ნედნი, რომლებიც B1—M ტიპის ვარსკვლავებით არიან განათებული, ამ შუ
ნასხნელთა სინათლეს მხოლოდ არეკლავენ და ამრიგად ჰქმნიან ე. წ. ამრეკლ
ნისლოვანედთა ჯგუფს; დაბოლოს დიფუზური ნისლოვანედები, რომლებიც
და B0 ტიპის ვარსკვლავთა გამოსხივების არეში იმყოფებიან, ემისიურ სპექტ
გვაძლევენ, თუმცა მათი ფიზიკური ბუნება ამრეკლავ ნისლოვანედთაგან თავდ
პირველად, ე. ი. სანამ ისინი თავიანთ გამნათებელ ვარსკვლავთ არ შეხვდები
არაფრით არ განსხვავდება. ასეთი შეხვედრის შემდეგ კი წარმოიშობა ერ
გვარი განსხვავება, რომელიც თავისი ემპირიული გამოვლენით იმ განსხვავებ
ანალოგიურია, რომელიც შემჩნეულია მზიდან ახლო და შორ მანძილზე მდებარ
კომეტებს შორის.

ამრიგად, ჩვენ მიერ წამოყენებული თვალსაზრისი სავსებით მარტივ
ბუნებრივ ინტერპრეტაციას აძლევს დღემდე გადაუწყვეტელ მთელ რიგ საკი
ხებს, რომლებიც შეეხება როგორც ბნელ, ამრეკლავ და ემისიურ ნისლოვანედ
ისე სელექტურ და საერთო კოსმიურ შთანთქმასაც. ამასთანავე, ამ თვალს
რისში მიღწეულია კოსმიური შთანთქმის და დიფუზურ ნისლოვანედების პრო
ლემათა გაერთიანება, რაც საშუალებას გვაძლევს უკუვაგდოთ ჰიპოთეზა გან
კუთრებული ბუნების მქონე უწყვეტად განაწილებული შუალის არსებობის შ
სახებ გალაქტიკაში.

სექტემბერი, 1937.

აბასთუმნის ასტროფიზიკური ობსერვატორიის ბიულეტენი № 2. 1938
БЮЛЛЕТЕНЬ АБАСТУМАНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ № 2. 1938
BULLETIN OF THE ABASTUMANI ASTROPHYSICAL OBSERVATORY No. 2. 1938

ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურის შესახებ ანთების საბოლოო ფაზაში

შ. გორდელაძე

პრობლემათა იმ ერთობლიობიდან, რომელიც ახალ ვარსკვლავთა ანთების მოვლენასთან არის დაკავშირებული, ერთ-ერთ აქტუალურ და მეტად მნიშვნელოვან საკითხს ტემპერატურის ცვალებადობა წარმოადგენს.

ცნობილია, რომ ანთების ეპოქაში ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი ერთობ მდიდარია გრანდიოზული ცვლილებებით, რომელთაგან მკაფიოდ შეიძლება გამოიყოს ზოგიერთი კანონზომიერებითი ხასიათის თავისებურებანი. ასეთია, კერძოდ, ახალ ვარსკვლავთა სპექტრში მთავარი მაქსიმუმის დადგომის მომენტში ინტენსიური ნათელი ზოლების წარმოშობა. ეს მოვლენა იმდენად დამახასიათებელია ვარსკვლავთა სპექტრთათვის, რომ იმისდა მიხედვით მოიპოვება, თუ არა, სპექტრში აღნიშნული ნათელი ზოლები, შეიძლება დაბეჯითებით ითქვას ჰქონდა, თუ არა, ადგილი სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმს, ე. ი., იმყოფება ახალი ვარსკვლავი სიკაშკაშის ზრდის თუ დაცემის ეპოქაში.

ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი მთავარი მაქსიმუმის დადგომამდე წარმოადგენს ძირითადად აბსორბციულ სპექტრს, რომელსაც თან ახლავს სუსტი ემისიური კომპონენტები და, ამ მხრივ, სპექტრი შეიძლება ჩაითვალოს საკმარისად ნორმალურად ზებუმბერაზ ვარსკვლავთათვის (ე. წ. სუპერ-გიგანტთათვის). სწორედ ამის გამო და აგრეთვე ბნელი ხაზების შედარებითი ინტენსიობის დაკვირვებათა საფუძველზე შეიძლება ითქვას, რომ ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურა ანთებამდე და განსაკუთრებით მთავარ მაქსიმუმამდე არ აღემატება 10^4 *grad*.

ახალ ვარსკვლავთა ევოლუციასთან დაკავშირებით ტემპერატურის ცვალებადობის შესწავლისათვის ძირითადია შემდეგი საკითხების გამორკვევა:

1. როგორია ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთებამდე;

2. იცვლება, თუ არა ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთების მომენტიდან სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმამდე;

3. როგორ იცვლება ტემპერატურა სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმიდან იმ მომენტამდე, როდესაც ახალი ვარსკვლავი მთლიანად ჰკარგავს ნამატ სიკაშკაშეს და იძენს სიკაშკაშეს, რომელიც მას ანთებამდე ჰქონდა;

4. როგორია ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთების საბოლოო ფაზაში.

უდავოა, რომ ამ საკითხზე პასუხის გაცემა შესაძლებელია მხოლოდ დაკვირვებითი მასალის და, კერძოდ, სპექტროსკოპიული მონაცემების შესწავლის საფუძველზე. სამწუხაროდ, სპექტროსკოპიული მონაცემები ახალ ვარსკვლავთა ანთების სხვადასხვა ფაზის მიმართ ერთიდაიმავე სისრულით არ მოგვეპოვება; განსაკუთრებით არასრულია ეს მონაცემები ახალ ვარსკვლავთა ანთების პირველ პერიოდისათვის, ე. ი., მთავარ მაქსიმუმამდე. ზედმეტია აგრეთვე ლაპარაკი რაიმე მასალების შესახებ ვარსკვლავის სპექტრის მიმართ ანთებამდე. ამრიგად, არა თუ სპექტროსკოპიული მასალა, არამედ, ხშირად, ფოტოგრაფიული მასალაც კი არ მოგვეპოვება ვარსკვლავთა შესახებ ანთებამდე. ამიტომ, ერთობ ძნელია ვიქონიოთ რაიმე გარკვეული წარმოდგენა იმ ტემპერატურის შესახებ, რომელიც ახალ ვარსკვლავს ჰქონდა ანთებამდე. შეიძლება მივუთითოთ მხოლოდ იმ გარემოებაზე, რომ ახალი ვარსკვლავები ანთებამდე ეკუთვნიან ადრინდელ სპექტრალურ კლასებს, როგორც ეს პროფ. ბ. ვორონცოვ-ველიამინოვმა[1] აღნიშნა თავისი გამოკვლევების საფუძველზე. სწორედ ამიტომ, ამ უკანასკნელთან ერთად, ჩვენ ვფიქრობთ, რომ საერთოდ ახალი ვარსკვლავის ტემპერატურა ანთებამდე არ უნდა აღემატებოდეს 10^4 *grad*.

თითქმის ანალოგიური მდგომარეობა გვაქვს ანთების დასაწყისიდან მთავარ მაქსიმუმამდე. ამ ეპოქის მიმართ დაგროვილი სპექტროსკოპიული მასალაც არ შეიძლება მივიჩნიოთ საკმარისად გარკვეულ მოსაზრებათა დასასაბუთებლად. შეიძლება აღინიშნოს მხოლოდ, რომ ამ ეპოქაში ახალ ვარსკვლავთა სპექტრი ძირითადად უსათუოდ შთანთქმითია და ბნელ ხაზებს თან ახლავს ემისიური კომპონენტები, ე. ი. ისეთი ხასიათისაა, როგორც ზებუმბერაზ ვარსკვლავთა სპექტრები. ეს გარემოება საბუთს გვაძლევს ვიფიქროთ, რომ მთავარ მაქსიმუმამდე ვარსკვლავის ტემპერატურა დაახლოებით 10^4 *grad* უახლოვდება. ამრიგად, გამომდინარეობს, რომ ანთებიდან სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმის დადგომამდე ტემპერატურა თითქმის უცვლელი რჩება. უნდა ხაზი გაესვას იმ გარემოებას, რომ ამ ეპოქაში არც არის მოსალოდნელი ტემპერატურის ზრდა; პირიქით, თერმოდინამიულ მოსაზრებათა საფუძველზე შეიძლებოდა გვეფიქრა, რომ ადგილი ექნებოდა ტემპერატურის ერთგვარ დაცემას, რაც უნდა მომხდარიყო ვარსკვლავის გარე ფენების აირადი მასის გაფართოებისათვის საჭირო მუშაობის უზრუნველსაყოფად.

თუ ანთების განხილულ ეპოქათა მიმართ ლაპარაკი შეიძლებოდა სპექტროსკოპიული მასალის სიმცირის შესახებ, სრულიად საწინააღმდეგო ითქმის მთავარი მაქსიმუმის შემდგომი ეპოქის მიმართ; თითქმის ყველა ახალ ვარსკვლავთა შესახებ, განსაკუთრებით მიმდინარე საუკუნის ახალ ვარსკვლავთა მიმართ, მთავარი მაქსიმუმის შემდგომი ეპოქისათვის ერთობ მდიდარი სპექტროსკოპიული მასალა მოგვეპოვება. ამ გარემოების მიუხედავად, ამ ეპოქაში აგრეთვე

ძნელია ახალ ვარსკვლავთა ტემპერატურაზე და მის ცვლილებაზე მსჯელობა. ეს სიძნელე თავის სათავეს ღებულობს სპექტრის იმ სირთულეში, რომელიც გამოწვეულია მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ სპექტრში ნათელი და ფართე ემისიური ზოლების წარმოშობით აბსორბციულ ხაზებთან ერთად. ეს სირთულე ყოველგვარ საშუალებას გვართმევს ამ ეპოქაში ახალი ვარსკვლავის ტემპერატურის შესახებ გამოვიყენოთ ფერების მეთოდი, ვინაიდან სწრაფ ცვალებადობას სპექტრში შეუძლია შეცდომაში შეგვიყვანოს ვარსკვლავის ფერის შეფასების დროს. ამდენადვე არასაიმედოა Planck-ის მეთოდი, რომელიც ენერგიის სპექტრში განაწილების გაზომვას, და, მაშასადამე, უწყვეტ სპექტრის გამოყოფას მოითხოვს. ეს კი, როგორც მითითებული იყო, შეუძლებელია სპექტრთა სირთულისა და სწრაფი ცვალებადობის გამო. საერთოდ უნდა აღინიშნოს, რომ ყველა მეთოდები, რომლებიც ჩვეულებრივად მისაღებია და გამოსაყენებელი ვარსკვლავთა ტემპერატურის განსაზღვრისათვის, მოცემულ შემთხვევაში სავსებით უვარგისად უნდა იქნენ მიჩნეული, ისევე, როგორც ამას ადგილი აქვს ყველა იმ შემთხვევაში, როცა საკითხი ადრინდელ და ზეადრინდელ სპექტრალურ ტიპის ვარსკვლავებს ეხება.

უკანასკნელ დროს ტემპერატურის განსაზღვრისათვის ამ ეპოქაში Zanstra-ს[2] მეთოდით სარგებლობენ.

Zanstra-ს მეთოდით სარგებლობენ აგრეთვე ტემპერატურის გასაზომად ახალ ვარსკვლავთა უკანასკნელ პერიოდში. ასეთი თვალსაზრისის გამართლება S. W. Beals-მა ჰპოვა იმ ფაქტში, რომ ყოფილი ახალი ვარსკვლავები ანთების საბოლოო ეპოქაში წარმოადგენენ Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავებს, რომელთა მიმართ მან აგრეთვე Zanstra-ს მეთოდი გამოიყენა[3].

ამ შრომაში ჩვენ მიზნად ვისახავთ დავასაბუთოთ, როგორც ახალ ვარსკვლავთა მიმართ, ისე ვარსკვლავთა უფრო ზოგადი კლასის — Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა მიმართაც, Zanstra-ს მეთოდის გამოყენების მიუღებლობა და არასამართლიანობა. როგორც ცნობილია, Zanstra-მ თავისი მეთოდი დაამუშავა და წამოაყენა პლანეტურ ნისლოვანედთა გულის, ე. ი. ცენტრალური ვარსკვლავის ტემპერატურის განსაზღვრის მიზნით. ეს მეთოდი დაფუძნებულია აირად ნისლოვანედთა ნათების თეორიაზე, რომელიც თავის დროზე ჩამოყალიბებული და განვითარებული იყო Rosseland-ის და Zanstra-ს მიერ.

Rosseland-ის დებულებიდან, რომ $1 \to n \to (n-1) \to \ldots 2 \to 1$ ტიპის გადასვლები გაცილებით უფრო ხშირად ხდება, ვიდრე $1 \to 2 \to \ldots (n-1) \to n \to 1$ ტიპის გადასვლები, შეიძლება ვამტკიცოთ, რომ ცენტრალური ვარსკვლავის თვითეული ულტრაიისფერი ქვანტი აირად გარსში წარმოშობს Balmer-ის სერიის ერთ ქვანტს და აგრეთვე ერთ L_α ქვანტს Lyman-ის სერიის მეთაური ხაზის სახით.

Zanstra-ს მეთოდში სწორედ ეს გარემოება არის გამოყენებული. ამ მეთოდით ტემპერატურის განსაზღვრა დამყარებულია ვარსკვლავის ულტრაიისფერი გამოსხივების ინტენსივობისა და აირადი გარსის უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობის ურთი-ერთ ფარდობაზე; ეს უკანასკნელი წარმოადგენს ექსპერიმენტალურ სიდიდეს, რომელიც Zanstra-ს მეთოდში A_ν-ით არის აღნიშნული,

რადგან უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობა სპექტრის ოპტიურ უბანში Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვის ფუნქციას წარმოადგენს, რომელიც გარსში Balmer-ის საზღვრის მიღმა შთანთქმული, ცენტრალური ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებული ენერგიის ხარჯზე წარმოიშობა; ამიტომ სიდიდე A_v და, მაშასადამე, ტემპერატურის ოდენობაც Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვზე იქნება დამოკიდებული. აქედან ცხადია, რომ ტემპერატურის ამ გზით განსაზღვრული მნიშვნელობა მხოლოდ იმ შემთხვევაში იქნება სწორი (ან საკმარისად მიახლოებული), თუ Balmer-ის სერიის ქვანტების აირად გარსში წარმოშობა ვარსკვლავის მხოლოდ ულტრაიისფერი ენერგიის ხარჯზე მოხდება, ე. ი. თუ ვარსკვლავის აირად გარსში Balmer-ის სიხშირეთა წარმოშობის ძირითადი ფაქტორი მხოლოდ Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგია იქნება. Zanstra-ს მეთოდში ასეთი პირობა წინასწარ ნაგულისხმევია და სწორედ ეს გარემოება წარმოადგენს ამ მეთოდის სუსტ მხარეს.

უდავოა, რომ ცენტრალური ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგია, შთანთქმული გარსში Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა, რეკომბინაციის პროცესის შედეგად კასკადური გადასვლების გზით ν_B სიხშირეთა ერთობლიობით გამოსხივდება და, რომ, ამ მხრივ, ეს უკანასკნელი ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგიის ერთგვარ საზომს წარმოადგენს; მაგრამ, ამასთანავე ერთად, არ უნდა იქნეს უგულველყოფილი, რომ აირად გარსში Balmer-ის სერიის ქვანტები შეიძლება წარმოიშვას სხვა გზითაც, სახელდობრ, ვარსკვლავის მიერ Balmer-ის კონტინუუმში გამოსხივებული ენერგიის და ამ უკანასკნელის აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმისა და შემდგომი გამოსხივების პროცესთა გზით. ასეთი თვალსაზრისის შემოტანა ნიშნავს შემდეგს: აირადი გარსის ატომთა იონიზაცია შეიძლება მოხდეს არა მარტო ძირითადი მდგომარეობიდან (Lyman-ის სერიის მიღმა შთანთქმის შემთხვევა), არამედ მეორე მდგომარეობიდანაც (Balmer-ის სერიის მიღმა შთანთქმის შემთხვევა) და, მაშინ, აირად გარსში წარმოშობილ Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რიცხვი და, მაშასადამე, სპექტრის ოპტიური უბნის უწყვეტი სპექტრის ინტენსივობაც, ორთავე შესაძლო პროცესზე იქნება დამოკიდებული.

Balmer-ის სერიის ქვანტთა საერთო რაოდენობა აირად გარსში Q_B-თი აღვნიშნოთ, Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე წარმოშობილი იმავე სერიის ქვანტთა რაოდენობა Q_1-ით, ხოლო Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე წარმოშობილისა — Q_2-ით, მაშინ ცხადია, რომ $Q_B=Q_1+Q_2$. შევნიშნავთ, რომ Rosseland-ის ზემოთაღნიშნული დებულებიდან გამომდინარე შედეგის თანახმად ადგილი ექნება ტოლობას:

$$Q_1 = Q_{uv}, \tag{1}$$

სადაც Q_{uv}-ით აღნიშნულია ცენტრალური ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებულ ულტრაიისფერ ქვანტთა საერთო რაოდენობა.

ზემოდ განვითარებული თვალსაზრისიდან ნათელია, რომ ექსპერიმენტალური სიდიდე A_v და, მაშასადამე, Zanstra-ს მეთოდიც მხოლოდ მაშინ გვაძლევს ვარსკვლავის ტემპერატურის საკმარისად მიახლოებულ მნიშვნელობას, როცა ადგილი აქვს ტოლობას:

$$Q_B = Q_{uv},$$

რომლის განხორციელება, თავის მხრივ, მოითხოვს, რომ

$$Q_1 \gg Q_2,$$

რადგან მხოლოდ ამ შემთხვევაში შეიძლება Q_2 ქვანტთა გავლენის უკუგდება. პირიქით, იმ შემთხვევაში, თუ აღმოჩნდება, რომ ადგილი აქვს წინააღმდეგს, ე. ი., რომ

$$Q_1 \ll Q_2$$

მაშინ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით განსაზღვრული ტემპერატურის მნიშვნელობა აუცილებლად იქნება მეტი, ვიდრე ის მნიშვნელობა, რომელიც ვარსკვლავს სინამდვილეში აქვს. აქედან ნათელია, რომ ჩვენ მიერ დასმული პრობლემის გადასაჭრელად აუცილებელია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასება.

ატომთა იონიზაცია, როგორც ძირითადი მდგომარეობიდან, ისე მეორე მდგომარეობიდან, პრინციპიალურად ყოველგვარი ტიპის ნისლოვან გარსშია მოსალოდნელი, მაგრამ უდავოა, რომ ამა თუ იმ ტიპის გარსთათვის შეუძლებელია ერთი და იმავე ალბათობით ველოდეთ ორთავე მოვლენის განხორციელებას. ამ მოვლენათაგან თვითეული მათგანის დადგომის ალბათობა, ცხადია, პროპორციული იქნება, ერთის მხრივ, შესაბამ ენერგეტიულ მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისა გარსში, ხოლო, მეორეს მხრივ, ცენტრალური ვარსკვლავის სათანადო მონოქრომატიულ გამოსხივების ინტენსივობისა; ამიტომ ფარდობა $\frac{Q_2}{Q_1}$ სხვადასხვაგვარ აირად გარსის შემთხვევაში სხვადასხვა სიდიდის იქნება.

ზოგადობის დაცვის მიზნით ჩვენ განვიხილავთ აირად გარსთა ისეთ კატეგორიას, რომელთათვის დილუციის ფაქტორი ერთ მესამედს არ აღემატება; ასეთი პირობის შემოტანა საშუალებას მოგვცემს გავავრცელოთ ქვემოდ განვითარებული თეორია როგორც პლანეტურ ნისლოვანებებზე, ისე Wolf-Rayet ტიპის და, აგრეთვე, Be ტიპის ვარსკვლავებზედაც. მეორეს მხრივ, იგივე პირობა უფლებას გვაძლევს განსახილავ აირად გარსთა ფენები ჩავთვალოთ ბრტყელსწვრივ ფენებად და, მაშასადამე, სფერული პრობლემა დავიყვანოთ უფრო მარტივი სახის ბრტყელსწვრივი შუალის ამოცანაზე.

ამასთანავე, ჩვენ შემოვიღებთ პირობას, რომ აირადი გარსის ატომები იმყოფებიან ოთხ ენერგეტიულ მდგომარეობაში და რომ მეოთხე მდგომარეობა შეესაბამება ატომთა იონიზაციას.

ცხადია, რომ $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასებისათვის ყველაზედ უფრო ბუნებრივი გზა ვარსკვლავის ენერგიის იმ საერთო რაოდენობის გამორკვევა არის, რომელიც გარსში შთაინთქმება Lyman-ის სერიის და Balmer-ის სერიის საზღვართა მიღმა ცალ-ცალკე. ჩვენც ამ გზას ავირჩევთ.

შევაფასოთ ჯერ აირად გარსის მიერ Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგია. მონოქრომატული სხივოსნური ენერგიის ნაკადი აღვნიშნოთ H_ν-თი; მაშინ სიხშირის ელემენტზე $d\nu$ სრული ნაკადისათვის გვექნება $4\pi R_*^2 H_\nu d\nu$, სადაც R_*—ვარსკვლავის რადიუსს წარმოადგენს.

ვარსკვლავის მიერ გამოსხივებულ ულტრაიისფერ ქვანტთა მთელი რაოდენობისათვის ვღებულობთ გამოთქმას:

$$\frac{4\pi R_*^2}{h}\int\limits_{\nu_0}^{\infty}\frac{H_\nu}{\nu}\,d\nu.$$

რადგან

$$H_\nu=\frac{c}{4\pi}\rho_\nu,$$

ხოლო

$$\rho_\nu=\frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1}$$

საბოლოოდ გვექნება:

$$Q_{uv}=\frac{8\pi^2R_*^2}{c^2}\int\limits_{\nu_0}^{\infty}\frac{\nu^2}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1}\,d\nu=\frac{8\pi^2R_*^2}{c^2}\,\nu_{11}^2\Delta\nu_{11}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1},$$

ანუ (1) ტოლობის თანახმად:

$$Q_1=\frac{8\pi^2R_*^2}{c^2}\,\nu_{11}^2\Delta\nu_{11}\,\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{KT}}-1},\tag{2}$$

სადაც c სინათლის სიჩქარეს წარმოადგენს.

ვარსკვლავის ენერგია, რომელიც შთანთქმულია აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა, ავღნიშნოთ E-თი. ცხადია, რომ ამ ენერგიის რაოდენობა პროპორციული იქნება მეორე მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისა n_2, მეორე მდგომარეობიდან ატომთა იონიზაციის ალბათობისა და, აგრეთვე, ენერგიის სიმკვრივის ρ_{21}, რომელიც შეესაბამება ატომთა მეორე მდგომარეობიდან იონიზაციას; ამიტომ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$E=4\pi r_2^2 h\nu_{21}B_{21}\int\limits_{r_1}^{r_2}n_2\rho_{21}\,dr,\tag{3}$$

სადაც r_1 წარმოადგენს გარსის გარე რადიუსს, ხოლო r_2—შიგა რადიუსს.

ცხადია, რომ (3) ინტეგრალის ამოხსნისათვის საჭიროა ინტეგრალს ქვეშ მოთავსებულ სიდიდეთა წარმოდგენა გარკვეული ფუნქციების სახით, რაც სხივოსნური ენერგიის გადატანის პირობათა განხილვით შეიძლება იქნეს უზრუნველყოფილი.

ჩვენ მივიღებთ, რომ განსახილავ აირად გარსში ატომთა ერთი მდგომარეობიდან მეორე მდგომარეობაში გადასვლა მხოლოდ გამოსხივებისა და შთანთქმის გავლენით ხდება და, რომ ატომთა აღგზნება ან იონიზაცია წილაკთშორისი შეხლის გამო ნაკლებად ალბათურია.

ჩვენ მივიღებთ, აგრეთვე, რომ ატომების მდგომარეობათა მიხედვით განაწილება სტაციონალურია, ე. ი. $\frac{dn_i}{dt}=0$.

ასეთ პირობათა შემოღება ერთის შეხედვით ასუსტებს მოსალოდნელ შედეგების ზოგადობას, ვინაიდან Wolf-Rayet ტიპის და, მაშასადამე, ახალ ვარსკვლავთა მიმართ შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ არ არის სამართლიანი ჩვენ მიერ შემოღებული პირობები. ნამდვილად კი ამ პირობების შემოღება სრულიად არ ამცირებს გარსთა იმ ერთობლიობას, რომელზედაც ჩვენი შედეგების გავრცელება არის შესაძლებელი. მართლაც, მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ ახალი ვარსკვლავის ეფექტიური რადიუსი, მატერიის დენადობის სიმძლავრის შესუსტების გამო იმდენად მცირდება, რომ აირწილაკების დიდი სიჩქარის გამო დრო, რომელიც საჭიროა ამ რადიუსის გავლისათვის, გაცილებით უფრო მცირეა, ვიდრე დროის ის შუალედი, რომელშიაც დენადობის სიმძლავრის შესამჩნევი ცვალებადობა ხდება. ამიტომ მატერიის დენადობა მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ უნდა ჩავთვალოთ სტაციონალურად, ისე როგორც ამას აქვს ადგილი Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა შემთხვევაში. თავის მხრივ დენადობის სტაციონარობა და აგრეთვე ის გარემოება, რომ დრო, რომელიც საჭიროა ატომების მდგომარეობათა მიხედვით განაწილებისათვის, ერთობ მცირეა იმ დროსთან შედარებით, რომლის განმავლობაში საერთო ფიზიკური პირობები აირად გარსში აუცილებლად შეიძლება ჩაითვალოს სტაციონალურად, უფლებას გვაძლევს შემოღებული პირობები სამართლიანად ჩავთვალოთ ყველა ტიპის აირად გარსთათვის, რომელთა დილუციის ფაქტორი ერთ მე-სედზე ნაკლებია.

ამ უკანასკნელთა და, აგრეთვე, ზემოთაღნიშნულ პირობათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ განტოლებანი:

$$\begin{aligned}
&n_1[B_{12}\rho_{12}+B_{13}\rho_{13}+B_{14}\rho_{14}]=n_2[B_{21}\rho_{21}+A_{21}]+n_3[B_{31}\rho_{31}+A_{31}]+n_4[B_{41}\rho_{41}+A_{41}]\\
&n_1B_{14}\rho_{14}+n_2B_{24}\rho_{24}+n_3B_{34}\rho_{34}=n_4[(B_{41}\rho_{41}+A_{41})+(B_{42}\rho_{42}+A_{42})+(B_{43}\rho_{43}+A_{43})]\\
&n_2[(B_{21}\rho_{21}+A_{21})+B_{23}\rho_{23}+B_{24}\rho_{24}]=n_1B_{12}\rho_{12}+n_3[B_{32}\rho_{32}+A_{32}]+n_4[B_{42}\rho_{42}+A_{42}]
\end{aligned}\tag{4}$$

სადაც n_i იმ ატომთა საერთო რიცხვია მოცულობის ერთეულში, რომელნიც i-ურ მდგომარეობაში იმყოფებიან; ρ_{ik} სხივოსნური ენერგიის სიმკვრივეა იმ სიხშირეში, რომელიც გადასვლას $i\to k$ შეესაბამება; B_{ik}, B_{ki}—ინდუცირებულ

გადასვლათა, ხოლო A_{ki} — სპონტანურ გადასვლათა ალბათობის კოეფიციენტებია.

ყოველი ρ_{ik} წარმოვადგინოთ შემდეგი სახით:

$$\rho_{ik}=\sigma_{ik}\,\overline{\rho_{ik}}\,, \tag{4}$$

სადაც σ_{ik} წარმოადგენს მუდმივ მამრავლს Planck-ის ფორმულაში ენერგიის სიმკვრივისათვის. სიდიდეს $\overline{\rho_{ik}}$ ვუწოდოთ „სპეციფიური სიმკვრივე", რადგან ის გარკვეული სიხშირის გამოსხივებისათვის არის დამახასიათებელი. მივიღოთ აგრეთვე მხედველობაში, რომ ინდუცირებულ და სპონტანურ გადასვლათა ალბათობის კოეფიციენტებს შორის არსებობს დამოკიდებულება:

$$B_{ki}=\frac{g_i}{g_k}B_{ik}\,;\quad A_{ki}=\frac{g_i}{g_k}B_{ik}\,\sigma_{ik}\,,\ (i<k), \tag{4'}$$

სადაც g_i და g_k წარმოადგენენ ატომთა სტატისტიკურ წონას i-ურ და k-ურ მდგომარეობებში.

სიმარტივისათვის ჩვენ დავუშვათ, რომ ურთიერთი გადასვლა ყველა სხვა შესაძლო გადასვლებიდან აკრძალულია. ასეთი დაშვება მით უფრო ბუნებრივია, რომ ყველა შესაძლო გადასვლათა ერთსა და იმავე დროს განხორციელება ნაკლებად მოსალოდნელია. კერძოდ, ჩვენ მივიღებთ, რომ $B_{13}=0$. მაშინ, ამ უკანასკნელისა და (4') და (4'')-ის საფუძველზე, (4) გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$n_1[B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+B_{14}\sigma_{14}\overline{\rho_{14}}]=n_2\frac{g_1}{g_2}B_{12}\sigma_{12}(\overline{\rho_{12}}+1)+n_4\frac{g_1}{g_4}B_{14}\sigma_{14}(\overline{\rho_{14}}+1)$$

$$n_1B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+n_2B_{24}\sigma_{24}\overline{\rho_{24}}+n_2B_{21}\sigma_{21}\overline{\rho_{21}}=n_4\left[\frac{g_1}{g_4}B_{14}\sigma_{14}(\overline{\rho_{14}}+1)+\right.$$

$$\left.+\frac{g_2}{g_4}B_{24}\sigma_{24}(\overline{\rho_{24}}+1)+\frac{g_3}{g_4}B_{34}\sigma_{34}(\overline{\rho_{34}}+1)\right] \tag{5}$$

$$n_2\left[\frac{g_1}{g_2}B_{12}\sigma_{12}(\overline{\rho_{12}}+1)+B_{24}\sigma_{24}\overline{\rho_{24}}+B_{23}\sigma_{23}\overline{\rho_{23}}\right]=n_1B_{12}\sigma_{12}\overline{\rho_{12}}+n_3\frac{g_2}{g_3}B_{23}\sigma_{23}(\overline{\rho_{23}}+1)+$$

$$+n_4\frac{g_2}{g_4}B_{24}\sigma_{24}(\overline{\rho_{24}}+1)\,.$$

შევნიშნავთ, რომ რადგან მეოთხე მდგომარეობა იონიზაციის შეესაბამება, ამიტომ ყოველი B_{i4} ($i=1,\ 2,\ 3$) უნდა განვიხილოთ, როგორც ატომის იონიზაციის

ალბათობის კოეფიციენტი, რომელიც რეკომბინაციის კოეფიციენტებთან (4'') სახის დამოკიდებულებაში იმყოფება. ამასთანავე g_4-თვის გვექნება:

$$g_4=\frac{g^+}{n_e}G\,, \tag{5'}$$

სადაც g^+ ნორმალურ მდგომარეობაში მყოფ იონიზირებულ ატომთა სტატისტიკურ წონას წარმოადგენს, n_e — თავისუფალ ელექტრონთა საერთო რიცხვს, ხოლო სიდიდე G გამოისახება ტოლობით:

$$G=\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}\,, \tag{5''}$$

სადაც m ელექტრონის მასას წარმოადგენს, k — Boltzmann-ის მუდმივს, T — აბსოლუტურ ტემპერატურას, ხოლო h — Planck-ის მუდმივს.

(5) განტოლებათა ამოხსნის დროს მხედველობაში უნდა მივიღოთ, რომ სიდიდენი $\overline{\rho_{ik}}$ შეიძლება პირველი რიგის მცირე სიდიდეებად ჩაითვალონ; მხოლოდ სიდიდე $\overline{\rho_{14}}$ მიღებული უნდა იქნეს როგორც მეორე რიგის მცირე სიდიდე, რადგან ადვილია ცხადყოფა იმ გარემოებისა, რომ თვით ვარსკვლავის ზედაპირზედაც ადგილი ექნება ტოლობას:

$$(\overline{\rho_{14}})_s\simeq(\overline{\rho_{12}})_s(\overline{\rho_{24}})_s\,,$$

სადაც ინდექსი s ნიშნავს, რომ ტოლობა დაწერილია ვარსკვლავის ზედაპირის შემთხვევისათვის.

ჩვენ შეგვიძლია მეხუთე განტოლება ამოვხსნათ შემდეგი სახის სიდიდეთა მიმართ:

$$\frac{\dfrac{g_i}{g_k}nk}{ni-\dfrac{g_i}{g_k}nk}\,,\quad (i<k),$$

ე. ი. აღებულ მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვი ენერგიის შესაბამ სიმკვრივეთა საშუალებით გამოვსახოთ; ასეთი გზა მით უფრო ხელსაყრელია, რომ ენერგიის სიმკვრივეთა მნიშვნელობანი შეიძლება გარსის აღებული წერტილისათვის (ადგილისათვის) სხივოსნური ენერგიის გადატანის განტოლებიდან განისაზღვროს უშუალოდ, რითაც მიღწეული იქნება ატომთა საერთო რიცხვის გამოსახვა გარკვეული ფუნქციის სახით.

ჩვენ აქ არ მოვიყვანთ მეხუთე განტოლებათა ამოხსნის პროცედურას, შევნიშნავთ მხოლოდ, რომ ამოხსნის დროს ჩვენ მხედველობაში მივიღეთ მხოლოდ ნულოვანი, პირველი და მეორე რიგის მცირე სიდიდენი; ამონახსნი შეიძლება დავწეროთ შემდეგი სახით:

$$\frac{\frac{g_1}{g_2}n_2}{n_1-\frac{g_1}{g_2}n_2}=\overline{\rho_{12}}+\alpha_1\overline{\rho_{14}}-\alpha_2\overline{\rho_{12}}\,\overline{\rho_{24}};\qquad \frac{\frac{g_1}{g_4}n_4}{n_1-\frac{g_1}{g_4}n_4}=\alpha_3\overline{\rho_{14}}+\alpha_4\overline{\rho_{12}}\,\overline{\rho_{24}}; \tag{6}$$

სადაც

$$\alpha_1=\frac{g_3B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}+g_2B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}}{(g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34})B_{12}\sigma_{12}};$$

$$\alpha_2=\frac{g_3B_{14}\sigma_{14}B_{24}\sigma_{24}}{(g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34})B_{12}\sigma_{12}};$$

$$\alpha_3=\frac{g_1B_{14}\sigma_{14}}{g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34}}; \tag{6}$$

$$\alpha_4=\frac{g_2B_{24}\sigma_{24}}{g_1B_{14}\sigma_{14}+g_2B_{24}\sigma_{24}+g_3B_{34}\sigma_{34}}.$$

(6) განტოლებათა მარჯვენა მხარეში შემავალ სიდიდეთაგან α_1, α_2, α_3 და α_4 წარმოადგენენ მუდმივ სიდიდეებს, როგორც ეს ნათელია (6′) განტოლებიდან, ხოლო სიდიდეები $\overline{\rho_{12}}$ და $\overline{\rho_{14}}$—ენერგიის სიმკვრივეებს, რომლებიც, ზოგადად რომ ვსთქვათ, გარსის სხვადასხვა ოპტიური სიღრმის შემთხვევაში სხვადასხვა მნიშვნელობებს ღებულობენ და, მაშასადამე, ცხადია, ამ უკანასკნელის ფუნქციის სახით უნდა იქნან წარმოდგენილნი.

სიდიდე $\overline{\rho_{24}}$ ენერგიის სპეციფიურ სიმკვრივეს წარმოადგენს, რომლის გავლენით უზრუნველყოფილია გარსში 2→4 ტიპის ინდუცირებული გადასვლები და, ცხადია მისი მნიშვნელობა ვარსკვლავის აირად გარსში დამოუკიდებელი იქნება, ერთის მხრივ, იმავე სახის მონოქრომატიული ენერგიის სპეციფიური სიმკვრივის მნიშვნელობაზე $(\overline{\rho_{24}})_*$ ვარსკვლავის ზედაპირზე, ხოლო, მეორეს მხრივ, დილუციის ფაქტორზე W; ამასთანავე უნდა შევნიშნოთ, რომ ჩვენ მიერ აღებულ გარსთა კატეგორია უფლებას გვაძლევს აღნიშნული სიდიდე აირადი გარსის შიგნით მუდმივ სიდიდედ ჩავთვალოთ. მართლაც, ჩვენ იმ თავითვე ავღნიშნეთ რომ საკვლევ ობიექტად აღებულია გარსთა ისეთი კლასი, რომელთა მიმართ დასაშვებია სფერული ამოცანის დაყვანა ბრტყელსწვრივ ამოცანაზე ე. ი., აირად გარსთათვის დაცულია Milne-ის გეომეტრიული მეთოდის პირობები[1]:

$$r_1 \gg r;\qquad r_1\gg|r_2-r_1|,$$

სადაც r_1 და r_2 გარსის შიგა და გარე რადიუსებია შესაბამისად, ხოლო r—ვარსკვლავის რადიუსი; და, რაკი ეს პირობები შესრულებულია, ჩვენი შენიშვნის სამართლიანობაც უშუალოდ დასაბუთებულია. მეორეს მხრივ, ამ სიდიდის მნიშვნელობა ვარსკვლავის ზედაპირზე მუდამ ერთზე ნაკლები რჩება, ამიტომ საბოლოოდ შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\overline{\rho_{24}}=W(\overline{\rho_{24}})_*=\text{const}\ll 1. \tag{6''}$$

ვისარგებლოთ ეხლა ჩვენ მიერ მიღებული[5] შედეგებით $\overline{\rho_{12}}$ და $\overline{\rho_{14}}$ სიდიდეთა მნიშვნელობათათვის:

$$\begin{aligned}\overline{\rho_{12}}&=Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau}+\frac{N}{M}(A_0\tau+B_0)\\ \overline{\rho_{14}}&=\frac{\lambda_0^3}{\alpha_0}\left[\left(1-\frac{N}{M}\right)(A_0\tau+B_0)-(Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau})\right],\end{aligned} \tag{7}$$

სადაც A_0, B_0, A, B, N, M, α_0, λ_1 და λ_0 მუდმივი სიდიდეებია და განისაზღვრულია ტოლობებით:

$$A_0=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\psi_0;$$

$$B_0=\frac{2}{3}\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\psi_0\left\{\frac{\left(\frac{M}{N}-1\right)[(\lambda_1-3/2)e^{-\lambda_1\tau'}-(\lambda_1+3/2)e^{\lambda_1\tau'}]-3}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}}+1\right\};$$

$$A=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\frac{\psi_0}{\lambda_1}\frac{N}{M}\,\frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)e^{-\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}};$$

$$B=\frac{\alpha_0}{\lambda_0}\frac{\psi_0}{\lambda_1}\frac{N}{M}\,\frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]}{\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1+3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{\lambda_1\tau'}-\left[\frac{\lambda_0(\lambda_1-3/2)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1\right]e^{-\lambda_1\tau'}}; \tag{7'}$$

$$N=3(1-\alpha_3)\lambda_0^2;$$

$$M=3(1-\alpha_3)\lambda_0^2+3\alpha_2\overline{\rho_{21}};$$

$$\alpha_3=\frac{B_{14}\sigma_{14}}{B_{12}\sigma_{12}}; \tag{7}$$

$$\lambda_1=\sqrt{M};$$

$$\lambda_0=\frac{\nu_{14}\Delta\nu_{12}}{\Delta\nu_{14}\nu_{12}}\frac{B_{14}}{B_{12}}=\text{const.}$$

ამ ტოლობებში ψ_0 წარმოადგენს ν_{14} სიხშირის ენერგიის რაოდენობას, რომელიც ეცემა გარსის შიგა ზედაპირის ერთეულზე, τ —აირადი გარსის ოპტიურ სიღრმეს ν_{12} სიხშირის გამოსხივებისათვის ხოლო τ'—გარსის ოპტიურ სისქეს იმავე სიხშირეში და დაკავშირებულია τ_{14} სიხშირის გამოსხივებისათვის გარსის ოპტიურ სისქესთან t_0 ტოლობით:

$$\lambda_0\tau'=t_0, \tag{7'}$$

სადაც λ_0 წარმოადგენს (7')-ის უკანასკნელი ტოლობით განსაზღვრულ სიდიდეს.

ჩვენ განვიხილავთ იმ შემთხვევას, როდესაც გარსი ν_{14} სიხშირის გამოსხივებისათვის არ არის გამჭვირვალე, და, მაშასადამე, L_α რადიაციის ველი საკმარისად მძლავრია, ე. ი. ν_{12} სიხშირის გამოსხივებისათვის გარსის ოპტიური სისქე τ' მეტია ვიდრე 10^4; მაშინ, ცხადია, გვექნება:

$$\left.\begin{aligned}t_0&>1,\\ \lambda_0&\ll 1.\end{aligned}\right\} \tag{7''}$$

ბუნებრივია, რომ სხვა შესაძლო შემთხვევის განხილვას (მაგ., როცა გარსი გამჭვირვალეა ν_{14} გამოსხივებისათვის) არც აქვს აზრი, რადგან მხოლოდ აღებულ შემთხვევაში ექნება ადგილი გარსში ატომთა იონიზაციას პირველი ძირითადი მდგომარეობიდან და, მაშასადამე, ვარსკვლავის ულტრაიისფერი ენერგიის შთანთქმას Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა.

თუ, ახლა, მხედველობაში მივიღებთ (6) განტოლებათაგან პირველს და აგრეთვე (6'), (7) და (7')-ის მეხუთე, მეექვსე და მეშვიდე ტოლობებს, მაშინ მეორე მდგომარეობაში მყოფ ატომთა საერთო რიცხვისათვის n_2, გარსის მოცულობის ერთეულში, ვღებულობთ გამოსახვას:

$$n_2=\frac{g_2}{g_1}\left(n_1-\frac{g_1}{g_2}n_2\right)\left\{[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2-\alpha_2\overline{\rho_{21}}](Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau})+\frac{N}{M}(A_0\tau+B_0)\right.$$

სადაც n_2 წარმოდგენილია ν_{12} სიხშირეში გარსის ოპტიურ სიღრმის ფუნქციის სახით. თუ (3) ინტეგრალში n_2-ის მაგიერ ამ გამოსახვას შევიტანთ და ინტეგრალის სათანადო გარდაქმნისათვის მივიღებთ მხედველობაში, რომ

$$dr=-\frac{\Delta\nu_{ik}}{h\nu_{ik}}\frac{c\,d\tau_{ik}}{\left(n_i-\frac{g_i}{g_k}n_k\right)},$$

ხოლო, როცა $r=r_1$ $\tau=0$

და „ $r=r_2$ $\tau=\tau'$,

მაშინ, (6'')-ის გამო ვღებულობთ ელემენტარულ ინტეგრალს, რომლის ინტეგრობა გვაძლევს:

$$E=N_0\left\{[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2-\alpha_2\overline{\rho_{21}}]\left[\frac{Ae^{\lambda_1\tau'}-Be^{-\lambda_1\tau'}+B-A}{\lambda_1}\right]+\right.$$
$$\left.+\frac{N}{2M}A_0\left[\tau'^2+\frac{2B_0}{A_0}\right]\right\}, \tag{8}$$

სადაც

$$N_0=4\pi r_2^2 h\nu_{21}B_{21}\sigma_{21}\overline{\rho_{21}}\frac{g_2}{g_1}\frac{\Delta\nu_{12}}{h\nu_{12}}\frac{c}{B_{12}}=\text{const.} \tag{8'}$$

(6'), (6'') და (7'') დამოკიდებულებათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ:

$$[1-(1-\alpha_3)\lambda_0^2-\alpha_2\overline{\rho_{21}}]\approx 1. \tag{8''}$$

დავამტკიცოთ ახლა, რომ ადგილი აქვს შემდეგს:

$$\left.\begin{aligned}\frac{Ae^{\lambda_1\tau'}-Be^{-\lambda_1\tau'}+B-A}{\lambda_1}&\approx-\frac{N}{M}A_0\left[\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right],\\ \frac{B_0}{A_0}&\approx\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0M+\lambda_1N}.\end{aligned}\right\} \tag{8'''}$$

მართლაც (7')-ის მესამე და მეოთხე ტოლობათაგან უშუალოდ გვაქვს:

$$\frac{Ae^{\lambda_1\tau'}-Be^{-\lambda_1\tau'}}{\lambda_1}=-\frac{N}{M^2}A_0.$$

იმავე ტოლობათა საფუძველზე (თუ უკუვაგდებთ უარყოფით ხარისხიანი მამრავლების შემცველ წევრებს, როგორც უფრო მაღალი რიგის მცირე სიდიდეებს სხვა წევრებთან შედარებით) შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{B-A}{\lambda_1}\approx\frac{N}{M^2}A_0\frac{\lambda_1\left(\frac{M}{N}-1\right)}{\frac{\lambda_0(3/2+\lambda_1)}{\lambda_0-1}\frac{M}{N}-\lambda_1},$$

სადაც λ_0 შეგვიძლია უკუვაგდოთ, როგორც მცირე სიდიდე 1-ის მიმართ (7'')-ის თანახმად, ხოლო λ_1 — 3/2-ის მიმართ (7)-ის მეექვსე და მერვე ტოლობათა და (6') და (7''') უტოლობათა თანახმად. ამიტომ, უკანასკნელ ორ ტოლობათაგან ვღებულობთ:

$$\frac{Ae^{\lambda_1\tau'}-Be^{-\lambda_1\tau'}+B-A}{\lambda_1}\cong-\frac{N}{M}A_0\left[\frac{1}{M}+\frac{\lambda_1(M-N)}{\frac{3}{2}\lambda_0M^2+\lambda_1MN}\right]=$$

$$=-\frac{N}{M}A_0\left[\frac{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN+M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right];$$

ამ გამოთქმის მარჯვენა ნაწილის მრიცხველიდან სავსებით სამართლიანად შეგვიძლია უკუვაგდოთ $\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M$ და MN როგორც უფრო მაღალი რიგის მცირე სიდიდენი M და N სიდიდეთა მიმართ, რის შემდეგ ცხადი იქნება (8''')-ის პირველი გამოსახვის სამართლიანობა. სავსებით ანალოგიურად შეიძლება (8''')-ის მეორე გამოსახვის სამართლიანობის დასაბუთება (7')-ის პირველ და მეორე ტოლობათაგან; ამიტომ (7''), (8'') და (8''') ტოლობათა საფუძველზე, (8) შემდეგი სახით შეიძლება გადაიწეროს:

$$E=N_0\frac{N}{2M}A_0\left\{2\left[\frac{(M-N)t_0}{\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N}-\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right]+\frac{t_0^2}{\lambda_0^2}\right\},\qquad(9)$$

სადაც t_0-ით აღნიშნულია გარსის ოპტიური სისქე ν_{14} სიხშირის გამოსხივებისათვის. ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ

$$\left[\frac{(M-N)t_0}{\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N}-\frac{M-N}{\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN}\right]>0.\qquad(9')$$

მართლაც, თუ მხედველობაში მივიღებთ (7'')-ის პირველ უტოლობას და იმ გარემოებას, რომ λ_0, λ_1, M და N მცირე სიდიდენია (ერთზე გაცილებით ნაკლები),

მაშინ აღნიშნული უტოლობის სამართლიანობისათვის საჭიროა შესრულებულ იქნეს პირობა:

$$\left|\frac{3}{2}\lambda_0\lambda_1M+MN\right|>\left|\frac{3}{2}\lambda_0^2M+\lambda_0\lambda_1N\right|.\qquad(9'')$$

განვიხილოთ ახლა ორი შესაძლო შემთხვევა:

a) როცა გარსში დილუცია დაბალია და b) როცა იგი ერთობ მაღალია. ცხადია, პირველ შემთხვევაში საქმე გვექნება შედარებით მცირე რადიუსის აირად გარსთა მქონე ობიექტებთან, როგორიცაა: ახალი, Wolf-Rayet და Bo ტიპის ვარსკვლავები, ხოლო მეორე შემთხვევაში კი პლანეტურ ნისლოვანებებთან. ამის გამო მოსალოდნელია, რომ თვითეულ შემთხვევაში ადგილი ექნება ფიზიკურ მოვლენათა ერთგვარ სპეციფიურობას. კერძოდ, (6'') უტოლობის თანახმად $\overline{\rho_{21}}$-ს სხვადასხვა მნიშვნელობა ექნება ამ შემთხვევათა შესაბამისად; სახელდობრ, პირველ შემთხვევაში იგი გაცილებით მეტი სიდიდის იქნება, ვიდრე მეორე შემთხვევაში. მეორეს მხრივ, (7'') და (7''')-ის საფუძველზე, შეგვიძლია მივიღოთ, რომ $\lambda_0\approx10^{-1}$. ამასთანავე, λ_0 მით უფრო მცირეა, რაც უფრო დიდია τ', ე. ი. რაც უფრო მძლავრია $L\alpha$ რადიაციის ველი; ასეთ გარემოებას კი ადგილი ექნება მაშინ, როცა დილუცია დაბალია, ე. ი. სწორედ პირველ შემთხვევაში. პირიქით, იმ შემთხვევაში, როცა $L\alpha$ რადიაციის ველი შედარებით სუსტია და მაშასადამე, τ' არ არის დიდი λ_0 შედარებით მეტია ვიდრე პირველ შემთხვევაში და ამიტომ ასეთ პირობათა შესრულება მეორე შემთხვევაშია მოსალოდნელი. ამ განმარტებათაგან გამომდინარეობს, რომ ზემოდგანხილულ შემთხვევებში ადგილი აქვს შესაბამისად უტოლობებს:

$$\text{a)}\ \overline{\rho_{21}}\gg\lambda_0^2\quad\text{და}\quad\text{b)}\ \overline{\rho_{21}}\ll\lambda_0^2.$$

თუ, ახლა, მხედველობაში მივიღებთ (7') განტოლებათაგან მეხუთეს, მეექვსეს და მერვეს, მაშინ გვექნება შესაბამისად:

$$\begin{aligned}&\text{a)}\ \overline{\rho_{21}}\gg\lambda_0^2;\quad \lambda_1\approx[\overline{\rho_{21}}]^{1/2}>\lambda_0;\quad \lambda_0\lambda_1\gg\lambda_0^2;\quad M>\lambda_0\lambda_1,\\ &\text{b)}\ \overline{\rho_{21}}\ll\lambda_0^2;\quad \lambda_1\approx\lambda_0;\quad \lambda_1\lambda_0\approx\lambda_0^2;\quad M\approx\lambda_0^2.\end{aligned}\qquad(9''')$$

ამრიგად, (9''')-დან სჩანს, რომ პირობა (9'') დაცულია ორთავე შესაძლო შემთხვევის დროს და, მაშასადამე, (9') უტოლობა სამართლიანია; მაშინ (9) გამოთქმა გადავწეროთ შემდეგი უტოლობის სახით:

$$E>N_0\frac{N}{2M}\frac{A_0}{\lambda_0^2}t_0^2.\qquad(10)$$

ეს უტოლობა სამართლიანია ორთავე შემთხვევაში. თუ, ახლა, მხედველობაშ
მივიღებთ (9‴) და (7′) ტოლობათაგან მეხუთეს, მეექვსეს და მეშვიდეს და ა
რეთვე იმ გარემოებას, რომ შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ

$$g_1 \approx g_2; \quad B_{12} \approx B_{21} \approx B_{14}; \quad 2Wr_2^2 \approx R_*^2; \quad \alpha_1 \approx \alpha_2,$$

მაშინ, განხილულ შემთხვევათათვის გვექნება შესაბამისად:

$$E_a > N_a t_0^2,$$

$$E_b > N_b t_0^2, \qquad (10$$

სადაც

$$N_a = \pi R_*^2\, h\nu_{21} \sigma_{21} \frac{\Delta\nu_{14}}{h\nu_{11}} \frac{c}{B_{11}} (\overline{\rho_{14}})_a,$$

$$(10$$

$$N_b = \pi R_*^2\, h\nu_{21} \sigma_{21}\, W\, (\overline{\rho_{21}})_a \frac{\Delta\nu_{14}}{h\nu_{14}} \frac{c}{\lambda_0^2} \frac{\sigma_{14}}{\sigma_{12}} (\overline{\rho_{14}})_b,$$

ხოლო R_*-ით აღნიშნულია ვარსკვლავის რადიუსი.

მიღებული შედეგების საფუძველზე ადვილია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის შეფასება ‹
მივიღებთ მხედველობაში Balmer-ის ფორმულას და ტოლობას:

$$\sigma_{ik} = \frac{8\pi h\nu^2_{ik}}{c^3}.$$

მართლაც, მაშინ (2), (10′) და (10″) ტოლობათაგან ვღებულობთ:

$$\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_a > \frac{t_0^2}{64}; \quad \left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_b > \frac{t_0^2}{27} \frac{W(\overline{\rho_{21}})_a}{\lambda_0^2}. \qquad (1$$

(11) ნათელჰყოფს იმ გარემოებას, რომ $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობა ν_{14} სიხშირის გამოსხივებ
გარსის ოპტიური სისქის t_0 პროპორციულია, ე. ი. გარსში ატომთა იონიზა
მეორე მდგომარეობიდან მით უფრო მეტია, რაც ნაკლებად არის გარსი გამჭვ
ვალე ვარსკვლავის ულტრაიისფერი გამოსხივებისათვის. ამდაგვარი დამოკიდე
ლება დაცულია ორთავე განხილულ შემთხვევაში, იმ განსხვავებით მხოლ
რომ მეორე შემთხვევაში, ე. ი. მაღალი დილუციის გარსთათვის, პროპორც
ლობის კოეფიციენტში შედის დილუციის ფაქტორიც W, ე. ი. ამ შემთხვევ
იონიზაციას გარსში მეორე მდგომარეობიდან გაცილებით უფრო იშვიათ

ექნება ადგილი და აგრეთვე გაცილებით უფრო სუსტი იქნება ვიდრე დაბალი დილუციის დროს. ეს შედეგი კარგად ეთავსება იმ ფიზიკურ მდგომარეობას, რომელიც მაღალი დილუციის შემთხვევაში, მაგ., პლანეტურ ნისლოვანედთათვის, არის დამახასიათებელი და მდგომარეობს იმ ფაქტში, რომ გარსის ატომთა უმრავლესობა ძირითად მდგომარეობაში იმყოფება. მართლაც, თუ ეს პირობა განხორციელებულია, მაშინ ატომთა იონიზაცია მეორე მდგომარეობიდან ნაკლებად მოსალოდნელია, რადგან, ატომთა მცირე რაოდენობის გამო, ამ მდგომარეობაში აირადი გარსი გამჭვირვალე იქნება სათანადო სიხშირის გამოსხივებისათვის. ამრიგად, სუბორდინალური სერიის ქვანტთა გარსში წარმოშობაში ვარსკვლავის Balmer-ის სიხშირის გამოსხივების მონაწილეობა და გავლენა უდავოთ უნდა იქნეს ჩათვლილი. ამასთანავე, ეს გავლენა გაცილებით მეტია იმ სისტემათათვის, რომელთა გარსების რადიუსი შედარებით მცირეა და სუსტდება უკანასკნელის ზრდისას, ე. ი. ამ გავლენის ეფექტიურობა თანდათან სუსტდება ვარსკვლავებიდან პლანეტურ ნისლოვანედებზე გადასვლისას.

შევაფასოთ ახლა ამ გავლენის ხასიათი და ხარისხი. ამ მიზნით თავდაპირველად საჭიროა გარსის ოპტიური სისქის t_0 შეფასება ν_{14} სიხშირის გამოსხივებაში. უნდა ვიფიქროთ, რომ გარსში ატომთა უმრავლესობა იონიზირებულია; ამიტომ, გარსის მასისათვის M შეგვიძლია დავწეროთ:

$$M = 4\pi r_2^2 m \int_{r_1}^{r_2} n^+ dr,$$

სადაც m ატომის საშუალო მასის მნიშვნელობაა, n^+ — იონიზირებულ ატომთა რიცხვი მოცულობის ერთეულში, ხოლო r_1 და r_2 — გარსის შიგა და გარე რადიუსები შესაბამისად. რადგან $n_1 \varkappa_{14} dr = dt$, ამიტომ გვექნება

$$M = 4\pi r_2^2 \frac{m}{\varkappa_{14}} \int_0^{t_0} \frac{n^+}{n_1} dt, \qquad (12)$$

სადაც n_1 პირველ მდგომარეობაში მყოფ გარსის ატომთა საერთო რიცხვია მოცულობის ერთეულში, $\varkappa_{14}$ — შთანთქმის მასური კოეფიციენტი ერთ ატომზე, ხოლო t_0 — გარსის ოპტიური სისქე ν_{14} სიხშირის გამოსხივებისათვის.

(12) ინტეგრალის გადასაწყვეტად საჭიროა, ისე, როგორც ამას (3) ინტეგრალის ამოხსნის დროს ჰქონდა ადგილი, ინტეგრალის ნიშნისქვეშა გამოსახვა $\frac{n^+}{n_1}$ სათანადო სიხშირის ოპტიური სიღრმის ფუნქციის სახით წარმოვადგინოთ. ამ მიზნით უმჯობესია ვისარგებლოთ იონიზაციის ფორმულით, რომელიც დაახასიათებს ატომთა იონიზაციას პირველი (ძირითადი) მდგომარეობიდან.

(6) და (7) ტოლობათა საფუძველზე შეგვიძლია დავწეროთ:

$$\frac{\frac{g_1}{g_4}n_4}{n_1-\frac{g_1}{g_4}n_4}=\frac{N}{M}\frac{\alpha_1}{1-\alpha_3}\overline{\rho_{34}}(A_0\tau+B_0)+\left(\alpha_1\overline{\rho_{31}}-\frac{\alpha_3}{\alpha_0}\lambda_0^2\right)(Ae^{\lambda_1\tau}+Be^{-\lambda_1\tau}).$$

თუ, ახლა, ამ გამოსახვაში უკუვაგდებთ მეორე წევრს, რომელსაც (7')-ის თანახმად არ შეუძლია გავლენა მოახდინოს იონიზაციის სიდიდეზე გარსის არ-კიდურ ფენებში, და, აგრეთვე, მხედველობაში მივიღებთ, რომ $\alpha_2=|1-\alpha_3|$, ხოლო (8''')-ის თანახმად $\frac{\lambda_0 B_0}{A_0}<1$, მაშინ გვექნება:

$$\frac{n_4}{n_1}\approx\frac{g_4}{g_1}\frac{N}{M}\frac{A_0}{\lambda_0}\overline{\rho_{34}}\,t.$$

რადგან ჩვენ მიერ ზემოდ შემოტანილი პირობების მიხედვით მეოთხე მდგომარეობა ატომის იონიზაციას შეესაბამება, ამიტომ $n^+=n_4$ და (5'') და (5')-ის თანახმად ვპოულობთ:

$$\left[\frac{n^+}{n_1}n_e\right]_a\approx\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}W(\overline{\rho_{11}})_s\,t,$$

$$\left[\frac{n^+}{n_1}n_e\right]_b\approx\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}W(\overline{\rho_{21}})_s W(\overline{\rho_{11}})_s\lambda_0^{-2}t, \tag{13}$$

რადგან შეიძლება დაახლოებით მივიღოთ, რომ $g^+\approx g_i$; ეს ფორმულები იონიზაციის ფორმულებია და საშუალებას გვაძლევენ ვიქონიოთ წარმოდგენა იონიზაციის სიდიდეზე აირად გარსებში განხილული a) და b) შემთხვევების დროს.

მეორეს მხრივ, რადგან ატომთა უპრავლესობა აირად გარსში ჩვენ იონიზაციაქმნილად ჩავთვალეთ, ამიტომ შეგვიძლია სიმარტივისათვის მივიჩნიოთ, რომ თვითეულ ატომზე გარსში საშუალოდ ერთი თავისუფალი ელექტრონი მოდის; მაშინ, გარსის თავისუფალ ელექტრონთა მთელი რაოდენობა n_e შეიძლება შემდეგი ფორმულით გამოვსახოთ:

$$n_e=\frac{M}{4\pi r_2^2\,\Delta r m_a}, \tag{13'}$$

სადაც m_a ატომის საშუალო მასაა, Δr—გარსის ხაზოვანი სისქე, ხოლო M—გარსის მასა.

თუ მხედველობაში მივიღებთ (13') და (12) ინტეგრალის ნიშნის ქვეშა სიდიდის $\frac{n^+}{n_1}$ გამოსახვისათვის ვისარგებლებთ (13)-ით, მაშინ, რადგან დაახლოებით შეიძლება ჩავთვალოთ, რომ $\Delta r\approx\frac{1}{2}r_2$, ინტეგრობის შემდეგ გვექნება:

$$[M^2]_a\approx\pi^2R_*^2\,r_2^3\frac{m_a^2}{\varkappa_{11}}\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}(\overline{\rho_{11}})_s\,t_0^2,$$

$$[M^2]_b\approx\frac{\pi^2}{4}R_*^4\,r_2\frac{m_a^2}{\varkappa_{11}}\frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3}\frac{(\overline{\rho_{21}})_s(\overline{\rho_{11}})_s}{\lambda_0^2}\,t_0^2,$$

სადაც ინდექსებით a და b (ისევე, როგორც წინად და შემდეგშიაც) აღნიშნულია სათანადო შემთხვევათა შესაბამი მნიშვნელობანი. ამ განტოლებათა ამოხსნა t_0-ის მიმართ გვაძლევს:

$$[t_0]_a\approx\frac{M_a}{\pi m_a r_2 R_*(\overline{\rho_{21}})_s^{1/2}}\left(\frac{\varkappa_{11}}{r_2}\right)^{1/2}\frac{h^{3/2}}{(2\pi mkT)^{3/4}},$$

$$[t_0]_b\approx\frac{4\lambda_0 M_b}{\pi m_a R_*^2(\overline{\rho_{21}})_s^{1/2}}\left(\frac{\varkappa_{11}}{r_2}\right)^{1/2}\frac{h^{3/2}}{(2\pi mkT)^{3/4}}.$$

ვარსკვლავის აბსოლუტური ტემპერატურა T წარმოვადგინოთ სახით: $T=10^4x$; მაშინ:

$$(\overline{\rho_{11}})=\frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}}-1}=\frac{1}{e^{\frac{1\cdot16\chi}{x}}-1},$$

სადაც χ იონიზაციის პოტენციალია გამოსახული e, v ერთეულებში. ამასთანავე ყოველთვის უნდა ველოდეთ, რომ

$$\chi>x,\quad \text{ე. ი.}\quad e^{\frac{1\cdot16}{x}\chi}\gg1.$$

ამრიგად, საკმარისად სამართლიანად შეგვიძლია მივიჩნიოთ, რომ

$$(\overline{\rho_{11}})_s\approx e^{-\frac{\chi}{x}}.$$

ამიტომ, თუ წინა ტოლობებში უნივერსალურ მუდმივთა სათანადო მნიშვნელობებს შევიტანთ $(\varkappa_{11} \approx 0.5\times10^{-17})$, საბოლოოდ მივიღებთ:

$$[t_0]_a \approx C_a x^{-2/3} e^{\frac{\chi}{2x}}, \qquad (14)$$

$$[t_0]_b \approx C_b x^{-2/3} e^{\frac{\chi}{2x}},$$

სადაც

$$C_a = 1.3\times10^4 \frac{M_a}{R_* r_2^{1/3}}, \qquad (14)$$

$$C_b = 52 \frac{M_b}{R_*^2 r_2^{1/3}}.$$

უკანასკნელი განტოლებანი იმ გარემოებაზე მიგვითითებენ, რომ გარსის ოპტიური სიღრმე იმ სიხშირის გამოსხივებისათვის, რომელიც უზრუნველჰყოფს ატომთა იონიზაციის ძირითადი მდგომარეობიდან, დამოკიდებულია, ერთის მხრივ, გარსის მასაზე (მისი პროპორციულია), ხოლო, მეორეს მხრივ, ვარსკვლავის და გარსის რადიუსებზე (მათი უკუპროპორციულია). ასეთი დამოკიდებულება სავსებით მოსალოდნელი იყო ზოგად მოსაზრებათა საფუძველზე. რაც შეეხება (14) განტოლებებს, უნდა აღვნიშნოთ, რომ ამ განტოლებებში ზემოაღნიშნული ოპტიური სისქე ერთსადაიმავე ვარსკვლავისათვის გამოსახულია ტემპერატურისა და იონიზაციის პოტენციალის რთული ფუნქციის სახით.

ასეთი დამოკიდებულების საფუძველზე შეგვიძლია შევადგინოთ სათანადო ცხრილი, როგორც ოპტიური სიღრმის, ისე $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის მიმართ, რადგან ეს უკანასკნელი დამოკიდებულია პირველზე ჩვენ მიერ უკვე მიღებული (11) განტოლების მიხედვით. საჭიროა, მხოლოდ, ამისათვის C_a და C_b სიდიდეთათვის გარკვეულ მნიშვნელობათა შემოღება. ცხადია, ამ სიდიდეთა მნიშვნელობა სხვადასხვაგვარია სხვადასხვა შემთხვევის დროს. შევარჩიოთ ეს მნიშვნელობანი ჯერ იმ შემთხვევისათვის, როცა საკითხი ეხება შედარებით მცირე რადიუსის მქონე ობიექტებს. ჩვენ ზემოდ აღვნიშნეთ, რომ ამ ობიექტების ქვეშ შეიძლება ვიგულისხმოთ Wolf-Rayet, Be—ტიპის ვარსკვლავები და აგრეთვე ახალი ვარსკვლავებიც, რადგან, როგორც ცნობილია, ახალი ვარსკვლავები საბოლოო ფაზაში წარმოადგენენ Wolf Rayet ტიპის ვარსკვლავებს.

გარსის მასისათვის ჩვენ ვისარგებლებთ იმ მნიშვნელობებით, რომლებიც მიღებული იყო ახალ ვარსკვლავთა შემთხვევებში; ამასთანავე, რადგან ეს მნიშვნელობანი მოძებნილი იყო სხვადასხვა ვარიაციებით, ამიტომ ჩვენ ავიღებთ ამ ვარიაციათა ქვედა ზღვარს, რადგან, თუ მიღებული შედეგები სამართლიანი იქნება ასეთ პირობებში, მაშინ სამართლიანი იქნება მასის უფრო დიდი

მნიშვნელობის შემთხვევაშიაც. გარსის გარე რადიუსის მნიშვნელობასაც ჩვენ ისე ავიღებთ რომ იგი წარმოადგენდეს საშუალო შესაძლო მნიშვნელობას ახალი ვარსკვლავების შემთხვევაშიც, ხოლო რაც შეეხება ვარსკვლავის რადიუსს, — ჩვენ მას მივიჩნევთ მზის რადიუსის ტოლად. ამრიგად, გვექნება:

$$R_* \approx R_\odot,$$

$$r_2 \approx 10^{13}\, cm,$$

$$M_a \approx 10^{26}\, gr.$$

მაშინ, ჩვენ მივიღებთ შემდეგ მარტივ დამოკიდებულებას:

$$[t_0]_a \approx 0\cdot6 x^{-2/3} e^{\frac{\chi}{2x}},$$

რომელიც სამართლიანად უნდა ჩავთვალოთ განსახილავ შემთხვევისათვის.

ამ უკანასკნელი სახის დამოკიდებულების საფუძველზე შეგვიძლია შევადგინოთ ზემოაღნიშნული ხასიათის ცხრილი:

x / χ	1·0		1·5		2·0		2·5		3·0	
H	5×10^2	4.10^3	40	25	11	2	9	1	2.5	0.1
H_e I	10^5	3.10^9	1.5×10^3	4.10^4	160	400	40	25	15	3.6
H_e II	4.10^{12}	2.10^{23}	3.10^7	2.10^{13}	9.10^5	10^{10}	2.10^4	4.10^6	2.10^3	8.10^4
	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$	t_0	$\frac{Q_2}{Q_1}$

ამ ცხრილიდან ნათლად სჩანს, თუ რამდენად დიდია ფარდობა $\frac{Q_2}{Q_1}$ შედარებით მცირე ტემპერატურისა და იონიზაციის მაღალი პოტენციალის დროს.

განვიხილოთ ახლა მეორე შემთხვევა, როცა საქმე გვაქვს საკმარისად დიდ რადიუსის მქონე გარსის ობიექტებთან. ასეთ ობიექტთა პროტოტიპათ უმჯობესია პლანეტური ნისლოვანედი მივიჩნიოთ, რადგან საძიებელ სიდიდეთა მნიშვნელობანი ამ უკანასკნელთათვის საკმარისად გარკვეულია[9]:

$$R_* \approx R_\odot$$

$$r_2 \approx 10^{17}\, cm,$$

$$M_e \approx 10^{31}\, gr,$$

$$W \approx 10^{-14}.$$

მაშინ, ამ შემთხვევისათვის, ვღებულობთ:

$$[t_0]_b \approx 300x^{-3/2}e^{\frac{\chi}{2x}} \approx 500\,[t_0]_a.$$

უკანასკნელი განტოლება საშუალებას გვაძლევს ვისარგებლოთ მოყვანილი ცხრილით აგრეთვე ამ შემთხვევაშიაც. მართლაც, ეს განტოლება (11) განტოლებათა მეორე ტოლობასაც გვაძლევს:

$$\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_b \approx \frac{5\times10^{-8}}{27}\,[t_0]_a \approx 10^{-5}\left[\frac{Q_2}{Q_1}\right]_a,$$

რადგან ზემოთაღნიშნულის თანახმად $\lambda_0 \approx 10^{-4}$.

მიღებულ (11), (14) და (14') განტოლებებს შემდეგი ინტერპრეტაცია შეიძლება მივცეთ:

1. აირად გარსებში წარმოშობილ Balmer-ის სიხშირეთა ქვანტების საერთო რიცხვი, რომელიც უზრუნველყოფილია ვარსკვლავის ენერგიის შთანთქმით და შემდგომი რეკომბინაციის პროცესებით აირად გარსში, დამოკიდებულია არა მარტო ულტრაიისფერი ენერგიის შთანთქმაზე აირად გარსში Lyman-ის სერიის საზღვრის მიღმა, არამედ დამოკიდებულია აგრეთვე ვარსკვლავის Balmer-ის სიხშირეებში გამოსხივებულ ენერგიაზედაც, რომელიც აირად გარსში Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთაინთქმება.

2. Balmer-ის ქვანტთა რაოდენობა, რომელიც ვარსკვლავის აირად გარსში წარმოიშობა Balmer-ის სერიის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის ხარჯზე, და, აგრეთვე, Balmer-ის ქვანტთა რაოდენობა, რომელთა წარმოშობა უზრუნველყოფილია Lyman-ის საზღვრის მიღმა შთანთქმული ენერგიის შემდგომი გამოსხივების პროცესებით, წარმოადგენენ ორ ძირითად, მაგრამ ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელ ფაქტორებს Balmer-ის სიხშირეთა ქვანტების საერთო რაოდენობის უზრუნველსაყოფად. ამასთანავე, მათი ფარდობა მოცემული ტემპერატურის დროს დამოკიდებულია იონიზაციის პოტენციალზე და იზრდება მასთან ერთად ექსპონენციალური კანონით.

3. ამ ფარდობის სიდიდე საგრძნობია შედარებით დაბალი ტემპერატურის დროს (10000°—15000°) არა მარტო იონიზირებულ და ნეიტრალურ ჰელიუმის შემთხვევაში, არამედ წყალბადის შემთხვევაშიაც და მხოლოდ მაღალი ტემპერატურის დროს უახლოვდება 1-ს წყალბადისა და ნეიტრალური ჰელიუმისათვის.

თუ ამ შედეგებთან ერთად მხედველობაში მივიღებთ, რომ Zanstra-ს მეთოდში ვარსკვლავის ტემპერატურა მოცემულია ექსპერიმენტალური სიდიდის $A\nu$-ს პროპორციულობის სახით, ხოლო $A\nu$ პროპორციულია $\frac{Q_2}{Q_1}$ ფარდობის, მაშინ ნათელია, რომ ამ მეთოდით განსაზღვრული ვარსკვლავის ტემპერატურა აუცილებლად მოგვცემს ფაქტიურად არსებულზე უფრო დიდ მნიშვნელობას.

ცხადია, ყველა ზემოთქმული შეეხება მხოლოდ შედარებით მცირე რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტებს.

მოყვანილი ცხრილის კრიტიკულად განხილვა გვარწმუნებს, რომ თუ ვარსკვლავის ტემპერატურა სინამდვილეში მაღალია, მაგ., 30000°-ზე მეტი, მაშინ Zanstra-ს მეთოდით უნდა მივიღოთ ვარსკვლავის ტემპერატურისათვის დაახლოებით ერთი და იგივე მნიშვნელობანი, როგორც წყალბადის, ისე ნეიტრალური და ერთხელ იონიზირებული ჰელიუმის შემთხვევებში. პირიქით, დაბალი ტემპერატურის დროს, აღნიშნული მეთოდის გამოყენებამ უნდა მოგვცეს ერთმანეთისაგან განსხვავებული შედეგები იმისდამიხედვით თუ გამოსავალ ელემენტებად აღებულია წყალბადი, ნეიტრალური, ან იონიზირებული ჰელიუმი.

ამრიგად უნდა დავასკვნათ, რომ მცირე რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტთა მიმართ, როგორიცაა Wolf-Rayet, Be—ტიპის და ახალი ვარსკვლავები, არ შეიძლება Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით ვარსკვლავთა ტემპერატურისათვის მიღებულ მნიშვნელობებზე დაბეჯითებით დაყრდნობა. ჩვენი თვალსაზრისის და ჩვენ მიერ თეორიულად მიღებული ამ შედეგის სამართლიანობა შეიძლება დავინახოთ იმ გარემოებაში, რომ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენებით მიღებული მნიშვნელობანი ვარსკვლავთა ტემპერატურისათვის ზემოთაღნიშნული ობიექტების მიმართ, მართლაც გვაჩვენებენ სხვადასხვა მნიშვნელობებს იმისდამიხედვით, თუ რომელი ელემენტია აღებული მეთოდის გამოყენების დროს[10]; ამასთანავე, მიღებული მნიშვნელობანი სავსებით ეთანხმება ჩვენ მიერ ზემოთ აღნიშნულ კანონზომიერებას, ე. ი., ერთსადაიმავე ვარსკვლავისათვის მიღებული მნიშვნელობანი მით უფრო მეტია, რაც მეტია აღებული ელემენტის იონიზაციის პოტენციალი. უნდა აღვნიშნოთ აგრეთვე, რომ ყოფილი ახალი ვარსკვლავის P Cygni-ს მიმართ Zanstra-ს მეთოდი გვაძლევს ტემპერატურისათვის აგრეთვე სხვადასხვა მნიშვნელობას[11]. ასე, მაგ., წყალბადის შემთხვევაში ეს მნიშვნელობა დაახლოებით უდრის 17000°, მაშინ, როცა ნეიტრალური ჰელიუმის გამოყენებით ვღებულობთ 26000°. ამ ექსპერიმენტალური ფაქტის ინტერპრეტაცია სავსებით ბუნებრივად შეიძლება წარმოგვიდგეს ჩვენ მიერ განვითარებულ თვალსაზრისის საფუძველზე და უნდა ვიფიქროთ, რომ ამ ვარსკვლავის ტემპერატურა გაცილებით ნაკლებია სინამდვილეში, ვიდრე ზემოდ მოყვანილი მნიშვნელობანი; მართლაც, სპექტროფოტომეტრიული მონაცემები გვარწმუნებენ, რომ ამ ვარსკვლავის ტემპერატურა არ უნდა აღემატებოდეს 8000°. სავსებით ბუნებრივია დაისვას ახლა საკითხი იმის შესახებ, თუ რა კორელაციით შეიძლება Zanstra-ს მეთოდის გამოყენება განხილულ ობიექტთა მიმართ. უდავოა, ასეთი კორელაციის შემოტანისათვის აუცილებელია უფრო მკაცრი რაოდენობითი ანალიზი, ვიდრე ის, რომელიც ჩვენ განვავითარეთ, მაგრამ მაინც შესაძლებელია მიღებულ შედეგების საფუძველზე ამ კორელაციის თვისებითი ხასიათის აღნიშვნა. მართლაც, იგივე ცხრილი გვარწმუნებს, რომ აღნიშნულ ობიექტთა მიმართ Zanstra-ს მეთოდის გამოყენების დროს უნდა მივმართოთ არა ერთ რომელიმე ელემენტს, არამედ რამოდენიმეს; სახელდობრ, ტემპერატურა უნდა იქნეს განსაზღვრული წყალბადის, ჰელიუმის და იონიზირებული ჰელიუმის ხაზებით. ამასთანავე მიღებული მნიშვნელობანი ერთმანეთთან უნდა იქნენ შედარებულნი. იმ შემთხვევაში, თუ

ნეიტრალური და იონიზირებული ჰელიუმის ხაზების საფუძველზე მიღებული მნიშვნელობანი ერთმანეთისაგან მცირედ განსხვავდებიან, მაშინ ვარსკვლავის ტემპერატურისათვის შეიძლება მივიღოთ წყალბადის ხაზებით მიღებული მნიშვნელობა საკმარისად მიახლოებულად ტემპერატურის იმ მნიშვნელობასთან, რომელიც ვარსკვლავს აქვს სინამდვილეში. პირიქით, თუ ამ მნიშვნელობათა შორის განსხვავება დიდია, მაშინ წყალბადის ხაზებით მიღებული მნიშვნელობაც უსათუოდ სიჭარბეს შეიცავს და ამიტომ ის უნდა იქნეს განხილული, როგორც ნამდვილი მნიშვნელობის ზედა ზღვარი მხოლოდ.

ყველა ზემოდ თქმული, ცხადია, შეეხება Zanstra-ს რეკომბინაციის მეთოდს, ე. ი., მეთოდს, რომელიც დაფუძნებულია რეკომბინაციის პროცესებზე. ცნობილია, რომ Zanstra-მ თავისი მეთოდი სხვადასხვა ვარიანტებში მოგვცა. ერთერთ ასეთ ვარიანტს წარმოადგენს „ნებულიუმის" მეთოდი, რომელსაც ხშირად მიმართავენ ხოლმე, როდესაც რეკომბინაციის მეთოდი არ მიაჩნიათ საკმარისად სანდოთ.

უნდა აღინიშნოს, რომ ის სუსტი მხარეები, რომლებიც საერთოდ აქვს Zanstra-ს მეთოდს და ჩვენ მიერ ხაზგასმით იყო აღნიშნული ზემოდ, სამწუხაროდ, არც „ნებულიუმის" ვარიანტში არის გამორიცხული. მართლაც, როგორც ცნობილია, ეს უკანასკნელი დაფუძნებულია თავისუფალ ელექტრონთა და იონთა ურთიერთ შეხლის პროცესებზე. სხვაგვარად რომ ვთქვათ, ნებულარულ ხაზთა ინტენსიობა და, მაშასადამე, ამ ვარიაციით მიღებული ტემპერატურის მნიშვნელობა პროპორციულია იონთა თავისუფალ ელექტრონებთან შეხვედრისა. მეორეს მხრივ, ამ უკანასკნელთა ერთმანეთთან შეხვედრა კი დამოკიდებულია თავისუფალ ელექტრონთა საერთო რიცხვზე გარსში; მაგრამ, ჩვენ მიერ უკვე ზემოთ იყო ნაჩვენები, რომ იონიზაციის პროცესებს აირად გარსში ადგილი აქვს არა მარტო ძირითადი მდგომარეობიდან, არამედ აგრეთვე მეორე მდგომარეობიდანაც. მაშასადამე თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი გარსში წარმოადგენს არა მარტო ულტრაიისფერი ენერგიის ფუნქციას, არამედ ვარსკვლავის მიერ Balmer-ის კონტინუუმში გამოსხივებულ ენერგიის ფუნქციასაც. ამიტომ არ შეიძლება ვიფიქროთ, რომ ნებულარული ხაზების ინტენსიობა მარტო ერთ ფაქტორზე დამოკიდებული, ისე, როგორც ამას ადგილი ჰქონდა უწყვეტი სპექტრის მიმართ რეკომბინაციის ვარიაციის შემთხვევაში. აქედან ნათელია, რომ „ნებულის" ვარიაციის მიმართაც სავსებით სამართლიანია ჩვენ მიერ განვითარებული თვალსაზრისი Zanstra-ს მეთოდის შესახებ საერთოდ.

რაც შეეხება შედარებით უფრო დიდი რადიუსიანი გარსის მქონე ობიექტებს, როგორიცაა, მაგ., პლანეტური ნისლოვანედები, უნდა აღინიშნოს, რომ მათ, როგორც ამაში გვარწმუნებს უკანასკნელი ფორმულა, ჩვენი კრიტიკა არ შეეხება. მართალია, მოყვანილი ცხრილი ამ შემთხვევაშიც გვიჩვენებს და საკმარისად ცხად ინტერპრეტაციას აძლევს სხვადასხვა ელემენტების გამოყენების შემთხვევაში მიღებულ მნიშვნელობათა ერთმანეთისაგან მცირედად განსხვავების ექსპერიმენტალურად უკვე შემჩნეულ ფაქტს, მაგრამ მაინც შეიძლება ითქვას, რომ Zanstra-ს მეთოდი პლანეტურ ნისლოვანედთა მიმართ საკმარისად წარმატებით შეიძლება იქნეს გამოყენებული.

დაბოლოს უნდა აღინიშნოს ერთი გარემოება, რომელიც ჩვენ მიერ არ იყო გათვალისწინებული განხილული პრობლემის გამოკვლევის დროს. ეს გარემოება მდგომარეობს იმ ფაქტში, რომ ჩვენი მსჯელობის დროს ჩვენ მხედველობაში გვქონდა ატომთა მხოლოდ სტატიური მდგომარეობა, მაშინ, როცა Wolf-Rayet ტიპის და ახალ ვარსკვლავთა მიმართ ასეთი მდგომარეობა გამორიცხულია. ცნობილია, რომ ამ ობიექტთა შემთხვევაში ჩვენ საქმე გვაქვს დიდ სისწრაფით (დაახლოებით 1000 *km/sec*) მოძრავ აირწილაკებთან. ამ გარემოებას შეუძლია მოგვცეს სიხშირეთა ისეთი გადაჯგუფება, რომელიც ჩვენ მიერ გათვალისწინებულ რაოდენობითი ანალიზში ერთგვარ კორელაციას შეიტანს. ამიტომ, უფრო მკაცრი რაოდენობითი ანალიზის დროს აუცილებელია მხედველობაში მივიღოთ ატომთა ძრაობაზე დამოკიდებული Doppler-ის ეფექტი და ამ ეფექტის გავლენა სხივოსნური ენერგიის გადატანის პროცესებზე. აღსანიშნავია, რომ ჯერ კიდევ არ არის მოცემული სხივოსნური ენერგიის გადატანის მკაცრი თეორია განშლადი ფოტოსფეროს შემთხვევისათვის. ეს გარემოება თავის მხრივ ჯერ კიდევ შეუძლებლად ჰხდის ჩვენ მიერ განხილული პრობლემის უფრო მკაცრად შესწავლას.

ამ გარემოების მიუხედავად, ცხადია, ჩვენი ანალიზის შედეგების თვისებითი მხარე არავითარ შემთხვევაში არ არის შეზღუდული და ეს შედეგები სამართლიანია ჩვენ მიერ განხილულ შემთხვევაში.

სექტემბერი, 1937.

ლიტერატურა: Literature:

1. Б. А. Воронцов-Вельяминов «Новые звезды и галактические туманности», 1934.
2. P. D. A. O. IV, p. 15, 1931.
3. P. D. A. O. VI, p. 15, 1932.
4. Zs. f. Aph. 1, p. 98, 1930.
5. Астр. ж. XII, 6, p. 525, 1935.
6. Изв. Пулк. Обс. XII, p. 3, 1933.
7. Bull. Abast. Obs. 1, p. 75, 1937.
8. Ibid.
9. M. N. 92, 8, p. 820, 1932.
10. P. D. A. O. VI, p. 15, 1932.
11. Ibid.

ON THE TEMPERATURE OF NOVAE IN THE FINAL PHASE OF OUTBURST

SH. G. GORDELADSE

(Summary)

The present paper deals with the problem of applicability of Zanstra's method for determining the temperature of Novae during the final phase of outburst.

As known, in this phase the former Novae acquire the spectrum of Wolf-Rayet stars, whose temperature was also determined by Zanstra's method. This method yields very high temperature values both for Wolf-Rayet stars

and for former Novae. It permits to conclude that in the process of outburst the density of Novae increases, since otherwise it would be extremely difficult to explain in what way a star after the outburst acquires its previous brightness, i. e., the brightness it possessed before the outburst.

Inasmuch as the former Novae in the final phase of outburst as to the nature of their spectrum are usually treated to be stars of Wolf-Rayet type, the problem of applicability of Zanstra's method to Wolf-Rayet stars is closely connected with the possibility and reliability of using this method for former Novae. Therefore, the above problem has been studied in the present investigation on the extensive category of stars surrounded with a gas envelope of small radius.

Similar problem was considered by the author for the case when atoms of the star envelope have three levels of energy[5]. Here the problem is studied for a more general case when the atoms of the envelope are assumed to have 4 quantum states. As the starting point of this investigation we took the assumption that the ionization of atoms of the envelope is possible in principle not only from the initial phase through ultraviolet radiation of a star, but also from the second one under the influence of the radiation of star of Balmer continuum. In such a case, when the radiation of star in Balmer frequencies is sufficiently large and the number of atoms of the envelope, being in the second state, is not small too, it may occur that the number of Balmer quanta, formed in the envelope of star in the process of recombination on account of the energy of star absorbed by atoms of the envelope beyond the limits of Balmer series, will prove so large, that the total amount of Balmer quanta, formed in the envelope on account of the energy of star absorbed both beyond the limits of Lyman and Balmer series, will not represent the estimate of the ultraviolet quanta of a star. Therefore the principle of the quantitative correlation between the ultraviolet quanta of star and the Balmer quanta of the envelope, on which Zanstra's method is based, cannot be fulfilled and the application of this method should lead to the excessive value for ultraviolet quanta and consequently for the temperature of star.

From the above point of view, the problem of the applicability of Zanstra's method is reduced to the question whether the number of Balmer quanta, formed in the process of the absorption of star energy by the envelope beyond the Balmer series, can amount to such a quantity which would prevail in the total amount of quanta of the same series, and at which physical conditions this may occur. Denoting the number of such quanta of Balmer series by Q_2 and the number of quanta of the same series, but being the products of ultraviolet energy of star, absorbed beyond the limit of Lyman series, by Q_1, we shall have to find out the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$.

Evidently, if Zanstra's method is valid, the correlation $Q_1+Q_2=Q_B=Q_{uv}$ where Q_B is the total amount of Balmer quanta formed in the envelope of star and Q_{uv} the total quantity of ultraviolet quanta issued from the surface of the star. However, since according to Zanstra's method $Q_B=Q_{uv}$, it should be surmized that if the above correlation is really present, $Q_2 \ll Q_1$ and just the generalization of this assumption has an arbitrary character. Provided the latter is true for some models of envelopes, then with respect to others an opposite assumption is possible, i. e., when $Q_2 \gg Q_1=Q_{uv}$. In such a case Zanstra's method will give an excessive value of star temperature.

Value Q_1 is expressed by (2) and Q_2 can be obtained from expression (3), if its right part is divided by $h\nu_{24}$.

For solving integral (3) we used the theory of radial equilibrium for the given case (atoms with four levels of energy). Values of the absorbed energy beyond the limit of Balmer series were determined for the case of envelopes with small radius when the dilution of star radiation is faint (its factor W being not larger than 10^{-2}), as well as for the opposite case when the dilution is large. Omitting the details of this procedure we shall confine ourselves to indicating that these values are given in expression (10) and the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$—in (11). In these expressions indices a and b point out the values of quantities under determination for the above cases respectively: N_a, N_b and λ_0—certain constants, the first two of which being determined by (10″) and the last by the 9-th equality in (7); W is the dilution factor and $(\rho_{24})_s$—the specific density of radiation energy on the surface of star, corresponding to transition $2 \rightarrow 4$; finally t_0 presents the optical thickness of the envelope in frequency ν_{14}, i. e. in frequency corresponding to the ionization of the atom from the first state (the 4-th state was considered ionized). Correlations (11) show that the value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ in the case of envelopes with faint dilution is proportional to the square of the optical thickness of envelope in frequency ν_{14}, whereas for envelopes with high dilution, the brightest representatives of which are envelopes of planetary nebulae, there appears in the coefficient of proportionality an additional factor $\frac{W(\rho_{24})_s}{\chi_0}$ of a small value (since $\lambda_0 \approx 10^{-4}$, and W and $(\bar{\rho}_{24})_s$ are not larger than 10^{-14} and 10^{-2} respectively). The numerical value of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ can be derived by estimating t_0. This possibility is yielded by the solution of integral (12), where r_2 is the outer radius of the envelope, m_a—the mean mass of atom; $\varkappa_{14}$-the mass coefficient of absorption per atom, t—the optical depth, t_0—the thickness of the envelope in frequency ν_{14} and finally n^+ and n_1 the number of atoms (in units of volume) both ionized and those being in primary state respectively. Omitting the necessary computations and reminding that solving integral (12) we used ionization formulae (13), we find value t_0 for the corresponding case in the form of expressions (14) and (14'), where R_* is the radius of a star, χ—ionization potential and M_a, M_b—the mass of the star envelope for the cases considered. Value of x is determined from correlations $T=10^4 x$, where T is the absolute temperature of star, x being introduced for the sake of convenience.

If we make now an approximate calculation, accounting for values I and II for the given cases respectively, we get expressions (15) and (16) for t_0. Besides, correlation (16) shows that the optical thickness of an envelope in frequency ν_{14} in the case of envelopes with large outer radii, is much larger than for envelopes with small radii. In such a manner this correlation agrees well with the circumstance as established above, according to which the majority of atoms in the envelopes of planetary nebulae are in the primary state. This is also emphasized by the second formula from (13). Formula (16) together with (11) permits of tabulating values of ratio $\frac{Q_2}{Q_1}$ at different values of temperature and different initial spectral lines. This table is given in the text. It shows that:

1. The total amount of Balmer quanta, formed in the star envelope on account of the energy absorbed by atoms of the envelope, depends not only on the ultraviolet energy of star, absorbed in the envelope beyond the limit of Lyman series, but also on the amount of energy absorbed beyond the limit of Balmer series.

2. The ratio of the quantity of Balmer quanta, formed on account of the energy of stars absorbed beyond the limit of Balmer series, to that of Balmer quanta arising from absorption beyond the limit of Lyman series, depends at the given temperature on the ionization potential and increases with the latter according to the exponential law.

3. The value of this ratio is large at comparatively low temperature (10.000°—15.000°) not only for ionized and neutral helium, but even for hydrogen. It approaches unit at high temperature only, and only for hydrogen and neutral helium.

4. Empirically this can be seen from the following. When applying Zanstra's method, in the case of different initial spectral lines, different values for star temperature should be obtained. These values are to be arranged in the advancing order, correspondingly to the excitation potentials of these lines. However, just the same regularity was observed with respect to Wolf-Rayet stars and former Novae.

All the above said permits to conclude that for these stars the method will give an excessive value of temperature. Such a conclusion is valid not only relatively to the method of recombination, as considered above, but also for the method of «Nebulium».

In such a way the results yielded by Zanstra's method for former Novae cannot be adopted as reliable. Consequently there are no reasons to consider these stars of being so hot as it is usually surmized. Whence the hypothesis on the increasing density of stars in the process of outburst is rather doubtful. Even in the case the high temperature of these stars were established, this hypothesis would not present the only possible explanation of the increase of temperature, inasmuch as a more natural treating of this problem can be proposed.

It is also noteworthy that when studying this problem we have not taken into account one peculiarity, which, no doubt, will take place with moving atoms of large velocities in the case of Wolf-Rayet stars and former Novae. It seems that the differences in frequencies arising at this phenomenon will affect the conditions of radial equilibrium. Therefore at a more rigorous quantitative analysis of the problem one should account for this influence.

September, 1937.