

ახალ ვარსკვლავთა ანთების დროს გამოტყორცნილი აირადი
გარსის შესახებ

შ. ბოკლელაძე

პირდაპირი დაკვირვებანიც კი, სხვა მრავალ შესაძლო დასაბუთებას რომ თავი დაეანებოთ, ადასტურებენ განზღად ნისლოვანი გარსის წარმოშობას ახალ ვარსკვლავების ირგვლივ სიკაშკაშის მაქსიმუმის შემდეგ. ასე მაგ.: ასტრონომ Barnard-ის მიერ 1916 წ. შემჩნეული იყო ასეთი გარსი ყოფილ ახალ ვარსკვლავის N Persei-ს გარშემო; 1918 წ. იმავე ასტრონომის მიერ— N Aquilae 1918 გარშემო.

ანალოგიური მოვლენები იყო აღნუსხული სხვა ახალ ვარსკვლავთა მიმართ, სახელდობრ: N Ophiuchi 1919, N Cygni 1920 და N Pictoris 1925.

ახალ ვარსკვლავთა გარშემო ამგვარ ნისლოვან გარსის გაჩენის ბუნებრივ მიზეზად შეგვიძლია ჩავთვალოთ ის გარემოება, რომ ვარსკვლავის ანთების პროცესში, ვარსკვლავს გამოეყოფა მისი მასის ნაწილი, ჩვენთვის ჯერ კიდევ უცნობი მიზეზების გავლენით.

წინამდებარე შრომაში მიზნათ ვისახავთ სწორედ ამ გამოტყორცნილი აირადი მასის განსაზღვრას.

დასმული პრობლემის გამოკვლევისას ჩვენ ვსარგებლობდით „ტიპური ახალი“ ვარსკვლავების შესახებ არსებული მასალებით, როგორც უფრო საიმედო და დასაბუთებული მონაცემებით (იხ. ცხრ. II).

ის გარემოება, რომ ახალ ვარსკვლავებს მოეპოვებათ მთელი რიგი ერთგვაროვანი თავისებურებანი, როგორცაა: სიკაშკაშის აბსოლუტური სიდიდის მცირე დისპერსია მაქსიმუმის დროს, სიკაშკაშის ერთი, მკაფიოდ გამოსახული მაქსიმუმი მეორად უფრო სუსტ მაქსიმუმებთან ერთად, თითქმის მუდმივი სიკაშკაშე ანთების წინ და შემდეგ, ნისლოვან გარსების გაფართოების სიჩქარეთა მცირე დისპერსია, ევოლუციის პროცესში ანალოგიური სპექტრალური ცვლილებანი და სხვა,—უფლებას გვაძლევს ვიფიქროთ, რომ ვარსკვლავის სიკაშკაშის ზრდის მიზეზები საერთოდ ერთგვაროვანია.

შეენიშნავთ, რომ იმისდამიუხედავთ, თუ რა ბუნებისაა ეს მიზეზები,—საესებით ზოგადი მოსაზრებების საფუძველზე—ვარსკვლავის ბრწყინვალეების (L) ცვალებადობა უნდა მიმდინარეობდეს ტემპერატურისა (T) და მნათი ზედაპირის (Ω) ცვალებადობასთან ერთად, ე. ი.

$$L=f(T, \Omega)$$

თუ დავუშვებთ, რომ ვარსკვლავის მნათი ზედაპირი ანთების პროცესში უცვლელი რჩება, მაშინ სიკაშკაშის კოლოსალური ზრდის უზრუნველსაყოფად ანთების მომენტიდან მაქსიმუმამდე საჭირო იქნება ტემპერატურის უჩვეულო ზრდა.

ამასთანავე უნდა აღინიშნოს, რომ ახალი ვარსკვლავის აბსორბციული სპექტრის მიხედვით უფრო მეტი საფუძველი გვაქვს ვიფიქროთ, რომ ტემპერატურა უცვლელი რჩება სპექტრში მკაფიო ნათელი ზოლების გაჩენამდე, ე. ი. სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე.

სწორედ ამიტომ გაცილებით უფრო მიზანშეწონილია დავუშვათ, რომ ვარსკვლავის სიკაშკაშის ზრდა ძირითადად გამოწვეულია ვარსკვლავის მნათი ზედაპირის გაფართოებით.

ჩვენს გამოკვლევაში ნაგულისხმევია, რომ გაფართოებას განიცდიან ვარსკვლავის მხოლოდ გარე ფენები და, რომ სიმკვრივის ცვალებადობა უფრო ღრმა ფენებში, თუ საერთოდ ასეთს აქვს ადგილი, უმნიშვნელოა. ასეთი მოსაზრება მით უფრო სამართლიანია, რომ თუ ვარსკვლავის ყველა ფენის აირთა წილაკებს ექნებოდა ისეთი სიჩქარე, რომელიც შეესაბამება სიკაშკაშის ზრდას და სპექტრალური ხაზების დოპლერის გადანაცვლებას, ვარსკვლავი სავსებით უნდა გაბნეულიყო სივრცეში, რაც სინამდვილეში არ ხდება.

თუ ამ მოსაზრებებიდან გამოვალთ, მაშინ ნათელი იქნება, რომ ანთების დროს ვარსკვლავის მიერ სივრცეში გამოტყორცნილი მასა, რომელსაც ჩვენ ნისლოვანი გარსის სახით ვხედავთ ვარსკვლავის გარშემო, არ უნდა აღემატებოდეს იმ ფენათა მასას, რომლებიც გაფართოებაში მიიღებენ მონაწილეობას.

მაშასადამე გამოტყორცნილი მასის განსაზღვრა დაიყვანება ვარსკვლავის იმ ფენათა მასის განსაზღვრამდე, რომლებიც მონაწილეობას იღებენ გაფართოებაში; ამასთანავე უკანასკნელი წარმოადგენს პირველის ზღვარულ მნიშვნელობას.

ამგვარ პირობების დადგენის შემდეგ შეიძლება შევეცადოთ თეორიულად მივიღოთ ბრწყინვალეობა L , როგორც დროის ერთგვარი ფუნქცია, რომელიც მოგვცემს სიკაშკაშის ცვალებადობის დახასიათებას და აგრეთვე გამოტყორცნილ მასის გამოანგარიშების საშუალებას.

ცხადია, „ანთების“ ასეთი „მოდელი“ გულისხმობს, რომ მასა ვარსკვლავიდან გამოიტყორცნება ერთბაშად და, რომ შემდეგში ეს მასა ძირითადად მუდმივი რჩება.

მაგრამ, ასეთ შესაძლებლობასთან ერთად შესაძლებელია არსებობდეს გარსის წარმოშობის სხვაგვარი მექანიზმიც, სახელდობრ: —ნივთიერების განუწყვეტელი დენადობა ვარსკვლავის ზედაპირიდან სივრცეში ნებისმიერი მიმართულებით.

ქვემოთ განხილულია ორივე შესაძლებლობა.

პირველად განვიხილოთ მასის გამოტყორცნის შემთხვევა, ე. ი. როცა მასის განთავისუფლება ერთბაშად ხდება.

აირადი გარსის გაფართოებისას უნდა განვიხილოთ ორი შემთხვევა:

ა) როდესაც გარსის ხაზოვანი სისქე იცვლება და

ბ) როდესაც ის უცვლელი რჩება.

ცხადია, პირველ შემთხვევაში გარსის სიმკვრივე რადიუსის კუბის, ხოლო მეორე შემთხვევაში რადიუსის კვადრატის უკუპროპორციულად იცვლება.

შევნიშნავთ, რომ ვინაიდან ახალი ვარსკვლავის ტემპერატურა სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე შეიძლება უცვლელად ჩავთვალოთ, ამიტომ სიკაშკაშის კოლოსალური ზრდა ანთების მომენტიდან მაქსიმუმამდე უფლებას გვაძლევს დავწეროთ უტოლობანი: $R_1 < R_0 < R_{max}$, სადაც R_{max} ვარსკვლავის რადიუსია სიკაშკაშის მაქსიმუმის დროს, R_0 — ანთებამდე და R_1 — ვარსკვლავის იმ შინაგანი ფენების რადიუსი, რომლებიც მოცულობის საგრძნობ ცვლილებას არ განიცდიან; ამიტომ, გამოთვლებისას ჩვენ მივიჩნიეთ, რომ პრაქტიკულად ადგილი აქვს შემდეგს:

$$(R_{max} - R_0) \approx R_{max} \tag{A}$$

თუ სინათლის ინტენსიობას რომელიმე წერტილში დისკოზე აღვნიშნავთ $I(r)$ -ით მაშინ ხილული ნახევარსფეროს ინტეგრალური სიკაშკაშე გამოისახება ინტეგრალით:

$$L = 2\pi \int I(r) r dr \tag{1}$$

რადგან გარსის სხვადასხვა ნაწილების გამოსხივება, სანამ დამკვირვებელამდე მიაღწევდეს განიცდის შთანთქმას, ამიტომ $I(r)$ -სათვის ჩვენ გვექნება შემდეგი გამოთქმა (ნახ. 1):

$$I(r) = \int_r^R \alpha(r) B(r) e^{-\int_r^R \alpha(r) ds} ds + \int_r^R \alpha(r) B(r) e^{-[2 \int_r^R \alpha(r) ds - \int_r^R \alpha(r) ds]} ds \tag{2}$$

სადაც $\alpha(r)$ -ით აღნიშნულია შთანთქმის მოცულობითი კოეფიციენტი, $B = \sigma T^4$ წარმოადგენს გამოსხივების უნარს (Ergiebigkeit) ხოლო ds — გზის ელემენტს.

ზემოთ აღვნიშნეთ, რომ ტემპერატურა სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე თითქმის უცვლელი რჩება; ამიტომ შესაძლებელია საკმაო მიახლოებით ჩავთვალოთ, რომ $B(r) = \text{const.}$

სიმარტივისათვის ჩვენ მივიღებთ, რომ სფეროს სიმკვრივე თანაბარია, მაშინ გვექნება აგრეთვე, რომ $\alpha(r) = \text{const.}$ ამასთანავე, თუ შევნიშნავთ, რომ $S = (r^2 - r_0^2)^{1/2}$ მაშინ (2)-ს ინტეგრირების შემდეგ მივიღებთ:

$$I(r) = B \left(1 - e^{-2\alpha(R^2 - r^2)^{1/2}} \right)$$

უკანასკნელის შეტანით (1)-ში და ინტეგრირებით 0-დან R -დე, სადაც R სფეროს რადიუსია, ვპოულობთ

$$L = \pi B \left[R^2 + \frac{(2\alpha R + 1)e^{-2\alpha R} - 1}{2\alpha^2} \right] \tag{3}$$

აირადი გარსის ოპტიური სისტემა განვსაზღვროთ ფორმულით

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} \alpha(r) dr = \int_{r_1}^{r_2} \kappa \rho dr \quad (4)$$

სადაც κ შთანთქმის საშუალო კოეფიციენტი მასის ერთეულზე, ρ — სიმკვრივე, ხოლო r_1 და r_2 გარსის შიგა და გარე რადიუსები შესაბამისად.

Chandrasekhar-ის თანახმად შთანთქმის საშუალო კოეფიციენტი მასის ერთეულზე უწყვეტ სპექტრში გამოისახება ტოლობით $\kappa = \delta \frac{x P_e}{T^{3/2}}$ და ამიტომ ვღებულობთ

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} \delta \frac{x P_e}{T^{3/2}} \rho dr \quad (4')$$

სადაც x არის იონიზაციის ხარისხი, P_e — ელექტრონული წნევა, ხოლო δ მუდმივი სიდიდე, იონიზაციის პოტენციალსა x და ატომურ წონაზე a დამოკიდებული და $\delta = 5.62 \times 10^{19} \times \frac{x^2}{a}$.

სიმარტივისათვის მივიღოთ, რომ $x \approx 1$, მაშინ $n_e = n$, სადაც n_e არის თავისუფალ ელექტრონთა რიცხვი, ხოლო n — ატომების რიცხვი მოცულობის ერთეულში. მაშინ (4) გადაიწერება შემდეგი სახით

$$\tau = \int_{r_1}^{r_2} c' \rho^2 dr, \quad (4'')$$

ან ჩვენს შემთხვევაში (A) შენიშვნის თანახმად შემდეგნაირად

$$\tau = c' \rho^2 R, \quad c' = \frac{\delta \kappa}{m T^{3/2}} \quad (5)$$

სადაც κ არის ბოლცმანის მუდმივი, ხოლო m — ატომის მასა.

ფოტოსფეროს იმ გარე ფენების მასა, რომლებიც გაფართოებაში ღებულობენ მონაწილეობას, აღვნიშნოთ M -ით, ხოლო საშუალო სიმკვრივე — ρ -ით; მაშინ, ცხადია, ყოველ გარკვეულ მომენტში ადგილი ექნება ტოლობას

$\rho = \frac{3M}{4\pi R^3}$ რომელიც (5)-თან ერთად გვაძლევს შემდეგს:

$$\tau = c_1'' M^2 R^{-5} = c_1 R^{-5}; \quad c_1'' = \frac{9c'}{16\pi^2} \quad (6)$$

(4) და (5) ტოლობათა ძალით (3) ღებულობს სახეს

$$L = \pi B C_1^{1/2} \left[1 + \frac{(2\tau + 1)e^{-2\tau} - 1}{2\tau^2} \right] \tau^{-3/2} \quad (7)$$

ეს ფორმულა გვაძლევს დამოკიდებულებას გარსის ბრწყინვალეობასა და მის ოპტიურ სისტეს შორის.

ახლა განვსაზღვროთ იგივე დამოკიდებულება იმ შემთხვევისათვის, როცა გარსის ხაზოვანი სისტემა უცვლელი რჩება გაფართოების დროს, მაშინ სიმკვრივე რადიუსის კვადრატის უკუპროპორციულად იცვლება. რადგან ხაზოვანი სისტემა ერთობ მცირეა გარსის რადიუსთან შედარებით, ამიტომ ამ შემთხვევაში შთანთქმელი შუალი შეიძლება ჩავთვალოთ ბრტყელსწვრივ ფენებათ და $I(r)$ -სთვის გვექნება (ნახ. 2) შემდეგი გამოსახულება:

$$I(r) = \int_0^{2\tau} e^{-\tau \sec \theta} B(\tau) \sec \theta d\tau$$

რომელიც (1)-თან ერთად მოგვცემს

$$L = 2\pi R^2 B \int_0^{\pi/2} \left[1 - e^{-2\tau \sec \theta} \right] \sin \theta \cos \theta d\theta = \pi B R^2 (1 - 2E_{i_3} 2\tau) \quad (8)$$

რადგან ამ შემთხვევაში გაფართოებული ფენების ხაზოვანი სისტემა $\Delta R = \text{const}$ ხოლო მოცულობა, ცხადია, უდრის $4\pi R^2 \Delta R$, ვღებულობთ

$$\rho = \frac{MR^{-2}}{4\pi \Delta R}; \quad \tau = \int_{r_1}^{r_2} c' \rho^2 dr = C_2 R^{-4} \quad (9)$$

და საბოლოოდ (8) და (9)-დან

$$L = \pi B C_1^{1/2} [1 - 2E_{i_3} 2\tau] \tau^{-1/2} \quad (10)$$

სადაც

$$C_2 = \frac{c'}{16\pi^2} \frac{M^2}{\Delta R} = c_1'' \frac{M^2}{\Delta R} \quad (11)$$

სიმარტივისათვის შემოვიღოთ აღნიშვნა

$$\varphi_1(\tau) = \tau^{-1/2} \left[1 + \frac{(2\tau + 1)e^{-2\tau} - 1}{2\tau^2} \right] \quad (12)$$

$$\varphi_2(\tau) = \tau^{-1/2} [1 - 2E_{i_3} 2\tau]$$

და მხედველობაში ვიქონიოთ, რომ $L_{\odot} = \pi B_{\odot} R_{\odot}^2$, მაშინ თანახმად (7), (10) და (12) მივიღებთ

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \beta C_1^{1/2} R_{\odot}^{-2} \varphi_1(\tau); \quad \frac{L}{L_{\odot}} = \beta C_2^{1/2} R_{\odot}^{-2} \varphi_2(\tau) \quad (13)$$

სადაც

$$\beta = \frac{B}{B_{\odot}} \quad (14)$$

საბოლოოდ გვექნება

$$m_{abs} + 2 \lg M = N_1 - 2.5 \lg [\varphi_1(\tau)] \quad (15)$$

$$m_{abs} + 2.5 \lg \frac{M}{\sqrt{\Delta R}} = N_2 - 2.5 \lg [\varphi_2(\tau)]$$

სადაც m_{abs} წარმოადგენს ვარსკვლავის აბსოლუტურ სიდიდეს აღებულ მომენტში; ხოლო N_1 და N_2 — მუდმივებს, რომლებიც (5), (6) და (11) ტოლობათა თანახმად განისაზღვრებიან შემდეგი სახით:

$$N_1 = \lg [R_{\odot}^3 (\beta^{2.5} C_1^{1/2})^{-1} \times 10^{1.85}] \quad (16)$$

$$N_2 = \lg [R_{\odot}^3 (\beta^{2.5} C_2^{1/2})^{-1} \times 10^{1.85}]$$

(16) ტოლობანი საშუალებას გვაძლევს $m_{abs} + 2 \lg M$ და $m_{abs} + 2.5 \lg \frac{M}{\sqrt{\Delta R}}$

განესაზღვროთ, როგორც τ -ს ფუნქცია, რითაც აბსოლუტური სიდიდეც იქნება განსაზღვრული, როგორც τ -ს ფუნქცია.

ამისათვის საჭიროა ზოგიერთი პირობების შემოღება, რომელთა საფუძველზე შესაძლო გახდება N_1 და N_2 მუდმივთა განსაზღვრა.

როგორც აღვნიშნეთ, სპექტროსკოპული დაკვირვებანი უფლებას გვაძლევს ვიფიქროთ, რომ ვარსკვლავის ეფექტური ტემპერატურა ანთებიდან სიკაშკაშის მაქსიმუმამდე უცვლელი რჩება და, რომ ის დაახლოებით ტოლია ტემპერატურის, რომელიც ჰქონდა ვარსკვლავს ანთებამდე. საშუალო ტემპერატურისთვის ჩვენ ავიღეთ მნიშვნელობა 10^4 grad ; თუ მივიღებთ მხედველობაში, რომ მზის ტემპერატურა $6 \times 10^3 \text{ grad}$ ეტოლება, მაშინ β -თვის გვექნება მნიშვნელობა

$$\beta = \left(\frac{5}{3}\right)^4 \quad (16')$$

შემდეგ დაუშვათ, რომ გამოტყორცნილი მასა უმთავრესად წყალბადისა და ჰელიუმის ატომებისაგან შესდგება, რაც β -თვის მოგვცემს საშუალო მნიშვნელობას 3.43×10^{21} . მაშინ (6), (11), (16) და (16')-ს თანახმად N_1 და N_2 მიიღებენ შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$N_1 = 46.63$$

$$N_2 = 45.27 \quad (17)$$

უკანასკნელთა (15)-ში შეტანით და ოპტიური სისქის სხვადასხვა მნიშვნელობათათვის φ_1 და φ_2 ფუნქციათა განსაზღვრით მივიღებთ $m_{abs} + 2 \lg M$ და $m_{abs} + 2.5 \lg \frac{M}{\sqrt{\Delta R}}$ სიდიდეთათვის რიცხვობრივ მნიშვნელობებს.

ჩვენ აქ მოგვყავს ამ გამოთვლების მხოლოდ საბოლოო შედეგი ცხრ. I-ს სახით, საიდანაც ნაჩვენებ სიდიდეთა გარდა შესაძლებელია აგრეთვე რადიუსების მნიშვნელობათა გამოთვლა (6) და (9) ტოლობათა თანახმად.

შევნიშნავთ, რომ გამოთვლების დროს ჩვენ ვისარგებლეთ მიახლოებებით როცა $\tau > 3$ $\varphi_1(\tau) \approx \tau^{-2/3}$ როცა $\tau > 2$ $\varphi_2(\tau) \approx \tau^{-1/2}$ (B)

" $\tau < 0.1$ $\varphi_1(\tau) \approx \frac{4}{3} \tau^{2/3}$ " $\tau < 0.01$ $\varphi_2(\tau) \approx 4 \tau^{1/2}$

რომელთა სამართლიანობა უშუალოდ ცხადია (12)-დან.

ცხრილი I TABLE *

τ	$2.5 \lg [\varphi_1(\tau)]$	$2.5 \lg [\varphi_2(\tau)]$	$\lg R_1 - 0.4 \lg M$	$\lg R_2 - 0.5 \lg \frac{M}{\sqrt{\Delta R}}$	$m + 2 \lg M_1$	$m + 2.5 \lg \frac{M_2}{\sqrt{\Delta R}}$
10	1.0	2.750	1.842	2.063	47.63	46.52
9	1.046	2.807	1.851	2.075	47.53	46.47
8	1.097	2.871	1.861	2.088	47.54	46.40
7	1.155	2.944	1.873	2.102	47.48	46.33
6	1.222	3.027	1.886	2.119	47.41	46.25
5	1.301	3.126	1.902	2.139	47.33	46.16
4	1.398	3.247	1.921	2.103	47.24	46.03
3	1.462	3.404	1.946	2.194	47.17	45.87
2	1.568	3.618	1.981	2.238	47.07	45.66
1	1.617	3.932	2.042	2.313	47.02	45.34
0.9	1.608	3.970	2.051	2.325	47.03	45.30
0.8	1.593	4.007			47.04	45.27
0.7	1.570	4.043			47.06	45.23
0.6	1.535	4.078			47.10	45.20
0.5	1.482	4.107			47.15	45.17
0.4	1.406	4.128			47.23	45.15
0.3	1.295	4.129			47.34	45.15
0.2	1.103	4.089			47.53	45.19
0.1	2.812	4.929			47.82	45.35
0.05	2.361	4.686			48.27	45.50
0.04	2.213	4.595			48.42	45.68
0.03	2.023	4.471			48.61	45.80
0.02	3.764	4.286			48.87	46.00
0.01	3.312	4.952			49.32	46.32

* სხვა დანარჩენი მნიშვნელობანი შეიძლება მივიღოთ უბრალო ინტერპოლაციით (B) მნიშვნის საფუძველზე.
All other values can be obtained by a simple interpolation made on the ground of the remark (B).

ზემოთაღნიშნულის საფუძველზე არ არის ძნელი M_1 და $\frac{M_2}{\sqrt{\Delta R}}$ განსაზღვრა, რომლებიც ჩვენი აღნიშვნების თანახმად, ვარსკვლავის გარე, გაფართოებული ფენების მასას წარმოადგენენ; და რადგან ჩვენ ვარჩევდით სწორედ იმ შემთხვევას, როცა ეს მასა შესაძლოა ერთბაშად იქნეს გამოტყორცნილი ვარსკვლავიდან, ამიტომ M_1 და $\frac{M_2}{\sqrt{\Delta R}}$ მნიშვნელობანი შეგვიძლია მივიღოთ, როგორც გარსის მასის მნიშვნელობანი.

ამ მიზნით განვიხილოთ საკითხი, თუ ოპტიური სისქის რა მნიშვნელობის დროს აღწევს ახალი ვარსკვლავის ბრწყინვალეობა L მაქსიმუმს მოცემულ შემთხვევაში. მაქსიმუმის პირობებიდან:

$$\frac{d}{d\tau}[\varphi_1(\tau)] = 0; \quad \frac{d}{d\tau}[\varphi_2(\tau)] = 0$$

ვპოულობთ განტოლებებს

$$(5\tau^2 + 6\tau + 3)e^{-2\tau} + \tau^3 = 3; \quad 8\tau E_1 2\tau + 2E_2 2\tau = 1$$

ამოვხსნით რა მათ, მივიღებთ: $\tau_1 = 1.18$ და $\tau_2 = 0.34$ და მაშასადამე

$$L_{(max)} = \pi BC_1^2 \varphi_1(1.18); \quad L_{(max)} = \pi BC_2^2 \varphi_2(0.34). \quad (18)$$

მაშინ, (17) და (18) თანახმად, (15) გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$\lg M_1 = 23.50 - \frac{1}{2} m_{(max)}; \quad \lg \frac{M_2}{\sqrt{\Delta R}} = 18.06 - \frac{2}{5} m_{(max)} \quad (19)$$

საიდანაც სჩანს, რომ ახალი ვარსკვლავის გარსის მასა M_1 დამოკიდებულია მისი აბსოლუტური სიდიდისაგან სიკაშკაშის მაქსიმუმის დროს და შეიძლება პირველის (მასის) უშუალოდ გამოთვლა, თუ ცნობილია უკანასკნელი. ამ გამოთვლის შედეგები მოცემულია ცხრ. III-ში; ამასთანავე $m_{(max)}$ მნიშვნელობანი ცხრ. II-დან არის აღებული.

ეს შედეგები საკმარისად უახლოვდება სხვა ავტორთა მიერ მიღებულ შედეგებს, რომლებმაც 11^m-ით ზრდის შემთხვევაში გამოტყორცნილი გარსის მასისთვის მიიღეს მნიშვნელობა: 2.7×10^{27} gr.

ცხრილი II TABLE*

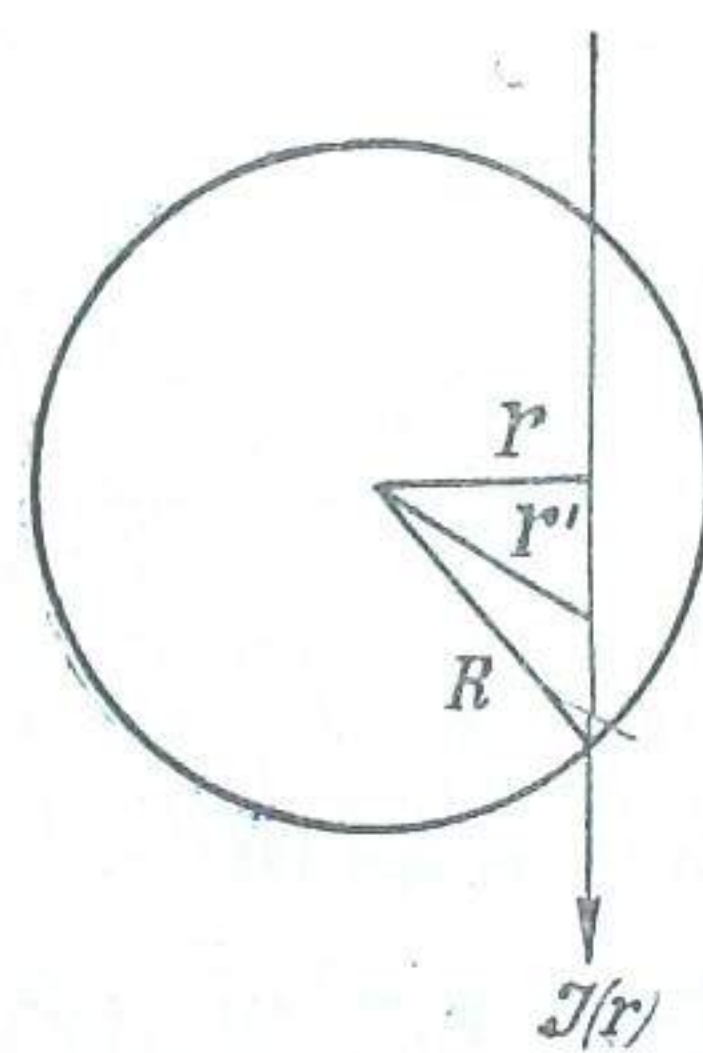
№№ რიგ.	ახალი ვარსკვლავის დასახელება	m_1	m_{max}	m_2	$m_{(max)} - m_1$	$m_2 - m_1$	$v \times 10^{-7}$
1	N Coronae 1866	+0.6	-11.0	+0.6	11.6	0.0	—
2	N Persei 1901	+9.0	-4.8	+9.0	13.8	0.0	15.3
3	N Geminorum 1912	+3.5	-4.8	+5.5	8.3	-2.0	18.0
4	N Aquilae 1918	+3.0	-8.8	+3.0	11.8	0.0	22.47
5	N Ophiuchi 1919	—	-5.5	+1.0	—	—	3.0
6	N Cygni 1920	+9.0	-4.0	+9.0	13.0	0.0	24.0
7	N Herculis 1934	+5.0	-9.3	—	14.3	—	2.0
8	N Pictoris 1925	+3.8	-7.9	—	—	—	16.1

* m_1 -ით აღნიშნულია ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდე ანთებამდე, m_2 -ით " " " " ანთების შემდეგ, $m_{(max)}$ -ით " " " " სიკაშკაშის მაქსიმუმის დროს. m_1 is the absolute magnitude of the given star before outburst, m_2 " " " " after " " " " at maximum of brightness.

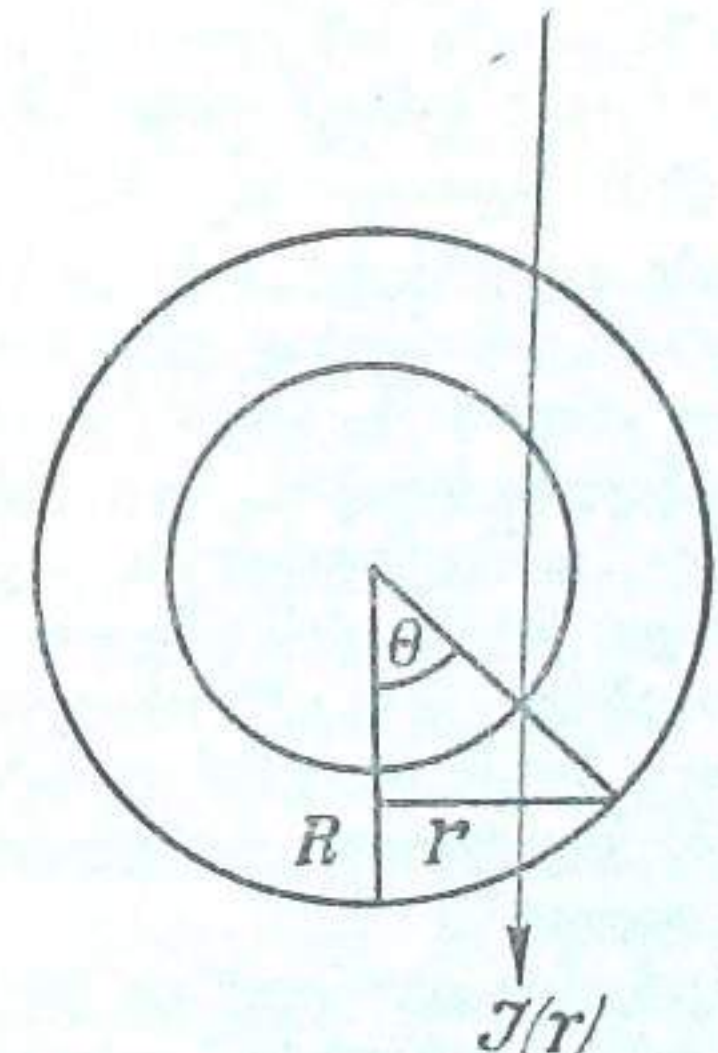
ცხრილი III TABLE

№№ რიგზე	ვარსკვლავის დასახელება	M_1	$M_2/\sqrt{\Delta R}$
1	N Geminorum 1912	8×10^{25}	9.5×10^{19}
2	N Persei 1901	8×10^{25}	9.5×10^{19}
3	N Aquilae 1918	8×10^{27}	3.8×10^{21}
4	N Ophiuchi 1919	1.8×10^{26}	1.8×10^{20}
5	N Cygni 1920	3.2×10^{25}	4.5×10^{19}
6	N Coronae 1866	2×10^{29}	2.9×10^{22}
7	N Pictoris 1925	2.9×10^{27}	1.6×10^{21}
8	N Herculis 1934	1.4×10^{29}	6.0×10^{21}

განვიხილოთ ეხლა საკითხი თუ რამდენად ეთანადება ჩვენ მიერ თეორიულად მიღებული სიკაშკაშის მრუდი (7) ემპირიულს. სიკაშკაშის მრუდი ოპტიური სისქის τ ფუნქციის სახით წარმოდგენილია ნახ. 3-ზე, საიდანაც სჩანს, რომ თავდაპირველად ვარსკვლავის სიკაშკაშე იზრდება ოპტიური სისქის კლე-



ნახ. 1 Fig.

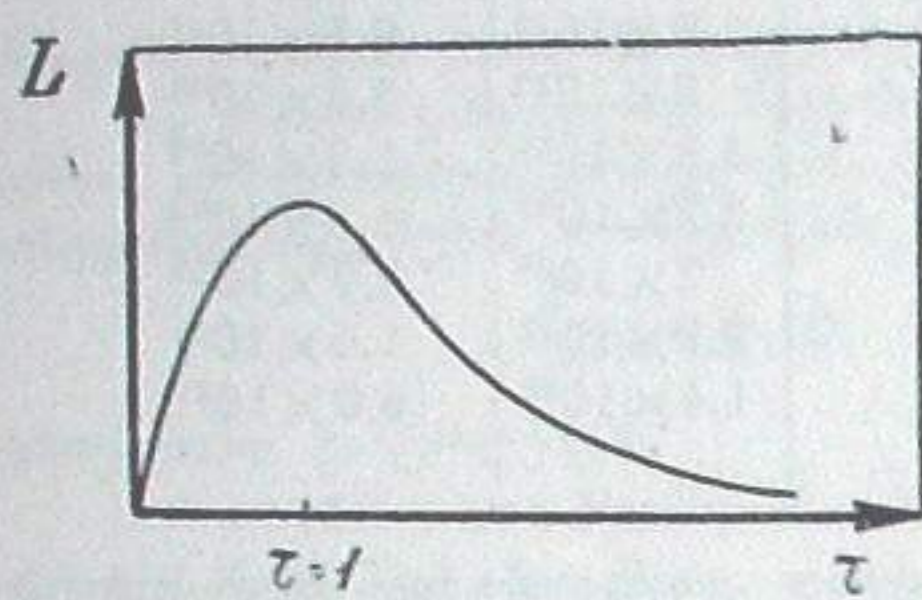


ნახ. 2 Fig.

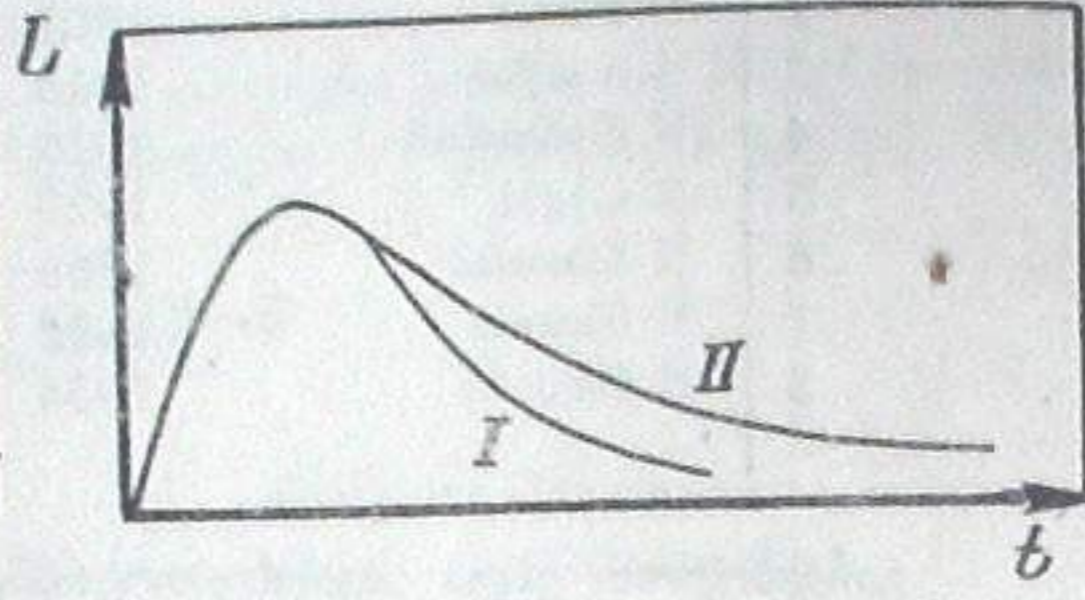
ბასთან ერთად და აღწევს სათანადო მაქსიმუმს τ -ს გარკვეული მნიშვნელობისთვის ($\tau = 1.18$), ხოლო შემდგომი კლების დროს კი მცირდება.

აგრეთვე ცხრ. I-დან ნათლად სჩანს, რომ ოპტიური სისქის τ ცვალებადობასთან ერთად ახალი ვარსკვლავის სიკაშკაშე თანაბრად არ იცვლება. ასე მაგ., τ -ს დიდ მნიშვნელობათა შუალედში ($\tau > 10$) τ -ს 10-ჯერ შემცირებისას სიკაშკაშე პირველ შემთხვევაში 1^m0, ხოლო მეორე შემთხვევაში 1^m25-ით იზრდება, მაშინ როდესაც სიკაშკაშის მაქსიმუმის ახლოს იმავე ცვლილების

დროს სიკაშკაშე მხოლოდ $0^{m}6$ და $0^{m}3$ ოდენობით იზრდება შესაბამისად. მაშასადამე მაქსიმუმის ახლოს სიკაშკაშის ზრდა პირველ შემთხვევაში 1.6-ჯერ და მეორე შემთხვევაში 4-ჯერ ნაკლებია, ვიდრე ანთების უახლოეს პერიოდში. ამ მხრივ ფუნქციები φ_1 და φ_2 , უმთავრესად φ_2 , ისეთ შედეგებს გვაძლევენ, რომლებიც თვისობრივად კარგათ უახლოვდებიან დაკვირვების მასალებს ახალ ვარსკვლავის სიკაშკაშის ცვალებადობის შესახებ. ცნობილია, რომ სიკაშკაშის



ნახ. 3 Fig.



ნახ. 4 Fig.

ზრდა მკვეთრად კლებულობს მაქსიმუმის ახლოს ანთების უახლოეს პერიოდთან შედარებით; ასე მაგ., ვარსკვლავი N Persei 1901 პირველი 27 საათის განმავლობაში საათში საშუალოდ $0^{m}3$ მატულობდა სიკაშკაშეს, მაშინ, როცა შემდეგი 38 საათის განმავლობაში მაქსიმუმამდე საშუალო ნამატი საათში მხოლოდ $0^{m}07$ უდრიდა; ასე რომ, ამ სიდიდეთა ფარდობა თითქმის სავსებით ეთანადება φ_2 ფუნქციის მონაცემებს, მაგრამ ეს რაოდენობითი თანამთხვევა ერთადერთ გამონაკლისად უნდა ჩაითვალოს; საერთოდ კი შეიძლება მხოლოდ თვისებით ანალოგიაზე მითითება; ამასთანავე, ამ მხრივ ახალ ვარსკვლავთა შორის გამონაკლისი თითქმის არ გვხვდება. მართალია, სიკაშკაშეთა ზრდის სიჩქარენი სხვადასხვა ვარსკვლავისათვის საერთოდ სხვადასხვაგვარია, მაგრამ სიკაშკაშეთა ზრდის სიჩქარეების (ანთების დასაწყისში და მაქსიმუმის ახლოს) ფარდობა აღებულ ვარსკვლავისათვის ყოველთვის მეტია ერთზე და თითქმის ყოველთვის მეტია იმ მნიშვნელობაზე, რომელსაც ჩვენი ფუნქციები φ_1 და φ_2 იძლევიან. მაგალითად: ვარსკვლავისათვის N Geminorum 1912 ეს ფარდობა ერთობ დიდია.

სიკაშკაშის თეორიულ და ემპირიულ მრუდთა უფრო თვალსაჩინო შედარების მიზნით უმჯობესია ვიპოვოთ განტოლებანი $m = \varphi_1(t)$ და $m = \varphi_2(t)$, ე. ი. ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდის მრუდები დროის ფუნქციის სახით.

ამისათვის საჭიროა ოპტიური სისქე τ გამოისახოს, როგორც დროის (t) ფუნქცია, რის გამოც აუცილებელია აირის გაფართოების სიჩქარეთათვის შემოვიღოთ გარკვეული მნიშვნელობანი. უნდა აღინიშნოს, რომ ახალ ვარსკვლავთა სპექტრებში სპექტრალურ ხაზთა გადაადგილება აირის წილაკათვის სიჩქარეთა სხვადასხვა მნიშვნელობებს იძლევა (რადგან სპექტრალურ ხაზებს რამდენიმე აბსორბციული კომპონენტი ახლავს) ახალი ვარსკვლავის განვითარე-

ბის ფაზასთან დამოკიდებულების მიხედვით. ცხრ. II-ში მოყვანილია ემპირიულ სიჩქარეთა (v) მაქსიმალური მნიშვნელობანი³.

თუ ვისარგებლებთ ამ ცხრილში მოყვანილი მონაცემებით და მივიღებთ მხედველობაში, რომ ვარსკვლავის გარსის გარე რადიუსის მნიშვნელობა ყოველ აღებულ მომენტში შეიძლება იმ მანძილის ტოლად ჩავთვალოთ, რომელსაც გაივლიდა აირის წილაკი პროცესის დასაწყისიდან შესაბამ მომენტამდე, მაშინ ადვილია ტოლობით $R = vt$ დამოუკიდებელი ცვლადი τ შევცვალოთ ცვლადით t -თი (6) და (9) განტოლებათა საფუძველზე და, მაშასადამე, მივიღოთ მრუდები

$$L = \varphi_1(t) \text{ და } B = \varphi_2(t)$$

ანუ იგივე ზემოთაღნიშნული მრუდნი.

ჩვენ აქ არ მოგვყავს ამ მრუდთა დამახასიათებელი ცხრილი უადგილობის გამო. შევნიშნავთ მხოლოდ, რომ ასეთი ცხრილის მიღება ადვილად შეიძლება ცხრილ I-დან. ნახაზ 4-ზე წარმოდგენილია ორი მრუდი, რომელთაგან I—თეორიულია, ხოლო II—ემპირიული.

ნახაზიდან ნათლად სჩანს, რომ სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმამდე და აგრეთვე შემდეგ მის მცირე მახლობლობაში ორთავე მრუდები ემთხვევიან ერთმანეთს, ხოლო შემდეგში კი სცილდებიან.

მართალია, ორთავე მრუდი გვიჩვენებს სიკაშკაშის შემცირებას მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ უფრო ნელი ტემპით, ვიდრე ზრდას მაქსიმუმამდე, მაგრამ თეორიული მრუდის მიხედვით სიკაშკაშის დაცემა ხდება გაცილებით უფრო სწრაფად, ვიდრე ემპირიული მრუდის მიხედვით.

ამრიგად, სიკაშკაშის ჩვენი თეორიული მრუდი, რომელიც მიღებული იყო ვარსკვლავის გარსის მასის მუდმივობის შემთხვევისათვის, თუმცა საკმარისი მიახლოებით ახასიათებს ანთების პროცესის დამახასიათებელ ფაქტებს სიკაშკაშის მთავარ მაქსიმუმამდე (სიკაშკაშის სწრაფი ზრდა, მაქსიმუმის მახლობლობაში ზრდის შედარებითი შენელება, ერთი გარკვეული მაქსიმუმი) და ნაწილობრივად ამ მაქსიმუმის შემდეგაც (სიკაშკაშის მკვეთრად დაცემა მაშინვე მაქსიმუმის შემდეგ, სიკაშკაშის ნაკლები სიჩქარით კლება მაქსიმუმის შემდეგ, ვიდრე ზრდა მაქსიმუმამდე), მაგრამ ვარსკვლავის ბრწყინვალეების კლებისთვის იძლევა გაცილებით უფრო სწრაფ ტემპს, ვიდრე ამას ადგილი აქვს სინამდვილეში. კონკრეტულობისთვის შეიძლება მიუთითოთ ვარსკვლავის N Geminorum 1912 შემთხვევაზე, როცა თეორიული მრუდის მიხედვით ვარსკვლავის ბრწყინვალეობა უნდა შემცირებულიყო $4^{m}5$ -ით მთავარ მაქსიმუმიდან 40 საათის გასვლის შემდეგ; სინამდვილეში კი ამ ვარსკვლავის ბრწყინვალეობა მთავარი მაქსიმუმიდან მორიგ მეორად მაქსიმუმამდე დაეცა მხოლოდ 1.8 ვარსკვლავური სიდიდით 6 დღე-ღამის განმავლობაში.

მართალია, ეს შემთხვევა ერთობ უკიდურესია, მაგრამ ასეთი ხასიათის შეუსაბამობას თვისობრივად ყოველ „ანთების“ შემთხვევაში აქვს ადგილი.

ამ შეუსაბამობათა გამო შეგვიძლია ვიფიქროთ, რომ გარსის ოპტიური სისქე გაცილებით უფრო ნელა იცვლება, ვიდრე ამას გაფართოების სიჩქარენი

(ცხრ. II) მოითხოვენ. მაშასადამე ახალი ვარსკვლავის წარმოშობა არ შეიძლება განხილულ იქნას, როგორც ვარსკვლავის გარე ფენებიდან ერთჯერადი აქტის დროს ჩამოცლილი მასის მხოლოდ გაფართოება, როცა მასა უცვლელი რჩება, არამედ პირიქით, უნდა ვიფიქროთ, რომ გარსის რადიუსთან ერთად მასაც იცვლება, რის გამო აირადი გარსი უფრო ნელა ხდება გამჭვირვალე სიკაშკაშის მაქსიმუმის შემდეგ.

აქედან გამოვდინარეობს, რომ პირველად გამოტყორცნილ მასას თან ერთვის ნივთიერების განუწყვეტელი დენადობა. ამ შემთხვევაში ვარსკვლავის ბრწყინვალეების კლება შედარებით ნელა მოხდება.

თუ ასეთ თვალსაზრისს დავადგებით, მაშინ დენადი მასა შეიძლება შევაფასოთ განფენილი ფოტოსფეროს თეორიის საფუძველზე Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა შემთხვევის ანალოგიურად.

ცხადია, ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ

$$\frac{dM}{dt} = -4\pi R_*^2 \rho v, \quad (20)$$

სადაც M ვარსკვლავის მასაა, ρ — სიმკვრივე, v — დენადობის სიჩქარე, ხოლო R_* — ვარსკვლავის ეფექტიური რადიუსის მნიშვნელობა, როცა ოპტიური სიღრმე ტოლია ერთის და განისაზღვრება განტოლებით

$$c' \rho^2 = \frac{1}{2R_*}, \quad (21)$$

სადაც c' არას მუდმივი, რომლის მნიშვნელობა მოცემულია (5)-ით. მეორეს მხრივ გვაქვს

$$L_* = \pi B R_*^2 \quad (22)$$

სადაც L_* ვარსკვლავის სიკაშკაშეა, ხოლო $B = \sigma T_{eff}^4$. მაშინ (20), (21) და (22)-თან ერთად გვაძლევს:

$$\frac{dM}{dt} = -\frac{4\pi}{V 2c'} \left(\frac{L_*}{\pi B}\right)^{3/4} v = -\frac{4\pi}{V 2c'} \left[\frac{L_\odot}{\pi B}\right]^{3/4} \left[\frac{L_*}{L_\odot}\right]^{3/4} v. \quad (23)$$

შემოვიღოთ აღნიშვნა $\left[\frac{L_*}{L_\odot}\right]^{3/4} = \psi(t)$ და მხედველობაში მივიღოთ, რომ

ზუსთვის $L_\odot = \pi B_\odot R_\odot^2$, მაშინ საბოლოოდ მივიღებთ

$$M = A \int \psi(t) dt; \quad A = \frac{4\pi}{V 2c'} \left[\frac{R_\odot}{\pi B}\right]^{3/4} v, \quad (24)$$

სადაც A მოცემული ვარსკვლავისათვის მუდმივ სიდიდეს წარმოადგენს, იმ პირობით, რომ $v = \text{const}$, ე. ი., რომ დენადობა სწარმოებს თანაბარი სიჩქარით.

ინტეგრალის (20) გამოთვლის დროს t აღებული იყო მაქსიმუმის მომენტიდან იმ მომენტამდე, როცა სიკაშკაშის რყევის ამპლიტუდა უმნიშვნელო

ხდება, რადგან ამ მომენტიდან სიკაშკაშის ცვალებადობა ნაკლებად იქნება დამოკიდებული მასის ცვალებადობაზე.

ცხადია, ასეთ შედარებით „სიმშვიდეს“ სხვადასხვა ვარსკვლავი მაქსიმუმის შემდეგ სხვადასხვა დროს განმავლობაში მიაღწევს; ამიტომ ჩვენ ინტეგრირების სხვადასხვა ზღვარი ავიღეთ სხვადასხვა ვარსკვლავისათვის¹.

შეგნიშნავთ აგრეთვე, რომ რიცხვითი ინტეგრირების დროს ინტეგრირების შუალედად 3 დღე ავიღეთ და ინტეგრირება მაქსიმუმის მომენტიდან გავავრცელოთ.

ტემპერატურისათვის და სიჩქარისთვის ესარგებლობდით წინა მეთოდში გამოყენებული მნიშვნელობებით.

გამოთვლების შედეგი ცხრ. IV-შია მოცემული, სადაც ნაჩვენებია აგრეთვე ინტეგრირების ზღვრები (t) და წინათ და ამ შემთხვევაში მასისთვის მიღებულ მნიშვნელობათა ფარდობა (μ).

ცხრილი IV TABLE

№№ რიგზე	ვარსკვლავის დასახელება		M	t	μ
1	N Persei	1901	5.6×10^{27}	126	71
2	N Geminorum	1912	7.3×10^{27}	36	91
3	N Aquilae	1918	2.1×10^{29}	183	26
4	N Cygni	1920	4.6×10^{27}	87	144
5	N Pictoris	1925	2.8×10^{29}	174	96
6	N Herculis	1934	1.8×10^{29}	175	10

დენადი მასის მიღებული მნიშვნელობანი M შეიძლება რამდენადმე გაზვიადებულად ჩაითვალოს, რადგან გამოთვლებისას ჩვენ მაქსიმალური სიჩქარეებით (ცხრ. II) ესარგებლობდით, მაგრამ ამ გარემოებას არ შეუძლია ოდენობათა რიგზე არსებითი გავლენის მოხდენა.

ახლა ჩვენ შევეცდებით ნისლოვანი გარსის მასა იმ აკრძალული სპექტრალური ხაზების საშუალებით განვსაზღვროთ, რომლებიც ახალი ვარსკვლავის სპექტრში სიკაშკაშის მაქსიმუმიდან რამდენიმე დღის (N Aquilae 1918) ან რამდენიმე თვის ან წლის (N Pictoris 1925) გავლის შემდეგ წარმოიშობიან. ეს ხაზები უმრავლეს შემთხვევაში მსუბუქ ელემენტთა იონებს ეკუთვნის. მათი ინტენსიობა პირველად მატულობს, აღწევს ერთგვარ მაქსიმუმს; შემდეგ თანდათანობით სუსტდება და ბოლოს სავსებით ქრება.

თუ მხედველობაში მივიღებთ, რომ აკრძალული გადასვლების განხორციელება მატერიის მცირე სიმკვრივესთან არის დაკავშირებული, მაშინ აკრძალული ხაზების ინტენსიობის აღნიშნული კანონზომიერი ცვლილებანი შეგვიძლია აეხსნათ, როგორც ნისლოვანი გარსის გაფართოების შედეგი.

პირველად ნისლოვანი გარსის გაფართოების ის ეტაპი განვიხილოთ, როდესაც გარსის სიმკვრივე ჯერ კიდევ დიდია და წილაკთშორისი შეხლა იმდენად ხშირი, რომ ორი მიმდევრობითი მეორეგვარ შეხლის შუა გავლილი დრო

ერთობ მცირე აღგზნებულ მდგომარეობაში მყოფ ატომთა სიკოცხლის ხანგრძლივობასთან შედარებით.

ადვილად შეიძლება დავრწმუნდეთ, რომ ამ შემთხვევაში მეტასტაბილურ და ძირითად მდგომარეობაში მყოფ იონების რაოდენობათა ფარდობა არ არის დამოკიდებული მატერიის სიმკვრივეზე, რადგან აღებული სახის იონების მდგომარეობათა მიხედვით განაწილება თითქმის ბოლცმანის კანონის თანახმად ხდება.

მაშინ კი, როცა აირადი გარსი განიცდის გაფართოებას, სიმკვრივე თანდათან კლებულობს რის შედეგადაც, იონიზაციის თეორიის თანახმად, აღებული სახის იონთა რიცხვი მატულობს. ამიტომ, რადგან მეტასტაბილური და ძირითად მდგომარეობებში მყოფ იონთა რიცხვების ფარდობა მუდმივი რჩება, განსახილავ აკრძალულ ხაზების ინტენსიობა უნდა გაძლიერდეს; დაბოლოს ზღვარული იონიზაციის დროს, ხაზებმა მაქსიმალური ინტენსიობა უნდა გვაჩვენონ. შემდგომი გაფართოება იმდენად ამცირებს გარსის სიმკვრივეს, რომ წილაკთშორისი შეხლა იშვიათად ხდება, იონთა აღგზნებაც იშვიათად სწარმოებს და ინტენსიობა თანდათანობით უნდა შემცირდეს, დაბოლოს სპექტრალური ხაზი შეიძლება სავსებით გაქრეს.

ამრიგად ცხადია, რომ მოცემულ აკრძალულ სპექტრალურ ხაზს გარკვეულ მომენტში მაქსიმალური ინტენსიობა უნდა ჰქონდეს, რაც უნდა მოხდეს გარსის გარკვეული სიმკვრივის დროს.

გამოვთვალოთ ამ სიმკვრივის მნიშვნელობა.

გარკვეულობისათვის ავიღოთ ორჯერ იონიზირებულ ქანგბადატომთა შესაბამის ნებულიარული ხაზები $\lambda 5006.80$ და $\lambda 4958.91$. ძირითად მდგომარეობაში მყოფ ორჯერ იონიზირებულ ქანგბადატომთა რაოდენობა მოცულობის ერთეულში n_1^{++} -ით აღვნიშნოთ, ხოლო მეტასტაბილურ მდგომარეობაში n_2^{++} -ით; მაშინ, თუ ინდუცირებულ გადასვლებს მხედველობაში არ მივიღებთ, შეგვიძლია დავწეროთ

$$n_1^{++} b_{1 \rightarrow 2} = n_2^{++} (a_{2 \rightarrow 1} + A_{2 \rightarrow 1})$$
$$\frac{n_2^{++}}{n_1^{++}} = \frac{b_{1 \rightarrow 2}}{a_{2 \rightarrow 1} + A_{2 \rightarrow 1}}, \tag{25}$$

სადაც $A_{2 \rightarrow 1}$ სპონტანური გადასვლის 2-1 ალბათობის კოეფიციენტი, $b_{1 \rightarrow 2}$ პირველგვარი, ხოლო $a_{2 \rightarrow 1}$ მეორეგვარი შეხლის ალბათობა.

განსახილავ სპექტრალურ ხაზებში აირადი გარსით გამოსხივებული ენერჯიის სრული რაოდენობა I -ით აღვნიშნოთ. ცხადია, მოცულობის ერთეულით გამოსხივებული ენერჯიის რაოდენობა იქნება $A_{2 \rightarrow 1} n_2^{++} h\nu$ და ამიტომ მივიღებთ ტოლობას

$$I = \frac{4}{3} \pi R^3 A_{2 \rightarrow 1} n_2^{++} h\nu, \tag{26}$$

სადაც R გარსის რადიუსია.

$$\text{რადგან } b_{1 \rightarrow 2} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} a_{2 \rightarrow 1}, \text{ ხოლო } a_{2 \rightarrow 1} \text{ თავისუფალ ელექტრონთა}$$

საერთო რიცხვის (n_e), სიჩქარის (v_e) და აგრეთვე ატომთა განივქროლის (σ) პროპორციულია, ამიტომ, თუ ჩავთვლით სიმარტივისათვის, რომ თვითეულ ატომზე საშუალოდ ერთი თავისუფალი ელექტრონი მოდის—მივიღებთ

$$a_{2 \rightarrow 1} = v_e n_e \sigma = \frac{v_e \sigma}{m} \rho = \beta \rho, \tag{27}$$

სადაც ρ სიმკვრივეა, ხოლო m —ატომის საშუალო მასა.

(25) და (27)-ის გამო, განტოლება (26) გადაიწერება შემდეგნაირად:

$$I = N \frac{\rho R^3 n_1^{++}}{\beta \rho + A_{2 \rightarrow 1}}, \tag{28}$$

სადაც

$$N = \frac{4}{3} \pi \frac{g_2}{g_1} \beta h\nu A_{2 \rightarrow 1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} = \text{const.} \tag{28'}$$

იონიზაციის ფორმულის თანახმად გვაქვს

$$\frac{n^{++}}{n^+} \rho = W \omega$$
$$\omega = \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \frac{1}{m} e^{-\frac{\chi}{kT}}$$
$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{R_*}{R} \right)^2, \tag{28''}$$

სადაც W დილიუციის ფაქტორი, ხოლო χ იონიზაციის პოტენციალია. მამრავლი ω , როგორც ვხედავთ, მხოლოდ ტემპერატურის ფუნქციას წარმოადგენს.

მეორეს მხრივ, ვარსკვლავის გარსში ქანგბადატომთა საერთო რიცხვი ყველა მდგომარეობაში, მუდმივ სიდიდეს წარმოადგენს და თუ უკუვავდებთ ნეიტრალურ და სამჯერ იონიზირებულ ატომთა რიცხვს, გვექნება

$$R^3 (n^+ + n^{++}) = \text{const}; \tag{28'''}$$

მაშინ (28''') და (28'') განტოლებებიდან ვღებულობთ:

$$R^3 n^{++} = \frac{\text{const}}{1 + \frac{\rho}{W \omega}}. \tag{29}$$

რადგან გარსი გაფართოებას განიცდის, დილიუციის ფაქტორი W ცვლადი სიდიდეა; გამოვსახოთ იგი საშუალო სიმკვრივით.

თუ R გარსის რადიუსია, ხოლო r—მანძილი ვარსკვლავის ზედაპირიდან გარსის რომელიმე წერტილამდე, ყოველთვის ექნება ადგილი ტოლობებს

$$R = cr^{-1/2}; \quad r = kr^{-1/2}, \quad (30)$$

სადაც k და c პროპორციულობის მუდმივი კოეფიციენტებია.

ამიტომ $\frac{p}{W} = \frac{4}{R^2} k^2 c^2 p^{1/2}$, საიდანაც (29)-თვის ვპოულობთ

$$R^2 n^{++} = \frac{\text{const}}{1 + \gamma p^{1/2}}, \quad (31)$$

სადაც

$$\gamma = \frac{4}{R^2} k^2 c^2 \omega^{-1}. \quad (31')$$

(25)-თან ერთად ჩვენ შეგვიძლია დავწეროთ უტოლობა:

$$\frac{n_2^{++}}{n_1^{++}} = \frac{b_{1 \rightarrow 2}}{a_{2 \rightarrow 1} + A_{2 \rightarrow 1}} < \frac{b_{1 \rightarrow 2}}{a_{2 \rightarrow 1}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}}. \quad (D)$$

რადგან ამ უტოლობის მარჯვენა ნაწილი ჩვეულებრივად ერთზე ნაკლებია, ამიტომ შეგვიძლია მივიღოთ, რომ ძირითად მდგომარეობაში მყოფ ორჯერ იონიზირებულ ატომთა რიცხვი (n_1^{++}) გაცილებით უფრო მეტია, ვიდრე მეორე მდგომარეობაში მყოფ ორჯერ იონიზირებულ ატომთა რიცხვი (n_2^{++}). ამის გამო შეგვიძლია მივიღოთ დაახლოებით, რომ ორჯერ იონიზირებულ ატომთა საერთო რაოდენობა სადარია ძირითად მდგომარეობაში მყოფ ორჯერ იონიზირებულ ატომთა რაოდენობის, ე. ი. $n^{++} \approx n_1^{++}$.

ამიტომ ფორმულა (28), (31) ტოლობის საფუძველზე გადაიწერება შემდეგი სახით:

$$I = N \text{const } \rho [(\beta \rho + A) (1 + \gamma \rho^{1/2})]^{-1}. \quad (32)$$

მაქსიმუმის პირობიდან $\frac{dI}{dt} = 0$, სათანადო ალგებრულ გარდაქმნათა შემდეგ, ვპოულობთ განტოლებას $\beta \gamma \rho^{1/2} - 2A_{2 \rightarrow 1} \gamma \rho^{1/2} - 3A_{2 \rightarrow 1} = 0$ ანუ, თუ მხედველობაში მივიღებთ (30),

$$\rho^2 - 2\alpha_1 \rho - \alpha_2 = 0, \quad (33)$$

სადაც

$$\alpha_1 = A_{2 \rightarrow 1} \beta^{-1}; \quad \alpha_2 = \frac{3}{4} \left(\frac{R_*}{R_{max}} \right)^2 \beta^{-1} A_{2 \rightarrow 1} \omega = 3\beta^{-1} W_{max} \omega A_{2 \rightarrow 1}. \quad (33')$$

ამ კვადრატულ განტოლების ამონახსნი წარმოადგენს აირადი გარსის საშუალო სიმკვრივის მნიშვნელობას სავსებით გარკვეულ მომენტისათვის, როცა აკრძალული ხაზების (OIII) ინტენსიობა მაქსიმუმს აღწევს.

(33) რიცხვითი სახით ამონხსნისათვის აუცილებელია განტოლების კოეფიციენტთა განსაზღვრა. გამოთვლებისას ჩვენ ვისარგებლეთ საშუალო „ტიპური“ მნიშვნელობებით:

$$\begin{aligned} T &= 5 \times 10^4 \text{ grad} & v &= 10^8 \text{ cm/sec} \\ \sigma_0 &= 6.65 \times 10^{-16} \text{ cm} & s &= 1.55 \times 10^7 \text{ sec} \\ m_a &= 3.5 \times 10^{-24} \text{ gr} & 1/A &= 26 \text{ sec} \\ \chi &= 349 \text{ e. v.} \end{aligned} \quad (E)$$

სადაც χ არის (OIII) იონიზაციის პოტენციალი, v —გარსის გაფართოების სიჩქარე, ან, უფრო სწორად, ვარსკვლავის ზედაპირიდან სივრცეში აირის წილაკთა ძრაობის სიჩქარე, t -დრო სიკაშკაშის მაქსიმუმიდან მეტასტაბილურ მდგომარეობის 1D_2 შესაბამ ხაზების λ 5006.80 და λ 4958.91 ინტენსიობის მაქსიმუმამდე და $1/A$ —ატომთა სიციცხლის ხანგრძლივობა მდგომარეობაში 1D_2 . (27, 28" და 33') ტოლობათა თანახმად ვღებულობთ საბოლოოდ შემდეგ მნიშვნელობებს:

$$\begin{aligned} \beta &= 2.85 \times 10^{16} & \alpha_1 &= 1.4 \times 10^{-18} \\ \omega &= 2.81 \times 10^{-15} & \alpha_2 &= 5.7 \times 10^{-32} \\ W_{max} &= 5.03 \times 10^{-10} & \rho &= 2.4 \times 10^{-16} \text{ gr/cm}^3 \end{aligned} \quad (F)$$

რადგან ρ -ს მნიშვნელობის გამოთვლისას სიდიდე α_1^2 უკუვაგდეთ, როგორც ერთობ მცირე α_2 -ს მიმართ.

გამოსავალ ოდენობათა შორის ძირითადია: ტემპერატურის, გაფართოების სიჩქარის და მაქსიმუმის დადგომის დროის მნიშვნელობა. ჩვენ მიერ შემოღებული მნიშვნელობანი, ცხადია, არ შეიძლება ზუსტად ჩაითვალოს, ისინი მხოლოდ უფრო ალბათი საშუალო მნიშვნელობებია შესწავლილ „ტიპურ ახალ“ ვარსკვლავთა მიმართ, რაშიაც ჩვენ უკანასკნელთა შესახებ სპექტროსკოპული მონაცემები გვარწმუნებენ. ამასთანავე, აუცილებელმა შეცდომებმა ამ სიდიდეთა ნორმირების დროს, არ უნდა მოახდინონ გავლენა სიდიდეთა რიგზე, რადგან საერთო სახის გავლენისას, ცდომილებათა ერთგვარ კომპენსირებას ექნება ადგილი.

სამწუხაროდ სპექტრალური ხაზების ინტენსიობის მაქსიმუმის მომენტის განსაზღვრა, რაიც არსებული დაკვირვებითი მასალების საფუძველზე ხდება, ყველაზე უფრო ძნელია, რადგან ემისიური ხაზების ჩვეულებრივი ვიზუალური შეფასებანი არსებითად იმ კონტრასტს გამოსახვენ, რომელიც ემისიურ ხაზებსა და უწყვეტ სპექტრს შორის არსებობს, და არა ხაზების აბსოლუტურ ინტენსიობას დროის მიხედვით უცვლელ ერთეულებში. ამიტომ, სიმკვრივის მიღებული მნიშვნელობა მაინც დაახლოებითი მნიშვნელობად უნდა ჩაითვალოს. თუ მხედველობაში გვექნება, რომ გარსის ხაზოვანი სისქე არ შეიძლება v -ს აღემატოს, გარსის მასის ზღვარულ მნიშვნელობისათვის მივიღებთ: $3.73 \times 10^{30} \text{ gr}$, რაც საკმაოდ უახლოვდება ცხრ. IV-ში მოყვანილ შედეგებს.

თუ გამოთვლებს მოვახდენთ კერძოდ N Pictoris 1925 მიმართ და მხედველობაში მივიღებთ, რომ გაფართოების სიჩქარე საშუალოდ 450-500 კმ/სეკ არ აღემატება და, რომ სპექტრალური ხაზების λ 5006.80 და λ 4958.91

ინტენსიობის მაქსიმუმი დაახლოებით 1926 წ. თებერვლის უკანასკნელ რიცხვებში იყო ⁶, მაშინ ამ ვარსკვლავის გარსის მასისთვის ვლენბულომ მნიშვნელობას 4.7×10^{29} gr, რაც საკმარისად უახლოვდება მისთვის მეორე მეთოდით მიღებულ მნიშვნელობას (უწყვეტი დენადობის თვალსაზრისით).

დასკვნა. ამრიგად ვარსკვლავის „ანთების“ პროცესში გამოტყორცნილი მასა, რომელიც შემდეგში კმნის ვარსკვლავის გარშემო ნისლოვან გარსს, ჩვენ შევაფასეთ სამი ერთმანეთისაგან დამოუკიდებელი მეთოდით.

მიღებულ მნიშვნელობათა ერთმანეთთან შედარება გვარწმუნებს, რომ ვარსკვლავის ანთების პროცესში ვარსკვლავის ზედაპირიდან სასრულო ოდენობის მასის გამოტყორცნის დაშვება, დამაკმაყოფილებელ ინტერპრეტაციას აძლევს სიკაშკაშის მთავარი მაქსიმუმის დადგომას და ამ მაქსიმუმის შემდეგ მის უშუალო მახლობლობაში ბრწყინვალეების სწრაფად და მკვეთრად დაცემას.

ამ მასის ოდენობა დამოკიდებულია ვარსკვლავის აბსოლუტური სიდიდისაგან სიკაშკაშის მაქსიმუმის დროს (ფორმულა 19).

მართო სასრულო ოდენობის მასის გარსით, რომელიც შეიძლება ჩამოცლოდა ვარსკვლავის გარე ფენებს ერთჯერადი აქტის შედეგად, აფეთქების მსგავსად, არ შეიძლება დამაკმაყოფილებლად აიხსნას სიკაშკაშის კლების ემპირიული სიჩქარენი მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ, რადგან ამ შემთხვევაში ვარსკვლავის ბრწყინვალეება უნდა დაცემულიყო გაცილებით უფრო სწრაფად, ვიდრე ეს ხდება სინამდვილეში.

ამ გარემოების მიზეზათ უნდა ჩავთვალოთ გარსის ოპტიური სისქის გაცილებით უფრო ნელი კლება, ვიდრე ამას ექნებოდა ადგილი თუ ერთხელ გამოტყორცნილი გარსის მასა, გარსის შემდგომი გაფართოების დროს დარჩებოდა უცვლელი. ამიტომ უნდა ვიფიქროთ, რომ ვარსკვლავიდან მასის ერთჯერადი აქტით გამოტყორცნასთან ერთად ადგილი აქვს აგრეთვე მასის უწყვეტ დენადობას ვარსკვლავის ზედაპირიდან სივრცეში. ასეთი მოსაზრების მართებულობა გამომდინარეობს იმ გარემოებიდანაც, რომ უწყვეტი დენადობის და სპექტროსკოპულ მეთოდებით მიღებული მნიშვნელობანი გარსის მასისთვის, საკმარისად კარგათ უახლოვდებიან ერთმანეთს და აგრეთვე იმ ფაქტიდან, რომ ანთების შემდეგ „ყოფილი ახალი ვარსკვლავები“ იძენენ Wolf-Rayet ტიპის ვარსკვლავთა სპექტრს⁷, რომლის დამახასიათებელი თავისებურებანი თანამედროვე თეორიის მიხედვით გამოწვეულია ვარსკვლავის ზედაპირიდან სივრცეში მატერიის უწყვეტი დენადობით.

მეორადი მაქსიმუმის არსებობა გვაძლევს საბუთს ვიფიქროთ, რომ მთავარი მაქსიმუმის შემდეგ უწყვეტ დენადობასთან ერთად ადგილი აქვს მატერიის აფეთქების მსგავს გამოტყორცნასაც, თუმცა გაცილებით უფრო ნაკლები სიმძლავრით, ვიდრე მთავარი მაქსიმუმის დროს.

თუ მატერიის უწყვეტი დენადობის თვალსაზრისით მიღებულ მასათა მნიშვნელობებს ერთმანეთს შევადარებთ სიკაშკაშის იმ აბსოლუტურ სიდიდეების შესაბამისად, რომლებიც ახალ ვარსკვლავებს ანთებამდე ჰქონდათ, შეიძლება დავასკვნათ, რომ განთავისუფლებულ მასას ერთგვარი კავშირი აქვს არა მარ-

ტო სიკაშკაშის რყევის ამპლიტუდასთან, არამედ აგრეთვე სიკაშკაშის იმ მნიშვნელობებთან, რომლებიც ვარსკვლავებს ანთებამდე ჰქონდათ.

მართლაც N Aquilae 1918 შემთხვევაში, როცა სიკაშკაშის რყევის ამპლიტუდა $11^{m.8}$ იყო, თითქმის ასჯერ უფრო მეტ მასას ვლენბულომ, ვიდრე N Cygni 1920 და N Persei 1901 შემთხვევაში, როცა ამპლიტუდა $13^{m.0}$ და $13^{m.8}$ უდრიდა შესაბამისად.

საერთოდ ამგვარი შედარებებით ირკვევა, რომ განთავისუფლებული მასა მით უფრო მცირეა, რაც უფრო მცირეა ვარსკვლავის აბსოლუტური სიკაშკაშე ანთებამდე.

მცირე სიკაშკაშის ვარსკვლავთა ასეთი „მომქირნეობა“ მიგვიჩინებს იმ გარემოებაზე, რომ ვარსკვლავის პირველად მასასა და გამოტყორცნილ მის ნაწილს შორის უნდა არსებობდეს ერთგვარი დამოკიდებულება, რაც ზოგადი მოსაზრებების მიხედვით არ შეიძლება არაბუნებრივად ჩაითვალოს, თუმცა ამ დამოკიდებულების ხასიათი ჯერჯერობით უცნობია.

ახალ ვარსკვლავთა გარშემო მაქსიმუმის შემდეგ აირადი ნისლოვანი გარსის გაჩენა კმნის ერთგვარ გეომეტრიულ მსგავსებას სივრცეში ახალ ვარსკვლავებსა და პლანეტურ ნისლოვანედებს შორის. მაგრამ ეს მსგავსება მეტად ხანმოკლეა, რადგან ახალ ვარსკვლავთა გარსის სივრცეში გაბნევა შედარებით სწრაფად ხდება ხოლმე.

შეიძლება ვიფიქროთ, რომ იმ შესაძლო მიზეზთა ერთობლიობაში, რომლებიც პლანეტური ნისლოვანედის გარსის შედარებითი მდგრადობას უზრუნველყოფენ, ერთ-ერთი მნიშვნელოვანი ადგილი მასის სიდიდეს უჭირავს.

მართლაც, თუ ახალ ვარსკვლავთა გარსის მასის საკითხში ჩვენ მიერ მიღებულ შედეგებს (ცხრ. IV) დავემყარებით და მივიღებთ მხედველობაში, რომ პლანეტურ ნისლოვანედთა გარსის მასას დაახლოებით 10^{31} gr-ის ტოლათ აფასებენ⁸, მაშინ მართლაც აშკარადდება მასათა შორის საგრძნობი განსხვავება ($10^2 - 10^3$ რიგის).

თუ დავუშვებთ პლანეტურ ნისლოვანედთა და ახალ ვარსკვლავთა გარსების წარმოშობის მექანიზმის მსგავსებას და აგრეთვე იმას, რომ ამ კოსმიურ ობიექტთა ევოლუციის პერიოდში საგრძნობი მნიშვნელობა აქვს გარსთა მასის სიდიდეს, შეგვიძლია ცხადვით (იხ. პირველი ფორმულა (19)), რომ იმ ახალი ვარსკვლავის აბსოლუტური სიკაშკაშე მაქსიმუმის დროს, რომლიდანაც შეიძლება ბოდა პლანეტური ნისლოვანედის წარმოშობა — 15^m უნდა ყოფილიყო. აქვე უნდა შევნიშნოთ, რომ დღემდე ცნობილ ტიპიურ ახალ ვარსკვლავთაგან ჩვენს გალაქტიკაში არც ერთს არ შეუხარჩუნებია თავისი გარსი და არც პლანეტური ნისლოვანედი მოუცია.

აქედან გამომდინარეობს, რომ პლანეტური ნისლოვანედები შესაძლოა წარმოშობილიყვნენ მხოლოდ და მხოლოდ ზეახალი ვარსკვლავის ანთების დროს, თუ კი ამ კოსმიურ მოვლენებს შორის საერთოდ რაიმე კავშირი არსებობს. როგორც ვიცით დღემდე ჩვენს გალაქტიკაში არც ერთი ასეთი ხასიათის ახალი ვარსკვლავი არ იყო შემჩნეული, თუ მხედველობაში არ მივიღებთ 1572 წ.

ვარსკვლავს, რომელიც Tycho Brahe-მ შეამჩნია და რომლის შესახებ მონაცემები მეტად არასრული და საეჭვო ხასიათისაა.

არ არის შემჩნეული აგრეთვე ახალი პლანეტური ნისლოვანედის წარმოშობა, რაც მოსალოდნელიც იყო, თუ კი მათ ზეახალი ვარსკვლავების პროდუქტებად ჩავთვლით.

მეორეს მხრივ, წმინდა სტატისტიკური მოსაზრებანი გვარწმუნებენ, რომ ზეახალი ვარსკვლავების ანთება უზრუნველყოფილი უნდა იქნეს ზოგიერთი განსაკუთრებული გარემოებებით (ან მათი ერთობლიობით), რომელთა განხორციელება ჩვეულებრივი ტიპური ახალი ვარსკვლავის წარმოშობისას არ არის საჭირო.

ამრიგად, ახალ ვარსკვლავთა და პლანეტურ ნისლოვანედთა, როგორც ზეახალი ვარსკვლავების პროდუქტთა, წარმოშობის მექანიზმი (აფეთქების მაგვარი გამოტყორცნა მასისა უწყვეტ დენადობასთან ერთად) ერთმანეთის მსგავსადაც რომ ჩავთვალოთ, მაინც საჭირო იქნება ამ მოვლენათა დინამიკის ერთმანეთისაგან განსხვავება.

დეკემბერი, 1936.

ლიტერატურა: Literature:

1. M. N. 92, 186, 1932.
2. Handb. der Astrophysik, VI, 251, 1928.
3. Б. А. Воронцов-Вельяминов, «Новые звезды и галактические туманности» 1934.
4. For empirical curves we used the following sources:
 - a) N Persei 1901, H. A. 48, 3, 1902.
 - b) N Geminorum 1912, A. N. 192, 4607, 1912.
 - c) N Aquilae 1918, Bull. H. C. O. 890, 3, 1932.
 - d) N Cygni 1920, Bull. H. C. O. 890, 3, 1932.
 - e) N Pictoris 1925, Bull. H. C. O. 835, 9, 1929.
 - f) N Herculis 1934, V. S. IV, 37-48, 400, 1935.
5. Proc. R. A. S. Series A. XXXVII, 288, 1932.
6. Spencer Jones, «The Spectrum of Nova Pictoris 1925», p. p. 1521, 5231, 1931.
7. Publ. D. A. O. VI, 15, 1931.
8. M. N. 92, 827, 1932.

ON THE ESTIMATION OF THE MASS EJECTED DURING THE OUTBURST OF NOVA

SH. G. GORDELADSE

(Summary)

There is no doubt that the expanding nebulous envelopes surround Novae after the maximum of brightness.

It can be considered probable that the natural cause of the formation of such envelopes around Novae is the separation in the process of outburst of a certain part of the star's mass from the star itself but the forces causing this phenomenon are as yet not quite understood.

In the present paper we make an attempt to estimate the mass ejected in the process of outburst.

As the object of our study some typical Novae were chosen the data concerning those being more complete and reliable (Table II).

The existence of characteristics common to all Novae, viz. the small dispersion of the absolute magnitude during the maximum, a sharply expressed maximum followed by fainter secondary ones, almost constant brightness before and after the outburst, a moderate dispersion of expansion velocities of the nebulous envelopes, identical spectral changes and others enable us to suppose with great probability that forces causing the increase of brightness are similar.

Let us remark that whatever the nature of these forces be, on the ground of quite general considerations, the change of the star's brightness must be accompanied by the change of the temperature T and the surface Ω , i. e. $L=f(\tau, \Omega)$.

If we suppose the surface to be constant, the great increase of brightness of the Nova from the moment of outburst till the maximum would require an unusually great increase of temperature. However, the absorption spectrum of the star suggests that the temperature of the Nova remains constant till the appearance of bright bands in the spectrum, i. e. till the time of maximum.

Therefore, it is much more plausible to suppose that the chief cause of the increase of brightness is the extension of the star's surface.

In order to define the ejected mass we have to define the expanding mass which will serve as the upper limit of the first one.

We can attempt to obtain in a theoretical way the luminosity L as a certain function of time, which will describe the variation of brightness in the period of Nova's outburst and afford at the same time the possibility of an estimation of the mass ejected.

This «model» of outburst implies, obviously, that the envelope is emitted instantaneously and that its mass afterwards remains more or less constant.

However, there can exist another mechanism of the envelope's formation, i. e. a continuous outflow of matter.

These two possibilities are both examined below and.

Let us analyse the case when the mass is ejected instantaneously. Two possible instances should be considered here:

- a) when the linear thickness of the envelope changes and
- b) when it remains constant.

It is evident that in the first case the density changes inversely with the cube of the envelope's radius and in the second one—with its square.

Let us remark that since the temperature of Nova before the maximum can be regarded as constant, the enormous increase of brightness from the moment of outburst up to the maximum enables us to write the following inequalities: $R_1 < R_0 < R_{max}$, where R_{max} is the radius of the star at maximum of brightness, R_0 —that before the outburst and R_1 —the radius of the inner layers of the star, which are not undergoing any essential change of volume; therefore, in calculating we assumed that practically (A) is taking place.

$I(r)$ being the intensity of light at a certain point of the disc, the integral brightness of the visible semi-sphere will be expressed through the integral (1).

As the radiation from the various parts of the envelope is absorbed on the way to the observer, we have (Fig. 1) for $I(r)$ the expression (2), where $\alpha(r)$ is the volume coefficient of absorption, $B = \sigma T_{eff}^4$ —the radiation capacity (Ergiebigkeit) and ds —the element of the way.

We have indicated above that the temperature remains unchanged till the maximum, therefore, we can assume with a sufficient approximation that $B(r)$ is constant.

For the sake of simplicity we suppose the sphere's density to be uniform, then we have $\alpha(r) = \text{const}$.

At the same time, noting that $S = (r'^2 - r^2)^{1/2}$ we receive after integrating $I(r) = B(1 - e^{-2\alpha(R^2 - r^2)^{1/2}})$.

Introducing this last into (1) and integrating from 0 to R , where R is the radius of the sphere, we find (3).

Let us define the optical thickness τ of the gaseous envelope by (4), where k is the averaged coefficient of absorption per unit of mass, ρ —the density and r_1 and r_2 —the inner and outer radii, respectively.

According to Chandrasekhar¹, the mean absorption coefficient per unit of mass for the continuous spectrum is expressed by $k = \frac{\delta x P_e}{T^{u_2}}$ and therefore we get (4'), where x is the degree of ionization, P_e —the electronic pressure and $\delta = 5.62 \times 10^{19} \times \frac{x^2}{a}$ —a certain constant depending on the ionization potential χ and on the atomic weight a .

Accepting for the sake of simplicity that $x \approx 1$, we obtain $n_e = n$, where n_e is the number of free electrons and n —the number of atoms per unit of volume.

Then (4) will be rewritten as (4'') or, in our case, according to (A), as (5), where k is Boltzmann's constant and m —the mass of the atom.

Let us denote the mass of the expanding outer layers of the photosphere by M and the mean density by ρ ; then, obviously, at each given moment exists the following correlation: $\rho = \frac{3}{4\pi} \frac{M}{R^3}$ which together with (5) gives (6).

On the ground of (4) and (5) the equation (3) takes the form (7).

This formula gives the dependence of the envelope's luminosity on its optical thickness.

Now let us define this dependence for the case, when the envelope's linear thickness remains constant during the expansion. The density then changes inversely with the square of radius. As the linear thickness is very small compared with the radius of the envelope the absorbing medium can be regarded in this case as consisting of plane-parallel layers and thus for $I(r)$ we

obtain (Fig. 2) the expression $I(r) = \int_0^{\tau} e^{-\tau \sec \theta} B(\tau) \sec \theta d\tau$ which together with (1)

gives (8). As the linear thickness of expanded layers ΔR is constant in this case and the volume is, evidently, equal to $4\pi R^2 \Delta R$ we have (9) and finally from (8) and (9) we obtain (10), where the values of C_2 is given by (11). For the sake of simplicity we introduce (12). Taking into account that for the Sun $L_{\odot} = \pi B_{\odot} R_{\odot}^2$ we obtain from (7, 10 and 12) the relations (13), where β is defined by (14). We have finally (15), where m_{abs} is the absolute magnitude of the star at a given moment and N_1 and N_2 are constants, which according to (5, 6 and 11) are given by (16).

Equations (16) enable us to define $m_{abs} + 2 \lg M$ and $m_{abs} + 2.5 \lg \frac{M}{V \Delta R}$ as functions of τ and through this the absolute magnitude will be also given as a function of τ .

It is necessary to introduce certain conditions, which will make it possible to determine the constants N_1 and N_2 .

As was already indicated, spectroscopic observations suggest that the effective temperature of the star remains unchanged from the moment of outburst till the maximum and that it is approximately equal to the star's temperature before the outburst. As the mean temperature we took 10^4 grad; if we take into account that the Sun's temperature equals 6×10^3 grad we obtain for β the value (16').

Further, let us accept that the ejected mass consists chiefly of hydrogen and helium atoms, which gives for δ the mean value 3.43×10^{21} . Then, according to (6, 11, 16 and 16'), we obtain for N_1 and N_2 the values (17).

Introducing these last into (15) and determining for the various values of the optical thickness the functions φ_1 and φ_2 we obtain for $m_{abs} + 2 \lg M$ and $m_{abs} + 2.5 \lg \frac{M}{V \Delta R}$ numerical values.

We give here only the final results of the calculations as listed in Table I, from which, besides the indicated magnitudes, the values of radii R_1 and R_2 can be derived according to (6) and (9).

We must also remark that in calculating we used the approximations (B) the validity of which is directly evident from (12).

On the ground of the above it is not difficult to determine M and $\frac{M}{V \Delta R}$, which according to our notation represent the mass of the star's expanded outer layers, and, consequently, the mass of the envelope, since we are examining the case when this envelope is ejected instantaneously.

For this purpose let us see at what value of the optical thickness the luminosity of Nova attains its maximum in a given case. From the conditions of maximum we find the equations (18). Then, according to (17) and (18) we rewrite (15) as (19), from which we can see that the mass of the Nova's envelope M depends on its absolute magnitude at the time of maximum and if this last is known the first (mass) can be calculated directly. The results of those calculations are listed in Table III, the values $m_{(max)abs}$ being taken from Table II².

These results agree quite well with those obtained by other authors who determined the mass of the ejected envelope to be 2.7×10^{27} gr for the case of the increase of brightness by $11^m.0$.

Now let us see to what extent our light—curve (7) obtained theoretically agrees with the empirical one. Fig. 3 represents the light—curve as the function of the optical thickness τ ; it can be seen that at first the star's brightness increases with the decrease of the optical thickness and attains the maximum at a definite value of τ ($\tau = 1.18$) and then becomes fainter with the further decrease.

From Table I we can see also that the brightness of Nova does not vary uniformly with the change of the optical thickness τ . For instance in the mean of large values ($\tau > 10$) with a tenfold diminution of τ the brightness increases by $1^m.0$ in the first case and by $1^m.25$ in the second one, while near the maximum, the change being similar, the brightness increases only by $0^m.6$ and $0^m.3$, respectively. Thus, near the maximum the increase of brightness is 1.6 times smaller in the first case and 4 times in the second one, as compared to the stage nearest the outburst of Nova. In this bearing the functions φ_1 and φ_2 , especially φ_2 , give results which agree well qualitatively with observational data on the change of Nova's brightness. It is known that the increase of Nova's brightness sharply slows down near the maximum in comparison to the period

nearest the outburst. For example the brightness of Nova Persei 1901 was increasing during the first 27 hours by $0^m.3$ per hour and during the following 38 hours only by $0^m.07$ per hour. Thus the ratio of these magnitudes agrees almost exactly with the data given by function φ_2 . However, this quantitative agreement must be regarded as an exception; in general we can only point out the qualitative analogy and in this sense we do not almost find any exceptions among the Novae. It is true that the rates of the increase of brightness differ for different Novae but the ratio of the rates of the increase of brightness (at the begin of outburst and near the maximum) is for a given star always larger than a unit and almost always larger than the values given by our functions φ_1 and φ_2 . For example, for Nova Geminorum 1912 this ratio is quite large.

To facilitate the comparison of theoretical and empirical curves it is best to find the equations $m = \varphi_1(t)$ and $m = \varphi_2(t)$, i. e. the curves of the star's absolute magnitude expressed as a function of time. For this purpose the optical thickness τ should be expressed as a function of time (t) and therefore it is necessary to introduce definite values for velocities of the expanding gas. Let us remark that the displacement of spectral lines in the spectra of Novae gives different values for velocities of gas particles (the spectral lines having several absorption components) depending on the evolution phase of Nova. The maximum values³ of empirical velocities (v) are given in Table II.

Using the data given in this table and taking into account that the value of the envelope's outer radius at each given moment can be regarded as equal to the distance, which a gas particle passed from the beginning of the process till the corresponding moment, it is easy by means of $R = vt$ to substitute the independent variable τ by the variable t on the ground of (6) and (9) and, consequently, to obtain the curves: $L = \varphi_1(t)$ and $L = \varphi_2(t)$, i. e. the curves mentioned above.

We do not give here the table characterizing these curves because of the lack of space, but we must remark that these data can be easily derived from Table I. In Fig. 4 the theoretical (I) and empirical (II) curves are shown. It can be seen clearly that the two curves coincide till the maximum and also for a short time after it, but they diverge later.

Both curves show that the rate of the decrease of brightness after the main maximum is slower than the rate of increase of brightness before the maximum; however, the rate of the decrease indicated by the theoretical curve is much more rapid than that indicated by the empirical one.

Thus, our theoretical light-curve obtained on assumption of the constancy of the envelope's mass, while representing with sufficient approximation the characteristic features of the process of outburst till the maximum (the rapid increase of brightness, a relative slowing down of the increase near the maximum, one definite maximum) and partially after that (a sharp fall of the bright-

ness immediately after the maximum; a slower rate of decrease after the maximum than was the rate of increase before it) gives for the decrease of brightness a much more rapid rate than it is in reality. For example, according to the theoretical curve, the brightness of N Geminorum 1912 ought to decrease by $4^m.5$ within 40 hours after the main maximum; in reality it decreased from the main maximum till the next secondary one by $1^m.8$ within 6 days.

It is true that this is an extreme case but this discrepancy is characteristic qualitatively to each «outburst».

In view of this contradiction it may be supposed that the optical thickness of the envelope changes much slower than we could expect on the base of expansion velocities (Table II). Therefore we should not regard the formation of Nova as only an extension of the mass emitted instantaneously from the star's outer layers, the mass remaining constant; on the contrary we should think that the mass changes along with the radius of the envelope and therefore this last becomes transparent much slower after the maximum.

It follows then that the ejection of mass must be accompanied by a continuous outflow of matter. In that case the decrease of the star's brightness will be comparatively slow.

If this point of view is accepted it becomes possible to estimate the outflow mass, basing on the theory of the extended photosphere, analogously as it is done in the case of Wolf-Rayet stars.

Evidently we can write (20), where M is the mass of the star, ρ —the density, v —the velocity of the outflow and R_* —the value of the star's effective radius when the optical depth τ equals a unit and is defined by the equation (21), where c' is a constant the value of which is given by (5). On the other hand we have (22), where L_* is the luminosity of the star and $B = \sigma T_{eff}^4$. Then (20) together with (21) and (22) gives (23).

Introducing the terms $\left[\frac{L_*}{L_\odot}\right]^{1/2} = \psi(t)$ and taking into account that for the Sun $L_\odot = \pi BR_\odot^2$, we finally obtain (24), where A represents a constant for the given star, on the condition that v is constant, i. e. that the outflow is proceeding at a uniform rate. In calculating the integral (20) we took t from the moment of the maximum till the moment when the amplitude of fluctuation of brightness becomes insignificant, because after that moment the variation of brightness will less depend on the change of mass.

It is obvious that the different stars will attain this relative «quietness» within different intervals of time after the maximum. Therefore we took for different stars different limits of integration⁴.

Let us also remark that in integrating numerically, the interval of integration was equal to three days, beginning from the moment of maximum. The values of temperature and velocities used in the last method were utilized.

The results of calculations are listed in Table IV together with the limits of integration (t) and the ratios (μ) of the values obtained for the mass in these two cases.

The values obtained for the outflowing mass M should be considered as somewhat exaggerated, for we used in our calculations the maximum velocities (Table II). Nevertheless, this circumstance cannot alter substantially the order of quantities.

Now let us estimate the envelope's mass with the aid of forbidden lines appearing in the spectrum of Nova a few days (N Aquilae 1918) or, even, several months or years (N Pictoris 1925) after the maximum. In most cases these lines belong to the ions of light elements. Their intensity increases at first and attains a certain maximum, later they become fainter and disappear entirely.

If we take into account that the existence of forbidden transitions is connected with the small density of matter, the mentioned regular variations of intensity of forbidden lines could be explained as a result of the extension of the envelope.

We shall first examine that stage of the envelope's extension, when the envelope's density is still very great and interparticle collisions occur so often that the intervals of time between two successive secondary collisions is very small as compared to the lifetime of atoms in the state of excitation.

We can easily ascertain that in such case the ratio of the number of ions in the metastable state to that in the ground state does not depend on the density of matter, for the ions of the given sort are distributed after their states almost according to Boltzmann's law.

During the extension of the gas envelope its density is gradually decreasing and, consequently, according to the theory of ionization, the number of ions of the kind examined increases. Therefore the ratio of the number of ions in the metastable state to that in the ground state being constant, the intensity of the examined forbidden lines must increase. Finally, at the limit of ionization the lines must show the maximum intensity. A further expansion diminishes the density of the envelope in such an extent, that collisions become too rare, the excitation of ions occurs more seldom, the intensity must gradually fall and the line can eventually disappear.

Thus, it is clear that the maximum of intensity of a given forbidden line must take place at a definite moment corresponding to a definite density of the envelope.

To calculate the value of this density we take the nebular lines $\lambda 5006.80$ and $\lambda 4958.91$ corresponding to the doubly ionized oxygen. Let n_1^{++} be the number of doubly ionized oxygen atoms in the ground state per unit of volume and n_2^{++} that in the metastable state; then, disregarding the induced transitions we can write (25), where $A_{2 \rightarrow 1}$ is the probability coefficient

cient of a spontaneous transition $2 \rightarrow 1$, $b_{1 \rightarrow 2}$ is the probability of primary collision and $a_{2 \rightarrow 1}$ that of the secondary one.

Let I be the total quantity of energy radiated by the envelope in the examined lines. It is evident that the amount of energy emitted by a unit of volume will be $h\nu A_{2 \rightarrow 1} n_2^{++}$ and therefore we obtain the equation (26), where R is the radius of the envelope.

As $b_{1 \rightarrow 2} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{h\nu}{kT}} a_{2 \rightarrow 1}$ and $a_{2 \rightarrow 1}$ is proportional to the velocity of free electrons (v_e) and to their total number (n_e) and also to the cross section (σ) of the atoms, then, if we assume for the sake of simplicity that on the average to each atom corresponds one free electron, we find (27), where ρ is the density and m —the mean mass of the atom.

Basing upon (25) and (27) the equation (26) will be rewritten as (28), where the constant N is defined by (28'). According to the formula of ionization we have (28''), where W is the dilution factor and χ —the ionization potential. The factor δ is the function of temperature alone.

On the other hand the total quantity of the oxygen atoms in all states is constant and if we disregard the number of the neutral atoms and that of the thrice ionized ones we shall obtain (28'''). Then, from (28''') and (28'') we derive (29).

As the envelope is undergoing expansion the dilution factor will be variable; let us express it through the mean density.

If R is the radius of the envelope and r —the distance from the surface of the star to a certain point of the envelope, the equations (30) will always be existing, where c and k are constant coefficients of proportionality.

Therefore, $\frac{\rho}{W} = \frac{4}{R_0^2} k^2 c^2 \rho^{1/2}$, whence for (29) we find (31), where γ is defined by (31'). Taking into account (25) we can write the inequality (D).

As the right part of this inequality is usually less than a unit we can accept that the number of doubly ionized atoms in the ground state is much larger than that of the doubly ionized atoms in the second state. Therefore, it can be approximately accepted that the total number of doubly ionized atoms is comparable to the number of doubly ionized atoms in the ground state, i. e. $n^{++} \approx n_1^{++}$. Therefore, on the ground of (31) the formula (28) will take the form (32).

From the conditions of the maximum $\frac{dI}{dt} = 0$ taking into account (30) we get (33), where α_1 and α_2 are defined by (33').

The solution of this quadratic equation represents the value of the envelope's mean density for an entirely definite moment at which the maximum intensity of forbidden lines (OIII) is reached.

However, for the numerical solution of (33) it is necessary to determine the coefficients of the equation. In calculating we used the mean «typical» values (E), where χ is the ionization potential, v —the velocity of expansion, more precisely, the velocity of the outward motion of the gas particles from

the star's surface into the space, t —the time from the maximum of brightness to the moment of the maximum intensity of spectral lines λ 5006.80 and λ 4958.91, corresponding to the metastable state 1D_2 and $1/A$ the lifetime of atoms⁵ in the state 1D_2 . According to (27), (28'') and (33') we obtain finally (F), because in calculating the value of ρ we neglected α_1^2 as being too small in respect to α_2 .

Among the initial quantities the value of temperature, the velocity of extension and the moment, when the maximum begins are the most important. The values as introduced by us cannot be regarded as accurate: they are only the more probable mean values, confirmed, moreover, by the spectroscopic data concerning the examined «typical» Novae. The inevitable errors, committed when normalizing these values ought not to influence the order of magnitude because, the influence being of a general character, a certain compensation of errors will take place.

Unfortunately, it is most difficult to determine on the basis of observational material the moment of the maximum intensity of spectral lines, for the ordinary visual estimations of emission lines express rather the existing contrast between the emission lines and the continuous spectrum than the absolute intensity of the lines in units invariable in time. Therefore, the value of density obtained should be considered only as an approximate one. If we take into consideration that the thickness of the envelope cannot exceed $v t$, then for the mass of the envelope we obtain the limiting value 3.73×10^{30} gr, which agrees well with the data given in Table IV.

If we make similar calculations for N Pictoris 1925 and take into account that the velocity of expansion on the average does not exceed 450—500 km/sec and that the maximum intensity of spectral lines λ 5006.80 and λ 4958.91 occurred approximately towards the end of February⁶ 1926, we obtain for the envelope's mass 4.7×10^{29} gr, which approaches sufficiently the value obtained by another method (based on the assumption of a continuous outflow).

Conclusions. Thus, we estimated by means of three independent methods the mass ejected during the outburst of Nova and forming afterwards a gaseous envelope around it.

The comparison of values obtained confirms that the assumption of an ejection during the process of outburst from the surface of the star of a finite amount of the mass accounts satisfactorily for the main maximum and for the rapid and sharp fall of brightness immediately after it.

The amount of this mass depends upon the absolute magnitude of the star at the time of maximum (19).

However, the empirical velocities of the decrease of brightness after the main maximum cannot be accounted for fully by the assumption of an envelope consisting of a definite amount of gas, separated from the outer layers

of the star as a result of an eruption—like instantaneous ejection, for in this case the decrease of the brightness ought to be much more rapid than it is in reality.

We must suppose that this circumstance is caused by a much slower diminution of the optical thickness of the envelope than it would have been if the mass ejected instantaneously remained constant during the following expansion of the envelope. Therefore, we must think that the instantaneous ejection is accompanied by a continuous outflow of matter from the star's surface into the space. The plausibility of this assumption follows also from the fact that the values of the envelope's mass obtained by means of spectroscopic observations and by the method based on the assumption of a continuous outflow of matter, agree fairly well and also from the circumstance that after the outburst the «late Novae» acquire the spectrum inherent to the Wolf-Rayet type stars⁷ the characteristic peculiarities of which are due, according to the present-day theory, to a continuous outflow of matter from the star's surface into space.

The existence of the secondary maximum gives us ground to believe that after the main maximum apart from the continuous outflow, an eruption-like ejection of matter takes place although with a much lesser strength than during the main maximum.

If we compare the values obtained for masses on the assumption of a continuous outflow with reference to the absolute magnitude of Novae before the outburst, we may conclude that the ejected mass is related not only to the amplitude of the fluctuation of brightness but also to the values of brightness which the stars had before the outburst.

Actually, for N Aquilae 1918 the amplitude of fluctuation of its brightness being $11^m.8$, we obtain a mass about hundred times larger than for N Cygni 1920 and N Persae 1901, their amplitudes being $13^m.0$ and $13^m.8$, respectively.

In general such comparisons show that the ejected mass is the least for those stars which are the faintest before the outburst.

This «economy» of fainter stars indicates that between the initial and ejected masses a certain relation must exist, an assumption which cannot be considered as unnatural, although the character of this relation remains as yet unknown.

The formation of nebulous envelopes around Novae after the maximum of brightness, creates a certain geometrical similarity in the space between the Novae and planetary nebulae. However, this similarity is of a very short duration because of the comparatively rapid dispersion of the Nova's envelope in the space.

We can suppose that among other conditions which secure the relative stability of the envelopes of planetary nebulae one of the most important is the amount of the mass.

In fact if we start from our results (Table IV) and take into account that the mass of the envelope of planetary nebulae has an approximate value⁸ of 10^{31} gr, we actually find a considerable difference (of the order of 10^2 — 10^3) between the masses.

If we assume the mechanism of the formation of envelopes around planetary nebulae and Novae to be identical and also that the amount of the envelope's mass is of considerable importance for the period of evolution of those cosmic objects it will be possible to show (19) that the absolute brightness of Nova which supposedly produced the planetary nebula ought to attain 15^m at maximum. Let us also remark that not a single typical Nova of our galaxy did preserve an envelope nor did it produce any planetary nebula. Thus, it follows that the planetary nebulae could have been formed exclusively in the process of outburst of super-Novae if these two cosmic phenomena are at all connected in any way. As we know not a single super-Nova has been registered in our galaxy up to the very present time, except the Nova of 1572 observed by Tycho Brahe, the data concerning which are incomplete and doubtful.

The formation of any new planetary nebula has not been registered either and this seems to be natural if we consider them to be the products of the outburst of super-Novae.

On the other hand purely statistical considerations suggest that the outburst of super-Novae is brought about by certain specific circumstances (or by a combination of them) the existence of which is not necessary for the formation of usual typical Novae.

Thus, if we accept, even, that the mechanism of the formation of Novae (explosion—like ejection of the mass accompanied by a continuous outflow) is identical to that of planetary nebulae we should still discern between the dynamics of these two phenomena.

December, 1936.