

## مدلی برای ساختار دینامیکی و یونیدگی سحابی سیاره‌نمای (IC ۴۱۸)

جمشیدقنبری، بخش فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد  
علیرضاخصالی، بخش فیزیک، دانشگاه مازندران

تاریخ دریافت: ۲۵ مردادماه ۷۵ دریافت نسخه نهایی: ۲۵ آبان‌ماه ۷۵ پذیرش برای انتشار: ۲۷ آذرماه ۷۵

**چکیده:** با ارائه مدل دوپاد ستاره‌ای و یک تابع توزیع چگالی وابسته به عکس مجذور فاصله، ساختار دینامیکی و یونیدگی سحابی سیاره‌نمای IC ۴۱۸ را مطالعه کردیم. باد سریعی با انرژی مکانیکی  $10^{34} \text{ ergs}^{-1} \times 2.34$  با ابربادی با آهنگ جرمی  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$  و سرعت ۱۰ کیلومتر بر ثانیه برخورد می‌کند، و محیط متراکم درخشانی را به وجود می‌آورد. در این مدل، سرعت انبساط خطوط طیفی OI برابر با ۱۱ کیلومتر بر ثانیه، و برای خطوط طیفی HI برابر با ۱۰٫۵ کیلومتر بر ثانیه پیش‌بینی می‌شود. عمر دینامیکی ۱۰۳۳ سال برای سحابی توافق خوبی با عمر تحولی ستاره بعد از برخورد دو باد ستاره‌ای دارد، که به درخشندگی  $1125 L_{\odot}$  برای ستاره مرکزی، و جرم  $0.05 M_{\odot}$  برای سحابی منجر می‌شود.

### مقدمه

باتابشهای گوناگون به محیط درخشانی بدل می‌شود که تشکیل یک سحابی سیاره‌نما را می‌دهد. محیط b دارای یک فشار همگن است که به مرور زمان کاهش می‌یابد. چون زمان لازم برای تابشی که باعث سرد شدن محیط می‌شود خیلی زیاد است، از این رو، از این تابش در ناحیه b صرف‌نظر می‌کنیم. بنابراین، کاری که گاز بر روی محیط اطراف انجام می‌دهد، و همین طور آهنگ انرژی از طریق ضربه  $S_p$  انرژی کل این ناحیه را تأمین می‌کند. سرعت انبساط این ناحیه کم‌تر از سرعت صوت در آن است، از این رو، انرژی در آن فقط به صورت گرمایی منتشر می‌شود. تراکم گاز در پشت ضربه  $S_p$  سبب می‌شود که در برخورد های برانگیختگی یونهای مثل  $O^{++}$  یا  $N^{++}$  بالکترونهای آزاد، تابشهایی گسیل شوند که از عوامل اصلی در سرد شدن ناحیه c به حساب می‌آیند. به همین دلیل، دمای این ناحیه بسیار کمتر از ناحیه b است (حدود ۱۰۰۰۰ درجه کلوین). ناحیه a شامل باد سریع ستاره‌ای فاقد ضربه  $S_p$  و ناحیه d شامل ابرباد فاقد ضربه  $S_p$  است.

ایده شکل‌گیری سحابیهای سیاره‌نما از لایه‌های بیرونی جو ستارگان غول سرخ، به شکلو سکی (۱۹۵۶) برمی‌گردد. ستارگان مرکزی این سحابیها، دارای دمای سطحی ۵۰۰۰۰ تا ۳۰۰۰۰۰ درجه کلوین، و قدر مطلق ۵- تا ۳- هستند. چگالی این سحابیها با جرمی بین ۱۰۰۰۰ تا ۱ برابر جرم خورشیدی، برابر عددی بین ۵۰۰ تا ۱۰۰۰۰ ذره در هر سانتی متر مکعب است.

بادهای ستاره‌ای اساس مدل‌هایی هستند که برای بررسی دینامیک این سحابیها ارائه می‌شود [کان، ۱۹۸۳]: در اینجا، از مدل توزیع کروی ماده، برای ابرباد با سرعت ۱۰ کیلومتر بر ثانیه، و باد سریع با سرعت ۲۰۰۰ کیلومتر بر ثانیه استفاده کرده‌ایم. از برخورد باد سریع با ابرباد، چهار ناحیه متمایز در اطراف محیط ستاره به وجود می‌آید، که در شکل ۱ با a، b، c و d مشخص شده‌اند. در این محیط دو موج ضربه‌ای  $S_1$  و  $S_p$  به طرف داخل و به طرف خارج وجود دارد، که ناحیه b با عدد ماخ بسیار بالا با ضربه قوی به محیط بی‌دررو و بادمای

### ارائه مدل

چون تابع چگالی پوش غول سرخ زمینه اصلی برای مطالعه شکل سحابیهای سیاره‌ای است، در حالت کلی این شکل‌شناسی دوبعدی می‌تواند به کمک یک توزیع چگالی غیرکروی توصیف شود. با توجه به ساختار کروی IC ۴۱۸ در خطوط طیفی مختلف [بالیک،

$$T_s = \frac{3}{32} \left\{ \frac{m_H V_*^2}{k} \right\} \cong 4 \times 10^4 \text{ K}$$

تبدیل می‌شود [دایسون، ۱۹۸۰]. محیط داغ b سبب جلو راندن محیط فشرده c (سحابی سیاره‌نما) می‌شود. محیط c با چگالی بسیار زیادتر از محیط b و با جذب فوتونهای فرابنفش ستاره مرکزی،

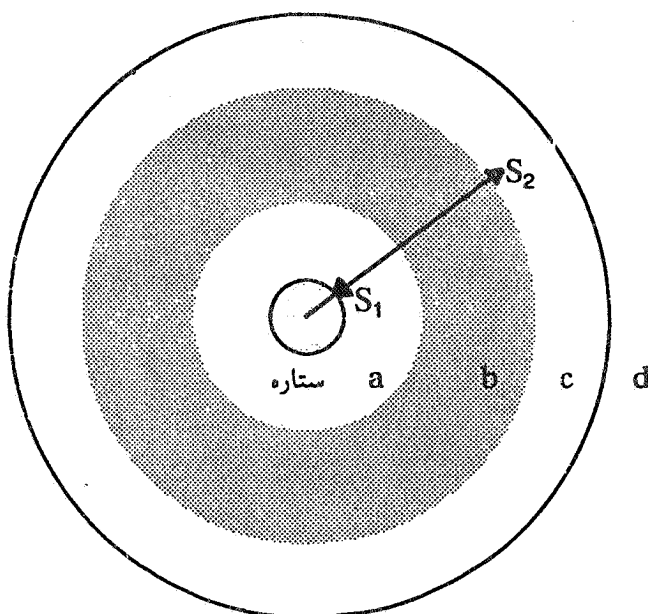
۱۹۸۷] (شکل ۲)، از تابع چگالی با توزیع کروی

$$P_w \dot{t}^3 + \Delta P_w t^3 = \frac{L_w}{2\pi A^2} \quad (V)$$

$$\rho(r) \frac{m_{sw}^{\dot{}}}{4\pi R^2 V_{sw}} \quad (1)$$

طرف دوم رابطه (V) ثابت است، پس هر جمله از طرف چپ نیز باید ثابت باشد، و در نتیجه می توان نتیجه گرفت که

$$P_w \propto \frac{1}{t^3}$$



شکل ۱. نمایی از برخورد دو باد ستاره ای جهت شکل گیری ضربات \$S\_1\$ و \$S\_2\$ و محیطهای چهارگانه a, b, c و d

برای ابرباد استفاده می کنیم که در آن \$m\_{sw}\$ آهنگ وزش ماده با سرعت \$V\_{sw}\$ است. پس از قطع ابرباد و شروع باد سریع با آهنگ وزش \$m\_{fw} \cong 10^{-7} - 10^{-8} M\_{\odot} yr^{-1}\$ و سرعت منطقه ای در اطراف ستاره مرکزی به وجود می آید. اگر از تقرب پیشنهاد شده توسط دایسون [۱۹۷۷]، که بنابراین پوسته سحابی نازک است و توسط فشار باد ستاره ای ضربه دیده \$P\_w\$ ناحیه b رانده می شود استفاده کنیم، می توان دینامیک مواد سحابی را مورد مطالعه قرارداد. البته از فشار لبه نیز که بر مبنای محاسبات لیانی (۱۹۸۲) ناسچیزاست، در محاسبات صرف نظر می شود. برای یک عنصر جرم \$dM\_s\$ از پوسته و سرعت شعاعی \$R\_s\$، در زمان \$t\$ معادله حرکت شعاعی مواد پوسته سحابی به صورت زیر است

$$\frac{d}{dt} [(R_s^{\dot{}} - V_{sw}) dM_s] = P_w dA_s \quad (2)$$

که در آن \$dA\_s\$ عنصر سطح از پوسته است. چون سهم باد سریع در جاری شدن جرم نسبت به سهم ابرباد ناسچیزاست، آهنگ جریان ماده در پوسته برابر است با

$$\frac{d}{dt} (dM_s) = \rho(r) \{R_s^{\dot{}} - V_{sw}\} dA_s \quad (3)$$

ترکیب معادله های (۲) و (۳) نتیجه می دهد

$$\frac{dM_s}{dA_s} \ddot{R}_s + \rho(r) \{R_s^{\dot{}} - V_{sw}\}^2 = P_w \quad (4)$$

به علت این که انرژی خروجی از ناحیه b تقریباً به طور کامل به شکل گرمایی است، می توان از انرژی گرمایی در یکای حجم یک گاز تک اتمی که ۱.۵ برابر فشار گاز است، استفاده کرد و پایستگی انرژی را به صورت زیر نوشت

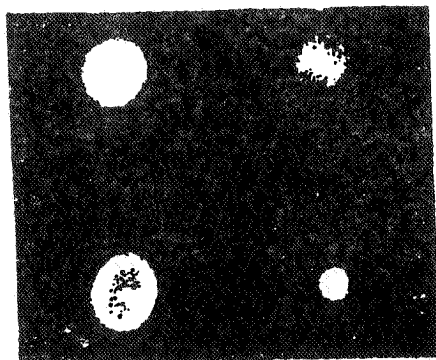
$$\frac{d}{dt} (\frac{3}{2} P_w V) = L_w - P_w \frac{dV}{dt} \quad (5)$$

که در آن \$V\$ حجم ناحیه b، و \$L\_w\$ آهنگ انرژی مکانیکی باد سریع است. چون \$V = \frac{4}{3} \pi R\_s^3\$، می توان رابطه (۵) را به صورت زیر درآورد

$$2\pi R_s^2 P_w^{\dot{}} + 10\pi P_w R_s^2 R_s^{\dot{}} = L_w \quad (6)$$

اگر در لحظات اولیه یک حل همانی \$R\_s = At\$ (ثابت A) انتخاب کنیم، داریم

H $\alpha$	(OIII)
(NII)	HeII



شکل ۲. عکسهایی از سیاره نمای IC ۴۱۸ در طول موجهای مختلف. جدول بالای عکس، مشخصات عکسها را نشان می دهد.

و گاز به طور کامل سرد نمی شود. به ازای  $\lambda = 3$ ،  $q = 4 \times 10^{32}$ ،  $m_{fw} = 1.8 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ،  $V_{sw} = 10 \text{ kms}^{-1}$  و  $V_{fw} = 2000 \text{ kms}^{-1}$  نتیجه می شود که  $t_c = 37 \text{ yr}$  که این مقدار می تواند حد پایین مقیاس زمانی  $\tau$  باشد. با توجه به کوچکی  $\tau$  نسبت به مقیاس زمانی دینامیکی سحابی (۱۰۰۰۰ سال)، می توان از آن در معادله حرکت صرف نظر کرد. البته  $\tau$  می تواند حد بالایی برابر با مقیاس زمانی دینامیکی سحابی، یعنی ۱۰۰۰۰ سال داشته باشد، که در این صورت، در ساختار سحابی تأثیر می گذارد. از این کمیت می توان برای بررسی میزان تطابق مشاهدات با نتایج محاسبات مدلها، به عنوان یک پارامتر استفاده کرد.

ما در مدل خود مقادیر  $m = 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{yr}^{-1}$ ،  $V_{sw} \cong 10 \text{ kms}^{-1}$ ،  $V_{fw} = 2000 \text{ kms}^{-1}$  را در نظر می گیریم که با صرف نظر کردن از  $\tau$  عملاً  $t_c = 0$  و  $R_s$  صرف نظر کردنی خواهد بود. با استفاده از شرایط اولیه، داریم

$$L_w = \frac{3}{\lambda} \lambda (\lambda - 1)^2 m_{sw}^{\circ} V_{sw}^2$$

چون سرعت ضربه موج  $S_p$  از سرعت مواد ناحیه  $a$  بیشتر است (حدود ۱۰ کیلومتر بر ثانیه) و انرژی صرفاً به صورت تابش کاهش می یابد، می توان چگالی گاز یونیده در ناحیه  $c$  را به شکل زیر حساب کرد

$$\rho_i C_i^2 = \rho (R_s^{\circ} - V_{sw})^2 \quad (14)$$

که در آن  $C_i$  سرعت صوت در دمای سحابی است.

### اثرات تابش یوننده

ابتدا باید ضخامت پوسته را محاسبه کرد. چون قسمت عمده جرم مواد ناحیه  $c$  را هیدروژن تشکیل می دهد که بر اثر تابش ستاره مرکزی کاملاً یونیده اند، آنگاه ترکیب مجدد یونهای  $H^+$  برابر است با

$$N_R^{\circ} = 4 \pi R_s^2 t_s \gamma n_s^2 \quad (15)$$

که در آن  $t_s$  ضخامت پوسته،  $n_s$  چگالی عددی یونهای  $H^+$  در پوسته و  $\gamma$  ضریب ترکیب مجدد است. پایستگی جرم در پوسته، ضخامت پوسته  $t_s$  را از معادله (۳) به دست می دهد که با قرار دادن در (۱۴)، نتیجه می شود

$$N_R^{\circ} = 7.38 \times 10^{57} \left( \frac{\lambda - 1}{\lambda} \right)^{7/3} \frac{L_{\odot}^{1/2} V_{sw}^{-5/3} m_{\odot}^{5/3}}{t} \quad (16)$$

### حل مسئله

اگر ابرباد در زمان  $t = -\tau - t_c$  شروع به وزیدن کند و  $\tau$  سال بعد به دنبال یک تغییر فیزیکی یک باد سریع بوزد، دو باد در زمان  $t = 0$  به هم برخورد خواهند کرد. مقیاس زمانی  $t_c$  از رابطه زیر به دست می آید

$$t_c = \frac{R_{fg} + V_{sw} \tau}{V_{fw} - V_{sw}} \quad (8)$$

در آن  $R_{fg}$  شعاع غول سرخ و تقریباً ۱۰۰ برابر شعاع خورشید است. در حل همانی

$$R_s = R_{\odot} + \lambda V_{sw} t$$

$$R_{\odot} = R_{fg} + V_{sw} (\tau + t_c) \quad (9)$$

$$R_s = \lambda V_{sw} t$$

برای زمانهای اولیه،  $R_s$  شعاع پوسته در لحظه  $t = 0$  و  $\lambda$  پارامتری است که سرعت اولیه پوسته را معین می کند. چون  $V_{fw} \gg V_{sw}$  داریم

$$R_{\odot} = R_{fg} + V_{sw} \left( \tau + \frac{R_{fg} + V_{sw} \tau}{V_{fw} - V_{sw}} \right) \quad (10)$$

$$R_{\odot} \cong V_{sw} \tau$$

که حتی به ازای مقادیر کوچک  $\tau$ ، داریم  $R_{\odot} \gg R_{fg}$ . چنانچه مقادیر اولیه  $R_s$ ،  $R_{\odot}$  و چگالی پیشنهادی را در رابطه (۴) قرار دهیم، به دست می آوریم

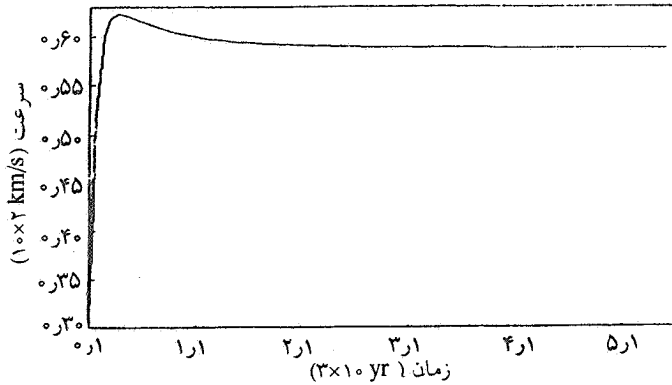
$$P_w = \frac{\{(\lambda - 1) / \lambda\}^2 m_{sw}^{\circ}}{4 \pi V_{sw} t^2} \quad (11)$$

از ترکیب معادله های (۳)، (۴) و (۱۱) می توان به روش رانج - کوتا، معادله حرکت را به طور عددی حل کرد (آرفکن، ۱۹۸۵). به علت بی دررو بودن محیط  $b$ ، می توان از پیشنهاد کان (۱۹۷۶) برای مقیاس زمانی ( $t_c$ ) سرد شدن این محیط استفاده کرد.

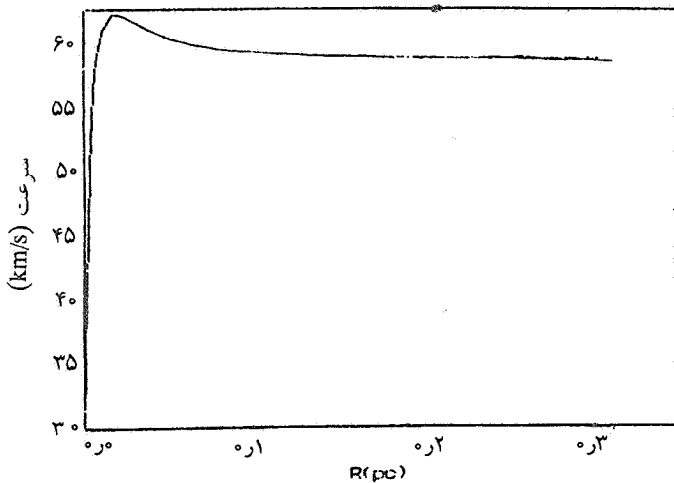
$$t_c = \frac{P_w^{2/3}}{q \rho^{5/3}} \quad (12)$$

که در آن  $q$  یک ثابت است. اگر  $q t_c \gg \frac{P_w^{2/3}}{q \rho^{5/3}}$ ، آنگاه

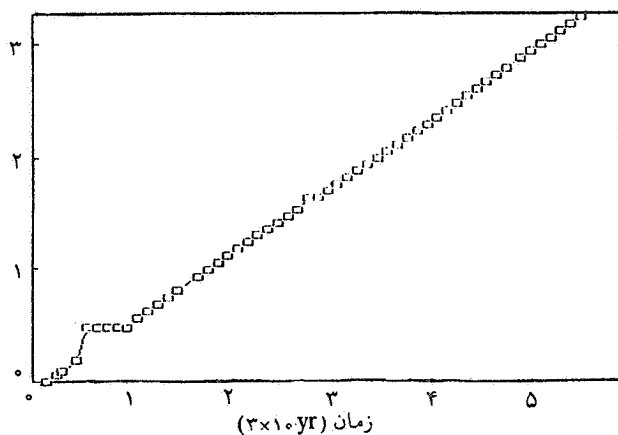
$$t_c \gg \frac{20 m_{fw}^{\circ} q}{\lambda^2 V_{sw}^2 V_{fw}^2} \quad (13)$$



شکل ۳. نمودار سرعت برحسب زمان تحول دینامیکی سحابی سیاره‌نما. محور افقی برحسب ۱۰۰۰ سال و محور عمودی برحسب ۱۰۰ کیلومتر بر ثانیه است.



شکل ۴. نمودار سرعت پوسته برحسب شعاع پوسته. محور افقی شعاع برحسب دهم پارسک و محور قائم سرعت برحسب  $\text{kms}^{-1}$  است.



شکل ۵. نمودار شعاع سحابی سیاره‌نما برحسب زمان دینامیکی سحابی. محور افقی برحسب ۱۰۰۰ سال و محور عمودی برحسب یک دهم پارسک است.

که در آن  $V_{10}$  سرعت ابرباد در یکای  $10 \text{ kms}^{-1}$ ،  $m_8$  آهنگ وزش ابرباد در یکای  $10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ ، و  $L_{35}$  آهنگ وزش انرژی باد سریع در یکای  $10^{35} \text{ ergs}^{-1}$  است.

اگر  $S_{F6}$  تعداد فوتونهای فرابنفشی باشد که ستاره مرکزی در هرثانیه گسیل می‌کند، برای  $N_R/S_* < 1$  پوسته کاملاً یونیده می‌شود و در نتیجه جبهه یونیدگی از پوسته جلو می‌افتد. به‌ازای  $N_R/S_* = 1$  به مقیاس زمانی بحرانی  $(t_c)$  دست می‌یابیم:

$$t_c = 2.34 \times 10^4 \left( \frac{\lambda - 1}{\lambda} \right)^{1/3} \frac{L_{35}^{1/3} V_{10}^{5/3} m_8^{5/3}}{S_{F6}} \quad (17)$$

که در آن  $S_{F6}$  تعداد فوتونهای تابیده درثانیه در واحد  $10^{46}$  است. اگر زمان تحول سحابی بزرگتر از  $t_c$  باشد، پوسته کاملاً یونیده است. برای شعاع  $(R_*)$  و دمای مؤثر  $(T_{\text{eff}})$  ستاره مرکزی و با انتخاب مدل تابش جسم سیاه، می‌توان تعداد فوتونهای یوننده لازم با بسامد پیش‌ازحد لیمان HI، را به صورت زیر حساب کرد

$$S_* = \int_{\nu_H}^{\infty} \frac{4\pi L_{\nu}}{hv} d\nu = \frac{15LG}{\pi^2 KT_{\text{eff}}}$$

$$G = \int_{\chi_H}^{\infty} \chi^{\gamma} (e^{\chi} - 1) d\chi \quad (18)$$

$$\chi_H = \frac{h\nu_H}{4\pi KT_{\text{eff}}}$$

### بررسی ساختار IC ۴۱۸

این سحابی برحسب نمادگذاری پیریگ (۲۴۱-۲۱۵) است و بالیک (۱۹۸۷) آن را گرد نامگذاری کرده و برطبق طبقه‌بندی پوتش (۱۹۸۴)، درگروه ۳ واقع است و مشخصات سماوی آن  $(15'', 44', -12^{\circ})$  و  $(5^{\text{h}}, 25^{\text{m}}, 10^{\text{s}})$  است. ستاره مرکزی با دمای مؤثر  $36000$  درجه کلوین به فاصله  $0.6$  پارسک از سحابی واقع است.

باانتخاب پارامترهای قبل و حل عددی معادلات حرکت، منحنیهای سرعت برحسب زمان و شعاع، و شعاع سحابی بر حسب زمان در شکلهای ۳، ۴ و ۵ نشان داده شده‌اند.

رفتار سرعت برحسب زمان مبین یک حرکت شتابدار افزایشی در زمانهای اولیه است که به علت کم بودن جرم سحابی قابل توجیه است. وقتی جرم سحابی زیاد می‌شود، سرعت سحابی باانتخاب پارامترهای قبل به مقدار یکنواخت  $60$  کیلومتربرثانیه می‌رسد.

برای بررسی صحت مدل ارائه شده، باید شدت خطوط طیفی تابیده از سحابی را محاسبه و با نتایج مشاهدات مقایسه کرد. ابتدا از فراوانی عددی عناصرکه توسط پوتش (۱۹۸۴) برای IC ۴۱۸ داده شده است استفاده می‌کنیم:

### محاسبه عمر دینامیکی، فاصله سحابی و درخشانی ستاره مرکزی

فاصله تا IC۴۱۸ به خوبی مشخص نشده است. شکلو سکی (۱۹۵۶) با فرض ثابت ماندن جرم یونیده سحابیها رابطه ای ارائه داده است که کان و کاهلر (۱۹۷۱) با استفاده از این رابطه فاصله ۱٫۸ کیلوپارسک را برای این سحابی به دست آورده اند. پوتش (۱۹۸۴) از روش مساوی قرار دادن چگالی شار خطوط ممنوع و چگالی شار خطوط ترکیب مجدد به فاصله ۰٫۴۲ کیلوپارسک دست یافت.

چگالی ستونی هیدروژن خنثی در جهت IC۴۱۸ برابر  $10^{21} \text{ cm}^{-2}$  به دست می آید (هیلز، ۱۹۷۵). از طرف دیگر اگر این گاز را با دمای نمونه  $100 \text{ K}$  (دمای گاز بین ستاره ای) در نظر بگیریم با انتگرال گیری عمق نوری در امتداد خط دید، چگالی ستونی هیدروژن  $1 \times 10^{21}$  بر سانتیمتر مربع به دست می آید. مقایسه دو چگالی ستونی نشان می دهد که سحابی IC۴۱۸ در فاصله بسیار نزدیکی پشت هیدروژنهای میان ستاره ای قرار دارد.

لزوم این که سحابی IC۴۱۸ خارج از ۹۰٪ گاز بین ستاره ای واقع شود مبین فاصله ای معادل با  $1 \text{ kpc}$  است (جکسون و کلرمن، ۱۹۷۴). در واقع این فاصله برابر میانگین ۱٫۸ و ۰٫۴۲ کیلوپارسک است. در نتیجه  $d$  را برابر یک کیلوپارسک انتخاب می کنیم.

اکنون اگر چگالی مشاهده ای الکترون  $N_e = 14000 \text{ cm}^{-3}$  (پوتش، ۱۹۸۴) را با چگالی ارائه شده توسط مدل مقایسه کنیم به شعاع  $0.6 \text{ pc}$  و در نتیجه به عمر دینامیکی  $(t_{\text{dyn}}) = 1033$  سال دست می یابیم.

با انتخاب تابش جسم سیاه با شار  $\Pi B_\nu$  در سطح ستاره، شار ستاره در فاصله  $d$  برابر است با

$$F_\nu = \Pi B_\nu \left(\frac{R_*}{d}\right)^2 \quad (21)$$

که درخشانی ستاره بر حسب شار  $F_\nu$  به صورت زیر خواهد بود

$$\frac{L_*}{L_\odot} = 4.74 \times 10^{-22} D^2 \lambda^5 F_\nu T_{\text{eff}}^4 \left\{ \exp\left(\frac{1.4388 \times 10^4}{\lambda T_{\text{eff}}}\right) - 1 \right\} \quad (22)$$

$$F_\nu = C \times 10^{-0.4m} \quad (23)$$

که در آن  $m$  قدرمربی اصلاح شده برای سرخ گرایی در امتداد دید و برابر ۹٫۹۳ است و  $C$  ثابت درجه بندی است که در طول موج ۵۴۰۰ آنگستروم از تصحیح شار  $L\nu\alpha$  به دست می آید (توگ و همکاران، ۱۹۷۷). با اعمال  $m = 9.93$  جهت فاصله  $d = 1 \text{ kpc}$ ، درخشانی ستاره مرکزی ۱۱۲۵ برابر درخشانی خورشید می شود که بادمای مؤثر  $36000 \text{ K}$ ، شعاع ستاره ۱٫۰۳ برابر شعاع خورشید خواهد شد.

$$\frac{\text{He}}{\text{H}} = 0.1$$

$$\frac{\text{N}}{\text{H}} = 8.4 \times 10^{-5}$$

$$\frac{\text{O}}{\text{H}} = 4.2 \times 10^{-4}$$

$$\frac{\text{S}}{\text{H}} = 4.8 \times 10^{-6}$$

$$\frac{\text{C}}{\text{H}} = 7 \times 10^{-4}$$

$$\frac{\text{Ne}}{\text{H}} = 6.6 \times 10^{-5}$$

کسر یونی عناصر گوناگون را از تعادل فوتو یونیدگی محاسبه می کنیم، که مثلاً برای هلیوم یک باریونیده به صورت زیر است

$$N_{\text{HeI}} \int_0^\infty \left[ \frac{4\pi J}{h\nu} \right] \alpha_\nu d\nu = N_e N_{\text{HeII}} \gamma(T) \quad (19)$$

در اینجا  $\gamma(T)$  ضریب ترکیب مجدد و  $\alpha_\nu$  سطح مقطع برخورد در بسامد  $\nu$  است.

با توجه به این که دمای بیشتر سحابیها بین ۸۰۰۰ تا ۲۰۰۰۰ درجه کلوین تغییر می کند (استربراک، ۱۹۷۴)، ابتدا دمای نمونه را برابر ۱۰۰۰۰ درجه کلوین انتخاب می کنیم و سپس آن را در رابطه تعادل انرژی فرودی حاصل از فوتو یونیدگی با انرژیهای سردشوندگی محیط، نظیر ترکیب مجدد و برخورد تحریکی قرار می دهیم تا دمای تعادل رابه دست آوریم. به علت اینکه نتایج مشاهدات شدتهای خطوط  $\text{HeII}$ ،  $\text{H}\beta$ ،  $[\text{OIII}]$ ،  $[\text{NII}]$  روی تمام حجم سحابی IC۴۱۸ را در دسترس داریم، برای محاسبه شدت این خطوط باید از انتگرالهای حجمی زیر روی تمام حجم سحابی استفاده کنیم:

$$I_{\text{H}\beta} = h\nu_{\text{H}\beta} \int N_e N_{\text{H}^+} \gamma_{\text{H}} dV$$

$$I_{\text{HeII}} = h\nu_{\text{HeII}} \int N_e N_{\text{He}^{++}} \gamma_{\text{H}} dV \quad (20)$$

$$I_{[\text{OIII}]} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{\text{O}^{++}} \int N_e N_{\text{O}^{++}} q_{\text{O}^{++}} dV$$

$$I_{[\text{NII}]} = \frac{1}{4\pi} h\nu_{\text{N}^+} \int N_e N_{\text{N}^+} q_{\text{N}^+} dV$$

در مقیاس  $I_{\text{H}\beta} = 100$ ، نتیجه محاسبات نشان می دهد که

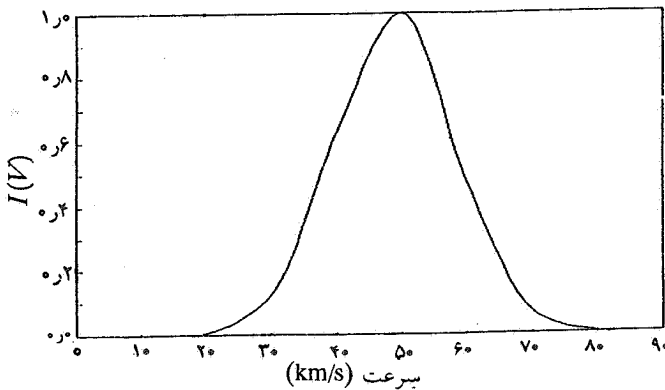
$$I_{\text{HeI}} = 3.3, I_{[\text{OIII}]} = 0.003, I_{[\text{NII}]} = 0.02$$

که در آن  $I_{[\text{HeI}]}$  و  $I_{[\text{NII}]}$  با داده های مشاهده ای توافق بسیار خوبی دارند (جدول ۱). به علت اینکه مدل به فراوانی عناصر O و N حساس است، امکان تطبیق همزمان بین مشاهدات و محاسبات شدت خطوط این دو عنصر عملی نیست، از این رو، سعی شده است تا با انتخاب فراوانی مناسب از تطبیق صورت بگیرد.

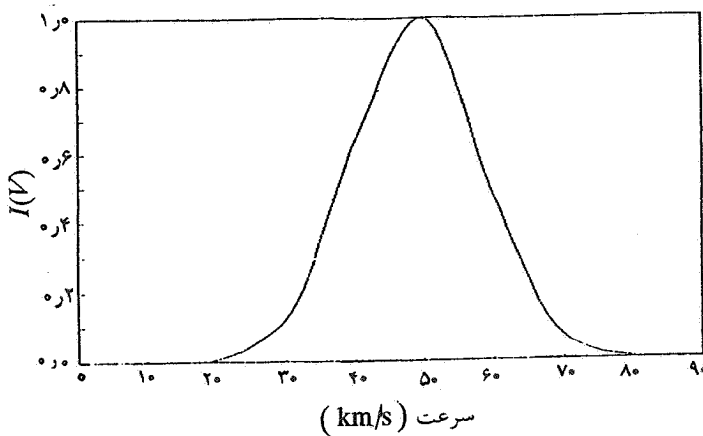
شدت هر خط بر حسب سرعت‌های پوسته گوناگون در امتداد خط نید، از رابطه

$$I(V) \propto \int N_E N_i e^{-\frac{m(U-V)^2}{2KT}} dl$$

به دست می آید. اگر  $I(V)$  را بر حسب  $V$  رسم کنیم، منحنیها دارای عرض نیمه بیشینه‌ای است که نصف آن سرعت انبساط ماده مورد نظر خواهد بود. نمودار شدتهای خطوط HI و OI در شکلهای ۷ و ۸ نشان داده شده است. عرض نیمه بیشینه برای خطوط فوق‌الذکر برابر است با  $HI = 21.4 \text{ kms}^{-1}$  و  $2V_{exp}$  و  $OI = 22 \text{ kms}^{-1}$  که این سرعتها با مقادیر اندازه گیری شده در توافق بسیار خوبی هستند (جدول ۱).



شکل ۷. نمودار شدت بهنجارشده خطوط طیفی HI بر حسب سرعت. پهنا در نیمه بیشینه شدت، دوبرابر سرعت خط HI است.



شکل ۸. نمودار شدت بهنجارشده خطوط طیفی OI بر حسب سرعت. پهنا در نیمه بیشینه شدت، دوبرابر سرعت خط OI است.

### بحث و نتیجه گیری

عکسهای سحابی IC ۴۱۸ ما را به انتخاب یک تابع توزیع کروی برای ابرباد رهنمون شد که با استفاده از مدل برهمکنش باد سریع و ابرباد، ساختار دینامیکی سحابی را تعیین کردیم. از زمان

### محاسبه سرعت انبساط مواد

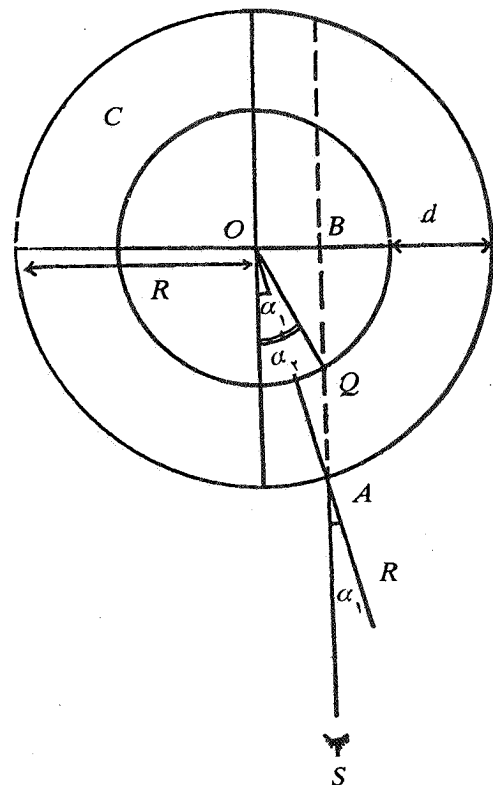
اگر ناظر  $S$  را در صفحه آسمان فرض کنیم، با توجه به کروی بودن شکل سحابی، مقطع سحابی را در صفحه آسمان با هندسه زیر نمایش می دهیم (شکل ۶). ناحیه  $c$  سحابی سیاره نماست که سرعت انبساط مواد در آن در امتداد دید ناظر  $S$  (راستای  $AB$ ) بین دو مقدار  $U_1 = R_s \cos \alpha_1$  و  $U_2 = R_s \cos \alpha_2$  خواهد بود. با اعمال کمیت‌های قبلی در رابطه (۱۷) به زمان بحرانی ۴۴۶ سال دست می یابیم که کمتر از ۵۰٪ عمر دینامیکی (۱۰۳۳ سال) سحابی است. در نتیجه محیط کاملاً یونیده است و داریم

$$S_* = 4\pi R_s^2 t_s \gamma n_s^2$$

$$\sin \alpha_1 = \frac{OA}{OB} = \frac{KR_s}{R_s} = K \quad (24)$$

$$\sin \alpha_2 = \frac{KR_s}{R_s - t_s} = \frac{4\pi KR_s^2 \gamma n_s^2}{4\pi R_s^2 \gamma n_s^2 - S_*}$$

که در آن  $K$  کسری از شعاع  $R_s$  سحابی و انتخابی است تا موقعیت ناظر  $S$  را در صفحه آسمان معین کند. اکنون ضخامت سحابی در امتداد خط دید  $AQ$  با معلوم بودن زوایای  $\alpha_1$  و  $\alpha_2$  پیدا می شود.



شکل ۶. نمایش هندسی ناظر و مقطع سحابی در صفحه آسمان. سرعت پوسته در امتداد شعاع سحابی است و تصویر آن در امتداد دید، در راستای  $AB$  است.

جدول ۱

داده‌های مشاهده‌ای		نتایج به دست آمده از مدل	
$T_{eff}$	۳۶۰۰۰ K	—	—
$\gamma V_{exp}$ OI	۲۲ $kms^{-1}$	۲۲ $kms^{-1}$	۲۲ $kms^{-1}$
$\gamma V_{exp}$ HI	۲۱٫۴ $kms^{-1}$	۲۱٫۴ $kms^{-1}$	۲۱٫۴ $kms^{-1}$
$I_{HeI}$	۳٫۳	۳٫۳	۳٫۳
$I_{OIII}$	۳	۰٫۰۰۳	۰٫۰۰۳
$I_{NII}$	۰٫۲	۰٫۲	۰٫۲
$N_e$	۱۴۰۰۰ $cm^{-3}$	—	—
$t_{dyna}$	—	۱۰۳۳ yr	۱۰۳۳ yr
$R_s$	—	۰٫۰۶ pc	۰٫۰۶ pc
$R_s^*$	—	۶٫۰۶ $kms^{-1}$	۶٫۰۶ $kms^{-1}$
$L_w$	—	$۲٫۳۴ \times 10^{24}$ erg $s^{-1}$	$۲٫۳۴ \times 10^{24}$ erg $s^{-1}$
$m_{sw}$	—	$۲ \times 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$	$۲ \times 10^{-5} M_{\odot} yr^{-1}$
$m_{fw}$	—	$۱٫۸ \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$	$۱٫۸ \times 10^{-4} M_{\odot} yr^{-1}$
$V_{fw}$	—	۲۰۰۰ $kms^{-1}$	۲۰۰۰ $kms^{-1}$
$V_{sw}$	—	۱۰ $kms^{-1}$	۱۰ $kms^{-1}$
$L_*$	—	۱۱۲۵ $L_{\odot}$	۱۱۲۵ $L_{\odot}$
$d$	—	۱ kpc	۱ kpc
$M_{neb}$	—	۰٫۰۵ $M_{\odot}$	۰٫۰۵ $M_{\odot}$

برخورد دو باد، توافق خوبی بین عمر دینامیکی سحابی و تحول ستاره مرکزی وجود دارد که مبین این توافق ورود درخشانی و دمای مؤثر و در نتیجه تعداد فوتونهای فرابنفش یوننده ستاره مرکزی به

صورت تابعی از زمان تحول ستاره در محاسبات ساختار یونیدکی سحابی است.

تطبيق درخشانی و دمای سطحی محاسبه شده برای ستاره مرکزی بر مسیرهای تحولی محاسبه شده ستارگان مرکزی توسط شوئنبرنر (۱۹۸۳) حاکی از آن است که جرم ستاره مرکزی می‌تواند در شرایط فعلی، ۵۴۶ ره برابر جرم خورشید باشد و در نتیجه سحابی آن مدت زیادی دوام خواهد آورد، زیرا بنابه پیشنهاد شوئنبرنر ستارگان مرکزی با جرم کمتر بامقیاسهای زمانی طولانیتر متحول می‌شوند.

استفاده از تقریب پوسته نازک، در زمانهای بسیار طولانی با افزایش ضخامت پوسته به هم می‌خورد و به‌ناچار باید اصلاحاتی در محاسبه انجام داد، ولی به علت جوان بودن این سحابی مشکلی در مورد تقریب به کار رفته پیش نمی‌آید. محاسبات ما نشان می‌دهد که سحابی جرمی ( $M_{neb}$ ) برابر ۰٫۰۵ ره جرم خورشید دارد که یک نمونه از بازه ۰٫۱ تا ۱ برابر جرم خورشید برای سحابیهای سیاره‌نماست.

نکته دیگری که برای اصلاحات بعدی باید در نظر داشت، رفتار عوامل سرد شونددگی در سحابی است که با افزایش ضخامت سحابی و در نتیجه ازدیاد جرم آن مهمتر می‌شود و از این‌رو این عوامل نظیر تابش حاصل از خطوط ممنوع [OIII] و [NII] و تابشهای حاصل از ترکیب مجدد HII و HeII بر ساختار دینامیکی سحابی تأثیر می‌گذارند. بررسی موضوعات فوق می‌تواند زمینه تحقیق دیگری باشد. سرانجام جدول ۱ فهرستی از کمیات محاسبه شده توسط مدل و کمیات مشاهده شده در دسترس را ارائه می‌دهد.

### مرجعها:

1. G. Arfken, *Mathematical Methods for Physicists*, (Academic Press, 1985) p.492.
2. B. Balik, *Astr. J.*, 94(3)(1987) 671.
3. G.H. Cahn, and J.B Kahler, *AP.J. Supp.*, 22 (1971) 319.
4. J.E. Dyson, *Astrophys. Spacsci.*, 51 (1977) 197.
5. J.E. Dyson, D.A. *The Physics of the Inthestellar Medium* (1980) 147.
6. J.L.Jr. Gluliani, *Astrophys. J.*, 258 (1982) 624.
7. C. Heiles, *A. and A. Supp.*, 20 (1975) 37.
8. G.R. Jackson, and Kellerman, S.A. A.P.I., 190 (1974) 53.
9. F.D. Kahn, *Planetary Nebulae*, ed. D.R. Fowler, IAU Symp. No.103 (1983) 305.
10. F.D. Kahn, *Ast. Astrophys.*, 50 (1976) 145.
11. D.E. Osterbrok, *Astrophysics of Gaseous Nebulae* (1974) 16,34.
12. S. Pottash, *Planetary Nebulae*. (1984) 62.
13. D. Schonberner, *Astrophys. J.*, 272 (1983) 708.
14. I.S. Shklovski, *Sov. Astron. J.*, 33 (1956) 315.
15. H. Tug, N.M. White, and G.W. Lockwood, *Astr. Astrophys.*, 61 (1977) 679.