

УДК 523.4

Ж. М. Длугач¹, М. И. Мищенко², А. В. Мороженко¹

¹Главная астрономическая обсерватория НАН Украины,
03680 Киев ГСП, ул. Академика Заболотного 27

²Годдардовский институт космических исследований НАСА,
Нью Йорк, США

Влияние формы частиц на оценки оптических параметров пылевой составляющей атмосферы Марса

Для частиц, имеющих форму сфер и сплюснутых сфероидов, исследовано влияние формы пылевого аэрозоля в атмосфере Марса на оценки мнимой части показателя преломления n_i , полученные из фотометрических наблюдений во время максимума активности пылевой бури 1971 г. Аналогичный анализ проведен относительно оценок среднего радиуса частиц r_0 и оптической толщины пылевого слоя τ_0 для атмосферы с высокой прозрачностью, найденных из данных поляризационных наблюдений. Показано, что принятая форма аэрозоля влияет на полученные значения этих оптических параметров. Именно, найденные для сфероидальных частиц значения n_i , r_0 и τ_0 оказались примерно в два раза большими, чем для сфер. Однако они все равно остаются намного меньшими имеющихся оценок этих параметров, полученных, в частности, из интерпретации космических экспериментов. Причина такого различия пока не ясна.

ВПЛИВ ФОРМИ ЧАСТИНОК НА ОЦІНКИ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ПИЛОВОЇ СКЛАДОВОЇ АТМОСФЕРИ МАРСА, Длугач Ж. М., Мищенко М. І., Мороженко О. В. — Для частинок, що мають форму сфер та сплюснутих сфероїдів, досліджено вплив форми пилового аерозолю в атмосфері Марса на значення уявної частини показника заломлення n_i , отримані з фотометричних спостережень під час максимуму активності пилової бурі 1971 р. Аналогічний аналіз проведено щодо оцінок середнього радіуса частинок r_0 та оптичної товщини пилового шару τ_0 для атмосфери з високою прозорістю, які були знайдені з використанням поляриметричних спостережень. Показано, що прийнята форма аерозолю впливає на одержані значення цих оптичних параметрів. А саме, знайдені для сфероїдальних частинок значення n_i , r_0 та τ_0 виявились приблизно у два рази більшими у порівнянні зі сферами. Але вони все ж залишаються набагато меншими від оцінок, отриманих, зокрема, з інтерпретації даних космічних експериментів. Причина такого розходження поки що не зрозуміла.

EFFECT OF THE SHAPE OF PARTICLES ON THE ESTIMATES OF OPTICAL PARAMETERS FOR THE DUST COMPONENT IN THE MARTIAN ATMOSPHERE, by Dlugach Zh. M., Mishchenko M. I., Morozhenko A. V. — Using spherical and oblate spheroidal particles, we investigated the influence of the shape of the dust aerosol on the imaginary part of the refractive index n_i obtained from the photometric observations carried out during the highest activity period in the global dust storm in 1971. A similar analysis for high transparency periods was performed relative to the estimates of the mean particle radius r_0 and the optical thickness of the dust layer τ_0 which were obtained from polarimetric measurements. The adopted shape of aerosol was found to affect these optical parameters. Namely, the values of n_i , r_0 , and τ_0 obtained for spheroidal particles proved to be approximately a factor of 2 greater than those for spheres. Anyway, they remain to be much lower than the estimates found for these parameters from space experiments. So far, the origin of such a discrepancy is not clear.

В настоящей работе изучается влияние формы пылевых частиц в атмосфере Марса на их оптические характеристики. Как было показано в наших предыдущих работах [3, 4], найденные различными методами значения размера марсианских пылевых частиц и оптической толщины атмосферы Марса в периоды ее высокой прозрачности, а также мнимой части комплексного показателя преломления различаются между собой в десять и более раз. Этому можно найти много объяснений, в частности неединственность решения обратной многопараметрической задачи, использование различных предположений о форме пылевых частиц и т. д. Так, например, в работах [3—5, 9] рассматривалась модель сферических частиц, в то время как в работах [22—24] анализ наблюдательных данных проводился для несферического аэрозоля. Сейчас наша цель — попытаться выяснить степень влияния формы аэрозоля на оценки перечисленных выше оптических параметров атмосферы, получаемые из анализа поляризационных и фотометрических наблюдений. Будут рассмотрены частицы, имеющие форму сфер и сплюснутых сфероидов, и в качестве функции распределения используются нормально-логарифмическое распределение

$$f(r) = \text{const} \cdot r^{-1} \exp \left[\frac{-\ln^2(r/r_0)}{2\sigma^2} \right] \quad (1)$$

и модифицированный степенной закон

$$f(r) = \begin{cases} \text{const}, & 0 \leq r \leq r_1, \\ \text{const} \cdot r^{-\xi}, & r_1 \leq r \leq r_2, \\ 0, & r > r_2. \end{cases} \quad (2)$$

МНИМАЯ ЧАСТЬ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

В табл. 1 приведены полученные в наших предыдущих работах [3, 4] для интервала длин волн $\lambda = 0.260—0.717$ мкм значения n_i мнимой части показателя преломления. Для этого использовались данные измерений видимого альbedo Марса при фазовом угле $\alpha = 42^\circ$ в период максимума пылевой бури 1971 г. [1, 14]. Сейчас мы попытаемся оценить, насколько эти оценки чувствительны к выбору формы частиц. Напомним, что в упомянутых работах нами была принята модель полубесконечного пылевого слоя, состоящего из сферических частиц, распределенных по размерам согласно нормально-логарифмическому закону (1). Для действительной части показателя преломления n_r использовались значения этого параметра,

Таблица 1. Оптические параметры пылевых частиц

λ , мкм	$A(42^\circ)$	n_r	n_i	n_i^{bc}	n_r'	n_i'
0.260	0.012	1.62	0.0025	0.068		
0.308	0.016	1.60	0.0013	0.020	1.48	0.038
0.336	0.017	1.59	0.0013	0.0071	1.49	0.038
0.366	0.027	1.58	0.0010	0.0023	1.50	0.037
0.433	0.052	1.57	0.00071	0.00064	1.51	0.026
0.536	0.108	1.57	0.00038	0.00046	1.51	0.008
0.654	0.219	1.57	0.00014	0.00045	1.51	0.003
0.717	0.256	1.57	0.00010	0.00058	1.51	0.003

измеренные в лаборатории для базальтового стекла и приведенные в [25], которые мы также даем в табл. 1. Такой выбор основывался на том, что согласно интерпретации наземных поляриметрических наблюдений [5] во время максимума пылевой бури 1971 г. $n_r = 1.59 \pm 0.01$ и $1.5 \leq n_r \leq 1.6$ для атмосферы с высокой прозрачностью [9]. Такие оценки величины n_r довольно близки к значению этого параметра для базальтового стекла (1.57). Близость значений действительной части показателя преломления позволяет предположить, что и значения мнимой части показателя преломления у этих частиц не очень сильно отличаются друг от друга. В табл. 1 нами приведены также измеренные величины n_i^{bc} мнимой части показателя преломления базальтового стекла [25].

Видимое альbedo $A(\alpha)$ вычислялось с помощью выражения

$$A(\alpha) = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha - \frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho(\mu, \mu_0, \varphi) \mu \mu_0 \cos \psi d\omega' d\psi, \quad (3)$$

где $\rho(\mu, \mu_0, \varphi)$ — коэффициент отражения полубесконечного слоя (рассчитывался методом, предложенным в работе [15]), ψ, ω' — планетоцентрические координаты, связанные с μ (косинус угла отражения) и μ_0 (косинус угла падения солнечного излучения) соотношениями

$$\mu_0 = \cos \psi \cos(\alpha - \omega'), \quad (4)$$

$$\mu = \cos \psi \cos \omega'.$$

На первом этапе для длины волны $\lambda = 0.433$ мкм в предположении, что $n_r = 1.57$, а n_i соответствует среднему для базальта и базальтового стекла значению 0.00071 [25], было получено, что наилучшее согласие между результатами измерений и расчетов достигается при $r_0 = 4.5$ мкм при $\sigma^2 = 0.2$ для нормально-логарифмического закона (1). Затем, добиваясь совпадения наблюдаемых и рассчитанных для этого радиуса значений $A(42^\circ, \lambda)$, были найдены спектральные значения мнимой части показателя преломления $n_i(\lambda)$. Как видно из таблицы, полученные нами оценки величины n_i неплохо согласуются с соответствующими значениями мнимой части показателя преломления базальтового стекла только в видимой области спектра, но значительно меньше в УФ- и ИК-лучах. Для УФ-области такое различие, если не полностью, то хотя бы частично можно объяснить реальной вертикальной стратификацией облачных частиц по размерам, о которой шла речь в работах [11] и [12], в случае чего использование модели вертикально однородного пылевого облака является некорректным.

Дело в том, что в случае оптически толстой атмосферы диффузно отраженное излучение формируется на некоторой эффективной оптической глубине $\tau_{\text{эф}}$, величина которой пропорциональна $[1 - \omega(\lambda)]^{-1/2}$. Это означает, что в случае пылевой бури на Марсе, когда видимое альbedo сильно уменьшается с уменьшением длины волны, значение $\tau_{\text{эф}}$ также должно уменьшаться с уменьшением длины волны, т. е. диффузно отраженное излучение в УФ-области формируется в атмосфере на больших высотах, чем в ИК-диапазоне. Поскольку в период пылевой бури величина радиуса частиц уменьшается с увеличением высоты [11, 12], то в действительности в УФ-лучах значение r_0 должно быть меньше полученного нами $r_0 = 4.5$ мкм. Неучет нами этого факта должен был привести к получению заниженного значения мнимой части показателя преломления в УФ-области спектра. Однако это объяснение ни в коем случае не может относиться к найденным нами оценкам n_i в ИК-лучах, так как в этом случае мы должны были получить завышенные величины мнимой части.

Кроме того, для сравнения в табл. 1 мы приводим также величины действительной n'_r и мнимой n'_i части показателя преломления марсианских пылевых частиц, найденные в работе [21] из анализа наблюдений отражательной способности светлой области Амазонис. Обращает на себя внимание очень большое (на порядок и более) различие полученных оценок мнимой части показателя преломления, вызывающее закономерный вопрос о причинах этого. Отметим, что слабым местом в нашей работе являлось использование модели сферических частиц, так что может возникнуть искушение объяснить полученные расхождения именно этим фактором. Напомним, что в работе [21] использовалась полуэмпирическая теория рассеяния света на несферических частицах. Ниже мы попытаемся на основе строгих расчетов элементов матрицы рассеяния света несферическими частицами оценить влияние формы частиц на величину мнимой части показателя преломления.

Нужно подчеркнуть, что строгий расчет элементов матрицы рассеяния света для несферических частиц, размер которых лежит в так называемой резонансной области (т. е. не намного меньший или не намного больший длины волны падающего излучения), представляет собой очень сложную задачу. В настоящее время одним из наиболее разработанных и часто употребляемых для таких частиц строгих методов расчета является так называемый Т-матричный метод Ватермана (см., например, [19]), для которого имеется и соответствующая общедоступная вычислительная программа, описанная в работе [18] (см. <http://www.giss.nasa.gov/crmim>). Исходя из наших реальных вычислительных возможностей, в качестве модели несферических частиц были выбраны хаотически ориентированные сплюснутые сфероиды (отношение осей $\varepsilon = 2$), распределенные по размерам согласно модифицированному степенному закону (2) при $\xi = 3$ с $r_{\text{эф}} = 1.5$, $\nu_{\text{эф}} = 0.2$ (подробнее о выборе функции распределения см. [18]). Такая форма частиц была выбрана по следующим причинам: 1) в этом случае для расчетов пригоден Т-матричный метод; 2) в работе Мэрфи и др. [20] на основе моделирования процессов пылевых бурь на Марсе был сделан вывод о том, что пылевые частицы такой формы могут содержаться в пылевых облаках; 3) для таких частиц были проведены расчеты в работе [22].

На рис. 1 в качестве примера представлены результаты расчетов первого элемента матрицы рассеяния F_{11} (индикатрисы рассеяния) при $n_r = 1.50$, $n_i = 0.001$, $\lambda = 0.35$ мкм для углов рассеяния γ от 100° до 180° упомянутых сфероидов и сфер с такими же параметрами функции распределения по размерам. Видно значительное различие их индикатрис рассеяния. Например, для $\gamma = 140^\circ$ ($\alpha = 40^\circ$ они различаются примерно в два раза.

Рис. 1. Индикатрисы рассеяния, рассчитанные для сфер (кружки) и сплюснутых сфероидов (крестики), распределенных по размерам согласно модифицированному степенному закону (2) для $\lambda = 0.35$ мкм при $n_r = 1.50$, $n_i = 0.001$, $r_{эф} = 1.5$, $\nu_{эф} = 0.2$

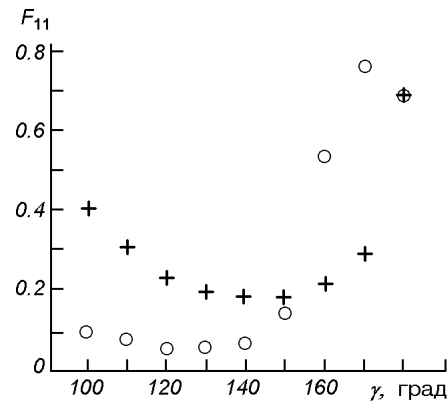


Таблица 2. Мнимая часть показателя преломления для пылевых частиц, распределенных по размерам согласно модифицированному степенному закону при $r_{эф} = 1.5$ мкм, $n_r = 1.50$

λ , мкм	Сферы		Сфероиды	
	$\omega^{(1)}$	$n_i^{(1)}$	$\omega^{(2)}$	$n_i^{(2)}$
0.366	0.73	0.009	0.61	0.020
0.433	0.84	0.004	0.76	0.0072
0.536	0.925	0.0015	0.89	0.0025
0.654	0.979	0.0004	0.968	0.0006
0.717	0.985	0.00027	0.979	0.0004

Поэтому интересно проследить, как сказывается такое различие индикатрис рассеяния на отражательных свойствах пылевого слоя, в частности на величине альbedo однократного рассеяния, и следовательно, на мнимой части показателя преломления пылевых частиц. Сравнивая наблюдаемые значения $A(42^\circ, \lambda)$ (первая строка табл. 1) с расчетами видимого альbedo Марса (в модели полубесконечного пылевого слоя) для выбранной модели сфер и сфероидов, в области спектра $\lambda = 0.366\text{--}0.717$ мкм мы получили спектральные значения альbedo однократного рассеяния $\omega^{(1)}$, $\omega^{(2)}$ и мнимой части показателя преломления $n_i^{(1)}$ (для сфер) и $n_i^{(2)}$ (для сфероидов), которые приведены в табл. 2. Видно, что максимальное отличие мнимых частей также равняется примерно 2.

Таким образом, при оценке мнимой части показателя преломления пылевых частиц из анализа наблюдений видимого альbedo Марса играет роль принятая форма частиц. Однако это влияние не столь существенно, чтобы дать отличие на порядок и более (а именно так, как видно из табл. 1, отличаются между собой значения мнимой части, полученные в работах [3, 4, 21, 24]). К сожалению, трудно точно предугадать, как поведут себя частицы большего размера. Однако расчеты для сплюснутых сфероидов со значениями параметра $x_{эф} = 2\pi r_{эф}/\lambda$, изменяющимися до 30, показывают, что в области больших размеров для углов рассеяния $130\text{--}150^\circ$ различие между индикатрисами рассеяния сфер и сфероидов практически постоянно [19].

В заключение этого раздела упомянем, что в работе [2] также использовались те же самые данные измерений $A(42^\circ, \lambda)$ для нахождения мнимой части показателя преломления. Была принята модель полубесконечного пылевого слоя, состоящего из сферических частиц с $r_0 = 10$ мкм, но индикатриса рассеяния для такой системы частиц в области углов рассеяния

100—180° исправлялась из условия наилучшего совпадения рассчитанной и наблюдаемой фазовой функции, полученной на КА «Маринер-9» в ноябре 1971 г. в спектральной полосе V [26]. Именно, в исправленной индикатрисе не было сильного обратного рассеяния, характерного для сферических частиц. В результате для спектрального интервала $\lambda\lambda = 0.360—0.717$ мкм были получены значения $10^{-3} \geq n_1 \geq 5 \cdot 10^{-5}$, что близко к нашим оценкам, приведенным в табл. 1.

РАДИУС ЧАСТИЦ И ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩИНА ПЫЛЕВОГО СЛОЯ В ПЕРИОДЫ ВЫСОКОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ АТМОСФЕРЫ

Наименьшие значения радиуса пылевых частиц и оптической толщины слоя для чистой атмосферы Марса были получены в работах [8, 9] из анализа результатов измерений поляризации, выполненного в рамках модели сферических непоглощающих частиц с постоянной по спектру действительной частью показателя преломления. Предполагалось, что угол инверсии поляризации для подстилающей поверхности α_1^s не зависит от длины волны, а наблюдаемое в коротковолновой области спектра ($\lambda < 0.450$ мкм) уменьшение угла инверсии обусловлено только рассеянием в атмосфере. Для газовой-аэрозольной оптически тонкого слоя (т. е. с учетом рассеяния только первого порядка) для произведения поляризации P на видимое альbedo планеты A справедливо выражение

$$\begin{aligned} B(\alpha, \lambda) &= P(\alpha, \lambda)A(\alpha, \lambda) = \\ &= -(1/2\pi)[\beta(\lambda)Q_R(\pi - \alpha) + (1 - \beta(\lambda))Q_a(\pi - \alpha)\omega_0(\lambda)] \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} d\omega \int_0^{\pi/2} \frac{\mu\mu_0}{\mu + \mu_0} \times \\ &\quad \times [1 - \exp[-\tau_0(1/\mu + 1/\mu_0)]] \cos\psi d\psi - \\ &\quad - (2/\pi)Q_s(\alpha, \lambda) \int_{\alpha-\pi/2}^{\pi/2} d\omega \int_0^{\pi/2} \mu\mu_0 \exp[-\tau_0(1/\mu + 1/\mu_0)] \cos\psi d\psi, \end{aligned} \quad (5)$$

где Q_R — второй элемент матрицы рассеяния в рэлеевском случае, Q_a — второй элемент матрицы рассеяния, рассчитанный для определенного показателя преломления и функции распределения частиц по размерам, Q_s — второй элемент матрицы рассеяния для поверхности. Кроме того,

$$\beta(\lambda) = \frac{\tau_g(\lambda)}{\tau_g(\lambda) + \tau_a(\lambda)}, \quad (6)$$

$$\omega_0(\lambda) = \frac{1}{1 + (1/\omega_a - 1)(1 - \beta)}, \quad (7)$$

$$\omega_a(\lambda) = \frac{q_{sc}(\lambda)}{q_e(\lambda)}, \quad (8)$$

$q_{sc}(\lambda)$, $q_e(\lambda)$ — полидисперсные коэффициенты рассеяния и ослабления, τ_g , τ_a — оптические толщины газовой и аэрозольной составляющих атмосферы. Очевидно, что в точке инверсии второе слагаемое в формуле (5) равняется нулю.

В работе [9] были использованы результаты наблюдений $B(\alpha, \lambda)$, полученные при $\alpha = 25.4^\circ$ (вблизи точки инверсии для поверхности Марса) для спектрального интервала $\lambda\lambda = 0.225—0.450$ мкм. Для фиксированного значения атмосферного давления по измеренной величине $B(25.4^\circ, 0.225$ мкм) подбирались такие значения n_r , $\beta(25.4^\circ) = \beta_0$ и радиуса частиц, чтобы наилучшим образом описать спектральный ход $B(25.4^\circ, \lambda)$. В резуль-

Таблица 3. Оптические параметры частиц, удовлетворяющие наземным поляризационным измерениям

λ , мкм	n_r	n_i	Сферы ($r_0 = 0.025$ мкм, $\sigma^2 = 0.2$)		Сфероиды ($r_0 = 0.04$ мкм, $\sigma^2 = 0.2$, $\varepsilon = 2.0$)	
			$\beta^{(1)}$	$\tau_0^{(1)}$	$\beta^{(2)}$	$\tau_0^{(2)}$
0.225	1.66	0.0030	0.490	0.200	0.490	0.200
0.353	1.58	0.0011	0.412	0.0392	0.324	0.0496
0.376	1.58	0.0010	0.399	0.0318	0.304	0.0417
0.390	1.58	0.0009	0.392	0.0280	0.293	0.0374
0.412	1.57	0.0008	0.391	0.0224	0.284	0.0307
0.434	1.57	0.0007	0.383	0.0187	0.271	0.0263

тате было получено, что при давлении у поверхности Марса 6 мб* $n_r = 1.5—1.6$, $\beta_0 = 0.57—0.61$ и среднее геометрическое радиусов для нормально-логарифмического закона распределения частиц по размерам $r_0 = 0.051—0.047$ мкм при $\sigma^2 = 0.1$.

Сейчас мы повторили эту работу, приняв, что показатель преломления пылевых частиц изменяется по спектру, а именно, действительная часть показателя преломления была взята из работы [25], а для мнимой части были приняты значения, полученные нами для максимума пылевой бури 1971 г. В табл. 3 для анализируемых длин волн приведены принятые нами величины n_r и n_i . На первом этапе были рассмотрены сферы, распределенные по размеру согласно нормально-логарифмическому закону (1) с $\sigma^2 = 0.2$. Подбор параметров r_0 и β_0 проводился для фазового угла 25.4° сначала для длины волны $\lambda = 0.225$ мкм, а затем мы добивались наилучшего согласия между наблюдаемыми и рассчитанными значениями $B(25.4^\circ, \lambda)$ для других длин волн. В результате было найдено, что величина среднего геометрического радиусов $r_0 = 0.025$ мкм. В табл. 3 приведены полученные спектральные значения $\beta(\lambda)$ и $\tau_0(\lambda) = \tau_g(\lambda) + \tau_a(\lambda)$ (они обозначены $\beta^{(1)}$ и $\tau_0^{(1)}$) при давлении у поверхности Марса 6 мб. Далее была рассмотрена модель сплюснутых сфероидов с отношением осей $\varepsilon = 2.0$ и теми же параметрами функции распределения по размерам, что и для сфер. Для таких частиц значение r_0 оказалось равным 0.04 мкм. В табл. 3 также приведены найденные для таких частиц значения β и τ_0 , обозначенные $\beta^{(2)}$ и $\tau_0^{(2)}$. Видно, что для пылевых частиц, имеющих форму сплюснутых сфероидов, получаются несколько большие значения r_0 и τ_0 , чем для сферических частиц, но они все равно намного меньше значений, найденных в работах [23, 24].

Для проверки достоверности полученных оценок оптических параметров нами с использованием выражения (5) были рассчитаны фазовые кривые поляризации $P(\alpha, \lambda) = B(\alpha, \lambda)/A(\alpha, \lambda)$ для длин волн $\lambda = 0.355, 0.373, 0.413$ и 0.459 мкм. Величины видимого альбедо $A(\alpha, \lambda)$ брались нами из данных наблюдений, приведенных в работе [16]. Для нахождения значений $Q_s(\alpha, \lambda) = -A(\alpha, \lambda)P(\alpha, \lambda)$, входящих в (5), мы поступили следующим образом: 1) было сделано предположение о независимости $Q_s(\alpha, \lambda)$ от длины волны; 2) была выбрана длина волны $\lambda = 0.504$ мкм, так как для нее еще можно пренебречь влиянием атмосферной составляющей и уже практически не сказывается оптическая неоднородность подстилающей

* 1 мб = 10^4 Па

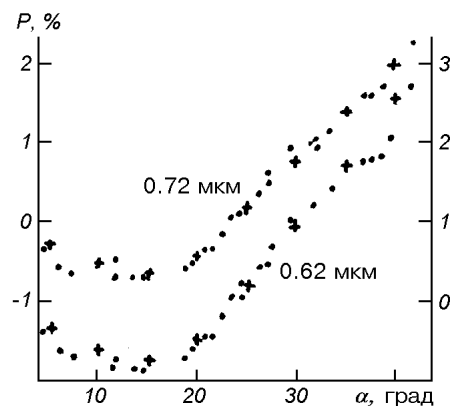


Рис. 2. Фазовые кривые поляризации излучения Марса в периоды высокой прозрачности его атмосферы. Точки — данные наблюдений, крестики — расчеты по формуле $P(\alpha, \lambda) = Q_s(\alpha, 0.504 \text{ мкм})/A(\alpha, \lambda)$

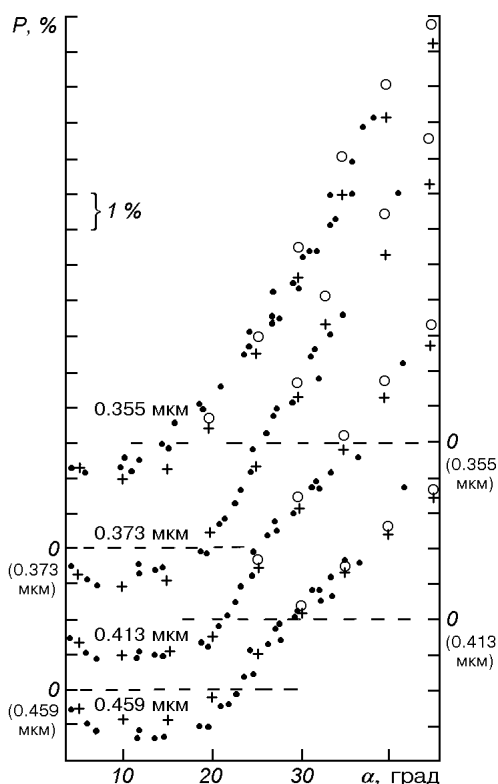


Рис. 3. Фазовые кривые поляризации излучения Марса в периоды высокой прозрачности его атмосферы для разных длин волн. Точки — данные наблюдений, кружки — расчеты для сфер с $r_0 = 0.025 \text{ мкм}$ при $\sigma^2 = 0.2$, крестики — расчеты для сплюснутых сфероидов при $\varepsilon = 2.0$, $r_0 = 0.04 \text{ мкм}$ и $\sigma^2 = 0.2$

поверхности; 3) для этой длины волны при вычислении $Q_s(\alpha, \lambda)$ использовались данные измерений $A(\alpha, \lambda)$ [16] и $P(\alpha, \lambda)$ [10]. О допустимости предположения о независимости $Q_s(\alpha)$ от длины волны можно судить по данным, приведенным на рис. 2, на котором для длин волн $\lambda = 0.620$ и 0.720 мкм точками изображены данные наблюдений $P(\alpha, \lambda)$, взятые из работы [10], крестики — вычисленные значения $P(\alpha, \lambda) = -Q_s(\alpha, 0.504 \text{ мкм})/P(\alpha, \lambda)$.

На рис. 3 приведены наблюдаемые [6, 7, 13] и рассчитанные фазовые кривые поляризации для длин волн $\lambda = 0.355$ и 0.413 мкм (шкала справа) и 0.373 и 0.459 мкм (шкала слева). Точками нанесены данные наблюдений, кружками — результаты расчетов для сфер с $r_0 = 0.025 \text{ мкм}$ при $\sigma^2 = 0.2$ и крестиками — результаты расчетов для сплюснутых сфероидов при $\varepsilon = 2.0$, $r_0 = 0.04 \text{ мкм}$ и $\sigma^2 = 0.2$. Видно, что имеет место достаточно хорошее

согласие между данными измерений поляризации и результатами наших расчетов, выполненных как для полидисперсной системы сферических, так и сфероидальных частиц. Введение нами в рассмотрение сплюснутых сфероидов привело к тому, что значения среднего радиуса и оптической толщины пылевого слоя увеличились примерно в два раза, но по-прежнему остались намного меньше оценок, полученных, например, из анализа измерений, выполненных на посадочных модулях КА «Викинг-1, -2» [23, 24] и «Марс Пасфайндер» [17, 27].

Итак, можно сделать вывод, что выбор формы пылевых частиц играет роль при оценке оптических параметров с использованием данных поляризационных и фотометрических наблюдений. Введение нами в рассмотрение сфероидальных пылевых частиц для периодов высокой прозрачности атмосферы Марса привело к увеличению значений среднего радиуса r_0 и оптической толщины пылевого слоя τ_0 примерно в два раза по сравнению с моделью сферических пылевых частиц. Это также относится и к оценке мнимой части n_i показателя преломления, найденной из фотометрических наблюдений в максимум пылевой бури 1971 г. Однако полученные значения этих оптических параметров по-прежнему остаются намного меньше соответствующих оценок, найденных другими авторами, в частности из анализа результатов космических экспериментов. С нашей точки зрения, вопрос о причине такого несоответствия пока остается открытым и требует дальнейшего рассмотрения.

В заключение выражаем искреннюю благодарность В. И. Морозу, дискуссия с которым послужила толчком к выполнению настоящей работы.

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. Длугач Ж. М., Мороженко А. В. Аэрозоль в марсианской атмосфере // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—16, № 5.—С. 437—453.
4. Длугач Ж. М., Мороженко А. В. Параметры пылевых частиц в атмосфере Марса // Астрон. вестн.—2001.—35, № 6.—С.
5. Дольфус О., Длугач Ж. М., Мороженко А. В. и др. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. II. Пылевые бури // Астрон. вестн.—1974.—8, № 4.—С. 211—222.
6. Мороженко А. В. Результаты поляриметрических наблюдений Марса в 1961—1963 гг. // Физика Луны и планет. — Киев: Наук. думка, 1964.—С. 58—80.
7. Мороженко А. В. Поляризационные свойства атмосферы и поверхности Марса // Физика Луны и планет. — Киев: Наук. думка, 1966.—С. 45—69.
8. Мороженко А. В. Атмосфера Марса по поляризационным наблюдениям // Астрон. журн.—1969.—46, № 5.—С. 1087—1094.
9. Мороженко А. В. Оптические параметры атмосферы и поверхности Марса. I. Аэрозольная составляющая чистой атмосферы // Астрон. вестн.—1974.—8, № 3.—С. 121—127.
10. Мороженко А. В. Результаты поляриметрических наблюдений Марса в 1971 и 1973 гг. // Астрометрия и астрофизика.—1975.—Вып. 26.—С. 97—107.
11. Мороженко А. В. Физические свойства атмосферы Марса в периоды пылевых бурь. I // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 1.—С. 32—48.
12. Мороженко А. В. Физические свойства атмосферы Марса в периоды пылевых бурь. II // Кинематика и физика небес. тел.—1995.—11, № 3.—С. 3—19.
13. Мороженко А. В. Результаты спектрофотометрических наблюдений планет и галилеевых спутников Юпитера в противостояния 1986, 1988 и 1989 гг. // Кинематика и физика небес. тел.—2000.—17, № 1.—С. 45—57.
14. Caldwell J. Ultraviolet observations of Mars and Saturn by the TDIA and OAO-2 satellites // Icarus.—1977.—32, N 2.—P. 190—209.
15. Dlugach J. M., Yanovitskij E. G. The optical properties of Venus and the jovian planets. II Methods and results of calculations of the intensity of radiation diffusely reflected from semi-infinite homogeneous atmospheres // Icarus.—1974.—22, N 1.—P. 66—81.

16. *Irvine W. M., Simon T., Menzel D. H., et al.* Multicolor photoelectric photometry of the brighter planets. III. Observations from Boyden observatory // *Astron. J.*—1968.—73, N 9.—P. 807—828.
17. *Markiewicz W. I., 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.—104, N E4.—P. 9009—9017.
18. *Mishchenko M. I., Travis L. D.* Capabilities and limitations of a current fortran implementation of the T-matrix method for randomly oriented rotationally symmetric scatters // *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer.*—1998.—60, N 3.—P. 309—324.
19. *Mishchenko M. I., Travis L. D., Mackovski D. W.* T-matrix computations of light scattering by nonspherical particles: a review // *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer.*—1996.—55, N 5.—P. 535—575.
20. *Murphy J. R., 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.
21. *Ockert-Bell M. E., Bell II J. F., Pollack J. B., et al.* Absorption and scattering properties of the Martian dust in the solar wavelenghts // *J. Geophys. Res.*—1997.—101, N E4.—P. 9039—9050.
22. *Petrova E. V.* Mars aerosol optical thickness retrived from measurements of the polarization inversion angle and the shape of dust particles // *J. Quant. Spectrosc. Radiative Transfer.*—1999.—63, N 2-6.—P. 667—676.
23. *Pollack J. B., Colburn D. S., Kahn R., et al.* Properties of aerosols in the Martian atmosphere as infered from Viking lander imaging data // *J. Geophys. Res.*—1977.—82, N 28.—P. 4479—4496.
24. *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.
25. *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.
26. *Thorpe Th. E.* Mariner 9 photometric observations of Mars from November 1971 through March 1972 // *Icarus.*—1973.—20, N 4.—P. 482—489.
27. *Tomasko M. C., 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.

Поступила в редакцию 12.11.01