

УДК 523.43-852.2

## Аерозоль у марсіанській атмосфері

Ж. М. Длугач, О. В. Мороженко

Головна астрономічна обсерваторія НАН України  
03680, Київ-127, Голосіїв

*Дослідження методів оцінки параметрів атмосферного аерозолю показало, що: 1) неврахування ранішніх та вечірніх туманів при аналізі спостережень ослаблення блиску Сонця з поверхні Марса призвело до завищення оцінок позаатмосферної інтенсивності Сонця та оптичної товщини  $\tau_0$ . Наприклад, в місці посадки модуля «Вікінг-1» оцінка блиску могла бути завищеною у 1.7 рази, а оптичної товщини — на 0.35. Використання цих даних при аналізі азимутальної залежності яскравості марсіанського неба призвело до завищених оцінок розміру частинок та уявної частини показника заломлення; 2) спектральні значення уявної частини показника заломлення для  $\lambda < 500$  нм найкраще збігаються з лабораторними даними для базальтів, але в довгохвильовій — вони значно менші; 3) середньгеометричне значення радіуса частинок (при дисперсії розмірів 0.2) в період найактивнішої стадії пилової бурі 1971 р. становить 4.5—5.7 мкм; 4) оптична товщина пилового шару в жовтні—листопаді 1971 р. була більшою ніж 15, а в період високої прозорості атмосфери — менша ніж 0.02 на  $\lambda = 500$  нм; 5) коефіцієнт турбулентної дифузії в жовтні—листопаді 1971 р. біля поверхні планети був не менший  $3 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>/с.*

*АЭРОЗОЛЬ В АТМОСФЕРЕ МАРСА, Длугач Ж. М., Мороженко А. В. — Исследование методов оценки параметров атмосферного аэрозоля показало, что: 1) учет утренних и вечерних туманов при анализе наблюдений ослабления блеска Солнца с поверхности Марса привел к получению значительно завышенных значений внеатмосферной интенсивности Солнца и оптической толщины  $\tau_0$ . Например, в месте посадки аппарата «Викинг-1» оценка блеска могла быть завышенной в 1.7 раза, а оптической толщины — на 0.35. Использование этих данных при анализе азимутальной зависимости яркости марсианского неба привело к завышению оценок размера частиц и мнимой части показателя преломления; 2) спектральные значения мнимой части показателя преломления для  $\lambda < 500$  нм наилучшим образом совпадают с лабораторными данными для базальтов, но в длинноволновой — они значительно меньше; 3) Среднегеометрическое значение радиуса частиц (при дисперсии их размеров 0.2) в период наибольшей активности пылевой бури 1971 г. составляет 4.5—5.7 мкм; 4) оптическая толщина пылового слоя в октябре—ноябре 1971 г. была больше чем 15, а в период высокой прозрачности атмосферы — меньше*

0.02 на  $\lambda = 500$  нм; 5) коефіцієнт турбулентної дифузії в октябрі—ноябрі 1971 г. у середнього рівня поверхнового слоя был не меньшим  $3 \cdot 10^7$  см<sup>2</sup>/с.

*AEROSOL IN THE MARTIAN ATMOSPHERE, by Dlugach Zh. M., Morozhenko O. V. — Our examination of the methods and results of available estimates of the optical characteristics of atmospheric aerosols allows us to draw the following conclusions. 1. When the morning and evening hazes are ignored in the analyses of the solar brightness weakening data obtained from the Martian surface, the solar intensity at the upper boundary of the atmosphere as well as its optical thickness may be significantly overestimated. For example, at the Viking-1 lander site the intensity may be overestimated by a factor of 1.7 and  $\tau_0$  by a factor of 0.35. When these data are used in the analyses of the azimuthal dependence of the Martian sky brightness and when the presence of hazes is ignored, aerosol size and imaginary part of the refractive index are also overestimated. At wavelengths shorter than 500 nm the spectral values of the imaginary part of the refractive index  $n_i$ , show the best agreement with those obtained in laboratory for basalts, but for longer wavelengths they are much lower. 3. At the 1971 dust storm maximum the mean geometrical radius  $r_0$  of the particles proved to be in the range 3.5—5.7  $\mu\text{m}$  with the dispersion  $\sigma^2 = 0.2$ . 4. In October—November  $\tau_0$  was  $> 15$ , whereas for the «clear» atmosphere  $\tau_0 < 0.02$  at  $\lambda = 500$  nm. 5. The turbulent diffusion coefficient at the mean level of the surface layer proved to be not lower than  $3 \cdot 10^7$  cm<sup>2</sup>/s in October—November 1971.*

## ВСТУП

Відомо, що в різні періоди прозорість марсіанської атмосфери змінюється від максимальної, коли навіть при наземних спостереженнях чудово можна бачити деталі поверхні в усьому інтервалі спектру, до мінімальної, коли ці деталі повністю невидимі, тобто коли їхній фотометричний контраст навіть в ІЧ-променях не більший за 3—5 %. Ці стани атмосфери характеризуються найменшими та найбільшими значеннями оптичної товщини ( $\tau_{\min}$ ,  $\tau_{\max}$ ) та, найімовірніше, розміру частинок ( $r_{\min}$ ,  $r_{\max}$ ). Як правило, проблема аерозолу дискутується окремо для цих двох періодів. Але зараз є вагомі підстави стверджувати, що природа цього аерозолу однакова, тому що значення дійсної частини показника заломлення частинок у видимому діапазоні довжин хвиль в періоди високої прозорості ( $1.5 < n_r < 1.6$  [7]) та глобальних пилових бур ( $n_r = 1.59 \pm 0.01$  [3]) в межах похибок визначення збігаються. Ці оцінки відповідають дійсній частині показника заломлення таких мінералів-аналогів марсіанського ґрунту як базальт та базальтове скло [34, 53], основною складовою яких (> 50 %) є SiO<sub>2</sub>.

Із інших характеристик відносно добре узгоджуються лише оцінки максимальних значень оптичної товщини та розміру частинок (тобто, для активної стадії пилової бурі). Для їхніх мінімальних значень та уявної частини показника заломлення спостерігаються дуже великі розбіжності (на порядок та більше). Безумовно, значення  $\tau_0$ , визначені за спостереженнями в різних точках планети (через вплив рельєфу та теплових режимів у приповерхневому шарі), а тим більше для всього диску планети, мусять сильно розрізнитись. Значно менше це може відноситись до оцінок  $r_0$ . Втім, їхні розбіжності більш ніж на порядок, а особливо розбіжності уявної частини показника заломлення (при практично однакових значеннях дійсної частини) ставлять під сумнів достовірність цих оцінок. Це спонукало нас ще раз повернутись до з'ясування можливих причин помилкових оцінок

параметрів пилової складової атмосфери та до їхнього уточнення. Будемо виходити з допущення про однакові спектральні значення комплексного показника заломлення пилових частинок в періоди високої прозорості атмосфери та глобальних пилових бур. Розміри частинок в період пилової бурі вважатимемо більшими, ніж для спокійного періоду. Крім того, будемо вимагати, щоб оцінки узгоджувалися з усім комплексом спостережних даних.

### ОПТИЧНА ТОВЩИНА

Оптична товщина визначалась з найрізноманітніших наземних та космічних спостережень, у тому числі й з поверхні планети (табл. 1). Значення  $\tau_{\max}$ , які для зручності перераховані за виразами подібності ([17, с. 230]) на модель частинок з  $r_0 = 4.5$  мкм при  $\sigma^2 = 0.2$ , приведено лише для найпотужнішої пилової бурі 1971 р.

Традиційний фотометричний метод базується на аналізі спостережних даних про розподіл яскравості по диску планети та на допущенні про горизонтальну оптичну однорідність атмосфери та поверхневого шару, що практично ніколи не відповідає дійсності. Інші джерела помилок цього методу найзручніше визначати на прикладі оптично тонкої атмосфери, коли враховується лише однократне розсіяння. В допущенні міннаертівського закону розподілу яскравості по диску для підстилаючої поверхні вираз для відбивної здатності в опозицію має вигляд

Таблиця 1. Значення  $\tau_0$

$\tau_0$	$\lambda$ , нм	Примітки	Літературне джерело
$\tau_{0, \min}$			
0.05	650	$x_1 = 1$ Розподіл яскравості по диску	[4]
0.14	360		
0—2.0	V	ТВ-зображення «Маринер-9»	[57]
0.01—0.07	592	Фотополяриметричні скани «Марс-5»	[54]
0.1—0.2	335—550	Фотометричні скани КА «Фобос»	[16]
0.048	355	Спектрополяриметрія 1963—1967 рр. на $355 < \lambda < 450$ нм, $\alpha = \alpha_1^s(\lambda) = \text{const}$ , $n_r = 1.5$	[5]
0.028	335	Те ж саме за 1963—1971, ( $225 < \lambda < 450$ нм), $n_r = 1.5—1.6$	[7]
0.003	368	Фазова залежність гілки від'ємної поляризації в моделі $\alpha_1^s(\lambda) = f(\lambda)$ , $n_r = 1.5$ ( $355 < \lambda < 450$ нм)	[18]
0.05—0.15	350—530	Метод [18]. Великі хаотично орієнтовані несферичні сильно поглинаючі частинки. Ослаблення атмосферою блиску Сонця та Фобоса	[49]
0.3—0.5	550	З поверхні Марса зондами L1, L2	[24, 51]
0.4—0.5	679	Те ж саме, але КА «Mars Pathfinder»	[56]
0.24±0.06	1900	З орбіти КА «Фобос». 08.02—26.03 1989 р.	[32]
$\tau_{0, \max}$			
≈ 34		По антитепличному ефекту за 11 жовтня 1971 р. $r \approx 10$ мкм	[1]
≈ 16	V	ТВ-скани перпендикулярно до лімбу за 9 грудня	[35]
≥ 5.8	305	УФ-скани перпендикулярно до лімбу за 15 грудня	[19]
≥ 17.5	700	Замиття контрасту	[9]
≥ 15	> 700	Замиття контрасту (див. текст)	
22±10		Зменшення еквівалентної ширини CO <sub>2</sub> 13.10—25.11.1971	[43]
(5.6±1.1)		01 та 10.12.1971	[43]
$\tau_0$ на кінцевій стадії пилової бурі 1971 р.			
≈ 0.03	350	УФ-скани приполярного району (01.03.1972 р.)	[48]
≤ 0.02	500	Відновлення поляризуючих властивостей в кінці січня 1972р. (див. текст)	

$$\rho(\lambda, \mu_0) = \rho(\lambda, 1)\mu_0^{2k(\lambda) - 1} \exp[-2\tau_0(\lambda)/\mu_0] + [\omega(\lambda)\chi(\lambda, 0)/8] \{1 - \exp[-2\tau_0(\lambda)/\mu_0]\}. \quad (1)$$

Тут  $\rho(\lambda, 1)$  — відбивна здатність в центрі диска,  $k(\lambda)$  — параметр Мінаерта,  $\mu_0$  — косинус кута падіння світла,  $\omega(\lambda)$  та  $\chi(\lambda, 0)$  — альbedo однократного розсіяння та індикатриса розсіяння.

Оскільки жоден з цих параметрів ( $\rho(\lambda, 1)$ ,  $k(\lambda)$ ,  $\omega(\lambda)$ ,  $\chi(\lambda, 0)$  та  $\tau_0(\lambda)$ ) апріорно не відомий, то при розв'язанні системи рівнянь (1) значення параметрів  $k(\lambda)$ ,  $\omega(\lambda)$  та  $\chi(\lambda, 0)$  задаються, а оцінюються лише величини  $\rho(\lambda, 1)$  та  $\tau_0(\lambda)$ . При цьому, як правило, приймається  $\omega = 1$ , а параметр  $k(\lambda)$  знаходиться з даних про розподіл яскравості по диску планети в ІЧ-променях і вважається постійним. Оскільки в дійсності  $k(\lambda)$  зменшується від 1 до 0.5 зі зменшенням довжини хвилі від 1 мкм до УФ-променів, то атмосферній складовій відбивної здатності помилково приписується частка поверхневої складової

$$\rho(\lambda, 1)(\mu_0^{k'} - \mu_0^{k''}) \exp[-2\tau_0(\lambda)/\mu_0],$$

що призводить до завищення отримуваних оцінок оптичної товщини. Крім того, велику невизначеність вносять допущення про індикатрису розсіяння та альbedo однократного розсіяння. Через це при аналізі одного й того ж спостережного матеріалу, в залежності від прийнятих допущень про закон розподілу відбивної здатності поверхневого шару по диску, форми  $\chi(\alpha)$  та  $\omega_a$  (тобто форми частинок, функції розподілу частинок за розмірами та комплексного показника заломлення) будуть отримані різні оцінки  $\tau_0$ . Найменше значення  $\tau_0$  буде отримано для релеївської індикатриси та чисто розсіюючих частинок. Модифікацією фотометричного методу є визначення оптичної товщини з величини замиття фотометричного контрасту поверхневих деталей. В ньому до мінімуму зводяться невизначеності, пов'язані з горизонтальною неоднорідністю та законом потемніння до краю для поверхневого шару.

Поляриметричний метод є найкоректнішим при фазовому куті, який рівний куту інверсії поляризації для підстилаючої поверхні  $\alpha_1^s$ . У цьому випадку вираз для спостережного значення параметра Стокса  $Q(\alpha_1^s, \lambda)$  для оптично тонкої атмосфери має вигляд

$$2\pi Q(\alpha_1^s, \lambda) = [(3/4)\beta(\lambda)\sin^2\alpha_1^s + (1 - \beta(\lambda))Q_a(\alpha_1^s, \lambda)]f_2[\tau_0(\lambda), \alpha_1^s], \quad (2)$$

де  $\beta(\lambda) = \tau_g(\lambda)/[\tau_g(\lambda) + \tau_a(\lambda)]$ , а  $\tau_g(\lambda)$  та  $\tau_a(\lambda)$  — газова та аерозольна складові оптичної товщини,  $Q_a(\alpha_1^s, \lambda)$  — значення другого параметра Стокса аерозольної складової,  $f_2[\tau_0(\lambda), \alpha_1^s]$  — функція, пропорційна відбивній здатності атмосферного стовпа.

Очевидно, що для цього методу несуттєвим є вплив поверхневого шару. Більше того, оскільки тиск і  $\tau_g(\lambda)$  газової складової атмосфери добре відомі, то з порівняння модельно розрахованих та спостережних значень параметра  $Q(\alpha_1^s, \lambda)$  визначаються значення лише аерозольної складової оптичної товщини, дійсної частини показника заломлення та розміру частинок. В той же час з'являються невизначеності, пов'язані з допущеннями про форму частинок, уявну частину показника заломлення та про спектральну залежність  $\alpha_1^s(\lambda)$ .

Так, в роботах [5, 7] приймалось, що  $\alpha_1^s(\lambda) = \text{const}$ , частинки аерозолі — суто розсіюючі сферичні, дійсна частина показника заломлення не залежить від довжини хвилі. Тому оцінювалася розсіююча складова оптичної товщини  $\tau_a^s$ . В роботах [18, 49] приймалась модель, згідно з якою  $\alpha_1^s$

зменшується зі зменшенням довжини хвилі. В роботі [18] моделювання провадилось для чисто розсіюючих сферичних частинок і отримані більші значення радіуса частинок (табл. 2), але приблизно на порядок менші значення оптичної товщини  $\tau_a^s$ . В роботі [49] розглядалась модель сильно поглинаючих ( $n_i = 0.032$  та  $0.015$  відповідно на довжинах хвиль 350 та 530 нм) хаотично орієнтованих стиснутих сфероїдів (відношення осей 2:1). Їм відповідали еквівалентні за площею сфери з  $r_{\text{еф}} = 1.50$  мкм,  $v_{\text{еф}} = 0.20$  ( $r_0 = 0.87$  мкм). Оскільки при таких великих значеннях  $n_i$  величина від'ємної поляризації значно зменшується, або навіть стає додатною, то отримуються доволі великі оптичні товщини ( $0.05 < \tau_0 < 0.15$ ). Якщо врахувати, що у цьому випадку альbedo частинок буде меншим від 0.6, то ці межі  $\tau_0$  будуть відповідати розсіюючій складовій  $\tau_s < 0.09$ .

Оцінка  $\tau_a < 0.02$  на  $\lambda = 500$  нм в табл. 1 відповідає мінімальному значенню оптичної товщини, при якому зрівнюються поляризаційні властивості Марса на кінцевій стадії пилової бурі і в період високої прозорості атмосфери при ідентичних умовах освітлення ( $\alpha = 40^\circ$ ,  $P = 4.1\%$ ), що мало місце в кінці січня 1972 р. [8]. Довжина хвилі  $\lambda = 500$  нм вибрана тому, що для неї можна знехтувати внеском газової складової атмосфери та довготними залежностями видимого альbedo та ступеня поляризації. Оцінка отримувалась з виразу

$$Q(\tau_{\min})/Q(0) \approx P(\tau_{\min})/P(0) = f_1(\tau_{\min})/f_1(0)$$

(тут  $f_1(\tau_{\min})/f_1(0)$  — ослаблення атмосферою видимого альbedo диска), який записано для моделі однократного розсіяння при  $Q_a(40^\circ) = 0$ .

Для похибки приймалось значно завищене значення 0.2 %. Якщо ще врахувати, що ступінь поляризації видимого світла, розсіяного слабо поглинаючими сферичними та хаотично орієнтованими частинками зі значеннями  $1.5 < n_r < 1.6$  в досить широких межах розмірів частинок при цьому значенні фазового кута від'ємний, то отримана оцінка  $\tau_a = 0.02$  дещо завищена.

У методі, що базується на спостереженнях ослаблення блиску Сонця чи іншого небесного тіла з поверхні Марса, аналізується система рівнянь

$$I_1 = I_0 \exp[-\tau_0 M_1], \quad (3)$$

де  $I_0$  — позаатмосферний блиск небесного тіла,  $M_1$  — його повітряна маса. Якщо оптична товщина атмосфери не змінюється з часом або в горизонтальній площині, то  $\tau_0$  та  $I_0$  визначаються лише з двох спостережень. При невиконанні цих умов будуть отримані помилкові значення  $\tau_0'$  та  $I_0'$ . У випадку, коли оптична товщина зменшується зі збільшенням висоти Сонця зі швидкістю  $d\tau/dt$ , будуть отримані завищені значення  $\tau_0'$  на величину

$$\tau_0' - \tau_0 = M_2 \Delta\tau / (M_1 - M_2), \quad (4)$$

а позаатмосферного блиску  $I_0'$  — на

$$\ln(I_0'/I_0) = M_2 M_1 \Delta\tau / (M_1 - M_2) \quad (5)$$

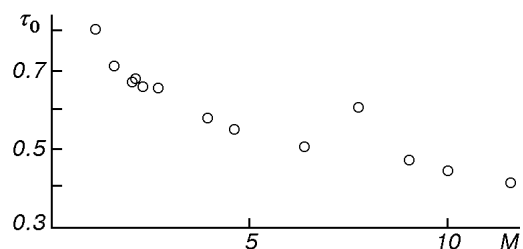
[10, 11]. Тут  $M_1 > M_2$ , а  $\Delta\tau = (d\tau/dt)\Delta t$  — зменшення оптичної товщини між двома спостереженнями. Використання завищеного значення  $I_0'$  також призведе до завищення оцінки  $\tau_0''$  на величину

$$\tau_0'' - \tau_0 = [M_2 M_1 \Delta\tau / (M_1 - M_2)] / M = \tau_\phi \quad (6)$$

При  $M_1 = 2.5$ , і  $M_2 = M = 2$  оптична товщина буде завищена на  $5\Delta\tau$  та  $4\Delta\tau$  при її визначенні відповідно з одного та з двох рівнянь (3), а позаатмосферна інтенсивність — в  $\exp[10\Delta\tau]$  раз. Як видно з виразу (6), навіть у випадку безатмосферного небесного тіла ( $\tau_0 \approx 0$ ) будуть оцінюватись деякі фіктивні значення оптичної товщини  $\tau_\phi$ , які будуть збільшуватись зі зменшенням  $M$ .

Тепер нагадаємо результати піонерських робіт [24, 51]. У них використовувалась модель стабільної в часі та однорідної в горизонтальній площині атмосфери. Як правило, для аналізу використовувались спостереження протягом 1—2 год після сходу (перед заходом) Сонця. Повітряна маса визначалась як  $M = \sin^{-1}i$ , де  $i$  — висота Сонця над горизонтом. Значення  $I_0$  визначались за спостереженнями у дні, коли вранці чи увечері отримувалось по кілька зображень на різних  $M_i$ . Для визначення оптичної товщини з індивідуальних спостережень використовувалось усереднене значення  $I_0$ , величина якого була визначена з точністю  $\pm 5\%$ . Було отримано, що: значення  $\tau_0$  збільшується зі зменшенням повітряної маси, а мінімальна її величина припадає на 13-ту годину за місцевим часом. Вранішні визначення практично завжди більші за вечірні; вранці та увечері спостерігались тумани конденсаційної природи з оптичною товщиною біля 0.2 та радіусом частинок біля 2 мкм. Середнє значення оптичної товщини для періоду високої прозорості атмосфери в місці посадки модулів «Вікінг-1, -2» становила 0.5 і 0.3 відповідно.

Отже, під час спостережень з поверхні Марса атмосфера була нестабільною та неоднорідною в горизонтальній площині, а тому є досить вагомими причини стверджувати, що результати аналізу спостережень модулями «Вікінг-1» та «Вікінг-2» є помилковими. Рисунок наочно показує, що в місці посадки модуля «Вікінг-1» дійсно мало місце передбачене виразом (6) збільшення оптичної товщини зі зменшенням повітряної маси. На це звернув увагу О. Мороженко [10, 11], але ці роботи залишились практично непоміченими. При аналізі подібного спостережного матеріалу, який був отриманий в 1997 р. КА «Mars Pathfinder», знову використовувався підхід робіт [24, 51]. Через те не дивно, що знову була отримана зміна оптичної товщини в часі [56]. На ці роботи відреагував лише В. Мороз [14], який висловив сумнів у тому, що ігнорування туманів могло призвести до значних похибок в оцінках  $\tau_0$  та інших параметрів. Нижче оцінимо приблизне значення похибок деяких характеристик. Якщо допустити, що дані рисунка зумовлені використанням недостовірних даних про позаатмосферний блиск Сонця, то у місці посадки «Вікінг-1» значення позаатмосферної інтенсивності Сонця могло бути завищеним в 1.7 рази. Внаслідок цього значення  $\tau_0$  могли бути завищені на 0.35 (на повітряній масі 1.5). Це означає, що при коректному аналізі з урахуванням зміни оптичної товщини в часі буде отримане значення оптичної товщини, значно менше 0.1. Цим практично знімається згадане вище протиріччя в оцінках  $\tau_0$ .



Побудована за даними роботи [24] залежність значення оптичної товщини в місці посадки модуля КА «Вікінг-1» від повітряної маси, на якій отримувалось зображення Сонця [10]

## РАДІУС ЧАСТИНОК ТА УЯВНА ЧАСТИНА ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ

Проаналізуємо чотири основних методи визначення розміру частинок.

1. Поляризаційний, про який вже говорилося. Він однаково ефективний як для періодів глобальних пилових бур, так і високої прозорості атмосфери.

2. За спектральними значеннями розсіюючої складової або повної оптичної товщини. Основним недоліком цього методу є те, що він ефективний для відносно дрібного чисто розсіюючого аерозолю. Так, наприклад, при  $n_r = 1.50$ ,  $\sigma^2 = 0.2$  значення  $\ln(2\pi r_0/\lambda)$  має бути меншим 2.6, тому що для більших значень немає спектральної залежності  $\tau_a^s$ . У випадку поглинаючого аерозолю, навіть при відомих значеннях  $n_i(\lambda)$ , спектральна залежність об'ємного коефіцієнта ослаблення не буде тотожною її залежності від розміру частинок. На результат впливатиме і неоднозначність визначення спектральної залежності  $\tau_0(\lambda)$ , зумовлена неоднозначністю вибору спектральних залежностей  $\chi_a(\lambda)$ ,  $\omega_a$  та відбивної здатності поверхневого шару. В результаті точність методу — одна з найнижчих.

3. Якщо відомі густина частинок та висота їхнього знаходження, то їхній розмір найточніше можна визначити за швидкістю осідання в спокійній або сильно конвективній атмосфері. Цей метод, як правило, базується на спостережних даних про час дисипації локальних хмарових утворень та глобальних пилових шарів. Як показують спостереження, ослаблення пилових бур супроводжується неодноразовою активізацією виносу пилу (див., наприклад, рис. 7 в [12]). З'являються зумовлені нагріванням пилу за рахунок поглинання сонячного випромінювання досить великі вертикальні складові вітру [35]. Тому оцінені цим методом значення  $r$  є значно заниженими. Якщо врахувати, що аерозоль пилового шару є полідисперсним, то ці оцінки дають занижене значення того мінімального розміру частинок, внесок яких у фотометричні властивості Марса ще може бути відчутним.

4. З фазових залежностей відбивної здатності атмосфери або азимутальної залежності яскравості марсіанського неба, яка спостерігається безпосередньо з поверхні планети. В принципі вони використовують ефект змін індикатриси розсіяння зі зміною розміру частинок. Оскільки форма  $\chi(\alpha)$ , особливо її частина для  $\alpha < 30^\circ \dots 40^\circ$ , досить чутлива до значень  $n_r$ , форми частинок та  $\sigma^2$ , то цей метод також не може претендувати на високу достовірність. Більше того, незначні флуктуації оптичних характеристик по видимому диску або по марсіанському небу можуть сильно вплинути на форму фазової або азимутальної залежностей.

Результати оцінок радіуса зібрані в табл. 2. Тут також приведені середньгеометричні значення радіуса  $r_0$  для нормально-логарифмічного закону при дисперсії  $\sigma^2 = 0.2$ , перераховані за виразами

$$r_0 = r'_0(\sigma'^2/\sigma^2)^{1/2}, \quad (7)$$

$$r_0 = r_{\text{еф}} \exp(-2.5\sigma^2), \quad (8)$$

$$\sigma^2 = \ln(1 + v_{\text{еф}}). \quad (9)$$

Тут  $r_{\text{еф}}$  та  $v_{\text{еф}}$  — ефективний радіус частинок та дисперсія їхніх розмірів, які характеризують гамма-розподіл частинок за розмірами.

В табл. 2  $r$  — радіус монодисперсних частинок, а  $n$  — показник апроксимаційного виразу  $\tau(\lambda) = \tau(\lambda_0)(\lambda/\lambda_0)^n$ . Зазначимо, що для чисто розсіюючих частинок з  $n_r = 1.50$  та полідисперсного аерозолю з  $\sigma^2 = 0.2$   $0 > n > -1$  при  $3.7 > \ln(2\pi r_0/\lambda) > 2.2$ ,  $-1 > n > -2$  при  $2.2 > \ln(2\pi r_0/\lambda) > 1.1$  і  $-2 > n > -3$  при  $1.1 > \ln(2\pi r_0/\lambda) > 0.45$ .

Таблиця 2. Розміри частинок

$r_0$ , мкм	Примітки	Літературне джерело
$r_{0, \min}$		
<b>Поляризаційні спостереження, сферичні частинки</b>		
0.063	355—450 нм, $\alpha_i^s(\lambda) = \text{const}$ , $n = -2.25$	[5]
0.035	225—450 нм, $\alpha_i^s(\lambda) = \text{const}$	[7]
0.17—0.25	368—450 нм, $\alpha_i^s(\lambda) = f(\lambda)$	[18]
0.91	350—530 нм, $\alpha_i^s(\lambda) = f(\lambda)$ , хаотично орієнтовані сплюснуті сфероїди з відношенням осей 2:1, $n_i = 0.032$ та 0.015, відповідно на 350 та 530 нм	[49]
<b>Азимутальна залежність яскравості марсіанського неба</b>		
0.24	«Вікінг-1, -2», Хаотично орієнтовані частинки	[51]
1.55	—	[50]
0.72—0.94	—	[52]
0.83—0.96	«Mars Pathfinder»	[58]
0.87—1.20	443.6—965.3 нм, —	[41]
<b>Спектральна залежність оптичної товщини</b>		
0.87—0.95	$h = 10—15$ км. Зі зміни $\sigma_{\text{ext}}$ на $\lambda = 1900$ та 3700 нм за 8.02—26.03 1989 р.	[32]
0.54—0.59	$h = 25—27$ км	
$r_{0, \max}$		
$\geq 5.7$	З поляризаційних спостережень в жовтні 1971 р.	[3]
$r \approx 10$	З $A(42^\circ)$ та антитепличного ефекту в жовтні 1971 р.	[1]
4.5	Оцінка авторів за $A(42^\circ)$ в жовтні 1971 р.	
$r = 10$	За відбивною здатністю в кінці листопада 1971 р.	[35]
$r = 10—30$	Моделювання пилових бур	[27]
1.5	З теплового спектру в кінці листопада 1971 р.	[28, 59]
$r = 5—18$	За часом дисипації локальних пилових хмар	[12]
$r > 4...15$	Оцінки авторів за зміною об'ємного коефіцієнта розсіяння між періодами 13.10—25.11 та 01—10.12 1971 р.	[43]
0.60	УФ-фазові залежності відбивної здатності в листопаді—грудні 1971 р., сфери	[46]
0.035	—, Хаотично орієнтовані частинки	[23]
0.70—0.77	Азимутальна залежність яскравості неба в I пилову бурю 1977 р. Хаотично орієнтовані частинки. Кінцева стадія пилової бурі 1971 р. По швидкості падіння частинок	[52]
$r \approx 1$	$h = 10$ км, Пилова буря 1924 р. $t = 56$ діб	[6]
$r = 2.6—4.8$	Після 22 грудня 1971 р.	[29]
$r = 0.7—0.9$		[12]
$r \approx 1$	Для $h$ з тиском $\leq 2$ мбар, Монодисперсний аерозоль	[25]
$r > 0.75$	За $t_c = 60...35$ діб після 25.12 1971 р. та пилова буря 1977р., $h = 10$ км. (див. текст)	
$\leq 0.18$	Оцінка авторів за даними роботи [48], $n = -0.4...-1.0$ після врахування газової складової за період 25.01—15.02 1972 р.	

Стала часу  $t_c$  характеризує зменшення оптичної товщини сильно турбулентної атмосфери в часі

$$\tau(t) = \tau(0)\exp[-t/t_c], \quad (10)$$

значення якої, отримані за різними спостереженнями, становлять:

Час	$t_c$ , доби	Примітки
01.12.71—01.03.72 рр.	60	$h = 12$ та 30.5 км [25]
01.12.71—01.03.72 рр.	40—60	$h = 0$ [48]
25.11.71—01.12.71 р.	5	$h = 0$ [43]
I та II пилова буря 1977 р.	35—50	$h = 0$ [42]



З табл. 2 випливає, що значення розміру пилових частинок найбільші на початковій стадії пилової бурі, а найменші — на кінцевій. Це підтверджує, що очищення атмосфери відбувається за рахунок першочергового випадіння найбільших частинок. Через це викликає сумнів достовірність оцінок  $r_0$  роботи [52], згідно з якими значення  $r_0$  для періоду високої прозорості атмосфери не менші, ніж для періоду пилової бурі. Такий результат протирічить загальноприйнятим теоріям пилових бур. Тому принаймні одна з цих оцінок помилкова, а можливо — обидві.

Що стосується уявної частини показника заломлення, то практично всі методи використовують залежність альbedo частинок заданого розміру від цієї величини, а тому достовірність отримуваних значень  $n_i$  визначається точністю оцінки  $\omega_a$  зі спостережних даних та точністю задання функції розподілу частинок за розмірами. Більшість існуючих оцінок  $n_i(\lambda)$  для видимого діапазону довжин хвиль зібрані в табл. 3.

Як видно, непогано узгоджуються оцінки, отримані з аналізу фазових залежностей ( $25^\circ < \alpha < 85^\circ$ ) відбивної здатності пилового шару в УФ-променях для першого місяця роботи КА «Маринер-9» [23, 46] та видимого альbedo диска Марса в першій половині жовтня 1971 р. [2, 9, 13]). Для довжин хвиль  $\lambda < 500$  нм вони не сильно відрізняються від спектральних значень уявної частини показника заломлення мінералів-аналогів марсіанського ґрунту (базальт та базальтове скло) [34, 53], тоді як з аналізу азимутальних залежностей яскравості марсіанського неба отримані приблизно на порядок більші значення [41, 50, 52, 58].

Як бачимо, практично всі розглянуті методи не забезпечують однозначності визначення оптичної товщини, параметрів функції розподілу частинок

Таблиця 3. Спектральні значення уявної частини показника заломлення пилових частинок для видимої ділянки спектру

$\lambda$ , нм	[51]	[50]	[52]	[41]	[49]	[58]	[52]
	Висока прозорість атмосфери				Пилова буря		
350					0.032		
435					0.023		
450	0.086	$\approx 0.1 n_i$ в [51]	0.010	0.015		0.0122	0.018
500	0.074		0.007	0.009			0.010
530			0.0025		0.010		
550							0.004
670	0.041		0.0065	0.0032		0.0023	0.0065
860	0.035			0.0038		0.0036	
965	0.054			0.0024		0.0042	
	Пилова буря						
	[46]	[23]	[9]	[2]	[13]		
310					0.0011		
340	0.0053	0.0015			0.0011		
350				0.00089			
360					0.00080		
400				0.00060			
433					0.00042		
500			0.00038	0.00025			
536					0.000093		
600			0.00011	0.00011			
654					0.000064		
700			0.000065	0.000052			
717					0.000044		

[50, 51, 52] — азимутальна залежність яскравості марсіанського неба, [41, 58] — те ж за 1997 р., [49] — моделювання поляризаційних властивостей Марса в період високої прозорості атмосфери, [23, 46] — фазова залежність відбивної здатності пилового шару, [2, 9, 13] — дані про видиме альbedo Марса в період пилової бурі 1971 р.

за розмірами та уявної частини показника заломлення. Через це вибір найдостовірнішої системи цих параметрів має базуватись на їхній відповідності усьому комплексу спостережних даних.

Для перевірки достовірності оцінок  $n_1(\lambda)$  використаємо відповідність модельно розрахованих та спостережних даних про видиме альbedo Марса в періоди високої прозорості атмосфери при  $\alpha = 27^\circ$  в УФ-променях [21] та в період глобальної пилової бурі 1971 р. при фазовому куті  $42^\circ$  у видимому діапазоні довжин хвиль [1, 22].

Оскільки для періоду високої прозорості атмосфери необхідно враховувати ще відбиття поверхневим шаром, то задовільного узгодження  $A(27^\circ)$  в діапазоні  $210 \leq \lambda \leq 350$  нм можна досягти навіть для таких двох різних моделей аерозольної складової, як  $n_1(\lambda) = 0$ ,  $\tau_a(335 \text{ нм}) = 0.028$ ,  $r_0 = 0.035$  мкм та  $n_1(\lambda) = \text{const} = 0.039$ ,  $\tau_a(350 \text{ нм}) = 0.4$ ,  $r_0 = 0.95$  мкм (тут приймалось, що  $\tau_g$  відповідає атмосферному тиску 6.1 мбар).

Інформативнішими у цьому відношенні виявились спостережні дані для глобальної пилової бурі, коли атмосферу можна вважати напівнескінченною та можна знехтувати внеском її газової складової (особливо у видимих та ІЧ-променях). З метою перевірки достовірності даних про велику уявну частину показника заломлення нами були за даними про  $A(42^\circ)$  знайдені значення  $r_{0, \text{max}}$ . Для спектрального комплексного показника заломлення була прийнята оптична модель пилових частинок [45] (див. табл. 4). Як видно, значення  $r_0$  виявились значно меншими не лише від оцінок  $r_{0, \text{max}}$ , але й  $r_{0, \text{min}}$ , отриманих з аналізу азимутальної залежності яскравості марсіанського неба (див. табл. 2). На наш погляд, це є вагомим підтвердженням того, що отримані з аналізу азимутальної залежності яскравості марсіанського неба значення  $n_1(\lambda)$  дійсно завищені.

Це спонукало нас ще раз повернутися до визначення спектральних значень уявної частини показника заломлення за даними про видиме альbedo диска Марса в період найбільшої активності пилової бурі 1971 р. Оскільки, як видно з табл. 2, зараз неможливо вказати на точне значення  $r_{0, \text{max}}$  для цього періоду, то тут ми будемо виходити з допущення, що подібно до дійсної частини, спектральні значення уявної частини показника заломлення також близькі до відповідних значень для базальту та базальтового скла [34, 53]. Найменше розходження спостерігається на довжині хвилі  $\lambda = 450$  нм, тому приймемо, що на  $\lambda = 433$  нм  $n_1 = 0.00071$ ; це відповідає середньому значенню для цих мінералів. Виявилось, що при цьому значенні  $n_1$  спостережне значення  $A(42^\circ, 433 \text{ нм})$  відповідає розрахованому при  $r_0 = 4.5$  мкм (модель напівнескінченного однорідного аерозольного шару при  $\sigma^2 = 0.2$ ). Як видно, це значення досить близьке до отриманої з аналізу поляризаційних спостережень оцінки 5.7 мкм при  $\sigma^2 = 0.2$ .

В подальшому з порівняння розрахованих при цьому значень  $r_0$  з приведеними в табл. 4 даними про  $A(42^\circ, \lambda)$ , були визначені спектральні значення  $n_1'(\lambda)$ . Як видно, повної відповідності цих оцінок з відповідними значеннями  $n_1'(\lambda)$  немає, особливо для довжин хвиль, коротших 300 нм та довгих 600 нм. Зауважимо, що отримана тут спектральна залежність  $n_1'(\lambda)$  добре погоджується з даними роботи [47].

Доцільно зауважити, що якби в роботах [16, 49] не використовувались приблизно на порядок завищені значення  $n_1(\lambda)$ , то були б отримані значно менші значення оптичної товщини, та, ймовірно за все, в роботі [49] не вдалося б погодити спостережні поляризаційні дані з розрахунками для великих частинок.

В цій моделі пилових частинок ( $r_0 = 4.5$  мкм та  $n_1 = 0.00071$  на 717 нм,

Таблиця 4. Модель пилових частинок

$\lambda$ , нм	A (42°)	$n_r$	$n_i$	$r_0$ , мкм	$r$ , $n_i$	$n_r$	$n_i$	$n_r$	$n_i$
						базальтове скло		базальт	
260	0.012	—	—	—	0.0025	1.62	0.068	1.54	0.018
308	0.016	1.48	0.038	0.30	0.0013	1.60	0.020	1.53	0.0017
336	0.017	1.49	0.038	0.41	0.0013	1.59	0.0071	1.52	0.0012
366	0.027	1.50	0.037	0.42	0.0010	1.58	0.0023	1.52	0.00096
433	0.052	1.51	0.026	0.25	0.00071	1.57	0.00064	1.52	0.00085
536	0.108	1.51	0.008	0.27	0.00038	1.57	0.00046	1.52	0.00093
654	0.219	1.51	0.003	0.33	0.00014	1.57	0.00045	1.52	0.00105
717	0.256	1.51	0.003	0.32	0.00010	1.57	0.00058	1.52	0.00110

$\omega_a = 0.9873$ ,  $\langle \cos\theta \rangle = 0.781$ ) ще раз оцінимо значення оптичної товщини, при якій фотометричний контраст поверхневих деталей зменшиться з 60 % до 3–5 %, тобто мінімальне значення  $\tau_{0, \max}$  для найактивнішої стадії пилової бурі 1971р. Виявилось, що при фазовому куті 42° та нульовому куті падіння контраст замиється до 4 % вже при  $\tau_0 = 15$ , а до 1.4 % — при  $\tau_0 = 20$ . Як видно з табл. 1, ця оцінка добре погоджується з даними про  $\tau_{0, \max}$ , отриманими з різних спостережних даних.

Безумовно, що пилові частинки не є сферичними, але при фазовому куті 42° вплив форми частинок на модельні розрахунки малий. Як показали результати лабораторного та чисельного моделювання, помітні розходження індикатрис розсіяння сферичних та хаотично орієнтованих частинок мають місце при  $\alpha < 30^\circ$ – $40^\circ$ , а максимальні — при  $\alpha = 0$ .

Основними причинами помилковості оцінок  $r_0$  та  $n_i$  можна назвати наступні.

1. Для аналізу використовувались отримані на низьких висотах Сонця ( $i < 15.4^\circ$ ) спостережні дані, коли у приповерхневому шарі були тумани конденсаційної природи, оптична товщина яких навряд чи була однаковою в горизонтальній площині. Через це спостережні азимутальні залежності, швидше за все, відображали індикатрису розсіяння частинок туману, а також ефекти горизонтальної неоднорідності останнього.

2. Слабка чутливість азимутальної залежності інтенсивності до зміни розміру частинок. Підтвердженням цьому можуть слугувати вже згадані розбіжності оцінок  $r_0$  [49–51], а також результати робіт [23, 45], де з аналізу одних й тих же спостережних даних про фазову залежність відбивної здатності пилового шару були отримані різні значення  $r_0$  та  $n_i$ .

3. Використання завищених значень  $\tau_0$ , що веде до отримання занижених значень  $\omega$ , тобто завищених значень уявної частини показника заломлення.

4. В цих роботах не обговорюється метод стандартизації спостережень. Якщо допустити, що для цього використовувались завищені позаатмосферні інтенсивності Сонця (7), то це призвело до отримання занижених значень яскравості марсіанського неба, занижених значень  $\omega(\lambda)$  та завищених —  $n_i(\lambda)$ .

У роботі [32] з даних про ослаблення Сонця отримувались значення оптичної товщини на промені зору для різних висот над поверхнею планети  $\tau_i(h)$ , а з відмінності цих значень на довжинах хвиль 1.9 та 3.7 мкм — розмір частинок. Достовірність оцінок  $\tau_i(h)$  не може викликати сумніву, чого не можна сказати про те, чим вони зумовлені. По перше, не виключено, що вони характеризують атмосферу з підвищеною непрозорістю (локальні пилові чи конденсаційні хмари, див. [37]). На отриманих «Маринер-7»

ТВ-зображеннях (візуальні промені) південної півкулі були зафіксовані на лімбі прошки підвищеної відбивної здатності. В цих місцях оцінки оптичної товщини чисто розсіюючої атмосфери знаходяться в межах 0.044—0.085 (в моделі однорідної атмосфери) або 0.11—0.23 (розподіл за експонентою). По друге, як сказано в роботі [32], аналізу спостережних даних передувала процедура виключення спектральних ділянок, у яких розміщені смуги поглинання CO<sub>2</sub> та H<sub>2</sub>O на λ 1900 нм, та двох неототожнених смуг поглинання на λ = 3700 нм, а тому не виключено, що ця корекція була неповною, внаслідок чого отримані спектральні значення τ<sub>i</sub>(h) характеризують у значній мірі й поглинаючі властивості цих газів та неототожненої речовини.

#### МОДЕЛЬ ВЕРТИКАЛЬНОЇ СТРУКТУРИ ПИЛОВОГО ШАРУ

Модель вертикальної структури пилового шару визначалась при наступних допущеннях.

1. Розподіл частинок за розмірами описується нормально-логіфічним законом з r<sub>0</sub> = 4.5 мкм та σ<sup>2</sup> = 0.2.

2. Вертикальний профіль концентрації частинок радіуса r визначається виразом

$$N(r, h) = N(r, 0) \exp \left[ - \int_0^h \left[ \frac{1}{H_g} + \frac{V_s(r, h)}{D_i(h)} \right] dh \right] = N(r, h) \exp[-h/H_a]. \quad (11)$$

Тут H<sub>g</sub> та H<sub>a</sub> — шкали висот газової та аерозольної складових,

$$V_s(r, h) = \frac{2\pi r^2 \gamma_a g}{9\eta} \left\{ 1 + \left[ 0.864 + 0.20 \exp \left( - \frac{1.25r}{l} \right) \right] \frac{1}{r} \right\} \quad (12)$$

— швидкість падіння частинки радіусом r та густиною γ<sub>a</sub> під дією прискорення вільного падіння g в атмосфері з динамічною в'язкістю η, а l — довжина вільного пробігу молекул газу, D<sub>i</sub>(h) — коефіцієнт турбулентного перемішування.

3. Визначення D<sub>i</sub>(h) буде базуватись на спостережних даних про H<sub>a</sub> на висоті 51.4 км (табл. 5).

Таблиця 5. Значення H<sub>a</sub>

h, км	H <sub>a</sub> , км	Літературне джерело
51.4	5.9	середнє для п'яти інтервалів широт [20]
< 40	8.3	[35]
< 50	10 ± 2	[19]

4. Враховуючи обмеженість спостережних даних, для висотного профілю коефіцієнта турбулентного перемішування, згідно з [39], приймемо

$$D_i(h) = D_i(0) [N_g(0)/N_g(h)]^{1/2}. \quad (13)$$

Модель газової складової атмосфери у період глобальної пилової бурі була взята з роботи [15], відповідно до якої для середнього рівня поверхні p<sub>0</sub> = 6.1 мбар, T(0) = 250 К, η(0) = 0.00093 г/(см·с), l(0) = 0.00333 см.

Виявилось, що D<sub>i</sub>(0) = 3 · 10<sup>7</sup> см<sup>2</sup>·с. В табл. 6 наведені модельні значення H<sub>a</sub>(h) в шарі між висотами h<sub>i</sub> та h<sub>i+1</sub> (наприклад, H<sub>a</sub> = 5.8 км відповідає

Таблиця 6. Модельні значення  $N_a(h)$ ,  $\tau_0(h)/\tau_0(0)$ ,  $\tau_1(h)/\tau_0(0)$ 

h, км	$N_a(h)$ , км	$\tau_0(h)/\tau_0(0)$	$\tau_1(h)/\tau_0(0)$
0	11.6	1	42.2
12	10.4	0.355	15.3
24	9.0	0.112	4.95
36	7.2	0.0293	1.35
48	5.8	0.00552	0.267
56	4.8	0.00139	0.0702
64	3.9	0.000264	0.0140
72	3.5	0.0000335	0.0018

висотам 48—56 км), відносні зміни оптичної товщини в зеніті  $\tau_0(h)/\tau_0(0)$  та оптичної товщини на промені зору  $\tau_1(h)/\tau_0(0)$ . Тут, згідно з [35], оптична товщина на промені зору становить

$$\tau_1(h) = \tau_0(h)(2\pi R/H)^{1/2}, \quad (15)$$

де  $R$  — радіус планети.

Отриманий розподіл  $\tau_0(h)$  (при  $\tau_0(0) > 15$ ) не протирічить ТВ-зображенням у візуальних променях, які були одержані при підльоті до планети КА «Маринер-9». На них досить чіткими були обриси лише чотирьох деталей (Olympus Mons, Arsia Mons, Pavonis Mons та Ascraeus Mons), висоти яких над рівнем поверхні з тиском 6.1 мбар відповідно становлять 28, 25, 24 та 24 км [35]. Не протирічить він і тому, що на висоту 61 км піднімаються частинки з радіусом понад 1 мкм [19] (див. табл. 2). Крім того, наведені в табл. 6 оцінки  $N_a$  для висот менше 36 км добре узгоджуються з оцінками для нижньої атмосфери (8.3—12 км), які отримані з перпендикулярних до лімба фотометричних профілів [20, 35].

Модельювання зміни оптичної товщини в часі відповідає  $t_c = 10$  діб за першу декаду ослаблення пилової бурі та біля 20 діб — до повного очищення атмосфери. Як бачимо, остання величина у 2-3 рази менша від більшості приведених вище. Це може бути наслідком наступних чинників. Стадія ослаблення пилової бурі 1971 р. характеризувалась неодноразовими підвищеннями запиленості атмосфери, на що вказують зменшення поляризуючих властивостей диска планети та поява локальних пилових утворень (див. рис. 7 в [12]). В денні години завдяки нагріванню пилових частинок виникають досить великі висхідні потоки, які спроможні піднімати частинки з радіусами до 30 мкм [35], що частково компенсує їхнє осідання в нічні години. Не виключено, що врахування спільної дії цих двох ефектів спроможне пояснити 2-3-разову відмінність модельно розрахованого та спостережного значень  $\tau_c$ .

Як видно з табл. 7, отримане нами значення коефіцієнта турбулентної дифузії вписується у широкий діапазон його оцінок. Зараз важко судити про реальну його величину та відмінності останнього в періоди високої прозорості атмосфери та локальних пилових бур.

## ВИСНОВКИ

Основним результатом роботи вважаємо оцінку імовірного завищення значень позаатмосферної інтенсивності Сонця та оптичної товщини атмосфери, визначення яких було започатковано роботою [50] на підставі аналізу спостережних даних про ослаблення Сонця марсіанською атмосферою. Ігнорування процесів дисипації вранішніх та конденсації вечірніх туманів в

Таблиця 7. Значення  $D_t$

$D_t$ , $\text{см}^2/\text{с}$	Примітки	Літературне джерело
<b>Висока прозорість атмосфери</b>		
$\geq 10^8$	$h > 15$ км	[26]
$10^7 - 10^8$	$h = 70 - 90$ км	[60]
$5 \cdot 10^7$	$h = 100 - 150$ км	[30]
$(3 \dots 10) \cdot 10^6$	$h = 100 - 150$ км	[33]
$5 \cdot 10^7$	$h > 100$ км	[55]
$(1,1 \pm 0,5) 10^6$	$15 < h < 30$ км	[32]
$10^8$	$h = 85$ км	[31]
$(2 \dots 140) \cdot 10^6$		[36]
$(2,3 \dots 6,9) \cdot 10^6$	$28 < h < 35$ км Після 01.02.72 р.	[20]
<b>Пилові бурі</b>		
$(1,6 \dots 14) \cdot 10^7$	$36 < h < 62$ км 14.11—20.12.77 р.	[20]
$10^4 - 10^5$	$h < 30$ км	[38]
$10^7 - 10^8$		[40]
$7 \cdot 10^6$		[59]
$\geq 10^7$		[25]
$10^5$		[44]
$9,6 \cdot 10^6 \exp(h/20)$		[13]
$3 \cdot 10^7 [p_0(0)T(h)/p_0(h)T(0)]^{1/2}$		див. текст

місці посадки модуля КА «Вікінг-1» призвело до завищення позаатмосферної інтенсивності Сонця приблизно в 1.7 раза та оптичної товщини на 0.35. Подальше використання цих завищених даних при аналізі азимутальної залежності яскравості марсіанського неба, а також неврахування зумовленої туманами горизонтальної неоднорідності атмосфери потягнуло за собою отримання також завищених оцінок розміру частинок та уявної частини показника заломлення. В той же час не виключено, що отримані розміри характеризують частинки конденсаційного туману, а не пилової складової.

Що стосується параметрів пилового шару та природи частинок, то проведений аналіз дозволяє стверджувати наступне.

1. Спектральні значення комплексного показника заломлення пилових частинок (особливо його дійсної частини) досить близькі до відповідних даних для базальту та базальтового скла [34, 53].

2. Для активної стадії глобальної пилової бурі 1971 р. (жовтень—листопад)  $4.5 < r_{0, \max} < 5.7$  мкм (при  $\sigma^2 = 0.2$ ), а  $\tau_0 > 15$ .

3. Що стосується періодів високої прозорості атмосфери, то ще й зараз доводиться вважати відкритим питання про достовірність оцінок  $\tau_0$  та  $r_0$ . Все ж ми схильні вважати, що для середнього рівня поверхні планети  $\tau_{0, \min}^s \leq 0.02$  на  $\lambda = 500$  нм, а  $r_{0, \min} \leq 0.05$  мкм (при  $\sigma^2 = 0.2$ ).

4. Коефіцієнт турбулентної дифузії в жовтні—листопаді 1971 р. біля поверхні планети був не менший  $3 \cdot 10^7$   $\text{см}^2/\text{с}$ .

Проблема вибору найімовірнішої моделі форми частинок також дуже важлива для оптики марсіанської атмосфери. Зараз можна бути впевненим лише в тому, що пилове середовище являє собою ансамбль частинок різних розмірів і форм, а не лише сферичних. Приймаючи відомими спектральні значення комплексного показника заломлення та базуючись на відомих спостережних даних про фазову функцію блиску та спектральні поляризаційні фазові криві Марса в період глобальних пилових бур, можна більш-менш об'єктивно вибрати форму частинок, яка буде характеризувати реальну полідисперсність їхніх форм.

Ми розуміємо, що наші висновки про недостовірність оцінок оптичної товщини, розміру частинок та уявної частини показника заломлення, зроблених на підставі аналізу спостережних даних з поверхні планети, будуть сприйняті критично, тому з радістю чекаємо аналізу цього матеріалу.

На закінчення висловлюємо подяку М. Міщенку за надану можливість використання програми для розрахунку характеристик розсіянного сферичними частинками випромінювання (Mie code), яка знаходиться на World Wide Web <http://www.giss.nasa.gov/~crimim>, а також рецензенту за цінні зауваження.

1. Александров Ю. В., Лушичко Д. Ф., Лушичко Т. А. Абсолютная фотометрия Марса в 1971, 1973, 1975 годах. — Харьков: Высш. шк., 1977.—126 с.
2. Длугач Ж. М. Метод и результаты расчета оптических свойств атмосферы Марса в период глобальной пылевой бури 1971 г. // Астрометрия и астрофизика.—1978.—Вып. 30.—С. 50—64.
3. Дольфус А., Длугач Ж. М., Мороженко А. В., Яновицкий Э. Г. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. II. Пылевые бури // Астрон. вестник.—1974.—8, № 4.—С. 211—222.
4. Коваль И. К., Яновицкий Э. Г. Оптические параметры поверхности и атмосферы Марса // Астрон. журн.—1969.—46, № 3.—С. 633—642.
5. Мороженко А. В. Атмосфера Марса по поляризационным наблюдениям // Астрон. журн.—1969.—46, № 5.—С. 1087—1094.
6. Мороженко А. В. Некоторые свойства атмосферы Марса в период пылевой бури // Астрон. циркуляр.—1972.—№ 683.—С. 4—5.
7. Мороженко А. В. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. I. Аэрозольная составляющая чистой атмосферы // Астрон. вестник.—1974.—8, № 3.—С. 121—127.
8. Мороженко А. В. Результаты поляриметрических наблюдений Марса в 1971 и 1973 гг. // Астрометрия и астрофизика.—1975.—Вып. 26.—С. 97—107.
9. Мороженко А. В. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. IV. Физические свойства пылевых облаков и средний радиус частиц поверхностного слоя материка Арабия // Астрон. вестник.—1977.—11, № 2.—С. 85—89.
10. Мороженко А. В. Методы и результаты изучения аэрозольной составляющей атмосферы Марса в периоды ее высокой прозрачности // Кинематика и физика небес. тел.—1991.—7, № 4.—С. 3—22.
11. Мороженко А. В. Достоверен ли анализ наблюдательных данных космических аппаратов «Викинг-1 и -2» об оптических свойствах атмосферы Марса // Астрон. вестник.—1992.—26, № 1.—С. 28—38.
12. Мороженко А. В. Физические свойства атмосферы Марса в периоды пылевых бурь. I // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 1.—С. 32—48.
13. Мороженко А. В. Физические свойства атмосферы Марса в периоды пылевых бурь. II // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 3.—С. 3—19.
14. Мороз В. И. Что известно об аэрозоле в атмосфере Марса? // Астрон. вестник.—1992.—26, № 1.—С. 39—45.
15. Мороз В. И., Изаков М. Н., Линкин В. М. Инженерная модель атмосферы Марса (Вариант МА-87). — М., 1988.—64 с.—(Препринт / АН СССР. Ин-т космич. исследований; Пр-1449).
16. Мороз В. И., Петрова Е. В., Ксанфомалити Л. В. Аэрозоль в атмосфере Марса по данным эксперимента КРФМ // Письма в Астрон. журн.—1991.—17, № 6.—С. 548—559.
17. Соболев В. В. Рассеяние света в атмосферах планет. — М.: Наука, 1972.—335 с.
18. Тишкорец В. П., Шкуратов Ю. Г. О поляризационных свойствах поверхности и атмосферы Марса // Астрон. журн.—1982.—59, № 5.—С. 991—995.
19. Ajello J. M., Pang K. D., Lane A. L., et al. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: bright-limb observations of the lower atmosphere of Mars // J. Atmos. Sci.—1976.—33, N 3.—P. 544—552.
20. Anderson E., Leovy C. Mariner 9 television limb observations of dust and ice hazes on Mars // J. Atmos. Sci.—1978.—35, N 4.—P. 723—734.
21. Caldwell J. Ultraviolet observations of Mars made by the orbiting astronomical observatory // Icarus.—1973.—18, N 3.—P. 489—496.
22. Caldwell J. Ultraviolet observations of Mars and Saturn by the TDIA and OAO-2 satellites // Icarus.—1977.—32, N 2.—P. 190—209.
23. Chylek P., Gramm G. M. Scattering by nonspherical particles and optical properties of Martian dust // Icarus.—1978.—36, N 2.—P. 198—203.

24. Colburn D. S., Pollack J. B., Haberle R. M. Diurnal variations in optical depth at Mars // *Icarus*.—1989.—79, N 1.—P. 159—189.
25. Conrath B. Thermal structure of the Martian atmosphere during the dissipation of the dust storm 1971 // *Icarus*.—1975.—24, N 1.—P. 36—46.
26. Gierasch P., Goody D. A Study of the thermal and dynamical structure of the martian lower atmosphere // *Planet. Space Sci.*—1968.—16, N 6.—P. 615—646.
27. Gierasch P., Goody D. A model of a Martian great dust storm // *J. Atmos. Sci.*—1973.—30, N 2.—P. 169—179.
28. Hanel R., Conrath B., Howis W., et al. Investigation of the Martian environment by infrared spectroscopy on Mariner 9 // *Icarus*.—1971.—17, N 2.—P. 423—442.
29. Hartmann W. K., Price M. J. Mars: Clearing of the 1971 dust storm // *Icarus*.—1974.—21, N 1.—P. 28—34.
30. Izakov M. N. The Martian upper atmosphere structure from the Viking spacecraft experiments // *Icarus*.—1978.—36, N 2.—P. 189—197.
31. Jaquin F., Gierasch P., Kahn R. The vertical structure of limb hazes in the Martian atmosphere // *Icarus*.—1986.—68, N 3.—P. 442—461.
32. Korablev O. I., Krasnopolsky V. A., Rodin A. V., Chassefiere E. Vertical structure of Martian dust measured by solar infrared occultations from the Phobos spacecraft // *Icarus*.—1993.—102, N 1.—P. 76—87.
33. Krasnopolsky V. A. Vertical distribution of water vapor and Mars model lower and middle atmosphere // *Icarus*.—1979.—37, N 1.—P. 182—189.
34. Lamy Ph. L. Optical properties of silicates in far ultraviolet // *Icarus*.—1978.—34, M 1.—P. 65—75.
35. Leovy C. B., Briggs C. A., Young A. T., et al. The martian atmosphere: Mariner 9 television experiment progress report // *Icarus*.—1972.—17, N 2.—P. 373—393.
36. Leovy C. B., Mintz Y. Numerical simulation of the atmospheric circulation and climate of Mars // *J. Atmos. Sci.*—1969.—26, N 6.—P. 1167—1190.
37. Leovy C. B., Smith B. A., Young A. T., Leighton R. B. Mariner Mars 1969: Atmospheric results // *J. Geophys. Res.*—1971.—76, N 2.—P. 297—312.
38. Leovy C. B., Zurek R. W. Thermal tides and Martian dust storms: direct evidence for coupling // *J. Geophys. Res.*—1979.—84, N 6.—P. 2956—2968.
39. Lindzen R. S. Tides and gravity waves in the upper atmosphere // *Mesospheric models and related experiments* / Ed. by Fiocco, D. Reidel, Hingham, Mass, 1971.—P. 122—130.
40. Magalhaes J. A. The Martian Hadley circulation: composition of «viscous» model predictions to observations // *Icarus*.—1987.—70, N 3.—P. 442—468.
41. Markiewicz W. J., Sablotny R. M., Keller H. U., et al. Optical properties of the martian aerosols as derived from imager for Mars Pathfinder midday sky brightness data // *J. Geophys. Res.*—1999.—E104, N 4.—P. 9009—9017.
42. Martin T. Z., Peterfreund A. R., Kieffer H. H. Thermal infrared properties of the Martian atmosphere. 1. Global behavior at 7, 9, 11 and 20 mm // *J. Geophys. Res.*—1979.—84, N B6.—P. 2830—2842.
43. Morozhenko A. V. Some physical characteristics of the 1971 Martian dust clouds // *Icarus*.—1979.—39, N 1.—P. 81—87.
44. Murphy J. B., Toon O. B., Haberle R. M., Pollack J. B. Numerical simulations of the decay of Martian global dust storms // *J. Geophys. Res.*—1990.—95, N B9.—P. 14629—14648.
45. Ockert-Bell M. E., Bell II J. F., Pollack J. B., et al. Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelengths // *J. Geophys. Res.*—1997.—101, N E4.—P. 9039—9050.
46. Pang K., Ajello J. M. Complex refractive index of Martian dust: Mariner 9 ultraviolet observation // *Icarus*.—1976.—27, N 1.—P. 55—67.
47. Pang K., Ajello J. M. Complex refractive index of Martian dust: Wavelength dependence and composition // *Icarus*.—1977.—30, N 1.—P. 63—74.
48. Pang K., Hord Ch. W. Mariner 9 ultraviolet spectrometer experiment: 1971 Mars dust storm // *Icarus*.—1973.—18, N 3.—P. 481—488.
49. Petrova E. V. Mars aerosol optical thickness retrieved from measurements of the polarization inversion angle and the shape of dust particles // *J. Quant. Spectrosc. and Radiat. Transfer.*—1999.—63, N 2-6.—P. 667—676.
50. Pollack J. B., Colburn D. S., Flassar F. M., et al. Properties and effects of dust particles suspended in the Martian atmosphere // *J. Geophys. Res.*—1979.—84, N B6.—P. 2929—2945.
51. Pollack J. B., Colburn D. S., Kahn R., et al. Properties of aerosols in the Martian atmosphere as inferred from Viking lander imaging data // *J. Geophys. Res.*—1977.—82, N 28.—P. 4479—4496.
52. Pollack J. B., Ockert-Bell M. E., Shepard M. K. Viking lander image analysis of Martian atmospheric dust // *J. Geophys. Res.*—1995.—100, N E3.—P. 5235—5250.
53. Pollack J. B., Toon O. B., Khare B. N. Optical properties of some terrestrial rocks and glasses



- // *Icarus*.—1973.—**19**, N 3.—P. 372—383.
54. *Santer R., Deschamps M., Ksanfomaliti L. V., Dollfus A.* Photopolarimetry of Martian aerosols. II. Limb and terminator measurements // *Astron. and Astrophys.*—1986.—**158**, N 1/2.—P. 247—258.
55. *Shimazaki T.* Photochemical stability of CO<sub>2</sub> in the Martian atmosphere: reevaluation of the eddy diffusion coefficient and the role of water vapor // *J. Geomagn. and Geoelec.*—1989.—**41**, N 3.—P. 273—301.
56. *Smith P. H., Lemmon M.* Opacity of the Martian atmosphere measured by the imager for Mars Pathfinder // *J. Geophys. Res.*—1999.—**104**, N E4.—P. 8975—8985.
57. *Thorpe T. E.* Viking orbiter observations of atmospheric opacity during July—November 1976 // *J. Geophys. Res.*—1977.—**82**, N 28.—P. 4151—4159.
58. *Tomasko M. G., Doose L. R., Lemmon M., et al.* Properties of dust in the Martian atmosphere from the imager on Mars Pathfinder // *J. Geophys. Res.*—1999.—**104**, N E4.—P. 8987—9007.
59. *Toon O. B., Pollack J. B., Sagan C.* Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971—1972 // *Icarus*.—1977.—**30**, N 4.—P. 663—696.
60. *Zurek R. W.* Diurnal tide in the Martian atmosphere // *J. Atmos. Sci.*—1976.—**33**, N 2.—P. 321—337.

Надійшла до редакції 05.10.00