფართოდ გამოიყენება მახლობელი კოსმოსური სივრცის ფიზიკის მთელი რიგი პრობლემების გადასაჭრელად. ისინი საშუალებას იძლევიან: 1. განისაზღვროს მაგნიტური ძალწირის კონფიგურაცია, მისი სიგრძე და ადგილმდებარეობა; 2. განისაზღვროს ელექტრომაგნიტური ველის სიდიდე; 3. შესწავლილ იქნას ატმოსფეროში გამოფრქვევის პროცესი (ხელოვნური ნათება, ენერჯის დისიპაცია); 4. გამოკვლეულ იქნას კოსმოსურ პლაზმაში ელექტრონთა კონის გავლისას წარმოქმნილი ეფექტები, თვით კონის სტრუქტურის შესაძლო არამდგრადობის ეფექტების ჩათვლით.

5. შესწავლილ იქნას ელექტრომაგნიტური გამოსხივების, კერძოდ კი სხვადასხვაატმოსფერული ემისიების გენერაციის პროცესები.



სურათი.3.2. იონოსფეროში და მაგნიტოსფეროში რაკეტის ბორტიდან დამუხტული ნაწილაკების კონების ინჟექციის შედეგად შექმნილი ძირითადი ეფექტები.

პროცესები, რომელნიც ხდება ელექტრონული კონების ინჟექციისას დედამიწის მახლობელ კოსმოსურ სივრცეში, ძალიან რთულია. მთავარ როლს, როგორც ექსპერიმენტის დაგეგმვაში, ისე მიღებული შედეგების ინტერპრეტაციაში, თამაშობს ელექტრონული კონების გარემოსთან ურთიერთქმედების მექანიზმის განსაზღვრა. თუ კონების ურთიერთქმედება გარემოსთან კლასიკური გაგებით, დრეკადი დაჯახების გაზნვის გათვალისწინებით, იონიზებას უკეთებს და აღაზნებს ნეიტრალურ კომპონენტებს, მაშინ ამ შემთხვევაში შეიძლება კონების გამოყენება მაგნიტური ძალწირების კონფიგურაციისა და ჩაკეტილობის განსაზღვრისათვის. ასეთი ამოცანა წყდებოდა „ექოსა“ და „არაქსის“ [223,235,234] პროგრამების ფარგლებში. ე.წ. კონურ-პლაზმური განმუხტვის (კპგ) [235,241] გავრცელების შემთხვევაში, არსებითად იცვლება, დასაკვირვებელი ეფექტების (იონიზებული, ოპტიკური, ტალღური და სხვა) როგორც ხასიათი, ისე სიდიდე. კპგ მოვლენა დაიკვირვა მრავალ ექსპერიმენტებში („ზარნიცა-2“, „პოლარ-5“, „სტერეოტოპი“, „ელექტრონი-2“ და სხვა., მაგრამ არ იყო „ექო“-ს ექსპერიმენტის სერიაში.

თანახმად [235,241] შრომებისა კპგ აღზნების მექანიზმი შემდეგში მდგომარეობს: მძლავრი ელექტრონული კონის სუსტად იონიზებულ პლაზმასთან ურთიერთქმედებისას გენერირდება ინტენსიური პლაზმური რხევები. ამ რხევების ველში ხორციელდება პლაზმის სითბური ელექტრონების გათბობა ძირითადი იონოსფერული კომპონენტების ენერგიამდე. ენერგიული ელექტრონების ნეიტრალეზთან შეჯახებისას წარმოიქმნება მეორადი ელექტრონები. ამ შემთხვევაში თუ ნეიტრალთა კონცენტრაცია საკმაოდ მაღალია, შეიძლება განვითარდეს ზვავისებური პროცესი, რომელის გამოიწვევს პლაზმის კონცენტრაციის მკვეთრ ზრდასა და მთელი რიგი ატმოსფერული ემისიის ინტენსივობათა მნიშვნელოვან გადიდებას [30].

ელექტრონული კონების ინჟექციისას ძირითადად დაიკვირვება ნათების ორი ზონა: რაკეტის მახლობელი ნათება და ხელოვნური პოლარული ნათება. ზოგჯერ, მაგალითად, „ზარნიცა-2“ ექსპერიმენტში, დარეგისტრირდა ნათების მესამე ზონა, ე.წ.

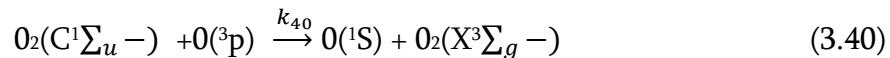
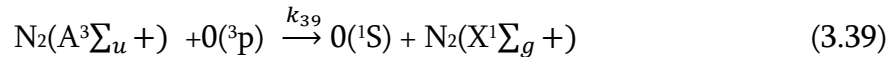
კუდი, რომლის სიგრძე მაგნიტური ველის გასწვრივ 10 ± 2 კმ სიგრძის იყო. კუდის წარმოქმნისა და მისი სიგრძის განმსაზღვრელი ფომები კონტროლირდებოდა ინჟექციის პიტჩ-კუთხით.

აქტიურ ექსპერიმენტებში, რაკეტის მახლობელი ზონის ოპტიკური ეფექტების შესახებ მიღებული ძირითადი მონაცემები დარეგისტრირებული მოვლენების მიხედვით, დადასტურებული იქნა პლაზმურ-კონური განმუხტვის განვითარების ფაქტი.

ექსპერიმენტ „ზარნიცა-2“-ის მონაცემებით რაკეტის მახლობელი არის ნათების ფორმა ახლოს იყო ცილინდრთან, რომელიც გაწელილი იყო გეომაგნიტური ველის გასწვრივ და ~ 10 მ სიგანისა და ~ 250 მ სიგრძის ზოლში. რაკეტის მახლობელი ზონის ნათებას გააჩნდა უწყვეტი სპექტრი $h = 115 \div 155$ კმ სიმაღლეთა დიაპაზონში, თუმცა ნეიტრალური გაზის სიმკვრივე ამ დროს იცვლებოდა დაახლოებით ოცჯერ. კოლექტიური პლაზმურ-კონური განმუხტვით განპირობებული ანალოგიური თავისებურება დაფიქსირებულ იქნა ექსპერიმენტებში „პოლარ-5“ და „იქსიდ სპექტრალი“. პირველში $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის ნათების ინტენსივობის გაზომვით დადასტურდა, რომ ის დამოკიდებულია N_2 -ის კონცენტრაციაზე $150 \div 220$ კმ სიმაღლეთა დიაპაზონში და ექსპონენციალურად იზრდებოდა სიმაღლის შემცირებისას ($h < 130$ კმ). ამ ხაზის გამოსხივების ინტენსივობის ზრდა შეიმჩნეოდა მხოლოდ ინჟექციის დროს. პლაზმურ-კონური განმუხტვით გამოწვეული გამოსხივების სრული ინტენსივობა დაახლოებით 25-ჯერ მეტია, ვიდრე პირველადი ელექტრონების ნეიტრალეზთან შეჯახების დროს.

ანალოგიური აქტიური ექსპერიმენტი „სტერეოტოპი“, რომელიც განხორციელდა კაპუსტინიარის პოლიგონზე, გასული საუკუნის მეოთხე მეოთხედში, მოიცავდა ენერგიული ელექტრონების იონოსფეროში ინჟექციას სპეციალური ელექტრონული ზარბაზნის მეშვეობით. ამ ექსპერიმენტში საბორტო ფოტომეტრით „ფოტოზავრი“ იზომებოდა ატომური ჟანგბადის $\lambda = 5577 \text{ \AA}$ ტალღის სიგრძის სპექტრული ხაზისა და მისი მახლობელი უბნის ნათებათა ინტენსივობები. დარეგისტრირებულ იქნა,

ელექტრონების ინჟექციასთან კორელირებული რაკეტის მახლობელ ზონაში და უშუალო ზემოქმედების ფარგლებს გარეთ გენერირებული ნათების ინტენსივობის გაძლიერების რამდენიმე შემთხვევა. ამ დროს აღმოჩენილი აღზნებული ზონის ზომა რამდენიმე ათეულჯერ მეტი იყო ლარმორის რადიუსზე და დაახლოებით შეადგენდა 500 მეტრს. ასეთი აღზნებული ზონა განპირობებული იყო დადებითად დამუხტული რაკეტის კორპუსის ნეიტრალიზაციის პროცესში რაკეტის პოტენციალის სიდიდემდე, კორპუსიდან აჩქარებული სხვადასხვა იონების იონოსფეროს ნეიტრალეზთან ურთიერთქმედების შედეგად წარმოქმნილი $O(^1S)$, $N_2(A^3 \Sigma_u +)$, $O_2(C^1 \Sigma_u -)$, და O_2^+ მდგომარეობებით:



ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ხაზისა და მახლობელი უბნის გამოსხივებათა ინტენსივობები იზრდებოდნენ ინჟექციის პროცესში და მაქსიმუმებს ($\sim 7 \cdot 10^2$ და $5 \cdot 10^3$ რელი) აღწევდნენ შესაბამისად $\sim 0,6$ წმ-ისა და $\sim 0,15$ წმ-ის შემდეგ, ინჟექციის დაწყებიდან. ეს ინტენსივობები დაიკვირვებოდა ელექტრონების ინჟექციის დაწყებიდან შესაბამისად $\sim 0,6$ წმ-ისა და $\sim 0,13$ წმ-ის განმავლობაში.

რეგისტრირებული სპექტრული ხაზის ნათების ინტენსივობის თანდათანობითი ზრდისა და კლების პროცესები, ელექტრონული ინჟექციისა და მისი შეწყვეტის შემდეგ, აიხსნება $O(^1S)$, O_2^+ , $N_2(A^3 \Sigma_u +)$ და $O_2(C^1 \Sigma_u -)$, მდგომარეობების ენერჯის დაგროვებისა და მისი მდორე კლების შედეგად მიმდინარე მოვლენებით.

ამ პროცესების ასახსნელად შედგენილ იქნა შესაბამისი უწყვეტობის დიფერენციალური განტოლებები [30]

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d[N_2(A^3 \sum_u +)]}{dt} &= V_1[N_2][e] - \{K_1^1[0] + K_2^1[0_2] + A_{\lambda_1}\} [N_2(A^3 \sum_u +)] & (3.41) \\ \frac{d[0(1_s)]^*}{dt} &= V_2 [N_2(A^3 \sum_u +)] [0(3_P)] - \{K_3^1[0] + K_4[0_2] + A_{\lambda_4}\} [0(1_s)]^* & (3.42) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d[0_2(C^1 \sum_u -)]}{dt} &= V_3[0_2][e] - \{K_5^1[0] + K_6^1[N_2] + A_{\lambda_5}\} [0_2(C^1 \sum_u -)] & (3.43) \\ \frac{d[0(1_s)]^{***}}{dt} &= V_4 [0_2(C^1 \sum_u -)] [0(3_P)] - \{K_3^1[0] + K_4^1[0_2] + A_{\lambda_4}\} [0(1_s)]^{**} & (3.44) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d[0_2^+]}{dt} &= V_5 [0_2][e] + \{K_7^1[e] + K_8^1[N_2] + K_9^1[N_2] + K_{10}^1[N_0]\} [0_2^+] & (3.45) \\ \frac{d[0(1_s)]^{***}}{dt} &= V_4 [0_2^+][e] - \{K_3^1[0] + K_4^1[0_2] + A_{\lambda_4}\} \cdot [0(1_s)]^{***} & (3.46) \end{aligned} \right.$$

$$\frac{d[0(1_s)]^{****}}{dt} = V_7[0][e] - \{K_3^1[0] + K_4^1[0_2] + A_{\lambda_4}\} \cdot [0(1_s)]^{****} \quad (3.47)$$

$$\frac{d[0(1_s)]^{*****}}{dt} = V_8[0][i] - \{K_3^1[0] + K_4^1[0_2] + A_{\lambda_4}\} \cdot [0(1_s)]^{*****} \quad (3.48)$$

ანალოგიური განტოლებები დაიწერება სიგნალის უკანა ფრონტისათვის, ოღონდ იმ განსხვავებით, რომ ამ შემთხვევაში არ წარმოებს ადგენილი მდგომარეობის წარმოქმნა.

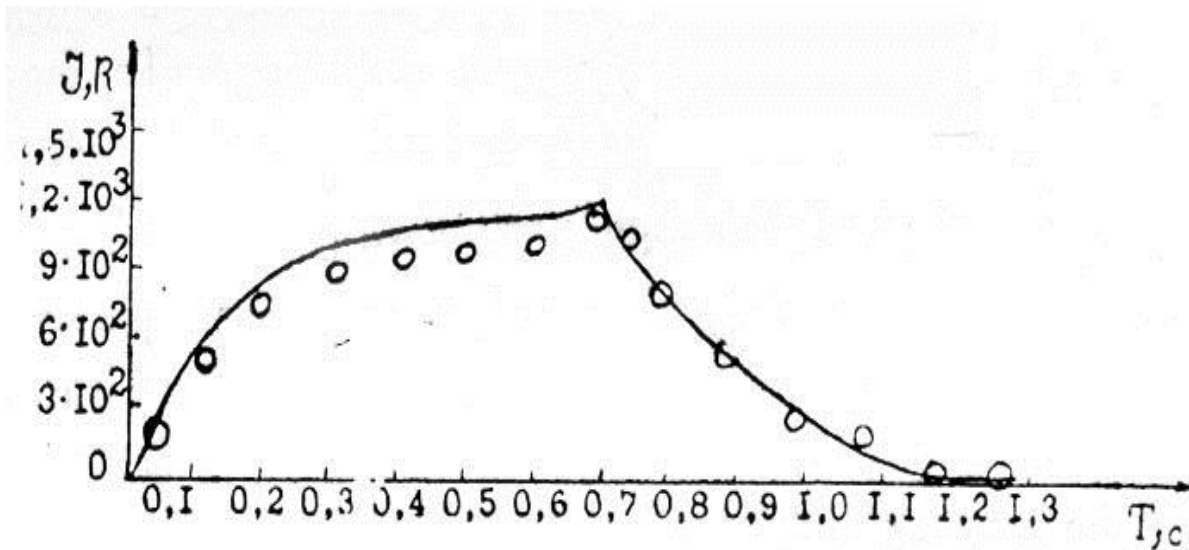
ამ განტოლებათა ამოხსნის შემდეგ მივიღებთ, რომ ატომური ჟანგბადის ჯამური კონცენტრაცია ექსპერიმენტში განხილულ სიმაღლეებზე ტოლი იქნება

$$[O(^1S)]_{H>100\text{კმ}} = 0,5[O(^1S)]^* + 0,28[O(^1S)]^{**} + 0,15[O(^1S)]^{***} + 0,05[O(^1S)]^{****} + 0,002[O(^1S)]^{*****} \quad (3.49)$$

$$[O(^1S)]_{H<100\text{კმ}} = 0,55[O(^1S)]^* + 0,2[O(^1S)]^{**} + 0,18[O(^1S)]^{***} + 0,02[O(^1S)]^{****} + 0,025[O(^1S)]^{*****} \quad (3.50)$$

თუ გამოვიყენებთ შესაბამის დიფერენციალურ განტოლებებს და სტანდარტულ ატმოსფერულ მოდელებს, შეგვიძლია გამოვთვალოთ ატომური ჟანგბადის $O(^1S)$

აღზნებული მდგომარეობის კონცენტრაციის ცვლილების მნიშვნელობები, როგორც ელექტრონული კონის ინჟექციის მომენტში, ასევე მისი შეწყვეტის შემდეგ. ასეთი გამოთვლები ჩატარდა ელექტრონულ გამომთვლელ მანქანებზე, შედგენილ იქნა შესაბამისი პროგრამები, აგებულ იქნა შესაბამისი მრუდები, ისინი შედარებულ იქნა შესაბამის ტელემეტრიულ ჩანაწერს (იხ. სურათი 3.3). როგორც სურათიდან ჩანს,



სურათი 3.3. ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის ნათების ინტენსიურობის ექსპერიმენტული გათვლითი მრუდები.

შემუშავებული მოდელის თანახმად აგებული მრუდები და ექსპერიმენტული მონაცემები კარგად შეესაბამებიან ერთმანეთს.

ჩატარებულ ექსპერიმენტში ფოტომეტრიული გაზომვების შედეგების მიხედვით შესწავლილ იქნა ემისიური ხაზისა და მისი მახლობელი უბნის გამოსხივებათა

ინტენსიურობების ცვლილების პროცესები, როგორც ვერტიკალური განაწილების მიხედვით, ისე ელექტრონული ზემოქმედების პერიოდში $h=90\pm 105$ კმ სიმაღლეებზე ნათების ინტენსივობის შემცირება $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე, რაკეტის თავისი ღერძის გარშემო ბრუნვის დროს განპირობებულია პლაზმურ-კონური განმუხტვის პროცესებითა და $O(^1S)$ მდგომარეობის ქრობის, დამატებითი კომპონენტების - ატომური ჟანგბადისა და აზოტის ჟანგის წარმოქმნით.

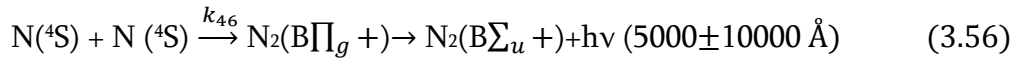
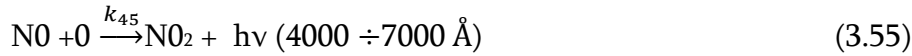
103 კმ-ზე მეტი სიმაღლეებისათვის $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიური ხაზის ნათების ინტენსივობის პროფილი, ძირითადად განისაზღვრება (3.39) და (3.40) პროცესებით, ხოლო ამ სიმაღლეებზე დაბლა (3.37), (3.38) და (3.40) მექანიზმებით. ინტენსივობის კლება განპირობებულია $O(^1S)$, $N_2(A^3 \Sigma_u +)$ და $O_2(C^1 \Sigma_u -)$ მდგომარეობათა დეზაქტივაციით ატომური და მოლეკულური ჟანგბადით.

სპექტრული ხაზის მახლობლობაში უწყვეტი ნათების ინტენსივობის ზრდა გამოწვეულია ნახშირორჟანგის მოლეკულების წარმოშობა-აღზნებით, რეკომბინაციული გამოსხივებით (იონების მიერ ელექტრონების ჩაჭერის შემდეგ) და მამუხრუჭებელი გამოსხივებით (ელექტრონების ელექტრონებთან დაიონებთან ურთიერთქმედებით). ამ გამოსხივების ინტენსივობის ნახტომისებური ზრდა ~ 110 კმ სიმაღლეზე შეიძლება აიხსნას პლაზმურ-კონური განმუხტვის წარმოშობით, რომელიც სიმაღლის კლებისას ძლიერდებოდა და ~ 98 კმ სიმაღლეზე ხორციელდებოდა მაქსიმალური ეფექტურობით, სადაც დაიკვირვებოდა. ამ ნათების ყველაზე ძლიერი ინტენსივობა [127].

„აელიტას“ ტიპის ექსპერიმენტებში იონოსფეროში ლითიუმის პლაზმის ინჟექციისას საბორტო ფოტომეტრის მეშვეობით მიღებულ იქნა ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ და ნეიტრალური ლითიუმის $\lambda=6708\text{\AA}$ ემისიებისა და მათი მიმდებარე უბნების უწყვეტ გამოსხივებათა ინტენსივობების ვერტიკალური პროფილები [134].

გამოსხივების წარმოშობის მექანიზმები $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძისათვის და მისი მახლობელი უბნის კონტინუუმისათვის წარმოდგენილია შემდეგი სახით [134,135]





ექსპერიმენტში დარეგისტრირებულ იქნა მახლობელი ანიზოტროპული აღზნებული ზონა, რომლის ზომა იცვლებოდა სიმაღლის მიხედვით და საშუალოდ შეადგენდა ~ 100მ-ს. ასეთი ზონის წარმოქმნა აიხსნება ამქარებლის მეშვეობით ინჟექტირებული ელექტრონებითა და იონებით, ხოლო მისი არაერთგვაროვნება გამოწვეულია დიაგნოსტიკური აპარატურისა და ლითიუმის პლაზმის ინჟექტორის ურთიერთგანცალკევებით.

ამ ექსპერიმენტებში ასევე დაფიქსირებულ იქნა ნეიტრალური ლითიუმის ნათება $\lambda=6708\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე და მისი მახლობელი უბნის კონტინუუმი 80 ÷ 150 კმ სიმაღლეებზე. აიგო ამ ნათებათა ინტენსივობების ვერტიკალური განაწილების მრუდები. დაფიქსირდა გამოსხივების ინტენსივობის ვარიაცია რაკეტის გასწვრივი ღერძის ირგვლივ ბრუნვის დროს.

ჩატარებული ექსპერიმენტების პირობებში $\lambda=6708\text{\AA}$ ხაზის ნათება, გარდა პირდაპირი და გაბნეული მზის რადიაციისა, განპირობებულია შემდეგი პლაზმური-ქიმიური პროცესებით:



სპექტრული ხაზის მახლობელი უბნის უწყვეტი ნათება, გარდა (3.54) და (3.55) პროცესებისა შეიძლება წარმოიშვას ე.წ. შაპიუს ზოლებით, რომელიც აღგზნება შემდეგი პროცესის საფუძველზე:



და აღგზნებული მოლეკულური აზოტის $N_2 I Pa(5,2)$ -ის უწყვეტი გამოსხივებით.

ლითიუმის გამოსხივების $\lambda=6708\text{\AA}$ ხაზისა და მისი მიმდებარე უბნის გამოსხივების ინტენსივობათა ვერტიკალური განაწილების კანონზომიერებები, განისაზღვრება (3.57)÷(3.63) პროცესების ერთობლივი მიმდინარეობით.

3.4.1.2. ქიმიურად აქტიური ნივთიერებების ინჟექცია

დედამიწის იონოსფეროში პლაზმის წარმომქმნელი კომპონენტების შეფრქვევა ხორციელდება რამდენიმე გზით: პიროტექნიკური (წერტილოვანი აფეთქება), კუმულაციური ინჟექციითა და რადიალური ინჟექციით [237]. ხელოვნური პლაზმური წარმონაქმნების მრავალწლიანმა გამოკვლევებმა აჩვენეს, რომ ყველაზე ეფექტურია ისეთი მეტალები, როგორცაა ბარიუმი, ცეზიუმი, ნატრიუმი და სტრონციუმი.

განსაკუთრებული ფორმის მუხტების აფეთქებისას წარმოიქმნება კუმულაციური ეფექტი. ის დაკავშირებულია დეტონაციის პროდუქტთა მნიშვნელოვან შემკვრივებასთან, მათში წნევის ზრდასთან და ასევე დეტონაციის გაფრქვეულ პროდუქტებში ენერგიის სიმკვრივის მნიშვნელოვან ზრდასთან. ბარიუმის ფეთქებადი ინჟექცია ყველაზე ხშირად ხორციელდებოდა მიმართული ღერძული კუმულიაციის საშუალებით. ამ შემთხვევაში ნეიტრალური ბარიუმის ფეთქებადი ინჟექცია ყველაზე ხშირად ხორციელდებოდა მიმართული ღერძული კუმულიაციის საშუალებით. ამ შემთხვევაში ნეიტრალური ბარიუმის ატომების ორთქლს გააჩნდა 12-15 კმ/წმ-ის ტოლი სიჩქარე. ბარიუმის ყველაზე სწრაფი ატომების ფოტოიონიზაციის შედეგად წარმოქმნილმა იონებმა შეიძლება მიაღწიოს დიდ სიმაღლეებს. ბარიუმის ჭავლის გეომაგნიტური ველის ძალწირების გასწვრივ კუმულაციური ინჟექციის მეთოდების

გამოყენებით ხორციელდებოდა ძალწირთა ტოპოლოგიისა და შეუღლებულ წერტილებში არსებული ელექტრომაგნიტური ველების გამოკვლევა.

ყოფილ საბჭოთა კავშირში, ექსპერიმენტები ბარიუმის კუმულაციური ინჟექციით ~170 კმ სიმაღლეზე ჩატარდა კაპუსტი-იარის პოლიგონზე 1975 წ. („Сполох-1”) და 1978 წ. („Сполох-2”) [30]. ექსპერიმენტთა განხორციელების კოორდინაციას ახორციელებდა საკავშირო მეცნიერებათა აკადემიის დედამიწის მაგნეტიზმის, იონოსფეროსა და რადიოტალღების გავრცელების ინსტიტუტი.

მოვიყვანოთ მიწიერი და საბორტო ფოტომეტრიული გაზომვების ზოგიერთი შედეგი [235,237].

მიწიერი გამზომი კომპლექსის შემადგენლობაში სხვა აპარატურის გარდა შედიოდა სატელევიზიო სისტემა, რომელიც აერთიანებდა მაღალი მგრძნობიარობის სატელევიზიო დანადგარს და ორ მოდულაციურ ფოტომეტრს. ფოტომეტრებისა და ტელედანადგარის მხედველობის ველები (კუთხეები) ერთმანეთთან იყო შეთავსებული, რაც საშუალებას იძლეოდა მიგველო დიდი ინფორმაცია მოსალოდნელი ოპტიკური მოვლენების დინამიკის შესახებ. ფოტომეტრებს $\lambda=4554\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე გააჩნდათ ~ 45 რელეის ტოლი მგრძნობიარობა, ხოლო ტელედანადგარი დამაჯერებლად აფიქსირებდა $8,25^m$ ვარსკვლავიერი სიდიდის ობიექტებს.

ექსპერიმენტული მონაცემების მიხედვით, ბარიუმის აფეთქების შემდეგ წარმოიქმნა ღრუბელი, რომელიც სწრაფად ფართოვდებოდა. 22 წმ-ის შემდეგ, სფერული ღრუბლიდან გამოეყო იონიზებული ბარიუმის ძაბრისებური ფორმის ჭავლი. შემდეგ ბარიუმის იონები - Ba^+ გადაადგილდა ნეიტრალური ღრუბლის კიდისაკენ და ბოლოს გავიდა მისი ფარგლებიდან.

ჩვეულებრივ, დრეიფის სიჩქარე განისაზღვრება საბაზისო გაზომვების გამოყენებით. ჩვენს შემთხვევაში, თუ გავითვალისწინებთ ელექტრული ველის ტიპიურ მიმართულებას აღმოსავლეთიდან დასავლეთისაკენ, ეს სიდიდე შეიძლება შევაფასოთ ერთი პუნქტის მონაცემების მიხედვით. ექსპერიმენტული მონაცემების

თანახმად დრეიფის სიჩქარე შეადგენდა ~ 85 მ/წმ-ს, მაქსიმალური ზომა ბარიუმის ღრუბლისათვის გეომაგნიტური ძალწირების გასწვრივ ტოლი იყო ~ 10 კმ-ის, ხოლო მის მართობულად ~ 3 კმ-ის.

ჩატარებულ ექსპერიმენტებში ყველაზე საინტერესო იყო დარეგისტრირებული ნათების ინტენსივობის ნახტომისებური ზრდა მყისვე, კუმულატიური აფეთქებიდან. ამ ეფექტის ახსნა არ შეიძლება ბარიუმის ფოტოიონიზაციის მექანიზმით, რადგანაც მზის სხივების მეშვეობით იონიზაციის საშუალო დრო მნიშვნელოვნად მეტია, ვიდრე აფეთქების შედეგად დაფიქსირებული ნათების დრო. ეს პროცესი შეიძლება დავუკავშიროთ ბარიუმის ატომთა დარტყმით იონიზაციას, როცა აფეთქების პროდუქტები ეჯახებიან ატმოსფერულ კომპონენტებს; რომელთა შორის ~ 170 კმ სიმაღლეზე დომინირებს N_2 და O კონცენტრაციით $\sim 10^{10}$ სმ⁻³. გარდა ამისა, პლაზმური ნივთიერებების იონოსფეროში ინჟექციისას დაიკვირვებოდა ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიის გამძლიერება, რომელიც განპირობებული იყო მზის სხივებით, ბარიუმის იონიზაციის შედეგად, ელექტრონული კონცენტრაციის მომატებითა და საბოლოოდ, განხორციელებული დისოციატიური რეკომბინაციის პროცესით.

ანალოგიურ ექსპერიმენტებში, რომლებიც განხორციელდა შვეციაში (ესრენჯის პოლიგონზე) 175-210 კმ-ზე მკაფიოდ იქნა დარეგისტრირებული $\lambda=4878\text{\AA}$, $\lambda=5577\text{\AA}$ და $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიათა ნათებების ინტენსივობათა მკვეთრი ზრდა, ინჟექტირებული ბარიუმის ღრუბლის ქვეშ განთავსებულ იონოსფერულ უბნებში [238].

აჩქარებულ პლაზმურ შესქელებათა იონოსფეროში, ინჟექციის პროცესი საშუალებას გვაძლევს შევისწავლოთ მაგნიტოჰიდროდინამიკური ტალღების, ჩაწერილ ნაწილაკთა გამოფრქვევისა და სხვადასხვა ატმოსფერული ემისიების გენერაციის პროცესები.

ასეთი ტიპის პირველი ექსპერიმენტი ჩატარებულ იქნა იაპონიაში, რომელშიც ფოტომეტრიული გაზომვები ხორციელდებოდა ინტეგრალური სინათლის ნაკადში. გასული საუკუნის ბოლო მეოთხედში, ყოფილი საბჭოთა კავშირის კაკ-იარის კოსმოდრომზე რეალიზებულ ანალოგიურ „არიელ-1“ ექსპერიმენტში, იონოსფეროს ნათების ხელოვნური ნათება $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეზე, მიმდინარეობდა

მოდულაციური საბორტო ფოტომეტრით [30]. 90-150 კმ სიმაღლეებზე პირველად იქნა აღმოჩენილი ატომური ჟანგბადის წითელი ხაზის, ხელოვნური ნათების გენერაციის ეფექტი. აღნიშნული ნათების ინტენსივობის მაღლივი დამოკიდებულების ანალიზისა (ის მნიშვნელოვნად განსხვავდება ფონური გამოსხივების კანონზომიერებისაგან) და ასევე $O(^1D)$ მდგომარეობის ალგუნებისა და ქრობის მექანიზმების არსებული წარმოდგენების საფუძველზე, შეიძლება დავამტკიცოთ, რომ ექსპერიმენტის პირობებში, დაფიქსირებული ნათების გენერაციაში, ძირითადი წვლილი ეკუთვნის O_2^+ მოლეკულების დისოციატიურ რეკომბინაციასა და ატომურ ჟანგბადთან ელექტრონებისა და იონების შეჯახების პროცესებს.

3.4.1.3. მძლავრი რადიოტალღების ზემოქმედება იონოსფეროზე

დედამიწის იონოსფეროზე და მაგნიტოსფეროზე მძლავრი რადიოტალღებით ზემოქმედება იწვევს ტემპერატურის მსხვილმასშტაბურ ვარიაციებს, D, E და F ფენების არამდგრადობებს, ელექტრონული კონცენტრაციის პროფილის ცვლილებებს, აჩქარებული ელექტრონების გენერაციას, გეომაგნიტურ პულსაციებს, სხვადასხვა სახის ოპტიკურ ეფექტებს და ა.შ.

ასეთ ზემოქმედებას თან ახლავს ატომური ჟანგბადის ნათების ინტენსიურობის ცვლილება $\lambda=6300\text{\AA}$ და $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეებზე. ე.წ. გამთბობ ექსპერიმენტებში, გენერირებული ოპტიკური ეფექტების რეგისტრაცია წარმოებდა არესიბოში, ბოულდერში, ტრომსში და მოსკოვში [239,240].

ბოულდერში ჩატარებული ექსპერიმენტების მიხედვით, უჩვეულო პოლარიზაციის რადიოტალღებით ზემოქმედებისას დაიკვირვებოდა ამ ემისიათა ვარიაციები. მეტწილ ექსპერიმენტებში, სადაც ზემოქმედება ხორციელდებოდა $f=3 \div 8$ მჰც სიხშირეების რადიოტალღებით, ატომური ჟანგბადის ნათების ინტენსივობის ნამატი შეადგენდა $10 \div 50$ რელის. არესიბოში $f=7,63$ მჰც სიხშირის ტალღებით ზემოქმედებისას დადასტურებულია შემდეგი სახის კანონზომიერება: თუ გათბობისას ელექტრონული

კონცენტრაციის ცვლილებები მნიშვნელოვანი იყო, მაშინ ნათების ინტენსივობის ცვლილებებს გააჩნდა წრფივი ხასიათი და დამოკიდებული იყო რადიოტალღების სიმძლავრეზე, წლის სეზონზე და დედამიწის განედზე.

მოსკოვის ოლქის დაბა ლესნოიში განხორციელებულ ანალოგიურ ექსპერიმენტებში [240], იონოსფეროზე ჩვეულებრივი პოლარიზაციის 1,35 მჰც სიხშირის სწორკუთხა რადიომპულსებით ზემოქმედებისას, მიმდინარეობდა $\lambda=6300\text{\AA}$, $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=5892\text{\AA}$ ტალღის სიგრძეების ნათებები, რომელთა რეგისტაცია ხდებოდა დედამიწის ზედაპირიდან მოდულაციური ფოტომეტრების გამოყენებით. გამოყენებული გადამცემის შედარებით დაბალმა სიხშირემ განაპირობა ნათების გენერაციის განსხვავებული მექანიზმები.

სულ ჩატარებული იქნა ~70 დაკვირვება, რომელთაგან 84% შემთხვევაში $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ზრდა საშუალოდ შეადგენდა ~ 15 რელეის. ტრიანგულაციური მეთოდით განსაზღვრული მნათი ზონის სიმაღლე განთავსებული იყო 200 ± 35 კმ სიმაღლეზე. ნათების ზონის კუთხური ზომები შეესაბამებოდა გადამცემის გამომსხივარ კონუსს. ნათების ზრდისა და კლების დრო შეადგენდა ~ 1 წუთს. გადამცემის სიმძლავრის ორჯერ შემცირების დროს $\lambda=6300\text{\AA}$ ნათება მცირდებოდა ~ სამჯერ და ბოლოს ეცემოდა ფოტომეტრის მგრძნობიარობის ზღურბლის მიღმა. სხვა ემისიებში რადიოგამოსხივებით ზემოქმედებისას რაიმე სახის ცვილებები არ დარეგისტრირებულა.

რამდენადაც F ფენაში, იშვიათი შეჯახების გამო, ელექტრონთა გათბობის ეფექტი შედარებით მცირეა, გამოსხივება შეიძლება გამოწვეულ იყოს ატომური ჟანგბადის ალგუნებით აჩქარებული ელექტრონების მიერ, რომლებიც წარმოიქმნიან პლაზმური ტალღების ენერჯის შთანთქმის შედეგად. ამ შემთხვევაში გამოსხივებული ენერჯის დაახლოებით 0,1% გადაეცემა ელექტრონებს, რომლებსაც გააჩნიათ საკმაო ენერჯია ნათების გამოსაწვევად[241].

განხილული ექსპერიმენტების პირობებში პლაზმური ტალღების ალგუნება, რომელთაც შეეძლო ელექტრონთა აჩქარება, უნდა განხორციელებულიყო

ლენგმიურის არეში, განვითარებული პარამეტრული რეზონანსის შედეგად. ანომალური შთანთქმის რადიოფიზიკურმა გაზომვებმა და არეკლილი სიგნალის დამზერილმა მოდულაციამ, რომელიც განხორციელებულ იქნა იმავე გადამცემზე, დაადასტურა ეს მოსაზრება.

წარმოდგენილ (3.51) და (3.54) მექანიზმებზე დაყრდნობით, პირველად იქნა შემუშავებული სპექტრული ხაზის ნათების ინტენსივობის მდორე მატებისა და კლების პროცესთა ფიზიკურ-მათემატიკური მოდელი, რადიოტალღების ინჟექციისა და მისი შეწყვეტის შემდეგ. განუწყვეტლობის შესაბამისი დიფერენციალური განტოლებების შედგენისა და სტანდარტულ ატმოსფერულ მოდელებზე დაყრდნობით, მათი ამოხსნის შემდეგ აგებულ იქნა $\lambda=6300\text{\AA}$ ნათების ინტენსივობათა შესაბამისი მრუდები, რომლებიც საკმაოდ კარგად დაემთხვა ექსპერიმენტულს.

გარდა ამისა, სიგნალის უკანა ფრონტის ფორმისა და მისი დროის ხანგრძლივობის მიხედვით განსაზღვრულ იქნა იონოსფერული აერონომიის მრავალი მახასიათებელი პარამეტრი, რომელთა შორის განსაკუთრებული მნიშვნელობა აქვს $O^{(1D)}$ აღზნებული მდგომარეობის დეზაქტივაციის კოეფიციენტი [240, 241].

ამ სიდიდის მნიშვნელობათა პასიურ რაკეტული, აქტიურ რაკეტული და აქტიურ მიწიერი მეთოდებით გაზომვისას გამოტანილ იქნა დასკვნა იმის შესახებ, რომ ასეთ გაზომვებში მნიშვნელოვნად ზუსტია მიწიერი ფოტომეტრიული გაზომვები.

Адейшвили Т., Александров А., Манагадзе Г., Окрочелидзе Н., Романовский Ю. „Современные методы исследования оптических явлений околоземного космического пространства”. Jubilee International congress Science, Education, Technologies "40 YEARS BULGARIA – SPACE COUNTRY". Varna, Bulgaria, №1 стр.167-187. 2012.(на рус. яз.). (239).

Адеишвили Т. Г., Манагадзе Г. Г., Навериани Т. Х., Окрочелидзе Н. Г. „Свечение верхней атмосферы при воздействии мощного импульсного радиоизлучения”. „Научные Новости Грузии». Кутаиси. №4(8) 2010 ст.28. (на рус. яз.). (241).

**თავი IV. ზოგიერთი ატმოსფერული ემისიის გენერაციის მექანიზმები
მიწისძვრებისა და სხვა არაორდინარული მოვლენების დროს.
§ 4.1. მიწისძვრები და მათი წინამორბედების კლასიფიკაცია და**

მოდელეები.

მიწისძვრები მიეკუთვნება იმ სტიქიურ მოვლენათა რიცხვს, რომელთაც კოლოსალური მატერიალური ზარალი და ადამიანთა მსხვერპლი შეიძლება მოჰყვეს. ყოველწლიურად მსოფლიოს სეისმური ობსერვატორიები (სადგურები) მილიონამდე მიწისქვეშა ბიძგებს აღრიცხავენ, რომელთაგან ათასამდე დამანგრეველია, ხოლო ათამდე კატასტროფული. კაცობრიობის არსებობის მთელი ისტორიის მანძილზე, მიწისძვრებმა 75 მილიონამდე ადამიანი შეიწირა და უამრავი ნგრევა გამოიწვია. საშიშროება ამ მხრივ თანდათან იზრდება იმასთან დაკავშირებით, რომ მრავლდება მოსახლეობა, იზრდება დიდი ქალაქებისა და მსხვილი საინჟინრო ნაგებობების რიცხვი. ამიტომ, ძალზე აქტუალური ხდება სეისმური რეჟიმის შესწავლა დედამიწის ზედაპირზე და მიწისძვრათა მოკლევადიანი, საშუალოვადიანი და გრძელვადიანი პროგნოზის მეთოდთა სრულყოფა. ამ ურთულესი პრობლემების გადაწყვეტას მნიშვნელოვნად შეუძლია შეამციროს მიწისძვრებისაგან მიყენებული ზარალი.

კავკასია, და კერძოდ საქართველო, სეისმურად ერთ-ერთი აქტიური რეგიონია. დღეს უკვე დადგენილია, რომ სეისმურ პროცესებს აქ განაპირობებს არაბეთის ნახევარკუნძულის მოძრაობა ჩრდილოეთის მიმართულებით, დაახლოებით 5 სმ/წელი სიჩქარით და ჩრდილოეთიდან სამხრეთისაკენ ასეთივე სიჩქარით მოძრავი რუსეთის ბაქანი. აქ არ არის ადგილი ამ საკითხის დეტალურად განხილვისათვის. აღნიშნავთ მხოლოდ იმ ფაქტს, რომ საქართველოს ტერიტორიაზე უკანასკნელი ათასი წლის მანძილზე ამ ტექტონიკურმა პროცესებმა, როგორც ისტორიული წყაროები და გასული საუკუნის სეისმური დაკვირვებები მეტყველებენ, სულ ცოტა ორი ათეული დამანგრეველი მიწისძვრა გამოიწვია, რომელთა მაგნიტუდა 5,0-6,9 ფარგლებში მერყეობდა.

აქედან ნათლად ჩანს, თუ რაოდენ აქტუალურია მიწისძვრის პროგნოზის პრობლემა, კერძოდ, ჩვენს პირობებში. ამასთან დაკავშირებით ჯერ კიდევ გასული საუკუნის 30-იან წლებში დაიწყო ერთობლივი კვლევითი მუშაობა ამ პრობლემაზე საქართველოს მეცნიერებათა აკადემიის გეოფიზიკის, გეოლოგიის, სამშენებლო მექანიკისა და სეისმომედეგობის ინსტიტუტებში, თბილისის სახელმწიფო უნივერსიტეტში, აბასთუმნის ასტროფიზიკურ ობსერვატორიაში და ქვეყნის გეოლოგიის სამმართველოში. საუკუნის ბოლოს, მიწისძვრის პროგნოზის მეთოდების სრულყოფის პრობლემების დამუშავებაში ჩაება ქუთაისის ტექნიკური უნივერსიტეტის (ამჟამად ა. წერეთლის სახელმწიფო უნივერსიტეტი) ახლად დაარსებული კოსმოფიზიკური გამოკვლევების პრობლემური სამეცნიერო-კვლევითი ლაბორატორია, რომლის დასაკვირვებელი პუნქტების მიწისძვრის წინამორბედების გამოვლინებისათვის ხელსაყრელ გეოლოგიურ და გეოფიზიკურ ადგილებში იყო განლაგებული. აქ განხორციელდა მრავალწლიანი დაკვირვებები მიწისძვრის წინამორბედების გამოვლენისა და სეისმოაქტიურობის სწორად შეფასების მიზნით.

კერძოდ, ჩატარდა მრავალრიცხოვანი დაკვირვება მიწისძვრის გეოფიზიკურ, გეოქიმიურ, მეტეოროლოგიურ, ბიოლოგიურ და სხვა ტიპის წინამორბედებზე.

მოკლედ მიმოვიხილოთ ამ წინამორბედთა ზოგიერთი მახასიათებელი პარამეტრი და მათი ვარიაცია სეისმურად აქტიურ და მიწისძვრის მომზადებისა და მისი მიმდინარეობის პერიოდში [242, 30].

გეოფიზიკური წინამორბედებიდან ყველაზე მნიშვნელოვნად შეიძლება ჩაითვალოს დედამიწის კვაზისტაციონარული ელექტრომაგნიტური ველების ინტენსიური ვარიაციების, სიხშირის ფართო დიაპაზონში ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისა და ინფრაბგერითი ატმოსფერული ტალღების წარმოშობა [243,244].

გასული საუკუნის მეორე ნახევარში გამოჩნდა ცნობები დედამიწის იონოსფეროზე, მიწისძვრების ზემოქმედების შესახებ. რიგი ავტორების მიერ დაფიქსირებული იქნა მიწისძვრებამდე რამდენიმე დღე-ღამით თუ საათით ადრე, იონოსფეროს მახასიათებელი მთელი რიგი პარამეტრების ცვლილებები [245,246,247,248,249]. მათ

შორის შეიძლება გამოვყოთ სხვადასხვა დიაპაზონში გეოელექტრომაგნიტური ველების, ელექტრონული კონცენტრაციების, აკუსტიკურ-გრაფიტაციული ტალღების, გეოქიმიური კომპონენტების, აერონომიული მახასიათებლებისა და სხვა მნიშვნელოვანი ვარიაციები. შესაბამისი ექსპერიმენტების მონაცემების საფუძველზე აგებულ იქნა ლითოსფერულ-ატმოსფერულ-იონოსფერული კავშირების ფიზიკური მოდელები. მოკლედ ჩამოვაყალიბოთ ზოგიერთი მათგანის ფიზიკური არსი.

როგორც ითქვა, მიწისძვრის რამდენიმე ათეულ წინამორბედს მიეკუთვნება სეისმოიონოსფერული ურთიერთქმედება, რომელიც გამოიხატება ზედა ატმოსფერული ფენების მახასიათებელი პარამეტრების ანომალურ ცვლილებებში, ეპიცენტრული ზონების ზემოთ განლაგებული, ატმოსფერულ ფენებში მიმდინარე სხვადასხვა სახის გეოფიზიკურ პროცესებში ძირითად ბიძგამდე რამდენიმე საათით ან დღე-ღამით ადრე.

სხვადასხვა განედებზე განლაგებულ ობსერვატორიებში თუ დასაკვირვებელ სადგურებში განხორციელებულ მრავალწლიან ექსპერიმენტებში დიდ სტატისტიკურ მასალაზე დაყრდნობით (200-მდე ადგილობრივი თუ შორეული მიწისძვრა) ღამის ცის ნათებაში დარეგისტრირებულ იქნა ატომური ჟანგბადის ($\lambda=5577 \text{ \AA}$, $\lambda=6300 \text{ \AA}$), ნატრიუმის ($\lambda=5889/5896 \text{ \AA}$), ჰიდროქსილისა (OH 6,2) და სხვა კომპონენტების ემისიათა ნათების ინტენსივობების არარეგულარული ვარიაციები [248,249,250, 251,252,253,254,255,256,257]. ვარიაციათა საშუალო სტატისტიკური მნიშვნელობები შეადგენდა დაახლოებით $4 \div 15\%$ -ს. ზოგიერთი ადგილობრივი მიწისძვრისათვის, რომელთა მაგნიტუდები $M \geq 4,5$, ამპლიტუდათა რხევები $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიისათვის, შეადგენდა თითქმის 100%-ს, რაც დაკავშირებული იქნა სეისმური წარმოშობის რადიოგამოსხივებით ინდუცირებულ ელექტრონთა აჩქარებებთან.

სეისმური აქტიურობის აერონომიულ პარამეტრებთან შესაძლო კავშირების გამოსავლენად ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივების გარდა შერჩეულ იქნა $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისია. განხილულ იქნა რუმინეთის 1986 წლის 31 აგვისტოს ($M=6,7$), ერევნის 1984 წლის 2 აგვისტოს ($M=3,8$), ახალქალაქის 1984 წლის 21

დეკემბრის (M=3,2), სპიტაკის 1988 წლის 8 დეკემბრის (M=8) და რაჭა-სამაჩაბლოს 1992 წლის 29 აპრილის (M=6,8) მიწისძვრები. შესაბამისი ფოტომეტრიული დაკვირვებების მონაცემების ანალიზის შედეგად აღმოჩნდა, რომ ხსენებულ მიწისძვრებამდე რამდენიმე საათით ადრე $\lambda=5577\text{\AA}$ ემისიის ინტენსივობამ თითქმის 2,5-ჯერ გადააჭარბა მის საშუალო წლიურ და საშუალო სეზონურ მნიშვნელობებს, OH-ის ინტენსივობა რამდენჯერმე შემცირდა, $\lambda=6300\text{\AA}$ ემისიის ინტენსივობა ბიძგამდე 2 საათით ადრე მინიმუმამდე დაეცა, ხოლო ნატრიუმის ემისიის ინტენსივობა უმნიშვნელოდ შეიცვალა. ასეთი სახის შედეგები მიღებულ იქნა სხვა მიწისძვრების დროსაც. ზოგჯერ ამ ემისიათა მნიშვნელოვანი ვარიაციები დარეგისტრირდა მიწისძვრის მოხდენის შემდგომ პერიოდებშიც, თუმცა იყო შემთხვევები, როცა სეისმოაქტიურობის გაძლიერებასა და ხსენებული ემისიების ცვლილებებს შორის არანაირი კორელაცია არ დაფიქსირებულა.

ეს ფაქტი ასეთნაირად შეიძლება აიხსნას: რამდენადაც ღამის ცის ნათება დაკვირვებებისათვის აუცილებელია უმთვარო და მოწმენდილი ცა, ამიტომ მიწისძვრის მოხდენის პერიოდთან დაკვირვებათა დამთხვევის ალბათობა ძალზე მცირეა. გარდა ამისა, ასეთი სახის წინამორბედების დაფიქსირებისათვის სასურველია იყოს მზის დაბალი აქტიურობა, წყნარი მეტეოროლოგიური და გეომაგნიტური პირობები. მიუხედავად ასეთი, დამკვირვებლისაგან დამოუკიდებელი, ფაქტორების არსებობისა შეიძლება დამაჯერებლად ჩაითვალოს მიწისძვრის აერონომიული წინამორბედების ოპტიკურ დიაპაზონში გამოსხივების რეალურობა და ისინი გამოყენებულ იქნან მიწისძვრის მოკლე, საშუალო და გრძელვადიანი პროგნოზირების მეთოდების სრულყოფისათვის.

ახლა, მოკლედ შევეხოთ იმ შესაძლო მექანიზმებს, რომელთაც ძირითადად შეუძლიათ გამოიწვიოს მიწისძვრის წარმოდგენილ ოპტიკურ წინამორბედთა წარმოქმნა და მათი გამოსხივების ინტენსივობათა ცვლილებები.

დავიწყოთ ჟანგბადის ემისიების წარმოქმნის მექანიზმების განხილვით. ამისათვის განვიხილოთ მათი მიმდინარეობისათვის აუცილებელი პირობები.

1. როგორც წინა პარაგრაფში აღვნიშნეთ, მიწისძვრის მოხდენამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე ხორციელდება ელექტრული ველებისა და დენების გენერაცია, რომელიც თავის მხრივ წარმოშობს ფართოსიხშირულ ელექტრომაგნიტურ გამოსხივებას.

განვიხილოთ ის მოდელები, რომელთაც საფუძვლად უდევს სეისმოაქტიურ ზონაში მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე ($7 \div 10$ დღე-ღამე) რადონის გაძლიერებული გამოყოფის მოვლენა.

ცნობილია, რომ ატმოსფეროს ქვედა ფენების, ლითოსფეროსა და ჰიდროსფეროს ზედა ფენების რადიოაქტიურობა ძირითადად განპირობებულია მათში შემდეგი რადიოაქტიური ელემენტების შემცველობით; რადონით, რადიუმით, თორიუმით, აქტინიუმითა და მათი დაშლის პროდუქტებით. რადიოაქტიური ელემენტები ატმოსფეროში ხვდებიან ნიადაგის, წყლის და ჰაერთან ერთად. მიწისძვრებამდე იონთწარმოქმნის სიჩქარე იზრდება. რადონი და სხვა გაზები გადაიტანება ვერტიკალურად ზევით რამდენიმე კილომეტრ სიმაღლეზე ჰაერის აღმავალი ნაკადების მეშვეობით. დაკვირვებითი მონაცემები ადასტურებს რადონის კონცენტრაციის მკვეთრ ზრდას ეპიცენტრიდან რამდენიმე ასეულ კილომეტრზე [247, 258, 259, 260] მიწისძვრამდე 2-7 დღით ადრე. ზოგ შემთხვევაში მისმა კონცენტრაციამ ერთი რიგით მოიმატა. მაგალითად, ჩვენი უნივერსიტეტის ყოფილ ობსერვატორიაში, რომელიც რაჭა-სამაჩაბლოს მიწისძვრის ეპიცენტრიდან დაახლოებით 150 კმ-ზე მდებარეობდა მიწისძვრამდე თითქმის ერთი კვირით ადრე რადონის კონცენტრაცია მიწისქვეშა წყლებში 100 ბკ/ლ-დან 1650 ბკ/ლ-მდე გაიზარდა. იმავე ავტორების მიერ ჩატარებულმა მონაცემთა სტატისტიკურმა ანალიზმა დაახლოებით 300 მიწისძვრისათვის დაადასტურა, რომ დაახლოებით 75%-მდე შემთხვევაში მიწისძვრამდე დაფიქსირებულ იქნა რადონის კონცენტრაციის მნიშვნელოვანი მომატება, რაც იწვევდა იონთწარმოქმნის სიჩქარისა და შესაბამისად გამტარებლობის ზრდას. ლითოსფერულ-იონოსფერულ კავშირებში რადონის მნიშვნელოვანი როლის შესახებ პირველად მოსაზრება გამოთქმული იქნა [268] შრომაში.

მიწისძვრის მოხდენამდე, მისი მომზადების ზონის ზემოთ მოთავსებულ ატმოსფეროში, კვაზისტაციონარული ელექტრული ველის მოდიფიკაციის წარმოქმნის ფიზიკური მოდელი განვითარებულ იქნა [262,263] სამუშაოებში. მათი იდეა დამყარებულია იმ ფაქტზე, რომ მიწისძვრის ზონაში, ხშირად მიმდინარეობს ატმოსფეროში რადონის გამოტყორცნა, რომლის კონცენტრაცია შეიძლება რამდენიმეჯერ მაღალი იყოს ფონურზე. ის ზრდის რადიოაქტიურობას და შესაბამისად, ატმოსფერულ იონიზაციას. ამ შემთხვევაში იზრდება ატმოსფეროს მიწისპირა ფენების გამტარებლობა და [264]-ს თანახმად, ლითოსფერო-იონოსფეროს სისტემა უნდა წარმოადგენდეს სფერული კონდენსატორის მსგავს წარმონაქმნს, რომელთა შემონაფენებს შორის პოტენციალთა სხვაობა იქმნება ელ-ჭექის აქტიურობის მეშვეობით. ლითოსფერო-იონოსფერულ სიტემაში დაახლოებით 300კვ მუდმივი პოტენციალთა სხვაობის წარმოქმნისას, მიწისპირა ატმოსფეროში გამტარებლობის ზრდის გამო, ელექტრული ველის სიდიდე მცირდება, ხოლო იონოსფეროს E და D ფენებში ველის სიდიდე იზრდება შეუშფოთებელ მდგომარეობასთან შედარებით, რამდენადაც ატმოსფეროს სრული წინააღმდეგობა მცირდება, სრული ლოკალური კვაზისტაციონარული დენის სიდიდე იზრდება.

ატმოსფეროში რადონის გამოფრქვევისას კვაზისტაციონარული ელექტრული ველის მოდიფიკაციისა და იონოსფეროში იონიზაციის ხარისხის ცვლილების ერთგანზომილებიანი მოდელი მიწისძვრის წინა პერიოდში განხილული იქნა [262, 265] სამუშაოებში. ამ მოდელში იგულისხმება, რომ ლითოსფერული წარმოშობის ელექტრული ველის ცვლილების მახასიათებელი დრო რამდენადმე მეტია მაქსველის რელაქსაციის დროზე და დახლოებით შეადგენს ≈ 15 წუთს. ეს თავისთავად გულისხმობს ელექტრომამოძრავებელი ძალის მუდმივი წყაროს არსებობას, რომელიც დედამიწის ზედაპირზე უზრუნველყოფდა მუხტების ისეთი რაოდენობით დამატებას, როგორც გადაადგილდება ატმოსფეროში. დედამიწის ზედაპირზე რადიოაქტიურობის დონის გაზრდისას მატულობს რამდენიმე კილომეტრის სიმაღლის დედამიწისპირა ატმოსფერული ფენის იონიზაციის ხარისხი და

გამტარებლობა, მცირდება ვერტიკალური ელექტრული ველის დაძაბულობა. E ფენის სიმაღლეებზე ველის დაძაბულობა რამდენჯერმე იზრდება შეუშფოთებელ მდგომარეობასთან შედარებით, ეს თავის მხრივ გააძლიერებს ჯოჯოხის სითბოს გამოყოფას და ზრდის E ფენის ელექტრონთა ტემპერატურას. შევნიშნოთ, რომ E ფენაში რეკომბინაციის კოეფიციენტი ტემპერატურის უკუპროპორციულია და ამიტომ მისი ზრდა გამოიწვევს ამ კოეფიციენტის შემცირებას, რაც განაპირობებს ამ ზონაში დამუხტული ნაწილაკების სიმკვრივის ზრდას [266].

ვერტიკალური ატმოსფერული დენის გაძლიერებით ქვედა იონოსფეროში გამოწვეული დამატებითი ჯოჯოხის სითბო, ცვლის E ფენის სითბურ ბალანსს და მიყვავართ ელექტრონული სიმკვრივისა და იონური შემადგენლობის მოდიფიკაციამდე. უკანასკნელმა პროცესმა, შეიძლება გამოიწვიოს F ფენის მაქსიმუმის აწევა, ელექტრონული კონცენტრაციის შემცირება და ატმოსფეროს ზედა ფენებში მსუბუქი იონების კონცენტრაციის მატება [266].

იონოსფეროში ელექტრული ველის მოდიფიკაციის წარმოქმნის კიდევ ერთი მიზეზი-ეს არის ვერტიკალური გვერდითი დენის გენერაცია და ელექტრული ველის შეშფოთებები, მიწისძვრის მომზადების ზონების თავზე განთავსებულ ატმოსფერულ ფენებში. ასეთი პროცესები დაკავშირებულია დამუხტული აეროზოლების ატმოსფეროში გამოფრქვევასთან, ზევით მათ ვერტიკალურ ტურბულენტურ გადატანასთან და შემდგომში არათანაბარ გრავიტაციულ დალექვასთან, რომლის შედეგადაც ხდება ელექტრომამოძრავებელი ძალის წარმოშობა. ატმოსფეროში გვერდითი აეროზოლური დენის წარმოქმნის კვაზისტაციონალური მოდელი, წარმოდგენილია [267, 268] სამუშაოებში, რომელთა მიხედვითაც სეისმურ აქტივობას თან ახლავს ატმოსფეროში ნიადაგის გაზების გამოყოფის ეფექტები. ეს გაზები გადაიტანება დამუხტული აეროზოლების მეშვეობით, რომელთა მუხტი გაზრდილია მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე ატმოსფეროში რადონის კონცენტრაციის მომატების შედეგად. გვერდითი ელექტრული დენების წარმოშობა განპირობებულია დამუხტული ნაწილაკების ატმოსფერული კონვექციით. ამ დროს იგულისხმება, რომ

გვერდითი დენები სტაციონარულია. გვერდითი დენებისა და ელექტრული ველების ჰორიზონტალური მახასიათებელი ზომები დღევანდელი შეფასებით რამდენიმე ასეული კილომეტრია. უნდა აღინიშნოს, რომ იონიზაცია, გვერდითი დენები და მუხტთა განცალკევება შეიძლება წარმოიშვას არა მარტო დედამიწისპირა ატმოსფეროში, არამედ გარკვეულ სიმაღლეებამდეც. ამის შედეგად გაზრდილი გამტარებლობის ფენაში ელექტრული ველის დაძაბულობა მცირდება, წარმოიქმნება ველის შემფოთებები ატმოსფერულ-იონოსფერულ დენურ ჯაჭვში და ძლიერდება იონოსფერული ვერტიკალური დენი. შემდეგ ხდება გასწვრივი დენების მეშვეობით შეუღლებულ წერტილებში იონოსფერული დენების მოკლე ჩართვა. სეისმური აქტივობის ზონის თავზე იონოსფეროში ჰორიზონტალური ელექტრული ველების მნიშვნელობები ავტორთა შეფასებით 10მვ/მ -ის ტოლია, მაშინ როცა დედამიწის ზედაპირის მახლობლად ვერტიკალური ველები 130ვ/მ-დან 100ვ/მ-მდე მცირდება.

ლითოსფერო-ატმოსფერო-იონოსფეროს სისტემაში კავშირის ერთ-ერთი მოდელია „კვაზიელექტროსტატიკური“, რომელიც ასევე დაფუძნებულია რღვევის ზონების თავზე, მიწისძვრამდე რადონის ინტენსიური გამოყოფის პროცესებთან [268]. ამ სამუშაოს ავტორები ემყარებიან მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე დედამიწის ვერტიკალური ელექტროსტატიკური ველის 10^3 ვ/მ -მდე გაზრდისა და რამდენიმე მეტრის სისქის მიწისპირა ფენის ატმოსფეროში რადონის შემცველობის გაზრდილ, დაკვირვებით მონაცემებს. მოდელში გათვალისწინებულია, რომ რადონი წარმოადგენს იონიზაციის წყაროს და დედამიწის ზედაპირის მიმდებარე არეში იწვევს დადებითი და უარყოფითი იონებისა და ასევე უფრო რთული კომპლექსური იონების (იონური კლასტერების) წარმოქმნას. შემდეგ უშვებენ, რომ ეს იონები ჩაიჭირება აეროზოლების მიერ და წარმოიქმნება სხვადასხვა ნიშნის დამუხტულ აეროზოლთა სტაციონარული სისტემა. დადებითი იონების რაოდენობა ჭარბობს ფენის ქვედა ნაწილში, ხოლო უარყოფითისა ზედაში. განცალკევების პროცესი მიმდინარეობს სიმძიმის ძალის მოქმედებით, როცა დადებითად დამუხტული მსხვილი ნაწილაკები აღმოჩნდებიან ქვემოთ, ხოლო უპირატესად უარყოფითად დამუხტული წვრილი

ნაწილაკები განლაგდებიან ზედა ფენებში. საბოლოოდ, ეს მოვლენა განაპირობებს მიწისპირა ფენაში არსებული ელექტრული ველის დიდ გრადიენტებს. ეს ველი აძლიერებს ძირითად კვაზისტაციონარულ ელექტრულ ველს, რომლის დამაბულობის ვექტორი მიმართულია ვერტიკალურად ქვემოთ. მუხტების განცალკევების პროცესის ეფექტურობა განისაზღვრება იონიზაციის წყაროს ინტენსივობით. ეს მოდელი კარგად ხსნის მიწისძვრებამდე იონოსფეროში დაფიქსირებულ ოპტიკურ თუ სხვა ტიპის მოვლენებს, რომლებიც გამოწვეულია დედამიწისპირა ატმოსფერულ ფენაში რამდენიმე კვ/მ დამაბულობის მქონე ვერტიკალურ ელექტრული ველების გენერაციით. განხორციელებული მოდელური გათვლებების შედეგად დადასტურებულ იქნა, რომ კვაზისტაციონარული შემთხვევებისათვის ხორციელდება ელექტრული ველის შემფოთებათა გავრცელება იონოსფერულ სიმაღლეებამდე, E ფენის დამატებით გახურება, F ფენაში რეკომბინაციის გაძლიერება და ელექტრონული კონცენტრაციის შემცირება, სხვადასხვა ემისიური ხაზების ინტენსივობათა ცვლილებები და სხვა მთელი რიგი ფიზიკურ-ქიმიური პროცესები.

2. ახლა განვიხილოთ იონოსფერულ შემფოთებათა განმაპირობებელი ელექტრომაგნიტური მოდელები.

ლითოსფერულ-იონოსფერულ კავშირების ასახსნელად ერთ-ერთი პირველი იქნა შემოთავაზებული ე.წ. რეზონატორის მოდელი. მასში დაშვებულია, რომ ეპიცენტრის მახლობლად მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე დედამიწის ზედაპირზე მიმდინარეობს მუხტების ხანმოკლე განცალკევება, რომელთა მახასიათებელი დრო წამის მეათასედის რიგისაა. ასეთმა პროცესებმა უნდა განაპირობოს შესაბამისი დენები, ელექტრული ველების სწრაფი გაძლიერება. იონოსფეროში მუხტთა განცალკევება და ლითოსფერო-იონოსფეროს სისტემაში რეზონანსულ სიხშირეებზე შემდგომი რხევითი პროცესები, მიმდინარეობს ისე როგორც გარკვეული ტევადობის, ინდუქტივობისა და წინააღმდეგობის მქონე ჩვეულებრივ რხევით კონტურში [269]. ამ შემთხვევაში უნდა ხორციელდებოდეს ლითოსფეროდან იონოსფეროში ელექტრომაგნიტური ენერჯის გადაცემა, გახურება და E ფენაში მიმდინარე შემდგომი

პროცესები, კერძოდ, ოპტიკური ემისიების გაძლიერება, ელექტრონული კონცენტრაციის ცვლილება, ვერტიკალური ზონდირებით დაფიქსირებული ე.წ. სპორადული ფენების სიმკვრივეთა ვარიაციები და სხვა. დედამიწის ქერქის ბაქნური აგებულების გათვალისწინებით, თუ დავუშვებთ, რომ არც ისე ძლიერი მიწისძვრებისათვის მათი მომზადების ზონის მახასიათებელი ზომები დედამიწიდან იონოსფეროს E ფენამდე მანძილის რიგისაა, მაშინ შეიძლება უხეშად შევაფასოთ აქტიურ ზონაში ლითოსფერო-იონოსფეროს სისტემის ტევადობა, როგორც $C = \epsilon_0 H$, ხოლო ინდუქტივობა კი როგორც $L = \mu_0 H$. აქედან, ასეთი რხევითი კონტურის რხევის პერიოდი ტოლი იქნება $T = 2\pi\sqrt{LC} \approx 2\pi\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ - ის, ხოლო შესაბამისი სიხშირე $f \approx 0,5$ კჰც $H \approx 100$ კმ სიმაღლისათვის. დღეისათვის, თუმცა არ მოიპოვება ამ მოდელის დამადასტურებელი საკმარისი ექსპერიმენტული ფაქტი, მაგრამ ზოგიერთ შემთხვევაში მას ნამდვილად აქვს ადგილი. ზოგიერთი ავტორის [270] აზრით, რეზონანსული ეფექტები შესაძლებელია, უნდა ვლინდებოდეს გარკვეულ პირობებში, მაგრამ მათ არ შეიძლება მიეკუთვნოს დომინირებადი როლი ლითოსფერო-იონოსფერული კავშირებისა და ამ დროს მიმდინარე აერონომიული პროცესების დროს.

განსაკუთრებით ხაზგასასმელია ელექტრომაგნიტური მოდელების კუთხით შესრულებული სამუშაოები [271,272,273,274]. როგორც უკვე აღინიშნა, ამ შემთხვევაში შესაძლებელია გამოსხივების გენერაციის ორი მექანიზმი. პირველი მექანიზმი, განპირობებულია ამ დროს დედამიწის ქერქის გეომაგნიტურ ველში მოძრაობის დროს წარმოქმნილი ფუკოს დენებით. მეორე მექანიზმი, დაკავშირებულია კლდოვან ქანების ფორებში და ნაპრალებში არსებული სითხის მოძრაობასთან. ეს გამოსხივება გაივლის დედამიწის ქერქს, ატმოსფეროსა და იონოსფეროს. კოსმოსური პლაზმის დამუხტულ ნაწილაკებთან ურთიერთქმედების შედეგად ის ზედა ატმოსფეროში წარმოქმნის ე.წ. ალვენის ტალღებს $0,3 \div 10$ ჰც სიხშირის დიაპაზონში. ეს ჰიპოთეზა კარგად ხსნის მიწისძვრის ზონის თავზე თანამგზავრებზე დარეგისტრირებული ანომალური დაბალსიხშირული გამოსხივების ეფექტებს.

წამის პერიოდის ტოლი ანთების (თქაფანის) მოდელში [275] განვითარებულია აზრი იმის შესახებ, რომ იონოსფერული შეშფოთებების ლითოსფერულთან კავშირი ხორციელდება ელექტრომაგნიტური ველის სერიული იმპულსების მეშვეობით. ამ მოდელში ხაზგასმულია ეპიცენტრულ ზონაში მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე დაფიქსირებული ატმოსფერული ელექტრული ველის მატება $\delta E \leq 10^3$ სიდიდით და მაგნიტური ველის ამავედროული ზრდა $\delta B = 1 \div 10$ ნტლ. ელექტრომაგნიტური ველების ასეთმა მყისიერმა ცვლილებებმა მნიშვნელოვანი ცვლილებები შეიძლება გამოიწვიოს E ფენაში მიმდინარე აერონომიულ პროცესებში და კერძოდ, ოპტიკური ემისიების ვარიაციებში.

მრავალი წლის განმავლობაში გეოფიზიკოსები ცდილობდნენ გამოეკლინათ მიწისძვრის მომზადების პერიოდში მიმდინარე პროცესების გავლენა გეომაგნიტური ველის ვარიაციებზე. მაგრამ, ეს ამოცანა საკმაოდ რთული აღმოჩნდა სეისმოგენური ბუნების შედარებით მცირე სიდიდეების გამო. მიუხედავად ამისა, რიგ სამუშაოებში ამ მიმართულებით გარკვეული სამუშაოებია ჩატარებული. მაგალითად, [276, 277, 278]-ში წარმოდგენილია გეომაგნიტური პულსაციების ვარიაციები 0,1-10³კ დიაპაზონში მიწისძვრებამდე, მათი მიმდინარეობისას და მათი მოხდენის შემდეგ. აღნიშნულ დიაპაზონში ინდუცირებული გეომაგნიტური პულსაციების გენერაცია შესაძლებელია სეისმოაქტივობის პერიოდში იონოსფერული ელექტრული ველებისა და დენების ვარიაციების შედეგად. მეორეს მხრივ, ღამის საათებში მიწისძვრების პერიოდში 0,01-0,1³კ დიაპაზონში შეიმჩნეოდა გეომაგნიტურ პულსაციათა ინტენსივობების კლების ეფექტები. აღნიშნული პროცესები აიხსნა მაგნიტოსფეროდან გავრცელებული ალვენის ტალღებისა და სეისმოგენური ბუნების ატმოსფერული, გრავიტაციული ტალღების მიერ წარმოქმნილი იონოსფერული გამტარებლობის, ჰორიზონტალური არაერთგვაროვნებების ურთიერთქმედებით.

მიწისძვრის მომზადების კერის თავზე იონოსფეროში, სპეციფიკური, რამდენიმე ასეული ჰერცი სიხშირის მაგნიტოსფერული ტალღების, ე.წ. ვისტლერების გენერაციის მოდელი, გამტარებლობის ჰორიზონტალური არაერთგვაროვნების არსებობის

პირობებში განხილულ იქნა [278, 279] სამუშაოებში. მათში წარმოდგენილ იქნა მექანიზმები, რომლებიც მოიცავდა E ფენისა და დედამიწის ზედაპირის მიერ წარმოქმნილ იონოსფერულ ტალღამტარში გავრცელებული ელექტრომაგნიტური ხმაურის ვისტლერებში ტრანსფორმაციას. იგულისხმებოდა, რომ ეფექტის წარმოშობაში მოქმედებს ორი მექანიზმი: კვაზიმუდმივი ელექტრული ველის წარმოშობისა და იონოსფერული გათბობის შედეგად იონოსფეროს გამტარებლობის გაზრდა, იონოსფერული მილგამტარების მსგავსად, მოქმედი ლოკალური გასწვრივი არაერთგვაროვნებების წარმოშობა.

იონოსფეროს E ფენაში, კვაზისტაციონარული ელექტრული ველის გაძლიერების პირობებში, შეიძლება განვითარდეს აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღების დისიპაციური არამდგრადობა [263]. ამ მექანიზმის მოქმედების შედეგად, ელექტრული ველის გარე წყაროს, ენერჯის ტალღაზე გადაცემის შემთხვევაში ხორციელდება იონოსფერული გამტარებლობის ჰორიზონტალური არამდგრადობების განვითარება. დისიპაციური არამდგრადობა გამოწვეულია ჯოულის სითბოს დამატებითი გამოყოფით, ტალღაში იონოსფერული გამტარებლობის ცვლილებით, E ფენაში ვერტიკალური დენის მოდიფიკაციით, ნეიტრალური კომპონენტების რხევების გენერაციითა და სხვა ფიზიკური პროცესებით.

გამტარებლობის ჰორიზონტალური ვარიაციები ცვლის იონოსფერული ელექტრული ველის დამაბულობის სიდიდეს. გეომაგნიტური ძალწირების გასწვრივ არსებული მაღალი გამტარებლობა ატმოსფეროს მაღალ ფენებში და მაგნიტოსფეროში, განაპირობებს ელექტრული ველის შეშფოთებების გავრცელებას. ამ დროს წარმოქმნილი ელექტრული წრედი მოიცავს გასწვრივ დენებს, რომელთაც მაგნიტური ძალწირების გასწვრივ გადააქვთ ელექტრული ველები და პედერსონის გამტარებლობით განპირობებულ ამ ძალწირებზე ჩაკეტილ განივ დენებს. ამ შემთხვევაში განივი დენები გადაიტანება ელექტრონებით, ხოლო გასწვრივი დენების გადამტანებს წარმოადგენს იონები. ამრიგად, გამტარებლობის ჰორიზონტალური

სივრცითი სტრუქტურის წარმოშობა გეომაგნიტური ველის გასწვრივ, განაპირობებს დენების აღძვრას და წარმოქმნის სხვადასხვა სახის არაერთგვაროვნებებს, რომელთა ზომები გამტარებლობის ჰორიზონტალური სივრცითი სტრუქტურის რიგისაა.

ზოგჯერ, ატმოსფეროს ზედა ფენებში ვრცელდებიან პოლარიზებული ელექტრული ველები და იონოსფეროს F ფენაში წარმოიშობა მაგნიტური ველისა და სიმკვრივის ჰორიზონტალური ვარიაციები. როგორც თანამგზავრულმა გაზომვებმა აჩვენა ველის ცვლილებები $\Delta B \approx 56$ ტლ-ს, ხოლო პლაზმის კონცენტრაციის ფარდობითი ცვლილება $\sim 16\%$ -მდე აღწევს [280], რაც ახლოსაა ამ პარამეტრების თეორიულ შეფასებებთან. წარმოშობილი არაერთგვაროვნებები გადაადგილდებიან ბგერითზე ნაკლები სიჩქარით. შემდეგ ადგილი აქვს ე.წ. სტვენითი სიგნალების აღძვრას და ატმოსფეროს მაღალ ფენებში უკიდურესად დაბალი სიხშირეების ელექტრომაგნიტური ემისიების გენერაციას.

დედამიწიდან გავრცელებული აკუსტიკური იმპულსების ზემოქმედებით იონოსფეროს E ფენაში წარმოქმნილი ES-გენერატორებისა და მინიდენური სისტემების აღზნების ე.წ. აკუსტიკურ-გრავიტაციული მოდელი [281], ჯერ კიდევ არ არის ექსპერიმენტულად დადასტურებული. ამ მოდელში ნავარაუდებია აკუსტიკურ შემფოთებათა არსებობა. ამ დროს რამდენიმე ასეული კილომეტრის რადიუსის მიწისძვრის მომზადების ზონის თავზე ატმოსფეროში წარმოიშობა რამდენიმე წუთის პერიოდის მქონე ნეიტრალური ქარის იმპულსები, რომლებიც ვრცელდებიან ვერტიკალურად ზევით და აღწევენ იონოსფერულ სიმაღლეებამდე. ამ იმპულსების 95-130 კმ სიმაღლეზე განლაგებულ, სასრული ზომების E ფენის მქონე სპორადულ ფენებზე ზემოქმედებისას, წარმოიშობა ელექტრული ველისა და დენის ლოკალური არასტაციონარული გენერატორი. შემდეგ ფორმირდება ელექტრული ველებისა და დენების სამგანზომილებიანი სისტემა, რომლებიც გარკვეული პირობების შესრულების შემდეგ შეიძლება გახდნენ პლაზმური ტურბულენტობებისა და არამდგრადობების წარმოშობის მიზეზი. ამ დროს გათვალისწინებულია, რომ სპორადული ფენები განთავსებულია უფრო მცირე სიმკვრივის პლაზმაში. შევნიშნოთ,

რომ დედამიწის ზედაპირიდან ვერტიკალურად ზევით გავრცელებულმა ნეიტრალური ატმოსფერული გაზის შეშფოთებებმა შეიძლება მიაღწიოს იონოსფერულ სიმაღლეებამდე და წარმოქმნას სხვადასხვა პლაზმური ეფექტები თუ მათი პერიოდები იქნება რამდენიმე წუთის ტოლი [282].

საშუალო განედოვან იონოსფეროში ხშირად დაიკვირვება ორი ან მეტი, ერთიმეორის თავზე განლაგებული სპორადული ფენა. ამიტომ მიზანშეწონილი აღმოჩნდა ორი ფენის სამგანზომილებიანი მოდელის განხილვა. ისინი შემოსაზღვრული იყო ჰორიზონტალური მიმართულებით და ერთ-ერთი მათგანი წარმოადგენდა დენის „გენერატორს“, ხოლო მეორე „დატვირთვას“. თუ ზედა ფენა მოქცეულია აკუსტიკური ტალღით განპირობებული ნეიტრალური ქარის ზემოქმედების ქვეშ, ხოლო ქვედა ფენა ასეთ გავლენას არ განიცდის, მაშინ განსხვავებული სიმკვრივეების მქონე ამგვარ ჰორიზონტალურ სპორადულ ES ფენების დენურ სისტემაში შესაძლებელია პლაზმური არამდგრადობების წარმოშობა, რომელთა სიხშირე 10^3 ჰერცის რიგის ტოლი უნდა იყოს.

თუ სპორადული ფენები საკმაოდ სქელია (კილომეტრზე მეტი) და მკვრივი (ელექტრონული კონცენტრაცია რამდენჯერმე აღემატება ფონურს), მაშინ მათ დამაკავშირებელ, მაგნიტური ველის გასწვრივ გამდინარე დენებში, აღიძვრება აკუსტიკური არამდგრადობა და ტურბულენტობა. ამის შედეგად, განხორციელდება იონოსფერული პლაზმის ტურბულენტური გათბობა, მახასიათებელი სიხშირეების შემცირება და სხვა ფიზიკური პროცესები. ასეთი სახის გახურების შედეგი უნდა იყოს ატმოსფერული ლოკალური ემისიების ზრდის მიზეზი, რომელთა წყაროს ზონის ჰორიზონტალური მახასიათებელი ზომა რამდენიმე ასეული კილომეტრის რიგის შეიძლება გახდეს.

3. პარაგრაფის ბოლოს შევეხებით იონოსფერულ სიმაღლეებზე სეისმოაქტიურ პირობებში განვითარებული შეშფოთებების გამომწვევ აკუსტიკურ-გრავიტაციულ მოდელებს.

ამ მოდელებში, მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე მიწისძვრის მომზადების ზონაში, დედამიწის ზედაპირის მახლობლად, გენერირდებიან აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღები (აგტ), რომლებიც ვრცელდებიან ზემოთ ატმოსფეროში ჰორიზონტალისადმი გარკვეული კუთხით და აღწევენ იონოსფერულ სიმაღლეებამდე. აგტ-ს გავრცელების კუთხე დამოკიდებულია ტალღის პერიოდზე. ამის შემდეგ იონოსფერული პლაზმის ნეიტრალური კომპონენტის შემფოთებებმა, იონების ნეიტრალეზთან შეჯახების გამო, შეიძლება გამოიწვიოს D, E და F არსებული დამუხტული ნაწილაკების სიმკვრივეთა ცვლილებები, რომელთაც აუცილებლად უნდა მოჰყვეს ატმოსფერული ემისიების ვარიაციები [248,283,284].

აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღები ატმოსფეროს მიწისპირა ფენაში, როგორც წესი, აღიძვრებიან მეტეოროლოგიური პროცესების შედეგად. სეისმოაქტიურ ზონაში აგტ შეიძლება გამოწვეული იყოს მთელი რიგი მიზეზებით. მათ შეიძლება მივაკუთვნოთ ფილაქნური სტრუქტურის მქონე დედამიწის ქერქის მოძრაობა, დედამიწის ქერქის რღვევის ზონებში ატმოსფეროში სათბურის გაზების გამოყოფისას წარმოქმნილი არასტაბილური სითბური ანომალიები, და ასევე ატმოსფეროში ლითოსფერული გაზების ინტენსიური მოხვედრა [246, 254, 259, 285]. ცნობილია, რომ სეისმოლოგიური გაზომვების დროს მყარად რეგისტრირდება დედამიწის სეისმოგრაფიკული რხევები, რომელთა პერიოდი იცვლება $0,5 \div 4$ საათის დიაპაზონში და განსაკუთრებით აქტიურდებიან მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე [286].

სეისმოგრაფიკული რხევების პირობებში დედამიწის ზედაპირი მოქმედებს ატმოსფეროზე და იწვევს მისი ტემპერატურის, გამტარებლობისა და წნევის ვარიაციებს, რომლებიც თავის მხრივ ასტიმულირებენ ატმოსფეროში აგტ-ს წარმოშობას. გარდა ამისა, ამ რხევებმა შეიძლება გაააქტიუროს ატმოსფეროში რადონისა და სხვა გაზების გამოყოფაც [243, 244]. ატმოსფერული წნევის, სინოტივის, ქარის სიჩქარის, მზის პირდაპირი და გაბნეული რადიაციისა და სხვა

მეტეოპარამეტრების ანომალური ცვლილებები დარეგისტრირდა რაჭა-სამაჩაბლოს, ბარისახოს და შუა აზიის სხვა რიგი მიწისძვრების დროს [247, 287].

სეისმოგრაფიკული რხევების ინტენსიფიკაცია სეისმოაქტიურ მოვლენებამდე, 2-3 საათის პერიოდის დიაპაზონში, შეიძლება გამომჟღავნდეს ელექტრომაგნიტური გამოსხივებისა ($30 \div 300$ კჰც) და იონოსფეროს F ფენის ელექტრონული კონცენტრაციის ცვლილებების მოდულაციაში, აკუსტიკურ-გრაფიკული ტალღების აღძვრის შედეგად [288]. ასეთივე პერიოდის აგტ-ს მათი გენერაციის ზონიდან 1000კმ-ის რადიუსით შეუძლია გამოიწვიოს E ფენის სპორადული ფენების წარმოქმნა და განრთქმა. მათი გავრცელება შესაძლებელია F ფენამდეც, სადაც შეიძლება განვითარდეს სხვადასხვა სახის პლაზმური არამდგრადობები.

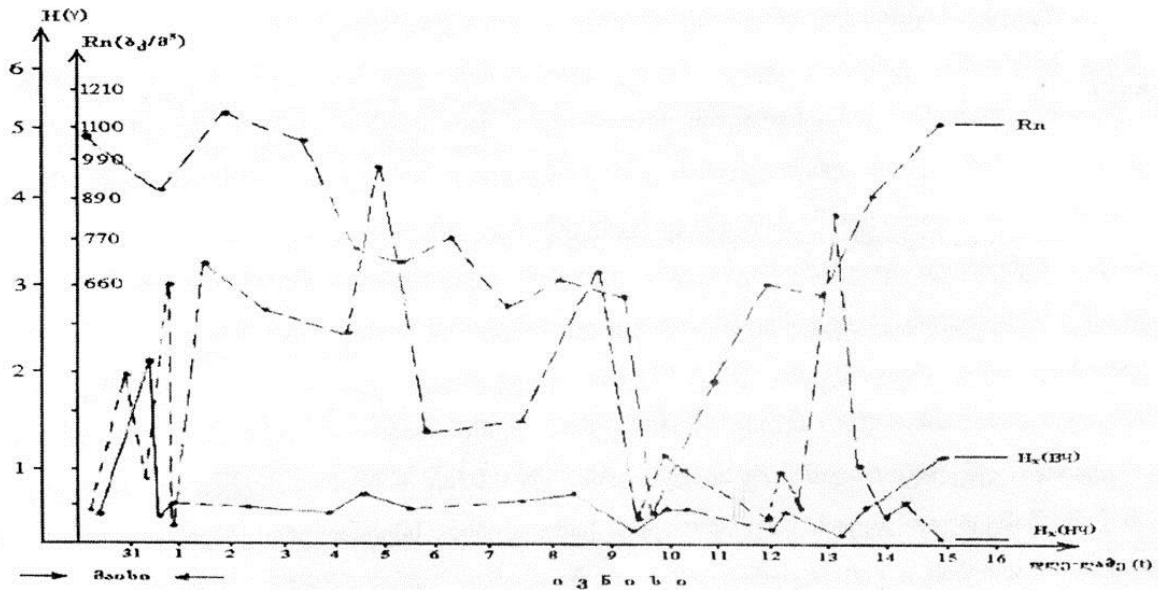
4.2. მიწისძვრის ოპტიკური ატმოსფერული ვარიაციები და მათი გენერაციის მექანიზმები.

როგორც წინა პარაგრაფში აღინიშნა, სხვადასხვა ობსერვატორიებში და სპეციალურ დასკვირვებულ ადგილებში მიწისძვრებამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე, ეპიცენტრიდან რამდენიმე ასეული კილომეტრის რადიუსის ზონაში, დარეგისტრირდა ზოგიერთი ატმოსფერული ემისიის მკვეთრი ცვლილებები.

ახლა მოკლედ, მიმოვიხილოთ ის ექსპერიმენტული შედეგები, რომლებიც მიღებულ იქნა უნივერსიტეტის 1988-2005 წლებში მოქმედ კოსმოფიზიკური გამოკვლევების პრობლემურ ლაბორატორია-ობსერვატორიაში, რომელსაც გააჩნდა დასაკვირვებელი პუნქტები ვანის რაიონის მაღალმთიან ზონაში, წყალტუბოში და მარტვილში. ხანგრძლივი პერიოდის განმავლობაში მიმდინარეობდა დაკვირვებები გეოელექტრომაგნიტური ველის ვარიაციებზე, მეტეოპარამეტრებზე, მიწისქვეშა წყლებისა და მიწისპირა ჰაერის შემადგენელი კომპონენტების ცვლილებებზე, ოზონის ვარიაციებზე და სხვა გეოფიზიკურ მახასიათებლებზე.

როგორც ვიცით, საქართველოში 1991წ. 29 აპრილის მიწისძვრამ (ეპიცენტრის კოორდინატები: $\varphi_N = 42,44^\circ$, $\lambda_s = 43,6^\circ$) ძლიერი რხევები გამოიწვია რაჭა-სამაჩაბლოს რეგიონში და საერთოდ 7-8 ბალამდე ინტენსიურობას მიაღწია. უნდა აღინიშნოს, რომ კავკასიის მთელი დოკუმენტირებული სეისმური ისტორიის მანძილზე ამ მიწისძვრის ეპიცენტრში ყველაზე დიდი ენერგია გამოიყო. მას თან ახლდა აფტერშოკების ძალიან დიდი რაოდენობა. ვანის დასაკვირვებელ სადგურში ამ პერიოდში მიმდინარეობდა რადონის კონცენტრაციის რეგისტრაცია მიწისქვეშა წყლებში და მიწისპირა ჰაერში. აპრილ-მაისში ეს მაჩვენებლები 4-5-ჯერ გაიზარდა. მიწისძვრამდე 1 დღე-ღამით ადრე ისინი თითქმის 6-ჯერ აღემატებოდნენ ფონურს, ხოლო აფტერშოკების პერიოდში კი 7-ჯერაც გადააჭარბა საშუალო წლიურ სიდიდეს. ანალოგიური შედეგები დაფიქსირდა სხვა დასაკვირვებელ პუნქტებშიც [247, 273].

გარდა ამისა, 1988-1992 წლებში რადონის კონცენტრაციის მკვეთრი ცვლილებები დაფიქსირდა მიწისქვეშა წყლებში ირანის, დუშეთის, სომხეთისა და კავკასიის სხვა რეგიონში მომხდარ მიწისძვრებთან კორელაციაში. ზოგიერთ შემთხვევაში, მიწისძვრის წინა პერიოდში რადონის კონცენტრაციის ცვლილებებთან ერთად დარეგისტრირებულ იქნა ნახშირორჟანგის გაზის კონცენტრაციის მკვეთრი ცვლილებებიც [289]. გარდა ამისა, ამავე პერიოდში შეიმჩნეოდა გეოელექტრომაგნიტური ველების დამაბულობათა მკვეთრი ვარიაციები, რომლებიც კარგად ემთხვეოდნენ რადონის კონცენტრაციისა და ზოგი მეტეოპარამეტრის ცვლილებებს. ასეთი ცვლილებების ერთი ფრაგმენტი წარმოდგენილია 4.1. სურათზე, რომელიც აგებულია 1991 წლის 15 ივნისის სამაჩაბლოს მიწისძვრის წინა პერიოდში მიღებულ მონაცემებზე.



სურ. 4.1. გეომაგნიტური ველის H_x ჰორიზონტალური მდგენელისა და რადონის კონცენტრაციის ვარიაციები 1991 წლის 15 ივნისის მიწისძვრის წინა პერიოდში.

მოკლედ განვიხილოთ ამ ვარიაციათა გამომწვევი ზოგიერთი მექანიზმი.

მიწისძვრის შესახებ არსებული თანამედროვე წარმოდგენების თანახმად, მოსალოდნელია მიწისქვეშა წყლების ჰიდროგეოდინამიკური რეჟიმის ცვლილება, არა მარტო მიწისძვრის მიმდინარეობისას, არამედ მისი მომზადების სტადიაშიც [247, 281]. ამის მიზეზები შეიძლება იყოს მიწისძვრამდე დედამიწის მანტიაში მიმდინარე ტექტონიკური რღვევების შედეგად ჰიპოცენტრის ზონაში გენერირებული აკუსტიკური ტალღები, რომელთა გავლის შედეგად შეიძლება შეიცვალოს გეოქიმიური და ჰიდროგეოდინამიკური რეჟიმები. მიწისძვრის კერის მახლობლობაში დედამიწის ქერქის აქტიური დეფორმაცია ქმნის მიწისქვეშა დამაბულობების ვარიაციებს, რაც მიგვიყვანს ჭაბურღილებში წყლის დონისა და შედგენილობის

ცვლილებებამდე. იგივე პროცესების გავლენით უნდა ხდებოდეს ლითოსფეროდან რადონული გაზის აქტიური გამოყოფა, რომელიც დიფუნდირების შედეგად გავრცელდება ზედაპირისაკენ და შემდეგ დედამიწის ატმოსფეროს მაღალ ფენებშიც შეიძლება გავრცელდეს. ამის დასადასტურებლად შეიძლება გამოვიყენოთ აშშ-ში, გასული საუკუნის ბოლო მეოთხედში მიღებული ექსპერიმენტული შედეგები [290].

რაჭა-სამაჩაბლოსა და კავკასიის სხვა რეგიონში მომხდარი მიწისძვრების პერიოდში, გეოელექტრომაგნიტური ველის ვარიაციათა გაზომვები ჩატარდა სპეციალურ მაგნიტომეტრზე და გეოვოლტმეტრზე.

ელექტრული ველის ვარიაციები რეგისტრირდებოდა დაბალსიხშირულ დიაპაზონში (0,01-0,23ც). აპარატურის მგრძნობიარობა შეადგენდა 1მკვ/მ. აპარატურის კალიბრება ხდებოდა გენერატორიდან 0,1ვ ამპლიტუდისა და 0,053ც სიგნალით. ის სიგნალს ღებულობდა მიწაში ჩაშვებული ტყვიის ელექტროდების საშუალებით. სპეციალური კაბელით სიგნალი მიეწოდებოდა გეოვოლტმეტრის არხების გამაძლიერებელს, რომლიდანაც ინფორმაცია იწერებოდა თვითმწერზე. ჩვენს შემთხვევაში გაზომვა ხდებოდა სპეციალურ გვირაბში, დაბალსიხშირულ დიაპაზონში ვერტიკალური მიმართულებით.

გეომაგნიტური ველის ვარიაციები რეგისტრირდებოდა მაგნიტომეტრების საშუალებით, რომლებიც ზომავდნენ მაგნიტური ველის ცვლილებებს ორი-ჩრდილო-სამხრეთისა და აღმოსავლეთ-დასავლეთის მიმართულებით. სიხშირეთა მაღალსიხშირულ (2-0,2 ჰც) და დაბალსიხშირულ დიაპაზონში მგრძნობიარობა შეადგენდა 0,01 ნანოტესლას, ხოლო დაბალსიხშირულში-0,1 ნანოტესლას. მისი კალიბრება ხდებოდა 0,1 ვოლტი ამპლიტუდისა და 0,053ც სიხშირის გენერატორული სიგნალით.

მაგნიტომეტრები ინფორმაციას ღებულობდნენ მიწაში ურთიერთპერპენდიკულარულად ჩაფლული გადამწოდებლებიდან, რომლების წარმოადგენენ სოლენოიდებს და ველის კონცენტრირების მიზნით აღჭურვილნი იყვნენ რკინის გულარებით.

აპარატურა რკინის გულარს აძლიერებდა 8-ჯერ. ამის შემდეგ, სიგნალი რეგისტრირდებოდა თვითმწერზე.

ახლა, მოკლედ განვიხილოთ მიღებული ექსპერიმენტული მასალა გეოელექტრომაგნიტური ველის შემთხვევაში. 1991 წლის 29 აპრილის მიწისძვრის შემთხვევაში გეომაგნიტურმა ველმა იწყო მკვეთრი მომატება მთავარ ბიძგამდე $2 \div 3$ დლით ადრე. მისი H_x და H_y მდგენელების საშუალო მნიშვნელობები განიცდიდნენ მცირე, მაგრამ შესამჩნევ მომატებას. მიწისძვრამდე რამდენიმე საათით ადრე, შეიმჩნეოდა მათი კვაზისინუსოიდური სწრაფი ვარიაციები, ხოლო მთავარი ბიძგის შემდეგ ფიქსირდებოდა ველის დაძაბულობის საშუალო მნიშვნელობის შემცირება ფონურთან შედარებით.

სამაჩაბლოს 1991 წლის 15 ივნისის მიწისძვრისას გეომაგნიტური წინამორბედები არ დაფიქსირდა, რაც განპირობებული უნდა ყოფილიყო 13-14 ივნისის ძლიერი მაგნიტური ქარიშხლებით. ეს უკანასკნელი, ჩვენი დაკვირვებებით შეადგენდა $50 \div 60$ ნანოტესლას. მთავარი ბიძგის შემდეგ კი დაიმზირა გეომაგნიტური ველის კვაზიპერიოდული რხევები, რომლებიც რამდენიმე საათის განმავლობაში გაგრძელდა.

ამ მიწისძვრის წინა პერიოდში ადგილი ჰქონდა გეოელექტრული ველის მნიშვნელოვან ცვლილებებს. კერძოდ, ვერტიკალური გეოელექტრული ველის დაბალსიხშირული მდგენელის ამპლიტუდის ზრდას ადგილი ჰქონდა რაჭის მიწისძვრამდე ორი დლით ადრე და 6 მკვ/მ მნიშვნელობას მიაღწია. ამის შემდეგ, მიწისძვრამდე რამდენიმე საათით ადრე, მისი დაძაბულობის სიდიდე $1,5 \text{ მკვ/მ-მდე}$ დაეცა.

ასევე გაანალიზდა კავკასიის რეგიონში მომხდარი სხვა ძლიერი თუ სუსტი მიწისძვრების პერიოდში გეოელექტრომაგნიტური ველების დაძაბულობათა გაზომვების შედეგად მიღებული მონაცემები, რომლის შედეგადაც აღმოჩნდა, რომ ამ მომენტში ადგილი ჰქონდა მათ მკვეთრ ვარიაციებს (იხ. სურათი 4.1).

გარდა ამისა, რაჭა-სამაჩაბლოს მიწისძვრის პერიოდში, ჩვენს ლაბორატორიაში განხორციელებული გაზომვების მიხედვით, ადგილი ჰქონდა მეტეოროლოგიური

პარამეტრების მკვეთრ ვარიაციებსაც. კერძოდ, ვანის რაიონის სოფელ ყუმურის მეტეოსადგურში არსებული გაზომვების თანახმად, 1991 წლის 27-30 აპრილს მკვეთრად გაიზარდა ნიადაგისა და ჰაერის ტემპერატურა სხვადასხვა სიღრმეზე და მიწისპირა ატმოსფერულ ფენაში. ასევე შეიცვალა ატმოსფერული წნევის, ფარდობითი ტენიანობისა და მზის პირდაპირი და გაბნეული რადიაციების ლოკალური მნიშვნელობები. ანალოგიური შედეგები იქნა მიღებული რეგიონის სხვა მეტეოსადგურებში ჩატარებული გაზომვების შედეგადაც, არა მარტო რაჭა-სამაჩაბლოს, არამედ სხვა მიწისძვრების დროსაც [247].

რიგ შემთხვევაში მიწისძვრის წინა პერიოდში, მისი მიმდინარეობისა და შემდგომ დღეებში ადგილი ჰქონდა ნახშირორჟანგის, ოზონის, ქლორის იონებისა და სხვა მიწიაქვეშა შემადგენელი კომპონენტების კონცენტრაციების ინტენსიურ ვარიაციებს, რომელთა გენეზისი მჭიდროდაა დაკავშირებული ლითოსფეროში სეისმოაქტიურ პერიოდში მიმდინარე გეოფიზიკურ პროცესებთან.

ხაზგასმით უნდა აღინიშნოს, რომ აღნიშნული მიწისძვრების მიმდინარეობის პერიოდში აბასთუმნის ობსერვატორიაში ხორციელდებოდა უწყვეტი დაკვირვებები ღამის ცის ძირითად ემისიებზე, ჰიდროქსილზე, ლითიუმზე, ნატრიუმზე, ლითიუმზე, წყალბადზე და ატმოსფეროს ზრდა ფენების სხვა შემადგენელ კომპონენტებზე.

რაჭა-სამაჩაბლოს მიწისძვრებამდე რამდენიმე დღით ადრე საგრძნობლად დაიკვირვებოდა ჟანგბადის მწვანე ხაზის $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძისა და ჰიდროქსილის ზოლების ნათებათა ინტენსივობების შესამჩნევი ($\sim 30\%$) მატება, ხოლო $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძისათვის ადგილი ჰქონდა ინტენსივობის შემცირებას თითქმის $\sim 40\%$ -ით. ამ ხაზების შესამჩნევი ვარიაციები დაიკვირვებოდა რეგიონში, თუ მის გარეთ, მომხდარი მიწისძვრების დროსაც.

რაც შეეხება, სხვა ატმოსფერულ ემისიებს (ნატრიუმის, ლითიუმის, წყალბადის და სხვათა ხაზებს) მათი ნათების ინტენსივობათა რაიმე ვარიაციები ხსენებულ

მიწისძვრებამდე, მათი მიმდინარეობისა და განხორციელების შემდეგ არ დარეგისტრირებულა.

ახლა, მოკლედ განვიხილოთ ის მექანიზმები, როლებიც იწვევენ ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზებისა და OH--ის ზოლების შესაბამის ნათებებს მიწისძვრების პერიოდში. დავიწყოთ ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის გამომსახვებელი $O(^1S)$ დონის აღზნების მექანიზმებით.

როგორც სამუშაოს III თავში აღინიშნა ამ დონის აღზნების მთავარ მექანიზმებს წარმოადგენს: 1) ატომური ჟანგბადის ელექტრონებთან პირდაპირი შეჯახება; 2) მოლეკულური ჟანგბადის იონების დისოციაციური რეკომბინაცია; 3) მოლეკულური ჟანგბადის დისოციაცია; 4) მოლეკულური აზოტის $N_2(A^3 \Sigma_u^+)$ დონიდან ატომური ჟანგბადის ძირითად დონეზე აღზნების ენერჯის გადაცემა და 5) მოლეკულური ჟანგბადი $O_2(C^1 \Sigma_u^-)$ დონიდან ენერჯის $O(^3P)$ დონეზე გადატანა. ეს პროცესები ხორციელდება (3.37-3.40) რეაქციების მეშვეობით. განხილული პროცესებიდან $O(^1S)$ -ის აღზნებაში ძირითადი წვლილი შეაქვთ $O(^3P)$ ძირითადი მდგომარეობების ელექტრონებთან შეჯახებებისა და O_2^+ იონების დისოციაციური რეკომბინაციის მექანიზმებს:



როგორც ვხედავთ $O(^1S)$ მდგომარეობის წარმოქმნაში და მის კონცენტრაციის მომატებაში გადამწყვეტი მნიშვნელობა ენიჭება მოლეკულური ჟანგბადის იონებისა და ელექტრონების კონცენტრაციების გაზრდას. რა პროცესებმა შეიძლება შეუწყოს ხელი იონოსფეროს ამ კომპონენტთა სიმკვრივის მატებას? ჯერ განვიხილოთ ელექტრული ველის როლი.

როგორც 4.1. პარაგრაფში აღინიშნა, მიწისძვრის წინა პერიოდში ადგილი აქვს რადიოაქტიური გაზის რადონის ინტენსიურ გამოფრქვევას დედამიწის ლითოსფეროდან, რომელიც იწვევს იონოსფერული E ფენის ელექტრული ველის დამაბულობის მკვეთრ ზრდას, რომელიც თავის მხრივ განაპირობებს ჯოულის

სითბოს გამოყოფას, ელექტრონთა და იონთა (მათ შორის O_2^+) კონცენტრაციის ზრდას, ელექტრონული ტემპერატურის მატებას და სხვა სახის გეოფიზიკურ ეფექტებს. ელექტრონებისა და იონების კონცენტრაციის ზრდა (4.1) და (4.2) პროცესების თანახმად, უფრო ეფექტურს ხდის $O(^1S)$ დონეების გენერაციისა და $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ნათების ინტენსივობის გაძლიერებას, რასაც აქვს კიდევაც ადგილი მიწისძვრის წინა პერიოდში. გარდა ამისა, იონოსფეროს E ფენის გახურება იწვევს O_2^+ იონთა რეკომბინაციის შემცირებას, რაც ასევე უწყობს ხელს $O(^1S)$ მდგომარეობის კონცენტრაციის ზრდას. ეს კი, თავის მხრივ უფრო ეფექტურს ხდის $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის ნათების გაძლიერების პროცესს.

იონოსფეროს E ფენაში, ატომური ჟანგბადის მწვანე ხაზის ნათების გაძლიერებაში, ასევე გარკვეული წვლილის შეტანა შეუძლია მიწისძვრამდე რამდენიმე დღით ადრე, მისი მომზადების ზონაში ე.წ. აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღების, ელექტრომაგნიტური გამოსხივების და აკუსტიკური (ინფრაბგერა) ტალღების ეფექტურ გენერაციას.

ამათგან, ჩვენი და სხვა ავტორთა [251, 252] აზრით, უფრო მნიშვნელოვანია აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღების როლი, რომლებიც შეიძლება გამოიწვიოს არასტაბილურმა სითბურმა ანომალიებმა და იონოსფეროში ლითოსფერული აირების (მათ შორის რადონის) არათანაბარმა შეღწევამ. ისინი, როგორც ვიცით, იონოსფეროში იწვევენ დამუხტული ნაწილაკების კონცენტრაციათა ვარიაციებს, კერძოდ, კი O_2^+ იონებისა და e ელექტრონების სიმკვრივეთა ზრდას. ამ პროცესებმა, რასაკვირველია, $O(^1S)$ დონეთა კონცენტრაციის ზრდა, ჟანგბადის მწვანე ემისიის ინტენსივობის მატებაც უნდა განაპირობოს.

ასევე, მიწისძვრამდე რამდენიმე დღე-ღამით ადრე, ლითოსფეროში მისი ეპიცენტრის მახლობლად ელექტრომაგნიტური უწყვეტი და იმპულსური გამოსხივებისა და ინფრაბგერული ტალღების გენერაციამ, E ფენაში უნდა წარმოქმნას სხვადასხვა ტიპის არამდგრადობები, იონური, ელექტრონული კონცენტრაციების

ზრდა და ბოლოს თვით ელექტრონთა აჩქარებები, რამაც თავის მხრივ აღნიშნული ემისიის ინტენსივობის გაძლიერებას უნდა შეუწყოს ხელი.

ახლა განვიხილოთ ატომური ჟანგბადის $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის გამოსხივების ინტენსივობის მიწისძვრის წინა პერიოდში შემცირების საკითხი.

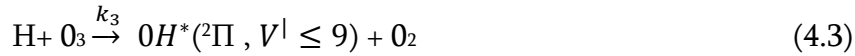
როგორც ვიცით, ეს ემისია წარმოიშობა იონოსფეროს F ფენაში დაახლოებით $250\div 270$ კმ სიმაღლეზე (4.1) და (4.2) პროცესების ხარჯზე. ამათგან მადომინირებელი როლი (4.2)-ს ეკუთვნის, თუმცა ზოგ შემთხვევაში (პოლარული ნათება, რადიოიმპულსებით გათბობა და სხვა) (4.1.) პროცესის წვლილი არსებითია.

მიწისძვრის წინა პერიოდში, რადიოაქტიური გაზის რადონის, ლითოსფეროდან ინტენსიური გამოფრქვევის შედეგად გამოწვეულმა გეოელექტროსტატიკური ველის ვერტიკალური მდგენელის შემფოთებებმა შეუძლია მიაღწიოს იონოსფეროს F ფენას და მასში განაპირობოს დამატებითი სითბოს გამოყოფა, რეკომბინაციის გაძლიერება და დამუხტული ნაწილაკების კონცენტრაციების შემცირება [256]. მსგავსი პროცესები შეიძლება განვითარდეს მიწისძვრამდე, იონოსფეროში ვერტიკალური ატმოსფერული დენის გავლით გამოწვეული ჯოულის სითბოს ინტენსიური გამოყოფის შედეგადაც, რომელმაც უნდა მიგვიყვანოს ელექტრონული და იონური (O_2^+) კონცენტრაციების შემცირებამდე. ეს კი თავისთავად გამოიწვევს $O(^1D)$ მდგომარეობის სიმკვრივის კლებას და $\lambda=6300\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის ნათების შემცირებას, რაც დადასტურებულია ექსპერიმენტულად.

ახლა მოკლედ შევხვით ჰიდროქსილის ნათების გაძლიერების საკითხს მიწისძვრის წინა პერიოდში.

ჰიდროქსილის მოლეკულის ძირითადი OH ($^2\pi_{1/2,3/2}$) მდგომარეობის ბრუნვით-რხევითი ზოლები გამოსხივდება $70\div 115$ კმ-ის სისქის შედარებით ფართო ფენაში და მისი მაქსიმუმი მოთავსებულია ~ 90 კმ სიმაღლეზე. ჟანგბადურ-წყალბადურ ატმოსფერულ მოდელში ჰიდროქსილის გამოსხივება წარმოიქმნება ჟანგბადისა და წყალბადის რიგი რეაქციების შედეგად O_2 , O_3 და წყალბადის შემცველი ნერთების

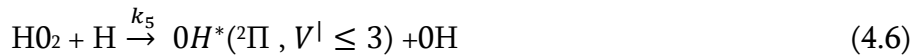
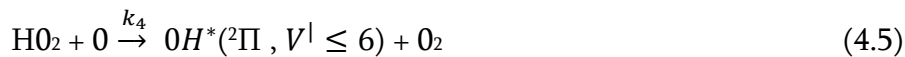
მონაწილეობით [291]. წარმოვადგინოთ OH-ის რხევითი აღზნებული მოლეკულების წარმოშობის ყველაზე ეფექტური რეაქციები:



ეს არის ეგზოთერმული რეაქცია, რომლის ენერგეტიკული გამოსავალი შეადგენს 74,8 კკალ·მოლ⁻¹ და უზრუნველყოფს OH-ის მოლეკულების ძირითადი მოლეკულური მდგომარეობების რხევითი დონის მცირე დონემდე აღზნებას. მისი რეაქციის სიჩქარე [293]-ის მიხედვით, ტემპერატურის მიხედვით იცვლება შემდეგი კანონზომიერებით:

$$K_3 = 1,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T} \exp(1400/RT) \text{ სმ}^3/\text{წმ} \quad (4.4)$$

ჰიდროქსილის რხევით აღზნებული მოლეკულები შეიძლება ასევე წარმოიქმნას შემდეგ რეაქციებში [274]:



სადაც რეაქციათ სიჩქარის მუდმივები ტოლია და ტემპერატურაზე შემდეგნაირად არიან დამოკიდებული:

$$K_4 \cong K_5 = 1,5 \cdot 10^{-11} \sqrt{T} \exp(-980/RT) \text{ სმ}^3/\text{წმ} \quad (4.7)$$

ჰიდროქსილის OH აღზნებული მოლეკულების დეზაქტივაცია ძირითადად მიმდინარეობს მათი ჟანგბადის ატომებთან შეჯახებისა და რხევითი რელაქსაციის შედეგად.

ამ მოლეკულების რხევით აღზნებით პროცესებში ჯერ კიდევ დაუზუსტებელია (4.3), (4.5) და (4.6) მექანიზმების ფარდობითი წვლილი და მათი განსაზღვრისათვის აუცილებელია ღამის ცის ნათების სპექტრში განხორციელდეს სისტემატური და მრავალმხრივი დაკვირვებები. მიუხედავად ამისა, მთავარი ამ პროცესებში ისაა, რომ მათი რეაქციის სიჩქარეები K_3 , K_4 და K_5 ძლიერაა დამოკიდებული ტემპერატურაზე.

როგორც უკვე აღვნიშნეთ, მიწისძვრის წინა პერიოდში ადგილი აქვს აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღებისა და გეოელექტრომაგნიტური ველების დამაბულობათა ინტენსიური ვარიაციების გენერაციის პროცესებს, რომელთა შედეგადაც იონოსფეროს

E ფენაში (80÷150 კმ) ხდება ჯოჯოხეთის სითბოს ეფექტური გამოყოფა, ელექტრონებისა და იონების კონცენტრაციის ზრდასა და სხვა სახის ფიზიკური მახასიათებლების ცვლილებას. იონოსფეროს E ფენის ასეთი გახურების შედეგად ადგილი აქვს მისი ტემპერატურის მკვეთრ ზრდას. ეს კი, თავის მხრივ, განაპირობებს ჰიდროქსილის ნათების ინტენსივობის ზრდას, რაც არაერთხელ დაფიქსირდა სხვადასხვა განედებზე განთავსებულ დასაკვირვებელ სადგურებში.

სხვადასხვა ავტორთა [291, 292] მიერ ნაჩვენები იქნა ოპტიკური მეთოდების გამოყენებით აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღების E ფენაში რეგისტრაციის შესაძლებლობა. დადგინდა, რომ ამ ტალღების ჰიდროქსილის ფენაში გავლისას სხვადასხვა ტიპის ადიაბატური პროცესების შედეგად, OH-ის ზოლების გამოსხივების ინტენსივობები იცვლება შემდეგი კანონზომიერების მიხედვით.

$$I = \alpha T^\delta, \quad (4.7)$$

სადაც α , OH-ის აღმზნები რეაქციების კოეფიციენტია, რომელიც შესაბამისი რეაგენტების შემცველობათა ნამრავლის პროპორციულია; $\delta = \beta - n$, სადაც β ატომური ჟანგბადის ჰიდროქსილის რხევითი-აღზნებული მდგომარეობების ქრობის ხარისხზე დამოკიდებული უგანზომილებო სიდიდეა; n -აღზნებული ჰიდროქსილის გენერაციის სიჩქარის კოეფიციენტში შემავალი T ტემპერატურის ხარისხის მაჩვენებელი.

წარმოდგენილი (4.7) დამოკიდებულება ნათლად ხსნის მიწისძვრების პერიოდში გამოსხივებული ჰიდროქსილის ზოლების ინტენსიურობის მატების დაკვირვებითი მასალების საიმედოობას. თუმცა განხილული მექანიზმებიდან, რომელია დომინირებადი, მომავალი კვლევების საქმეა. ისიც სავარაუდოა, რომ მომავალი კვლევების დახვეწისა და კომპლექსური გაფართოების პროცესში მიწისძვრის სულ უფრო ახალი ოპტიკური წინამორბედი იქნეს გამოვლენილი.

§ 4.3. ატმოსფერული ემისიების გაძლიერების მოვლენების

შესწავლა საპლანეტთაშორისო შემფოთების პერიოდში.

1994 წლის 16÷22 ივნისს, პირველად კაცობრიობის ისტორიაში დაიმზირა ერთი გიგანტი ციური სხეულის მეორესთან ნაწინასწარმეტყველები შეჯახება: შუმეიკერ-ლევ 9 (SL-9) კომეტის ოცამდე ნამსხვრევი ~65 კმ/წმ-ზე მეტი სიჩქარით შეიჭრა იუპიტერის ატმოსფეროში და მსხვილმასშტაბური შემფოთებები გამოიწვია. ამ მოვლენის შესწავლა განხორციელდა მრავალ მიწიერ დასაკვირვებელ პუქტში და კოსმოსურ ხომალდზე, რომლის შედაგადაც მიღებული იქნა მნიშვნელოვანი ექსპერიმენტულ-დაკვირვებითი მასალა. გაზომვები მიმდინარეობდა ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ძალიან ფართო დიაპაზონში, გამოკვლევები ჩატარდა ჩვენი უნივერსიტეტის ყოფილ კოსმოფიზიკური გამოკვლევების პრობლემური ლაბორატორია-ობსერვატორიაში, რომლის შედეგები გამოქვეყნებულ იქნა [293, 294] ნაშრომებში. ამ გამოკვლევების თანახმად, შეჯახებიდან თითქმის ორი საათის შემდეგ გეომაგნიტური პულსაციების ჰერცულ დიაპაზონში დაფიქსირდა გეოელექტრომაგნიტური ველების მნიშვნელოვანი ვარიაციები, რომელიც ასევე ორი საათის განმავლობაში გაგრძელდა. ეს ეფექტი გამოვლენილ იქნა ღამის საათებში (02.10LT), რაც ჩვეულებრივი იონოსფერული პირობების შემთხვევაში იშვიათ მოვლენას წარმოადგენს და როგორც წესი არ ხდება რაიმე არაორდინარული პროცესების მიმდინარეობის გარეშე.

იუპიტერის და მისი თანამგზავრების ატმოსფეროებში კომეტის შეჯახების მომენტში, რიგი ობსერვატორიების მიერ დაფიქსირებულ იქნა სხვადასხვა სახის ოპტიკური ეფექტები. ისინი გამოიწვია შეჯახების მომენტში გამოყოფილმა უზარმაზარმა ენერგიამ, რომელიც დაახლოებით $10^{25} \div 10^{29}$ ერგით შეფასდა. მართალია შეჯახების პროცესმა არსებითი გავლენა ვერ მოახდინა დედამიწაზე, მაგრამ მან გამოძახილი ჰპოვა დედამიწის იონოსფეროში, რაც დაფიქსირებულ იქნა გეომაგნიტურ და ოპტიკურ ვარიაციებში. ეს უკანასკნელი დარეგისტრირდა აბასთუმნის ობსერვატორიაში და ძირითადად ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ და $\lambda=6300\text{\AA}$

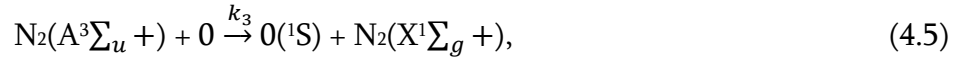
ტალლის სიგრძის გამოსხივებების ცვლილებაში გამოისახა. თუმცა ნათების ინტენსივობათა ვარიაციები ძალზე მნიშვნელოვანი არ ყოფილა, მაგრამ მათი დამზერა მაინც მოხერხდა. დარეგისტრირებულმა ნათებებმა სწრაფად მოიკლეს და შემფოთებიდან რამდენიმე წუთის შემდეგ ფონურს გაუტოლდნენ.

შევეცადოთ ამ ნათების მექანიზმების დადგენას. მანამდე მოკლედ შევხვით გეოელექტრომაგნიტური ველების დამაბულობის შემფოთების საკითხს.

დაფიქსირებული შემფოთების ასახსნელად მიზანშეწონილად ჩაითვალა შემდეგი მექანიზმების განხორციელება: 1) განხორციელდა იუპიტერის მაგნიტოსფეროში ჩაჭერილი ნაწილაკების შეღწევა დანაკარგთა კონუსში და მათი აჩქარება კომეტის აფეთქების დროს წარმოქმნილი დარტყმითი ტალღებით [293]; 2) იუპიტერის მაგნიტური ჩამჭერებიდან ნაწილაკების ამოფრქვევაში და მათ აჩქარებაში გარკვეულ როლს ასრულებდა მაგნიტოსფეროს კუდში ელექტრული ველების გაზრდა; 3) იუპიტერის მაგნიტოსფეროში არსებულ ნაწილაკებთან ერთად შეიძლება აჩქარებულიყო კომეტის დაშლის დროს წარმოქმნილი ნაწილაკებიც. ამ მოსაზრებებს ადასტურებს საპლანეტათშორისო სივრცეში რეგისტრირებული მაღალენერგიული ნაწილაკების ზრდის ფაქტი. ეს პროცესები არსებით როლს თამაშობენ ფართოზოლოვანი ელექტრომაგნიტური გამოსხივების წარმოქმნაში, რაც ასევე დაფიქსირებულ იქნა ასტრონომიული დაკვირვებებითაც [295].

აჩქარებული ნაწილაკები, რომელთა სპექტრში ძირითადად დაიკვირვებოდა ელექტრონები და პროტონები, აღწევდნენ დედამიწის მაგნიტოსფერომდე და იონოსფერომდე და წარმოქმნიდნენ P_c 3 პულსაციებს, რაც დაფიქსირდა კიდევაც. ასეთი პულსაციების გენერაციის წყაროს 0,01-1 ჰც დიაპაზონში სწორედ მაღალენერგიული პროტონები და ელექტრონები წარმოადგენს [296].

როგორც მიწისძვრის წინა პერიოდში გენერირებული ატმოსფერული ჟანგბადის ემისიების მექანიზმების შემთხვევაში აღინიშნა, მათი წარმოშობის ყველაზე ალბათური პროცესებია (3.37) ÷ (3.40) რეაქციები. ამათგან $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალლის სიგრძის გამოსხივების წარმოშობაში ძირითადი უნდა იყოს:



ხოლო $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზის გამოსხივებისას მადომინირებელ პროცესებად უნდა ჩაითვალოს (4.3) და (4.4) რეაქციები. ამ დროს გარკვეული როლი ნათების ინტენსივობის მომატებაში შეიძლება შეიტანოს ენერგიულმა პროტონებმაც, რომლებიც ატომურ ჟანგბადთან ურთიერთქმედებისას წარმოქმნიან $O(^1D)$ აღზნებულ მდგომარეობებს, შესაბამისი წითელი ხაზის გამოსხივებით, თუმცა ეს მექანიზმი ნაკლებეფექტურად უნდა ჩაითვალოს.

ძირითადი დასკვნები

1. გაზომვის ახალი მეთოდების გამოყენებით შექმნილი საბორტო და მიწიერი აპარატურის საფუძველზე მიღებულია და დამუშავებული მთელი რიგი ექსპერიმენტული შედეგები, დედამიწის ატმოსფეროს ზედა ფენების გამოსხივებათა ინტენსივობის ვარიაციათა კუთხით. მოკლედ და წარმოდგენილი აპარატურის აღწერა და კალიბრების მეთოდიკა.

2. გაანალიზებულია ატმოსფეროს საკუთარი ნათების ინტენსივობათა ვარიაციები და მათი გამომწვევი მექანიზმები ლამის, ბინდისა და დღის პერიოდებში. ჩატარებული საბორტო ექსპერიმენტის მეშვეობით მიღებული შედეგების საფუძველზე წარმოდგენილია ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$ ხაზის გამოსხივების ინტენსივობის მაღლივი დამოკიდებულების მრუდები რაკეტის აღმავალი და დაღმავალი ტრაექტორიების უბნებზე. დადგენილია ამ გამოსხივების გამომწვევი ძირითადი მექანიზმები.

3. განხილულია ბუნებრივი და ხელოვნური პოლარული ნათებების დროს გენერირებული ატმოსფერული ემისიების ფოტომეტრიული შედეგები, მათი წარმოშობის ფიზიკურ-ქიმიური მექანიზმები და მონათესავე ფიზიკური პროცესები. მიღებულია და ახსნილი $\lambda=5577\text{\AA}$ ტალღის სიგრძის, მისი მახლობელი უბნის ნათებათა ვერტიკალური მრუდები და მათი გამომწვევი მექანიზმები.

4. გაანალიზებულია იონოსფეროში მძლავრი რადიოტალღების გავრცელების შედეგად გენერირებული ატმოსფერული ემისიების წარმოქმნის ფიზიკური მექანიზმები და განხილულია ასეთი ექსპერიმენტების უპირატესობა სხვა ტიპის პროექტებთან თანაფარდობაში. განსაზღვრულია ატმოსფეროს ზედა ფენების შემადგენელი ატომური ჟანგბადის კონცენტრაცია და მისი აღზნებული $O(I\ S)$ დონის ქრომის კოეფიციენტი.

5. იუპიტერთან შუმეიკერ-ლევის კომეტის შეჯახების შედეგად დედამიწის მაგნიტოსფეროში შემოღწეულმა ენერგიულმა ნაწილაკებმა ატმოსფერულ კომპონენტებთან ურთიერთქმედებისას განაპირობეს ატომური ჟანგბადის $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზების ნათების ინტენსივობის გაძლიერება. ამ შემთხვევაში $O(I\ S)$ დონის აღზნების ძირითად მექანიზმებად მიჩნეულია ატომური ჟანგბადის $O(^3P)$ ძირითადი დონის, ელექტრონებთან ურთიერთქმედება, მოლეკულური ჟანგბადის O_2^+ იონების დისოციატიური რეკომბინაცია და

მოლეკულური აზოტის $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ დონიდან ატომურ ჟანგბადზე აღზნების ენერჯის გადატანა, ხოლო $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზის ნათების მადომინირებელ მექანიზმებად მიჩნეულია ჩამოთვლილთაგან პირველი და მესამე პროცესი. ამ დროს ნათების ინტენსივობის გაძლიერებაში გარკვეული როლი შეიძლება ითამაშოს ატომური ჟანგბადის ენერჯულ პროტონებთან ურთიერთქმედებამ, თუმცა ეს მექანიზმი ნაკლებეფექტურადაა მიჩნეული.

6. რაჭა-სამაჩაბლოს მიწისძვრებამდე რამდენიმე დღით ადრე, ადგილი ჰქონდა მიწისქვეშა წყლებიდან რადონის გაზის ინტენსიურ გამოყოფას, გეომაგნიტური პულსაციების გაძლიერებას და ჟანგბადის ატმოსფერული ემისიებისა ($\lambda=5577\text{\AA}$ $\lambda=6300\text{\AA}$,) და ჰიდროქსილის ზოლების ($0 H^* ({}^2 \Pi, V' \leq 9)$) ნათებათა ვარიაციებს. $\lambda=5577\text{\AA}$ ნათების ცვლილებები ძირითადად გამოწვეული უნდა იყოს ლითოსფეროდან რადონის რადიაქტიური გაზის მიერ იონოსფერული E ფენის, ელექტრული ველის დამაბულობის მკვეთრი ზრდით და იონოსფეროზე აკუსტიკურ-გრავიტაციული ტალღებისა და ელექტრომაგნიტური გამოსხივების ერთობლივი მოქმედებით. $\lambda=6300\text{\AA}$ ხაზის ნათების ინტენსივობის შემცირება შეიძლება გამოწვეული იყოს იონოსფეროს F ფენაში რეკომბინაციული პროცესების გაძლიერებით და $O(D)$ მდგომარეობის კონცენტრაციის შემცირებით.

გამოყენებული ლიტერატურა

1. A. B.Meinel. Astrophys.J.111, P.555,1950.
2. J. F. Noxon. Space sci. Rev.,8,P 92,1968.
3. F. F. Roach. Manual for photometric observation of the airglow during the IGY-National Bureau Stand, №5006,P.1-33, 1956.
4. R. H. Eather, D. L. Reasoner. Spectrophotometry of faint light sources with a tilting filter photometer. Appl. Opt. V.8,№2, P.227,1969.
5. С. Б. Ляхов, Г. Г. Манагадзе. Фотометр с вращающимся интерференционным фильтром. Приборы и техника экспериментов. №3, ст.200, 1975.
6. Л. М. Фишкова. Ночное излучение среднеширотной верхней атмосфере Земли. Изд. „Мецნიერება“, Тбилиси, ст.23,1983.
7. Л. М. Фишкова. Сезонные и годовые вариации интенсивности свечения ночного неба в Абастумани. ВКН: Полярные сияния и свечение ночного неба. №9, М., Изд-во АНСССР, ст.35, 1963.
8. Н. А. Питерская, Н.Н. Шефов. Распределение интенсивности во вращательно-колебательных полосах ОН. ВКН.: Полярные сияния и свечение ночного неба. №23, М., наука, ст.69,1975.
9. F. E. Roach. Astrophys. J., V.77, P.887, 1972
10. A. B. Megil and F. E. Roach. Astrophys. J., V.133, P.228, 1961.
11. Б. П. Потапов, В. Г. Соболев, А. И. Семенов, М. М. Шагаев.: Полярные сияния и свечение ночного неба. №26, М., наука, ст.30,1987.
12. Т. И. Торошелидзе, С.П.Чилингарашвили. Бюлл.Абастуманской обсерватории. №46,ст.235, 1975.
13. R. S. Isholffer and W.G. Fastee. Appl. Opt., V.11, №10, P.2289, 1972.
14. J. A. Filosoto, I. A. Greenspan and G.M. Groom.Appl.Opt., V.,4 №2,1985.
15. S. D. Anger et all., Appl. Opt., V.12, №8, P.1753,1973.
16. G. G. Shepherd et all., Appl. Opt., V.12, №8, P.1767,1973.

17. S. B. Hende, R. H. Eather and E.K.Aamodt Appl. Opt., V.16, №6, P.1691,1971.
18. Y. Haerendel, R.Lust and P.Rieger. Planet. Space. Sci. №6, P.1,1967
19. P. З.Сагдеев. В сб. „Наука и человечество" Изд-во „Знание" ст.228, 1971-1972.
20. R. Z. Sagdeev, F. Cambou, G. G.Managadze. Weltraum und Erde, Band 2, Forschungsfeld Weltraum, Weltraum, Transpress, Berlin, DDR, 1978.
21. G. V. Groves. J. Geophys. Res., №68, P.3033,1963.
22. Т. Г. Адеишвили, С. Б.Ляхов, А.Д. Майоров, Г.Г.Манагадзе, Ю.А. Ружин. Сообщения АН СССР, №3, ст.593,1979.
23. Ю. А. Ружин, В. С. Скомаровский. Сборник ИЗМИР АН СССР, №33, ст.107,1978.
24. Н. М. Sullivav. Ann. Geophy., V.32, 1, P.13. 1976.
25. R. Z. Sagdeev, G. G.Managadze, A. A.Martinson, T. G.Adeishvili et alle, USSR AS, Space Restitute, D-294,1980.
26. C. B. Spidler Planet. Space sci., №14, P.53,1966.
27. I. R. Wincler. Investigation on electron dynamics in the magnitophere with electron beams injected from sounding rocket. J.Geophys. Res., V.40. P.729, 1974.
28. Г.Г. Манагадзе. Исследование плазменных эффектов в экспериментах с активным воздействием на Магнитосферу Земли. Диссертация представленная на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, Москва, ИКИ АН СССР, 1980.
29. А .А. Галеев, Е. В. Мишин, Р. З.Сагдеев и др. Разряд в окружающей ракету област, вызванный инжекцией электронного пучка в ионосферу. Доклады АН СССР, Т.231, ст 197,1976.
30. თ. ადეიშვილი. ხელოვნური და ბუნებრივი ზემოქმედებით გამოწვეული იონოსფეროს ზოგიერთი ოპტიკური მოვლენის გამოკვლევა. სადოქტორო დისერტაცია.1995.
31. Т. Г. Адеишвили, А. В. Гуревич, С. Б.Ляхов, Г. Г. Манагадзе. И. С.Шлюгер, Г. М. Милых. Свечение ионосферы при воздействии мощной радиоволны. Физика плазмы, №6, ст.1293,1978.

32. W. E. Gordon, H. C. Carlson. Arecibo Heating experiments, Radio sci, V.9, №11, 1974.
33. И. Н. Капустин и др. Сборник Полярного Геофизического института Кольского Филиала АН СССР, №3 Апатиты, 1977.
34. W. E. Gordon, R. L. Showen. J. Geophys. Res., V.75, P.7808, 1972.
35. J. C. Haslett, R. A. Megiell. A model of the enhanced airglow excited by RF radiation. Radio Sci., V.9, , №11, P.1005. 1974.
36. И. С. Шлюгер, А. В. Гуревич, С. Б. Ляхов, Г. Г. Манагадзе, Т. Г. Адеишвили, Г. М. Милых. Свечение, возникающее при возмущений ионосферы мощным радиоизлучением гирочастоты. В сборнике докладов Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. М., „Наука“, ст.100, 1978.
37. Т. Г. Адеишвили, А. В. Гуревич и др. Свечение верхней атмосферы при воздействии мощного радиоизлучения. Препринт ИКИ АН СССР, №369, 1977.
38. Т. Г. Адеишвили, Г. Г. Манагадзе. Свечение нижней ионосферы при инъекции горячей плазмы. Сообщения АН ГССР, 92, №1, 1978.
39. A.M. Bass, H.P. Broida. The Fomation and Trapping of Free Radicals, Academic Press, New York, 1960.
40. L. F. Phillips, H.I. Shiff. J.chem. Phys., 49, P.919, 1968.
41. F. P. Del Greco, F. Kaufman. Discuss. Faraday Soc. 33, P.128, 1962.
42. T. Iwai, D.W. Pratt and H.P. Boida. J.chem. Phys., 49, P.419, 1968.
43. A. N. Wright, C.A. Winkler. Active Nitrogen, Academic Press, New York, 1968.
44. K. R. Jennigs, Q.Rev. chem.. 15, P.237, 1961.
45. J. B. Tellinghuisen. Lawrence Radiation Laboratory Report, UCRL-19112, University of California, Berkeley, 1969.
46. A. A. Westenberg, N. J. Haas. J. chem. Phys. 40, P.3081, 1964.
47. N. Jonathan, K. Ross, D. J. Smith. J. chem. Phys. 53, P.3758, 1970.
48. L. Elias, E. A. Ogrizlo, H. I. Schiff. Can. J.chem. 37, P.1680, 1959.
49. E. L. Tollefson, D. J. Leroy. J. chem. Phys. 16, P.1057, 1948.

50. L.F. Phillips, H.I. Schiff. J. chem. Phys. 36,P.3283, 1962.
51. L. W. Bader, E. A. Ogrizlo. Dis cuss. Faraday Sos. 37, P.46,1964.
52. R. P. Wayne, J. N. Pitts. J. chem. Phys. 50,P.3644, 1969.
53. R. J. Mc neal, G. R. Cook. J. chem. Phys. 47,P.53854, 1967.
54. R. P.Wayne. Adv. Photochem., Vol. 7,P.311,New York, 1969.
55. R. A. Young, G.Black. J. chem. Phys. 47,P.2311, 1967.
56. T. P. Izod, R.P. Wayne. Proc. Roy. Soc. (London), A308, P.81, 1968.
57. D.W. Setser et all. J. chem. Phys. 53,P.1004, 1970.
58. J. A Burtand et all. J .chem. Phys. 52,P.606, 1970.
59. E. E. Fergunson, F.C. Fehsenfeld, A.L. Scheltekop. Adv.At. and Mol. Phys.Vol. 5,P.1,New York, 1969.
60. E. W. Mc Daniel and et alle. Jon Mollecule Reactions, Wiley-Interscience, New York, 1970.
61. R. D. Hudson. Rev. Geophys. and Spac Phys. 9,P.305, 1971.
62. J. A.R. Samson. Adv.At. and Mol. Phys., ed. D.R. Bates. Vol.2. P.177, Academic Press, New York,1966.
63. J.A.R. Samson. Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy, New York,1967.
64. D.W.Turner and et all. Molecular Photoelectron Spectroscopy, New York,1970.
65. G. E. Busch, R.T. Mahoney and et all. J.chem. Phys. 51,P.449, 1969.
66. С. Б.Ляхов, Г.Г. Манагадзе. Приборы и техника эксперимента, №3,ст. 200, 1975.
67. Г. Г. Манагадзе. Дисс. На сойскание ученой степени докт.физ.-мат.наук, М., ИКИ АС СССР, 1980.
68. Т. Г. Адеишвили и др. Краткое описание трехканального Фотометра „ Колхида". Сообщения АН ГССР, 133, №3, 1989.
69. В. А. Гладышев, Т. Г. Адеишвили. Сборник докладов международного симпозиума по оптическим эмиссиям средней и верхней атмосферы. Стара-Загора, с.123, 1989.
70. С. Б.Ляхов. Дисс. Канд. физ.-мат.наук, ИКИ АН СССР, 1980.

71. Т. Г. Адеишвили. Дисс. Канд. физ.-мат.наук. Тб. Гос. Ун-ет, 1979.
72. H. V. Blacker, M. Gadsden. On the calibration of airglow photometers. Planet. Space sci, v.14, №3, P.921, 1966.
73. C. T. Elvey, Astrophys. J., 111, P 432, 1950.
74. W. W. Campbell, astrophys. J., 2, P. 162, 1955.
75. Wiechert, Physik. Z., 3P.365, 1902.
76. V. M. Slipher, Astrophys. J. 49, P.266, 1919.
77. Lord Rayleigt, Proc. Roy. Soc. A 131, P 376, 1931.
78. H. D. Babcock, Astrophys. J. 57, P.209, 1923.
79. J. C. Mc Lenan, G. M. Shrum, Proc. Roy.Soc. A106, P.138, 1924.
80. R. Bernard, C.R. Acad. Sci. (Paris) 206, P.908, 1938.
81. J. Cabannes, J. Dufay, J. Gauzit, C.R. Acad. Sci. (Paris) 206, P.870, 1939.
82. G. Courtes, C.R. Acad. Sci. (Paris) 231, P.62, 1950.
83. M. Dufay, C.R. Acad. Sci. (Paris) 233, P.419, 1950.
84. A. B. Meinel, Astrophys. J.111, p.433, 1950.
85. В.С. Прокудина, Сб. „Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследование полярных сияний и свечения ночного неба", Изд. АН ССР, стр. 43,1959.
86. И. С. Шкловский. Planet. Space Sci. 1, P.63, 1959
87. J. Dufay, C.R. Acad. Sci. (Paris) 213, P.284, 1941.
88. G.Herzberg, Canad. J.Phys. 30, P.577, 1952.
89. H. Broida, A. G. Gaydon, Proc. Roy. Soc. A 222, P.181, 1954.
90. P. Swings, Astrophys. J.97, P.72, 1943.
91. J. Dufay, G. Dejardin, Ann. Geophys. 2,P.249, 1946.
92. D. Barbier, Ann. Astrophys. 10, P.47, 1947.
93. J. W. Chamberlain, a) Astrophys. J. 121, P. 277, 1955: б)Физика полярных сияний и излучения атмосферн. пер. с англ. М.1961.
94. A. B. Meinel, Trans. amer. Geophys. Union. 31, P.21, 1950.

95. A. B. Meinel, Trans. amer. Geophys. Union. 31, P.21, 1950. J. Kaplan, Nature 159, P.673, 1947.
96. J. Kaplan, Nature 135, P.223, 1935.
97. J. Cabanes, J. Dufay, C.R. Acad. Sci. (Paris) 200, P.1504, 1935.
98. M. Dufay, C.R. Acad. Sci.(Paris) 239, P.533, 1954.
99. A. B. Meinel, Astrophys. J. 118, P.200, 1950.
100. В. И. Красовский, ДАН СССР 66, P. 53, 1949.
101. G. E. Kron, Publ. Astron. Sos. Pacific 62, P.264, 1950.
102. Н. И. Федорова, Астрон. Ж. 34, стр. 2476 1957.
103. Н. Н. Шефов, Т. Н. Торшелидзе. Полярные сияния и свечение ночного неба, №23, М. Наука, стр.42, 1975.
104. Л. М. Фишкова. Полярные сияния и свечение ночного неба, №29, стр.18, 1981.
105. R. Sloan, J. H. Shaw, D. Williams, J.Opt. Sos. Amer. 45, P.577,
106. Н. Н. Шефов. Сб. „Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба". Изд. АН СССР, стр. 25, 1959.
107. Л. М. Фишкова. Бюлл. Абастум. астрофиз. обс, №39, стр. 117, 1970.
108. Lord Rayleigh, Nature 106, P.8, 1920.
109. J. Dufay, C.R. Acad. Sci (Paris) 176, P.1290,1923.
110. D. Barbier, J. Dufay, D. Williams, Ann. Astrofys. 14, P.399, 1951.
111. F. E. Roach, A.B. Meinel, Astrophys. J.122, P.530, 1955.
112. J. P. Heppner, L.H. Meredith, J. Geophys. Res. 63, P.51,1958.
113. A. Dauvillier, Rev. Gen. Elect. 31, P.303. 1932.
114. C. de Jager, Mem. Soc.Roy. Sci. Liege 12, P.223, 1952.
115. O.R. Wulf, J. Geophys. Res. 58, p.531,1953.
116. D. R. Bates, H. S. W. Massey, Proc. Roy. Soc . A 187, p.261, 1946.
117. S. Chapman, Proc. Roy. Sos. A132, p.353, 1931.
118. D.R. Bates, J. Atmos. Terr. Phys, 6, P. 171,1955.

119. D.R. Bates, Planet. Space Sci., №10, V.26, P.897, 1978.
120. J. M. Forbes, M. A. Geller. J. Geophys Res. V. 77, № 16, P.2942, 1972.
121. D.R. Bates, A. Dalgarno. J. Atmos. Terr. Phys. 5, P. 329, 1954.
122. M. Nicolet, in „The Threshold of space”, P.40, London, 1957.
123. D. R. Bates, in „The Earth as a Planet”, Univ.Chicago Press, Chicago, P.576, 1954.
124. В. Н. Красовский, ААН СССР 78, P. 669, 1951.
125. D. T. Stewart, J. Atmos. Terr. Phys, 10, P. 318, 197.
126. Н. Н. Шефов. Свечение атмосферы- В кн. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы, М., ВИНТИ С.62, 1972.
127. Адеишвили Т. Г., Кикалишвили Х.Р., Леквинадзе И.Г., Леонов Н.А., Навериани Т. Х., **Окрочелидзе Н. Г.** О механизмах генерации непрерывного свечения при воздействии энергичных электронов на ионосферу земли. „Научные Новости Грузии». Кутаиси, 2011 №1(9) стр.34.
128. S.Chapman. Astrophys. J.90, 309, 1939.
129. D. R. Bates, M. Nicolet, J. Geophys. Res. 55, P.235, 1950.
130. J. F. Bedinger, E.R. Manring, S.N. Ghosh, J. Geophys. Res. 63, P.19, 1958.
131. D. Offerman, V. Fridrich, P.Ross, U.Von Zahn. Planetary Space Sci, V.29, №7, P.747, 1981.
132. G. Herzberg, J. Roy. Astron. Soc. Canada 45, P.100, 1950.
133. В. И. Красовский, in „The Airglow and the Aurorde". Pergamon, London, P. 197, 1956.
134. Т. И. Торшелидзе, С.П. Чилингарашвили. Бюлл. Абастуманской астрофизической обсерватории АН СССР, №46, С. 235-250, 1975.
135. J. W. Chamberlain, J. Atmos. Terr. phys. 9, P. 73, 1956.
136. J. Bricard, A. Kastler, R. Robley, C. R. Acad. Sci. Paris, 228, P.1601, 1949.
137. L. M. Fishkova, T.G. Megrelichvili. Union Geodesique et Geophysique International, P.114, 1960.
138. P. N. Mayaud, R.Robley, Ann. Geophys, 10, P. 258, 1954.

139. D. Barbier, Ann. Geophys, 4, P.193, 1948.
140. D. M. Hunten, G. G. Shepherd, J. Atmos, Terr. Phys.5, P.58, 1954.
141. Т. И. Торошелидзе. Дис. канд. физ. мат. наук,-1969, Тарту.
142. J. F. Bedinger, E. R. Manring, S. N. Ghosh. J. Geophys. Res. 63, P.19, 1958.
143. D. R. Bates, Terr. Magn. 52, P.71, 1947.
144. D. M. Hunten, J. Atmos. Terr. Phys. 5, P.44, 1954.
145. D. R. Sipler, M. Biondi, Planet. Space. Sci., V.26, № 1, P.65, 1978.
146. J. W. Chamberlain, D. M. Hunten, J. E. Mack, J. Atmos. Terr. Phys. 12, P.153, 1958.
147. A. V. Jones, Ann. Geophys. 14, P.179, 1958.
148. J. Delanoy, G. Weill, C. R. Acad. Sci (Paris) 247, P.806, 1958.
149. M. Gadsen, K. Salmon, Nature 182, P. 1598, 1958.
150. D. Barbier et al, C. R. Acad. Sci. (Paris) 247, P.86, 1958.
151. A. V. Jones, Nature 183, P.1315, 1959.
152. R. Z. Sagdeev, G. G. Managadze, A. A. Martinton et al, Space Research, V. 1, P. 129, 1981.
153. Т. Г. Адейшвили, Г. Г. Манагадзе, А. А. Мартинсон. Сообщения АН ГССР, №3, С.593, 1979.
154. B. W. Currie, H. W. Edwards, Terr. Mag. 41, P.265, 1936.
155. J. W. Chamberlain, Astrophys. J. 127, P.54, 1958.
156. Т. Г. Мегрелишвили. Закономерности вариаций рассеянного света и излучения сумеречной атмосферы Земли. Тбилиси, „Мецниереба“, С.102, 1981.
157. M. Dufay. C. R. Acad. Sci. (Paris) 236, P.2160, 1953.
158. Teimuraz Adeishvili, Nino Okrochelidze. On-board Photometric Measurements of Luminous Intensity in Atomic Oxygen Green Line $\lambda=5577\text{\AA}$ in Mid-latitude Ionosphere. Bull. Georg. Natl. Acad. Sci., 2013
159. G. Hernandez, J. P. Turtl. Planet. space Sci, V.17, №4, P.675, 1969.
160. V. M. Slipher, Monthly Not. Roy. Astron. Soc. 93, P.857, 1952.
161. D. R. Bates, Proc. Roy. Soc. A 196, P.562, 1949.

162. A. V. Jones, A. W. Harrison, J. Atmos. Terr. Phys. 13, P.45, 1958.
163. J. B. Pearce, in The Radiating Atmosphere, Dordrecht, Holland, 1971.
164. R. J. Schoen, Can. J. Chem., 47, P.1879, 1969.
165. J. F. Noxon, Space Sci. Rev., 8, P.92, 1968.
166. M. Gouchier, D.R. Snelling. chem. Phys. Lett., 5, P.93, 1970.
167. E. J. Llewellyn, W.F. J. Evans. The Radiating Atmosphere. Dordrecht, Holland, 1971.
168. F. Kaufman. Can. J. Chem. P. 1917, 1969.
169. Л. М. Фишкова. Сплошной спектр свечения ночного неба в видимой области. Бюлл. Абастуманской астрофизической обсерватории, №42, ст.117, 1970.
170. D. Barbier, J. Dufay, D. Williams. Recherches sur l'émission de la raie verte de la lumière du ciel nocturne. Ann. d'Astrophys, v.14, №4, P.399, 1951.
171. К. К. Чуваев. О свечении земной атмосферы в непрерывном спектре. Доклады АН СССР, Т.87, №4, ст.551, 1952.
172. В. Н. Морозов. О непостоянстве спектрального состава континуума в свечении ночного неба. Изв. АН СССР, сер. геоф., №4, ст. 573, 1962.
173. В. Г. Соболев. Континуум ближней инфракрасной области спектра. Вкн.: Полярные сияния и свечение ночного неба М., Советское радио, №27, ст. 30, 1978.
174. P. J. Van Rhijn. Distribution of stars according to apparent magnitude, galactic longitude. Pubt. Kapteyn Astr. Lab., Groningen, №43, p.1, 1929.
175. L. L. Smith, F. E. Roach, R. W. Owen. The absolute photometry of the zodiacal light. planetary Spac Science, V.13, P.207, 1965.
176. Н. Н. Шефов. Непрерывный спектр в свечении ночного неба. Вкн. Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба, №5, М, Изд-во АН СССР, ст. 39, 1961.
177. В. И. Ярин. Непрерывный спектр и полосы Герцберга молекулы O₂ в излучении ночного неба. Вкн.: - Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные

исследования полярных сияний и свечения ночного неба, №5, М, Изд.-во АН СССР, ст. 35, 1961.

178. О. Г. Таранова. Непрерывный фон в излучении ночного неба и полярных сияний. Вкн.: Полярные сияния и свечение ночного неба, №8, М, Изд.-во АН СССР, ст. 21, 1962.

179. Л. Н. Гиндилис. Абсолютные измерения непрерывного спектра свечения ночного неба, №11, Н., Наука, ст. 26, 1965.

180. A. L. Brodfoot, K. R. Kendal. The airglow spectrum 3100-10000 Å. J. Geophys. Res., V.73, №1, P. 426, 1968.

181. J. W. Chamberlain, N. Oliver. J. Geophys. Res. № 58, P.547, 1953.

182. L. Vegard. G. Kvifte, Geophys. Publ. (Oslo) №7, P.16, 1945.

183. Б. А. Багаряцкий, Н.И. Федорова. Изв. АН СССР, Сер. Геоф., №4, 1957.

184. A. Omholt. J. Atmos. Terr. Phys. №10, P.320, 1957.

185. C. W. Gartlein. Trans. Amer. Geophys. Union 31, P.18, 1950

186. A. Omholt, Astrophys. J. 126, P.461, 1957.

187. D. R. Bates et al. J. Atmos. Terr. Phys. 10, P.51, 1957.

188. D. R. Bates, H.S. Massey, R.W.B. Pearse, in „Emission spectra of the Night Sky and Aurorae, P.97, Physical Society, London, 1948.

189. L. Vegard, in „Terrestrial Magnetism and Electricity”, P.573, New York, 1939.

190. Vallance Jones A., An analyses of a spectrogram of the red aurora. Can. J. Phys., 38, P. 453-457, 1960.

191. C. Störmer. Geophys. Publ. (Oslo), 13, №7, 1942.

192. M. J. Seaton. J. Atmos. Terr. Phys. 4, P.295, 1954.

193. M. J. Seaton Phil. Trans. Roy. Soc. A 245, P. 469, 1953.

194. L. Vegard, G. Kvift. Geophys. Publ. (Oslo), 17 №1, 1947.

195. A. Omholt. J. Atmos. terr. Phys. 6, P.73, 1955.

196. J. W. Chamberlain. Phys. of The Aurora And Airglow, Academic Press, New York and London, 1961.

197. D. R. Bates, in „Emission spectra of the Night Sky and Aurora”, P.97, London, 1958.
198. I.C. Percival. Proc. Phys. Soc. A70, P.241, 1957.
199. I.C. Percival, M.J. Seaton, in „The Airglow and Aurorae”, P. 244, Pergamon, London, 1956.
200. D.M. Hunten. Some photometric observation of auroral spectra. J. Atmos. Terr. Phys., 7,P. 141, 1955.
201. Т. И. Торшелидзе. Вертикальное распределение атмосферного натрия. Сообщения АН СССР, Т.51, №3, с. 579, 1968.
202. L. Vegard. Continued investigations on the auroral luminescence and the upper atmosphere, Geophys. Publik., 12, №14, P. 1-23, 1940.
203. Y. I. Galperin. Hydrogen emission and two types of auroral spectra, Planet. Space Sci. 1, P.57, 1959.
204. J. M. Malville. Antarctic aurora observation. J. Geoph. Res., 64, P.1389, 1959.
205. G. J. Romiek, C.T. Elvey. Variation in the intensity of the $H\beta$ line during auroral activity. J. Atm. Terr. Phys. 12, P.283, 1958.
206. Ю. Н. Гальперин. Водородная эмиссия и два типа спектров полярных сияний. Сб. „Спектральные, электрофотометрические и радиолокационные исследования полярных сияний и свечения ночного неба", №1, Изд-во АН СССР, Ст. 7-19, 1959.
207. R. Bernard. Le spectra de l' helium dans l'aurore polaire. Compt. rend, 225, P.352, 1947.
208. D. R. Bates. J. atmos. Terr. Phys. 6, P.171, 1955.
209. L. Vegard. Photographische Aufnahmen des Nordlicht-spektrums mit einem spectrographen von grosser Dispersion. Phys. Zhur. 14. P.677, 1913.
210. И. С. Шкловский. ДАН СССР, 81, Ст. 525. 1951.
211. D. R. Bates. Proc. Roy. Soc. A196, P.217, 1959.
212. M. Nicolet, R. Dogniaux. Nouvelles suggestions au sujet de l'interpretation du spectre des aurores, J. Geophys. Res., 55, P.21, 1950.

213. L.Vegard. an auroral spectrogram obtained at Oslo on February 23, Nature, 65, P.1012, 1950.
214. S. Chapman, J. Bartels. Geomagnetism, Vols. 1 and 2, Oxford Univ. Press, New York, 1949.
215. В. А. Троицкая. ДАН СССР 93, №2, Ст. 261, 1953.
216. თ. ადგიშვილი, ლ.ხვედელიძე. ქუთაისის სახელმწიფო ტექნიკური უნივერსიტეტის შრომები, №1,(12), გვ.40, ქუთაისი, 2003წ.
217. ლ.ხვედელიძე. საინჟინრო მეცნიერებების დოქტორის აკადემიური ხარისხის მოსაპოვებლად წარმოდგენილი დისერტაცია, გვ.15, ქუთაისი.
218. Н. Н. Шефов. Некоторые статистические свойства гидроксильной эмиссии. Бюлл. Абаст. астрофиз. обсерватории., №42, Ст.9, 1972.
219. T. Adeishvili, A. Gabeshia, L. Khvedelidze, L. Kopaliani. Bull. Geor. Acad. Sci, V.190, P.220, 1996.
220. Л. М. Фишкова. О колебаниях интенсивности ночного излучения верхней атмосферы в период стратосферных потеплений. Геомагнетизм и аэрономия, Т.18, №3, Ст. 549, 1978.
221. Е. П. Кропелкина. Вариации мезосферных эмиссий в периоды стратосферных потеплений. Геомагнетизм и аэрономия, Т.14, №5, Ст. 922, 1974.
222. N. N. Shefov. Relation between the hydroxyl emission of the upper atmosphere and the stratospheric warming. Gerlands Beitrage Geophys. V.82, №2, P.111,1973.
223. В. Н. Красовский и др. Внутренние гравитационные волны вблизи мезопаузы. Вкн. Полярные сияния и свечение ночного неба, 326, Н.Сов. радио, Ст.5, 1978.
224. Т. Н. Торшелидзе. Регистрация внутренних гравитационных волн в верхней атмосфере по наблюдениям ОН и Na. Вкн. Полярные сияния и свечение ночного неба, №24, М., Сов. Радио, Ст. 16, 1976.
225. Л. М. Фишкова. О проявлениях динамики атмосферы в вариациях ночного излучения мезосферы и нижней термосферы. Вкн. Ионосферные исследования, №29, Советское радио, Ст. 60, 1979.

226. W. N. Hess. Artificial aurora experiments: experiment and principal results. J. Geoph. Res., V 76, P.6067, 1971.
227. Р. З. Сагдеев. В сб. „Наука и человечество" Активные эксперименты в ионосфере и магнитосфере. М., „Знание" Ст. 228,1972.
228. J. R. Wincler. Investigation Beams injected from sounding rocket. J. Geoph. Res., V.40, p.729, 1974.
229. С. И. Авдюшин и др. Программа „ Активные эксперименты и антропогенные эффекты в ионосфере”. Космические исследования, Т.31, Вып.1, Ст. 3, 1993.
230. С. Н. Козлов, С.Н. Смирнова. Методы и средства создания искусственных образований в околоземной среде. Космические исследования, Т.30, Ст. 629, 1992.
231. J. C. Haslett, R. A. Megeill. A model of the enhanced airglow excited by RF radiation Radio Sci, V. 9, №11, P.1005, 1974.
232. N. Kawashima, T. Obayshi. Inst. Space Aeron. Sci. University of Tokyo, 1974.
233. Р. З. Сагдеев, И.А. Жулин. Активные эксперименты в ионосфере и магнитосфере. Вестник АН СССР, АН СССР, №12, Ст. 84, 1975.
234. N. I. Izhovkina, Yu. Ya Ruzhin. Rate of plasma production by electron pulses in the immediate vicinity of the rocket and HF radio emission in „ARAKS” and Zaznitza” experiment Annales Geophys., V.36. P. 411, 1980.
235. Г. Г. Манагадзе. Исследование плазменных эффектов в экспериментах с активным воздействием на магнитосферу земли. Докторская диссертация, Москва, 1979.
236. А. П. Александров. Регистрация свечения верхней атмосферы в активных космических экспериментах кандидатская диссертация, М., 1983.
237. С. Н. Козлов, С. Н. Смирнова. Методы и средства создания искусственных образований в околоземной среде. Космические исследования. Т. 30, 1992.
238. И. С. Ивченко. Эволюция плазменных неоднородностей, создаваемых в ионосфере при куммулятивной инъекции бария. кандидатская диссертация, Киев, 1982.

- 239.** Адейшвили Т., Александров А., Манагадзе Г., Окочелидзе Н., Романовский Ю. „Современные методы исследования оптических явлений околоземного космического пространства”. Jubilee International congress Science, Education, Technilogies "40 YEARS BULGARIA – SPACE COUNTRY". Varna, Bulgaria, №1 стр.167-187. 2012.
- 240.** Т. Г. Адейшвили, А. В. Гуревич, С. В. Ляхов, Г. Г. Манагадзе и др. Свечение ионосферы при воздействии мощной радиоволны. физика плазмы №6, 1978.
- 241.** Адейшвили Т. Г., Манагадзе Г. Г., Навериани Т. Х., **Окочелидзе Н. Г.** „Свечение верхней атмосферы при воздействии мощного импульсного радиоизлучения”. „Научные Новости Грузии». Кутаиси. №4(8) 2010 ст.28.
- 242.** Алимов О. А. Гохберг М. Б., Липеровская, Гуфельд И. Л., Липеровский В. А., Рубцов Л. Н. Эффект резких уменьшений плотности спорадического слоя E ионосферы- Предвестник землетрясений. Докл. АН СССР, Т. 305, №6, 1989.
- 243.** Алперович А. С., Вугмейстер Б.О., Охберг М. Б. и др. О взаимосвязи эффектов в ионосфере с сейсмоакустическими явлениями у земной поверхности. Докл. АН СССР, №3, 1983.
- 244.** Липеровский В.А., Похотелов О. А., Мейстер К.В., Липеровская Е. В. Физические Модели связей в системе Литосфера-Атмосфера- ионосфера перед землетрясением. Геомагнетизм и Аэрономия, Т. 48, №5, 2008.
- 245.** Davis K., Baker D. M. Ionospheric effects observed around the time of the Alaskan earthquake. J.Geophys. Res. V.70, 1965.
- 246.** Берфельд Я. Г., Таранцев. Явление воздействия сейсмической активности Земли через акустические волны на ионосферу. Открытие №123. Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки, М. №42, 1973.
- 247.** Адейшвили Т., Мордахшвили Ш. О поисках для отдельного региона некоторых метеорологических и геохимических предвестников очень сильных землетрясений. Sminar of I. Vekua Institute of Applied Mathematics. Rports, V.22, 1993.

248. Фишкова Л. М. Об Эфekte сейсмической активности в вариациях ночного излучения верхней атмосферы Земли. Сообщения АН ГССР, 116, №1, 1984.
249. Торошелидзе Т. И. Анализ проблем аэрономии по излучению верхней атмосферы. Изд. „მეცნიერება“, Тбилиსი, 1991.
250. Fishkova L. M., Gokhberg M. B., Pilipenko V. A. Relationship between night airglow and seismic activity. Ann. geophys, V. 3, №6, P.639, 1985.
251. Торошелидзе Т. И. Фишкова Л. М. Анализ колебаний ночного излучения средней и верхней атмосферы, предшествующих землетрясениям. ДАН СССР, Т. 302, №2, 1988.
252. Фишкова Л. М., Торошелидзе Т. И. Отображения сейсмической активности в вариациях свечения ночного неба. Полярные сияния и свечение ночного неба. М., №33, 1989.
253. Торошелидзе Т. И. О возмущениях в верхней атмосфере Земли, предшествующих землетрясениям. Сообщения АН ГССР. Т.126, №1, 1987.
254. Коробейников М. П., Кулиева Р. Н. и др. Вариации эмиссии ночного неба, $\lambda=5577\text{\AA}$, $\lambda=6300\text{\AA}$ и Na в период землетрясений. Полярные сияния и свечение ночного неба. М., №33, 1989.
255. Дидебулидзе Г. Г., Торошелидзе Т. И., Чилингарашвили С.П. Отклик свечения атмосферы на землетрясение в Спитаке 7.12.1988г. Препринт, Абастуманской астрофиз. обсер. Тбилиси, 1990.
256. გ. აბურჯანია, გ. მაჩაბელი. ელექტრომაგნიტური პულსაციების გენერაცია იონოსფეროში აკუსტიური ტალღების მიერ მიწისძვრის წინა პერიოდში. რესპუბლიკური სემინარი- მიწისძვრის გამომწვევი მიზეზები და მისი წინამორბედები. ქუთაისი 1998.
257. პატარაია ა. ადგილობრივი თ. ღამის ცის ნათების ინტენსივობის გაძლიერების მექანიზმები მიწისძვრის წინა პერიოდში. რესპუბლიკური სემინარი-მიწისძვრის გამომწვევი მიზეზები და მისი წინამორბედები. ქუთაისი 1998.

- 258.** Virk H. S., Singh B. Radon recording of Uttarkashi earthquake. *Geophys. Res. Lett.* V.22, P.774. 1995.
- 259.** ადგიშვილი თ. მორდებსაშვილი შ., ნიშნიანიძე ც., ბელიკოვა მ., ხვედელიძე ზ. სპიტაკის მიწისძვრებთან წყალტუბოს თერმულ წყლებში რადონის კონცენტრაციის ცვლილებათა შესახებ. *თსუ-ს შრომები. ფიზიკა. თბილისი.* გვ.112. 1991.
- 260.** Heincke I., Koch U., Martinelli G. CO₂ and radon measurements in the Vogtland area (Germany)-a contribution to earthquake prediction research. *Geoph. Res. let.* V.22, p.774. 1995.
- 261.** Pulinets S. A., Alekseev V. A., Legenka A. D., Hegai V. V. Radon and metallic aerosols emanation before strong earthquakes and their role in atmosphere and ionosphere modification. *Adv. Space Res.* V.20, №11, P.2173. 1997.
- 262.** Сорокин В. М., Чмырев В. М., Похотелов О. А., Липеровский В. А. Обзор моделей литосферно-ионосферных связей в периоды подготовки землетрясений. М., ОНФЗ. РАН, 1998.
- 263.** Сорокин В. М., Чмырев В. М. Неустойчивость акустико-гравитационных волн в ионосфере под воздействием электрического поля. *Геомагнетизм и аэронавтика.* Т.39, №5, 1999.
- 264.** Chalmers J. A. *Atmospheric Electricity* 2-nd ed. New.York. Pergamon Press P.450, 1967.
- 265.** Сорокин В. М., Чмырев В. М. Физико-химическое воздействие очага землетрясения на околоземное космическое пространство. *Химическая физика.* Т.16, №6, С. 136. 1987.
- 266.** Sorokin V. M., Chmirev V. M.; Sorokin V. M.,. Electrodynamical model of the lower atmosphere and the ionosphere coupling. *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* V.63. P.1681, 2001.
- 267.** Sorokin V. M., Yashenko A.K. Hayakawa M. D. Gelectrical field amplification in the mid-latitude ionosphere over seismically active faults. *Phys. Chem. Earth.* V.31. P.447. 2006.
- 268.** Pulinets S.A. et al. Correlation analysis technique revealing ionosphere precursors of earthquakes. *Nat. Haz. Earth Syst.* №4, P.697, 2004.

269. Гохберг М. Б., Булошников А. М., Гуфельд И. Л., Липеровский В. А. Резонансные явления при сеismoионосферном воздействии. Изв. АН СССР. Физика Земли. №6. С.5. 1985.
270. Tate J., Daily W. Evidence of electro-seismic phenomena. Phys. earth and planet. Inter. V.57, P.1-10, 1989.
271. Молчанов О. А. Происхождение электромагнитных полей от сейсмических источников в верхнюю ионосферу Земли. Геомагнетизм и аэрономия. Т.31. №1. 1931.
272. Sgrigna V., Buzzi A., Conti L., Guglielmi A. V., Pokhotelov O. A. Electromagnetic signals produced by elastic waves in the Earth crust. Nuovo Cimento c. V.27, 204.
273. ადგიშვილი თ., ხვედელიძე ლ., წერეთელი ა., ბარდაველიძე მ. გეოელექტრომაგნიტური ველისა და მიწისქვეშა წყლებში რადონის ვარიაციის ურთიერთკავშირი სეისმოაქტიურ პერიოდში. ქსტუ-ს შრომებში. №12005.
274. თ. ადგიშვილი., ხვედელიძე ლ., შამიაშვილი ზ., შესაძლო კავშირი მიწისძვრის ელექტრომაგნიტურ და გეოქიმიურ წინამორბედთა გამომწვევ მექანიზმებს შორის. ქსტუ-ს შრომები. №1, ქუთაისი, გვ. 201. 2004.
275. Колоколов Л. Е., Липеровская Е. В., Липеровский В. А., Похотелов О. А., Мараховский А. В., Шалимов С. А. Резкие расплывания спорадических слоев E среднеширотной ионосферы в периоды подготовки землетрясений. Изв. АН СССР. Физика Земли. №7. ст.101. 1992.
276. Гогатишвили Я. М. Геомагнитные предвестники интенсивных землетрясений в спектре геомагнитных пульсации. Геомагнетизм и аэрономия. Т.24. №4, ст. 687. 1984.
277. Sorokin V. M., Chmirev V.M., Yashenko A.K. Ionospheric generation mechanism of geomagnetic pulsation observed on the Earth surface before earthquake. J. Atm. Solar-Terr. Phys. V. 64. P. 21-29, 2003.
278. Borisov N., Chmirev V., Rybachek S. A new ionospheric mechanism of electromagnetic ELF precursors to earthquakes. J. Atm. Solar-Terr. Phys. V. 63. P. 3, 2001.

- 279.** Hayakawa A., Yoshini T., Morgunov V. A. On the possible influence of seismic activity on the propagation of magnetospheric whistlers at low latitudes. *Phys. Earth Planet. Inter.* V.77. P.97. 1993.
- 280.** Chmyrev V. M., Sorokin V. M., Pokhotelov O. A. Theory of small-scale plasma density inhomogeneities and ULF/ELF magnetic field oscillation excited in the ionosphere prior to earthquakes. *Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated With Earthquakes.* Ed. M. Hayakawa. Tokyo. TERRA-PUB. P.759, 1999.
- 281.** Liperovsky V. A., Pokhotelov O. A. Liperovskaya E. V., Perrot M., Meister C. V., Alimov A. Modification of sporadic E – layers caused by seismic activity. *Surveys in Geophysics.* V.21. P. 486. 2000.
- 282.** Blanc E. Observations in upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources. A summary. *Ann. Geophys.* V. 3. P.673. 1985.
- 283.** Shalimov S. L., Gokhberg M. B. Lithosphere ionosphere coupling mechanism and its application in the case of the June 20, 1990 Earthquake in Iran. *J. Earth Pred. Res.* №7, P.98. 1998.
- 284.** Mareev E. A., Ludin D. I., Molchanov O. A. Seismo-Electromagnetics: Lithosphere-Atmosphere-Ionosphere Coupling. Ed. M. Hayakawa and O. A. Molchanov. Tokyo. TERRA-PUB. P.329, 2002.
- 285.** Гохберг М. Б., Некрасов А. К., Шалимов С. Л. О влиянии неустойчивого выхода парниковых газов в сейсмически активных регионах на ионосферу. *Физика Земли.* №8, с. 52. 1996.
- 286.** Гармаш С. Б., Линков Е. Н., Петрова Л. Н., Швед Г. Н. Возбуждение колебания атмосферы сейсмогравитационными колебаниями Земли. *Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.* Т. 35. №12. С.1290. 1989.
- 287.** ადგიშვილი თ. მორდუხაშვილი შ. მიწისძვრის წინამორბედთა გამოკვლევის ზოგადი პრინციპების შესახებ. რესპუბლიკური სემინარის მასალები. მიწისძვრის გამომწვევი მიზეზები და მისი წინამორბედები. ქუთაისი. 1993.

- 288.** Липеровский В. А., Похотелов О. А., Шалимов С. Л. Ионосферные предвестники землетрясений. М. Наука. 1992.
- 289.** Adeishvili T., Khvedelidze L., Bardavelidze A., Gabeshia A. One Physical Model of Carbon Dioxide Concentration in the Upper Layer before Strong Earthquakes. Bulletin of The Georgian national academy of sciences. V. 174, №2. P.276, Tbilisi, 2006.
- 290.** Holub R. F., Brady B.T. J. of Geophys. Res. V. 86, P.1776,1981.
- 291.** Красовский В. И. Проблема гидроксильного излучения и пути её решения. Космические исследования, Т.9, №1, с. 54,1971.
- 292.** Frederick J. E. Influence of gravity wave activity on lower thermospheric photochemistry and composition. Planet. Space Sci V. 27. №12, P.1469, 1979.
- 293.** თაღეიშვილი, ლ.ხვედელიძე და სხვ. შუმეიკერ-ლევის კომეტის შეჯახება პლანეტა იუპიტერთან და მისი გავლენა დედამიწის მაგნიტურ ველზე. ქუთაისის პედ.ინსტიტუტის I სამეცნიერო კონფერენცია. შრომათა კრებული. ქუთაისი,2008,გვ.13.
- 294.** Adeishvili T., Khvedelidze L. et al. Bull. Georg.Acad. Sci. V. 165, №1 P. 52, 2002.
- 295.** Programs of observations of High orbital artificial satellites and bodies of the solar system. Abstracts, ITA, Sankt-Peterburg, P.13, 1994.
- 296.** Матвеева Э.Т., Троицкая В. А., Фейгин Ф. З. Геомагнетизм и аэрономия, Т.24, №5, С.776, 1984.