

УДК 523.64-823

О. В. Іванова, Л. М. Шульман

Головна астрономічна обсерваторія НАН України
03680, Київ МПС, вул. Академіка Заболотного 27

Ефект підсилення сублімації криги за рахунок концентрації сонячного світла конічним отвором на поверхні ядра комети

Розглядаються попередні результати розрахунку ефекту підсилення сублімації шляхом концентрації сонячного випромінювання конічним отвором в пиловому шарі кометного ядра. Розраховано температуру на дні кратера в залежності від його геометричних параметрів та ефект підсилення сублімації.

ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ СУБЛИМАЦИИ ЛЬДА ЗА СЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОНИЧЕСКИМ ОТВЕРСТИЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ КОМЕТНОГО ЯДРА, Иванова А. В., Шульман Л. М. — Рассматриваются предварительные результаты расчета эффекта усиления сублимации путем концентрации солнечного излучения коническим отверстием в пыловом слое кометного ядра. Рассчитана температура на дне кратера в зависимости от его геометрических параметров и эффект усиления сублимации.

INTENSIFICATION OF THE ICE SUBLIMATION CAUSED BY THE CONCENTRATION OF SOLAR RADIATION BY A CONIC HOLE ON THE SURFACE OF COMETARY NUCLEUS, by Ivanova A. V., Shul'man L. M. — Preliminary results of the calculation of the effect of the intensification of sublimation due to the concentration of the solar radiation by a conical hole in the surface dust layer of a cometary nucleus are considered. The temperature at the bottom of the crater is calculated depending on the geometrical parameters of the crater and the effect of sublimation intensification.

ВСТУП

Сучасному етапу досліджень фізичних процесів в ядрах та атмосферах комет притаманний перехід від класичних ідеалізованих моделей до таких, які враховують реальні процеси на поверхні кометних ядер. Спостереження, теоретичні розрахунки [3, 5] та результати космічних місій показують, що ядра більшості комет вкриті пиловим шаром, який захищає кригу кометного ядра від безпосереднього нагріву сонячним випромінюванням. Тому газо-виділення кометного ядра локалізоване у кількох активних областях. Пиловий шар на поверхні кометного ядра утворюється у процесі еволюції шляхом акумуляції на поверхні найбільших пилових частинок, для яких сила тяжіння до центра ядра більша за газодинамічну силу, яка виштовхує

порошинки в атмосферу [1, 5]. Із спостережень випливає, що активні зони ядра утворюються шляхом локального руйнування пилового шару. Ці процеси практично не вивчені в теоретичному плані, і тут не розглядаються. Пропонується ідеалізована модель активної області у вигляді конічного отвору у пиловому поверхневому шарі та досліджується температурний хід на крижаному дні цього отвору на поверхні кометного ядра в залежності від його геометричних параметрів.

СТРУКТУРА ТА СКЛАД ПОВЕРХНІ ЯДРА КОМЕТИ

Джерелом пилу та газу кометної атмосфери є ядро. Сучасна модель ядра була розвинута на початку п'ятидесятих років Уїпплом [12, 13]. За Уїпплом ядро комети — конгломерат, який складається з суміші замерзлих газів та пилових частинок. Ця модель багаторазово уточнювалася та вдосконалювалася [5]. У багатьох випадках кометні явища можна інтерпретувати в рамках ідеалізованої моделі, яка не враховує неоднорідності поверхні ядра. Крига ядра сублимує під дією фотонного випромінювання Сонця. Сублимат виносить в атмосферу малорозмірні пилові частинки, і таким чином утворюється газова та пилова атмосфера комет.

Якщо потік сублимату недостатньо інтенсивний для виносу порошинок в атмосферу, такі пилові частинки накопичуються на поверхні ядра з утворенням пилової кори. Ця кора послаблює доступ сонячного тепла і утруднює вихід у космос продуктів сублимації, які можуть вийти у навколишній простір лише шляхом дифузії крізь пори пилової кори. Дифузійний потік молекул значно менший (на 6—8 порядків [5]) за потік пари з крижаної поверхні, яка безпосередньо опромінюється Сонцем. З цього випливає, що практично вся атмосфера комети утворюється за рахунок сублимації з активних областей.

Пропонується спрощена модель, згідно з якою на поверхні ядра існує кратерна структура — отвір конічної форми (рис. 1). На дні конуса знаходиться оголений лід, а на бічній поверхні кратера — пил. Крім того, як перший крок розглядається частковий випадок, коли активна область розташована точно на полюсі ядра комети, а вісь ядра спрямована на Сонце. Цим самим не враховується обертання ядра навколо осі, оскільки метою розрахунків було перевірити, чи дає кратерна структура відчутний ефект підсилення сублимації. Цей ефект і є головним результатом запропонованої роботи. В подальших роботах ми відмовимося від зазначених обмежень і розглянемо кілька узагальнень моделі.

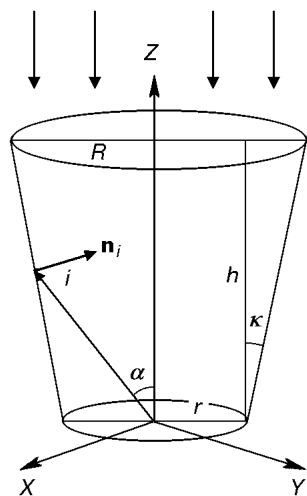


Рис. 1. Форма кратерної структури на поверхні ядра

ТЕПЛОВИЙ БАЛАНС НА СТІНКАХ АКТИВНОЇ ОБЛАСТІ

Після згаданих класичних праць Уїппла було усвідомлено, що утворення і еволюція кометної атмосфери визначається тепловим режимом та хімічним складом ядра. Це викликало появу статей про температуру кометних ядер. Температура розраховувалася теоретично [1, 2, 4, 7, 10, 11], а також вимірювалася експериментально в дослідях з лабораторного моделювання кометних ядер [2, 3]. Як відомо, для простих систем температура ядра залежить від падаючого потоку та природи речовини поверхні ядра. Правильно задача про розподіл температури вперше була поставлена та розв'язана О. В. Добровольським [1], а далі його учнем М. З. Марковичем [4]. Рівняння теплопровідності, яке описує хід температури в часі та просторі [6], в загальному випадку має вигляд

$$\rho_{\text{я}} C \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div}(K \nabla T) = S(\mathbf{r}, t), \quad (1)$$

де $T(r, t)$ — це просторово-часовий розподіл температури в ядрі комети, $\rho_{\text{я}}$ — густина речовини ядра, C — його теплоємність, розрахована на одиницю маси, K — теплопровідність речовини ядра, S — потужність внутрішніх джерел енергії в ядрі. Для знаходження температури ядра необхідно інтегрувати рівняння (1), застосовуючи додаткові умови. Гранична умова теплового балансу на поверхні має вигляд

$$\frac{q(1-A)\cos z}{r^2} = \varepsilon \sigma T^4 - (K \nabla T)_{R(r,t)=0} + ZL, \quad (2)$$

де q — сонячна стала, z — зенітна віддаль Сонця, A — альbedo ділянки поверхні ядра, ε — його коефіцієнт випромінювання, σ — стала Стефана—Больцмана, Z — потік сублимату з одиниці поверхні, L — енергія сублимації однієї молекули.

З прийнятих вище обмежень випливає, що поверхня має перебувати в стані теплової рівноваги, тобто температура не залежить від часу, а кондуктивним потоком енергії вглиб ядра можна знехтувати. В цьому разі для розрахунку розподілу температури цілком досить рівняння теплового балансу. Розрахунок виконувався з урахуванням того, що сонячна радіація потрапляє на поверхню криги (дно кратера) двома шляхами: безпосередньо від Сонця та у вигляді ІЧ-радіації від стінок кратера, яка є переробленим сонячним випромінюванням. Завдяки кратерній структурі лід на його дні отримує на одиницю площі більший приплив радіації, ніж при відсутності подібної структури.

Баланс енергії на крижаному дні кратера описується рівнянням

$$\frac{q \cos z (1 - A_{\text{н}})}{r_{\text{к}}^2} = (1 - A_{\text{н}}) \sigma T_{\text{н}}^4 + L \frac{e^{A - B/T_{\text{н}}}}{\sqrt{2\pi m k T_{\text{н}}}} + (1 - A_{\text{н}}) \frac{\sigma}{\pi} \int T_{\text{н}}^4 \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{l^2} d^2 s, \quad (3)$$

де $r_{\text{к}}$ — геліоцентрична віддаль комети, $A_{\text{н}}$ — альbedo крижаної поверхні, $T_{\text{н}}$ та $T_{\text{п}}$ — відповідно температури криги та пилу, A та B — константи апроксимації залежності тиску насиченої пари від температури $P_{\text{с}} = \exp(A - B/T_{\text{н}})$, l — віддаль від точки крижаного дна, для якої записане рівняння (3), до іншої точки на бічній (пиловій) поверхні конуса, β_1 та β_2 — кути між лінією, яка з'єднує обидві точки на поверхні ядра та векторами нормалі до поверхні конуса у цих точках. Інтегрування в (3) ведеться по всій бічній поверхні конуса, $d^2 s$ — елемент цієї поверхні. У частковому випадку, що

розглядається, Сонце перебуває в зеніті, тобто $\cos z = 1$. Баланс енергії на пиловій стінці кратера описується у тих самих позначеннях рівнянням

$$\frac{q \cos z (1 - A_n)}{r_k^2} = (1 - A_n) \sigma T_n^4 + (1 - A_n) \frac{\sigma}{\pi} \int T_n^4 \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{l^2} d^2 s. \quad (4)$$

У даному випадку $\cos z = \sin \kappa$, де κ — половинний кут розкриття конуса. Тут знехтувано теплообміном між сублиматом та бічною поверхнею конуса.

ДИСКРЕТИЗАЦІЯ ТА ЧИСЕЛЬНИЙ АНАЛІЗ

Для чисельного розв'язання системи інтегральних рівнянь (3) і (4) було побудовано дискретну сітку, а саме: дно і бічну поверхню конуса було розбито на рівновеликі малі елементи. Вважається, що в межах i -го елемента температура T_i та вектор нормалі n_i постійні. Геометрію кратера визначають: r — нижній радіус, h — висота, κ — половина кута розкриття конуса. Позначаючи індексом s температуру елементів бічної поверхні, а індексом b — температуру елементів дна, маємо замість інтегральних рівнянь (3) і (4) систему нелінійних алгебраїчних рівнянь:

$$\frac{q(1 - A_n)}{r_k^2} = (1 - A_n) \sigma T_{bi}^4 + L \frac{P_s(T_{bi})}{\sqrt{2\pi k T_{bi}}} + \sum_{j=1}^{N_s} (1 - A_n) \sigma \frac{T_{sj}^4}{\pi} K_{ij} \quad (5)$$

для крижаного дна і

$$\frac{q \sin \kappa}{r_k^2} = \sigma T_{si}^4 - \sum_{j \neq i}^{N_s} \sigma \frac{T_{sj}^4}{\pi} K_{ij} + 2k(T_{si} - T_r) \alpha \quad (6)$$

— для бічної поверхні. Останній член в цьому рівнянні наближено враховує теплообмін між мінеральною речовиною бічної поверхні конуса, тобто вважається, що конус заповнюється газом з температурою T_r , і газ відбирає від стінки енергію, яка пропорційна до різниці температур газу та стінки. Ефективність теплообміну визначається безрозмірним коефіцієнтом α .

В рівняннях (5) та (6) K_{ij} — матриця, елементи якої описуються співвідношенням

$$K_{ij} = \frac{\cos \beta_i \cos \beta_j}{l_{ij}^2} \frac{\Delta S_j}{\Delta S_i}, \quad (7)$$

де ΔS — площа елемента поверхні кратера, коли елементи рівновеликі, відношення площ дорівнює одиниці. В свою чергу, $\cos \beta$ визначається скалярним добутком двох одиничних векторів:

$$\cos \beta_i = \mathbf{n}_i \cdot \mathbf{l}_{ij}^0, \quad (8)$$

де \mathbf{n} — одиничний вектор нормалі до центра i -го елемента бічної поверхні стінки:

$$\mathbf{n} = \{n_{xi}, n_{yi}, n_{zi}\}, \quad (9)$$

а

$$\mathbf{l}_{ij}^0 = \frac{\{x_{bi} - x_{sj}, y_{bi} - y_{sj}, z_{bi} - z_{sj}\}}{l_{ij}}. \quad (10)$$

Коефіцієнт нормування (довжина вектора) дорівнює

$$l_{ij} = \sqrt{(x_{bi} - x_{sj})^2 + (y_{bi} - y_{sj})^2 + (z_{bi} - z_{sj})^2}, \quad (11)$$

де x, y, z — координати точки на боковій поверхні (індекс s) та дні кратера (індекс b).

Сформульовані вище обмеження дозволяють скористатися з умови циліндричної симетрії задачі і звести двовимірну задачу до одновимірної, оскільки треба розрахувати розподіл температури лише в меридіональному

перерізі конусу. Алгебраїчну систему, що отримана шляхом дискретизації, можна розв'язувати методом ітерацій. Для цього її слід перетворити таким чином, щоб наступне наближення до розподілу температури обчислювалося шляхом підстановки в праві частини попереднього наближення. Як відомо, ітераційний процес збігається, якщо функції, що стоять у правих частинах системи рівнянь, підготовленої до ітерацій, здійснюють так зване стискуjące відображення, тобто кожне наступне наближення має зменшувати похибку наближення. Процес завершується, коли два послідовні наближення співпадуть з деякою наперед визначеною точністю.

Отже, ітераційний процес застосовувався за схемою

$$T_{si} = \left\{ \frac{1}{\sigma} \left[\frac{q \sin \kappa}{r_k^2} + \sum_{j \neq i} \frac{\sigma T_{sj}^4 \cos \beta_i \cos \beta_j}{\pi l_{ij}^2} ds - \alpha (2k(T_{si} - T_1)) \right] \right\}^{1/4}, \quad (12)$$

$$T_{bi} = B/A - \ln \left\{ \frac{\sqrt{2\pi mk T_{bi}}}{L} \left[\frac{q(1 - A_n)}{r_k^2} - \sigma T_{bi}^4 + \sum_{j \neq i} \frac{\sigma T_{sj}^4 (1 - A_n) \cos \beta_i \cos \beta_j}{\pi l_{ij}^2} ds \right] \right\}, \quad (13)$$

де праві частини обчислюються з попереднього наближення, а результатом обчислення є наступне наближення.

ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Практика показала, що ітераційний процес за шойно викладеною схемою швидко збігається. Для аналізу можливого ефекту ми розрахували розподіл температури в меридіональному перерізі конічних кратерів з такими наборами параметрів:

- 1) $r = 50$ см, $\kappa = \pi/8$, $h = 300 \dots 500$ см,
- 2) $r = 50 \dots 210$ см, $\kappa = \pi/8$, $h = 300$ см,
- 3) $r = 50$ см, $\kappa = \pi/3 \dots \pi/6$, $h = 300$ см.

На рис. 2 подано температурний розподіл в залежності від радіуса-вектора r_{si} при різних значеннях геометричних параметрів кратера, а на рис. 3 — коефіцієнт підсилення сублімації в залежності від його параметрів та нуклеоцентричної відстані комети. Представлено лише декілька типових кривих, бо зміна параметрів r , h та κ не призводить до великих варіацій температурного розподілу.

Потік сублімату розраховувався за формулою Кнудсена—Герца

$$Z = \frac{p_n(T)}{\sqrt{2\pi mkT}}, \quad (14)$$

де $p_n(T)$ — тиск насичених парів сублімату при заданій температурі льоду. Повний потік речовини з дна конуса визначається співвідношенням

$$Q = 2\pi \int_0^r \frac{r e^{A - B/T(r)}}{\sqrt{2\pi mkT(r)}} dr \approx n_b \Delta S \sum_{i=1}^{n_b} \frac{e^{A - B/T_i(r)}}{\sqrt{2\pi mkT_i(r)}}, \quad (15)$$

де A , B — постійні, що описують температурну залежність тиску насиченої пари води. В розрахунках прийняті значення $A = 31.085$, $B = 6120.3$ К. Сума в правій частині (15) береться по всіх елементах дна конуса.

Коли б конічної структури не було, то ця ж площа випаровувала б потік речовини

$$Q_0 = \pi r^2 \frac{e^{A - B/T}}{\sqrt{2\pi mkT}},$$

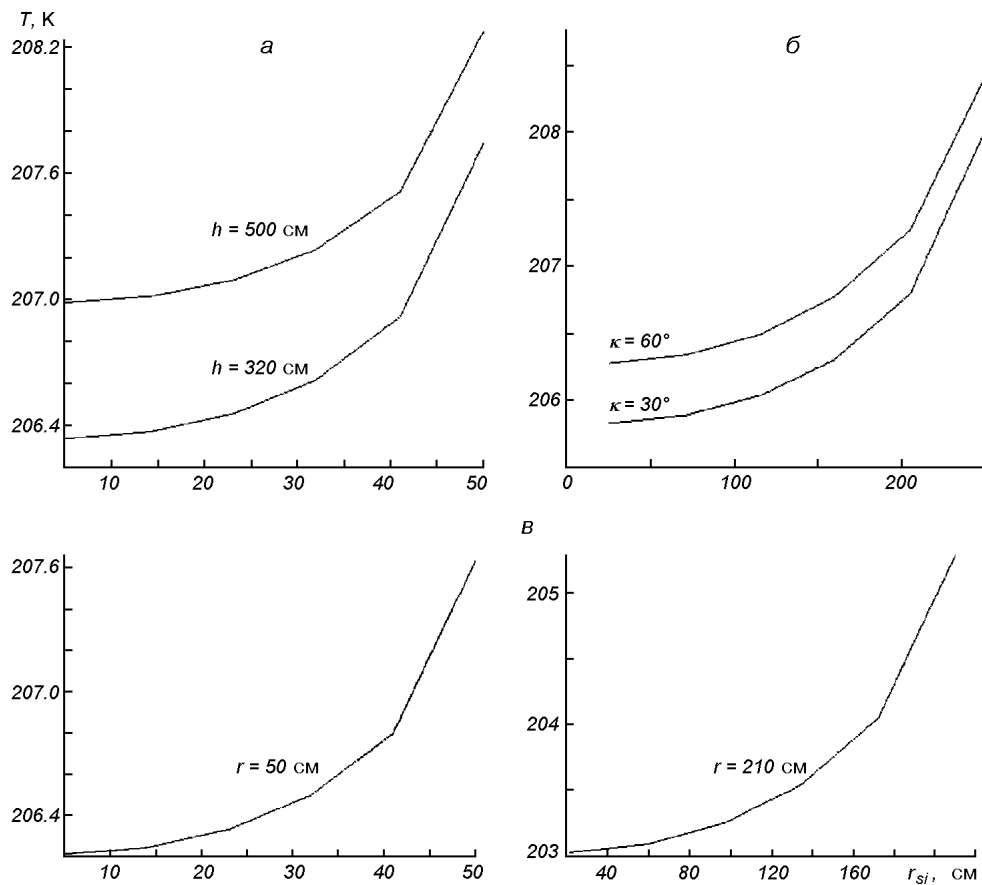


Рис. 2. Залежність температури T кометного ядра від радіуса-вектора r_{si} при сталому значенні окремих параметрів: $a, б$ — висоти кратера $h = 320$ і 500 см; $в, г$ — кута $\kappa = 30^\circ$ і 60° ; $д, е$ — радіуса $r = 50$ і 210 см

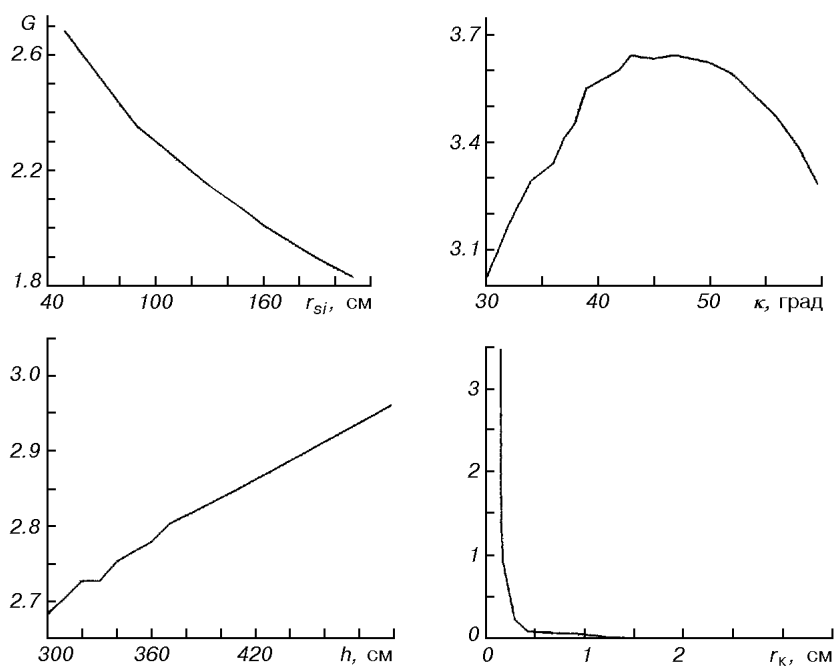


Рис. 3. Залежність коефіцієнта підсилення G від нижнього радіуса r кратера, кута κ , висоти кратера h і нуклеоцентричної відстані комети r_k

де температуру слід розраховувати для заданої геліоцентричної віддалі за допомогою рівняння (13), з якого вилучено подвійну суму, тобто додатковий потік енергії з стінок кратера. Коефіцієнт підсилення сублімації G є

$$G = Q/Q_0.$$

Розрахунки показали, що коефіцієнти підсилення сублімації для різних значень геометричних параметрів кратерної структури на поверхні ядра комети можуть змінюватися від 2.68 до 3.64. Це майже втричі більше, ніж при відсутності кратерної структури.

ВИСНОВКИ

Як виявилось, кратерна структура на поверхні кометного ядра дає на одиницю площі приблизно втричі більший потік радіації, ніж при її відсутності. Вже на підставі отриманих результатів можна сказати, що при іншому розташуванні активної області та врахуванні інших додаткових умов на поверхні ядра можна очікувати генерації нестационарних викидів сублімату. У розглянутому нами випадку отримано цікавий результат: температура льоду на дні кратера поступово збільшується від центра до периферії, що утворює умови для появи у центрі кратера випуклої гірки. Не виключено, що за певних умов з активної області може бути викинуто масивний шматок криги, якщо для цього буде достатній тиск газу під цією гіркою.

Ця робота була підтримана грантом Державного фонду фундаментальних досліджень за договором Ф 7/259-2001.

1. Добровольский О. В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность. — Душанбе: АН ТаджССР, 1961.—193 с.
2. Ибадинов Х. И. Исследование пылевой компоненты комет: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Душанбе, 1971.—С. 15—21.
3. Каймаков Е. А., Шарков В. И. Сублимация водяного льда с пылевыми включениями // Кометы и метеоры.—1957.—15.—С. 21—25.
4. Маркович М. З. Температура кометных ядер // Бюл. Ин-та астрофиз. АН ТаджССР.—1963.—№ 28.—С. 25—36.
5. Шульман Л. М. Динамика кометных атмосфер. Нейтральный газ. — Киев: Наук. думка, 1972.—242 с.
6. Шульман Л. М. Ядра комет. — М.: Наука, 1987.—230 с.
7. Colwell J. E., Jakosky B. M., Sandor B. J., Stern S. A. Evolution of Topography on Comets // Icarus.—1990.—85, N 1.—P. 205—215.
8. Crijo J. F., Rodionov A. V. Modelling the surface activity of cometary nuclei // IAU Symp. N 168.—1998.—P. 1—34.
9. Julian W. H., Samarasinha N. H., Belton M. J. S. Thermal structure of cometary active regions: comet 1P/Halley // Nat. Opt. Astron. Observ.—1999.—N 859.—P. 1—26.
10. Klinger J. Influence of place transition of ice on the heat and mass balance of comets // Science.—1980.—209, N 4454.—P. 271—272.
11. Weissman P. R., Kieffer H. H. Thermal modeling of cometary nuclei // Icarus.—1981.—47, N 3.—P. 390.
12. Whipple F. L. A comet model. I. The acceleration comet Enke // Astron. J.—1950.—111, N 2.—P. 375—394.
13. Whipple F. L. A comet model. II. Physical relation for comets and meteors // Astron. J.—1951.—113, N 3.—P. 464—474.

Поступила в редакцию 01.02.02