

НДК 523.3+523.4

## Модель спектрального хода альbedo твердых поверхностей космических тел

Ю. Г. Шкуратов

Представлена геометрикооптическая модель зависимости альbedo порошкообразной (зернистой) среды от оптических параметров вещества и длины световой волны. Формально модель — одномерная, однако она учитывает специфику трехмерного случая. Так, параметрами индикатрисы рассеяния частиц одномерной среды взяты соответствующие усредненные параметры слоя трехмерных частиц, имеющих произвольную форму. Для расчета многократного светорассеяния в пределах одной частицы используются коэффициенты Френеля, усредненные по углу падения. Дан вывод основных формул и обсуждаются некоторые следствия. Показано, что новая модель описывает измерения поверхностей, имеющих альbedo менее 10 %, более корректно, чем модель Стокса — Бодо, используемая в настоящее время в практике лабораторной спектроскопии порошкообразных сред. Представлены данные лабораторных спектрофотометрических измерений модельных образцов, подтверждающие применимость теоретической модели. Анализируется влияние дисперсности порошкообразной поверхности на глубину полос поглощения в спектре альbedo.

*MODEL OF SPECTRAL ALBEDO FOR ATMOSPHERELESS COSMIC BODIES, by Shkuratov Yu. G.* The new geometrooptic model of spectral albedo for powder surfaces is represented. Formally it is the one-dimensional model. However it takes into account the specificity of three-dimensions by using the average Fresnel coefficients. Description of the model is given. It is shown that the model is more suitable for surfaces with albedo <10 % than Stokes Bodo's one. The laboratory spectrophotometry data confirming the theoretical model are represented. Applications of the model for interpretation of spectral albedo absorption bands are considered.

**Введение.** Спектрофотометрию твердых космических поверхностей можно рассматривать как один из разделов спектроскопии светорассеивающих веществ. Согласно [2], общая схема спектроаналитического эксперимента со светорассеивающими веществами включает в себя следующие этапы: 1) измерение оптических характеристик поверхности (спектрального альbedo  $A(\lambda)$ ); 2) определение оптических параметров рассеивающей среды (объемных коэффициентов рассеяния и поглощения) на основе теории переноса излучения в среде; 3) определение оптических характеристик отдельной рассеивающей частицы на основе статистической теории кооперативных эффектов; 4) определение оптических параметров вещества (действительной  $n$  и мнимой  $k$  частей показателя преломления) на основе теории рассеяния света одиночной частицей; 5) определение физико-химических (в нашем случае химико-минералогических) параметров на основе теории строения вещества.

Твердые поверхности космических тел представляют собой полиминеральные объекты с хаотичной структурой и большим разнообразием физических свойств слагающих частиц. В силу большой сложности задачи схема Розенберга [2] для изучения таких поверхностей пока неприменима в полном объеме. Исследователями был избран путь поиска эмпирических взаимосвязей между спектральными характеристиками и минералого-геохимическими параметрами на основе реперных лабораторных измерений возможных аналогов (грунта, в случае Луны) твердых космических поверхностей.

Таким образом, от первого этапа спектроаналитического эксперимента перебрасывается мост сразу к пятому этапу, минуя остальные. Этот подход, несмотря на очевидную ограниченность, оказался довольно плодотворным. Так, хорошо известна «пироксеновая» кривая Адамса [5], устанавливающая связь между типом пироксенов и положением центра  $d-d$  полос поглощения ионов  $Fe^{2+}$  в районе 1 и 2 мкм. Известна также «титановая» кривая Маккорда [7], позволяющая по измерениям колор-индекса в области 0.55—0.40 мкм судить о содержании  $TiO_2$  в зрелых лунных морских грунтах. Можно привести и другие примеры удачного использования эмпирического подхода. Не умаляя

его успехов, отметим, что сам по себе он рано или поздно приводит к застойной ситуации. Этот подход продуктивен лишь как первый шаг. Выявляемые эмпирические зависимости между спектральными и химико-минералогическими параметрами необходимо интерпретировать, выяснять границы их применимости, а это, несомненно, требует выполнения всех (или большинства) этапов в схеме Розенберга, хотя бы в упрощенном виде. К сожалению, в литературе по планетологии работ, касающихся этих вопросов, очень мало. Остановимся на статьях [4, 8, 9, 11], вышедших примерно в одно время.

В [8, 9] предложена фотометрическая модель порошкообразной планетной поверхности, в которой формулы, описывающие спектральную зависимость альбедо, несколько обобщают известные формулы модели стопы, давно использующиеся в практике лабораторной спектрофотометрии [1]. В [4] также предпринята попытка обобщения модели стопы с учетом реальных особенностей рассеивающих частиц планетных грунтов. Модель стопы — строгая одномерная геометрикооптическая модель светорассеяния. Согласно этой модели однорядный слой плотноупакованных частиц порошкообразной среды считается эквивалентным плоскопараллельной пластине, толщина которой равна средней длине светового пути в частицах среды. Причем эта эквивалентность понимается в смысле общего энергетического баланса падающего излучения и его пропущенной, поглощенной и отраженной частей.

Таким образом, полубесконечная стопка плоскопараллельных пластин ставится в соответствие полубесконечной порошкообразной среде. Несмотря на очевидную приближенность модели стопы, она неплохо описывает экспериментальные данные [1]. Отметим еще один подход, основанный на применении метода Монте-Карло [11]. В рамках этого подхода с помощью ЭВМ моделируется распространение лучей света в среде, состоящей из частиц произвольной формы с заданным комплексным показателем преломления. К сожалению, на этом пути практически значимых результатов пока не получено.

Известны многочисленные работы, в которых для исследования свойств порошкообразных поверхностей применяются методы теории переноса излучения. В рамках этого подхода, как справедливо замечено в [1], можно эффективно оценивать оптические постоянные среды (объемные коэффициенты поглощения и рассеяния), но не вещества, из которого состоят частицы. Переход от оптических характеристик среды к параметрам вещества представляет собой нетривиальную задачу, существующие решения которой пока весьма приближены и не имеют практического значения [1, 10]. Кроме того, не очевидна применимость классической схемы теории переноса к порошкообразным поверхностям. Действительно, обычно при записи уравнения переноса элемент объема среды хотя и считается малым, тем не менее предполагается, что он включает в себя настолько большое число рассеивателей, что можно не рассматривать их индивидуально. Для реальных порошкообразных поверхностей это условие выполняется далеко не всегда.

В данной работе, развивающей подход, намеченный в [4], рассмотрена модель светорассеяния в порошкообразных средах, в рамках которой получены выражения, позволяющие оценивать спектральный ход показателя поглощения вещества по спектральному ходу альбедо поверхности. Формально модель — одномерная, однако в ней отражена специфика трехмерного случая; в частности, параметры индикатрисы рассеяния одномерных частиц получаются зависящими от плотности упаковки частиц реальной трехмерной среды.

**Основные допущения и вывод формул.** Считаем, что основной вклад в формирование альбедо поверхности вносят достаточно крупные частицы (зерна) вещества размером 10—100 мкм. Это позволяет полагать вклад дифракционных эффектов малым и пользоваться приближенным лучевой оптикой, характеризуя элементарные акты отражения (преломления) света соответствующими коэффициентами Френеля. Распространение луча света в такой среде представляет собой бесконечно ветвящийся случайный процесс. Точки ветвления процесса характеризуются коэффициентами Френеля:  $R_e(n, \theta)$  — внешнее и  $R_i(n, 0)$  — внутреннее отражения. Отрезки между ветвлениями характеризуются поглощением  $\tau = 4\pi\kappa l/\lambda$  и пористостью  $\mu$  среды. Конец ветвления означает выход света из среды. В общем случае величины  $n$ ,  $\kappa$ ,  $l$  (длина светового пути в частицах, т. е. приблизительно размер частиц) и  $0$  (угол между падающим лучом и нормалью к границе частицы в точке падения) являются статистически распределенными. Основная проблема при вычислении альбедо  $A$  дисперсной среды состоит в том, чтобы провести усреднение функции  $A(R_e, R_i, \tau, \mu)$  по этим величинам. В общем случае эта задача не имеет точного решения.

Один из возможных приближенных подходов состоит в следующем. Предположим что статистические распределения величин  $R_e$ ,  $R_i$ ,  $\tau$  и  $\mu$  таковы, что можно провести разложение функции  $A(R_e, R_i, \tau, \mu)$  в ряд Тейлора по моментам этих распределений. Тогда первым и наиболее существенным членом этого ряда будет  $A(\bar{R}_e, \bar{R}_i, \bar{\tau}, \bar{\mu})$ . Приближение

$$\overline{A(R_e, R_i, \tau, \mu)} \approx A(\bar{R}_e, \bar{R}_i, \bar{\tau}, \bar{\mu}) \quad (1)$$

тем лучше, чем более однородна среда по  $R_e$ ,  $R_i$ ,  $\tau$  и  $\mu$ . Последнее достаточно часто встречается даже в случае природных полиминеральных объектов. Кроме того, при необходимости всегда можно рассмотреть последующие члены разложения, уточнив тем самым формулу (1). Задача определения функции  $A(\bar{R}_e, \bar{R}_i, \bar{\tau}, \bar{\mu})$  несравненно более простая, чем  $\overline{A(R_e, R_i, \tau, \mu)}$ . Предлагаем ее возможное решение.

Пусть на частицу поверхности падает световой поток  $\Phi_0$ . Определим долю излучения, рассеянного частицей в полусферу, содержащую источник света (направление назад), и в противоположную полусферу (направление вперед)

$$r^\uparrow = \Phi^\uparrow / \Phi_0, \quad r^\downarrow = \Phi^\downarrow / \Phi_0. \quad (2)$$

Величины  $r^\uparrow$  и  $r^\downarrow$  — сумма усредненных вкладов элементарных актов отражения и преломления света различной кратности на микрогранях частиц. Эта сумма для  $r^\uparrow$  записывается в виде ряда\*

$$r^\uparrow = W_1 R_e + W_2 (1 - R_e) (1 - R_i) \exp(-\tau) + \\ + W_3 (1 - R_e) (1 - R_i) R_i \exp(-2\tau) + \dots, \quad (3)$$

где  $W_m$  — вероятность выхода лучей в направлении назад при  $m$ -м акте рассеяния;  $R_e$  — усредненный френелевский коэффициент отражения при входе луча в частицу;

$$R_e = \frac{\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} d\theta R^{(0)}(n, \theta) \cos \theta \sin \theta}{\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \sin \theta} = 2 \int_0^{\pi/2} d\theta R^{(C)}(n, \theta) \cos \theta \sin \theta, \quad (4)$$

где  $R^{(0)}$  — обычный коэффициент Френеля;  $R_i$  — усредненный коэффициент френелевского отражения при выходе света из частицы;

$$R_i = \frac{\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} d\theta R^{(0)}(1/n, \theta) \cos \theta \sin \theta}{\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} d\theta \cos \theta \sin \theta} = \frac{n^2 - 1}{n^2} + 2 \int_0^{\theta_0} d\theta R^{(0)}(1/n, \theta) \cos \theta \sin \theta, \quad (5)$$

где  $\theta_0 = \arcsin(1/n)$  — угол полного внутреннего отражения. Первый член ряда (3) описывает долю потока, отраженного поверхностью частицы, второй член — долю потока при прохождении света сквозь частицу, третий — то же, что и второй, но с учетом внутреннего отражения и т. д. Расчеты  $R_e$  и  $R_i$  при различных  $n$  и последующий анализ результатов показали, что для практических целей удовлетворительную аппроксимацию  $R_e$  дает выражение

$$R_e \approx [(n - 1)/(n + 1)]^2 + 0.05, \quad (6)$$

а  $R_i$  — выражение

$$R_i \approx (n^2 - 1)/n^2 + 0.04. \quad (7)$$

$R_i$  заметно больше  $R_e$  за счет учета полного внутреннего отражения.

Аналогично (3) записывается ряд для  $r^\downarrow$

$$r^\downarrow = (1 - W_1) R_e + (1 - W_2) (1 - R_e) (1 - R_i) \exp(-\tau) + \\ + (1 - W_3) (1 - R_e) (1 - R_i) R_i \exp(-2\tau) + \dots \quad (8)$$

\* В дальнейшем для краткости знаки усреднения величин  $R_e$ ,  $R_i$ ,  $\tau$  и  $\mu$  везде опущены.

При записи рядов (3) и (8) мы пренебрегли многократным поверхностным (френелевским) рассеянием, т. е. членами типа  $R_e^m$  ( $m > 1$ ).

Задача вычисления величин  $r^\uparrow$  и  $r^\downarrow$  требует оценки вероятностей  $W_m$ . Для высоких кратностей рассеяния света внутри частицы сделать такую оценку легко. Действительно, чем выше кратность рассеяния внутри частиц, тем больше свет «забывает» о своем первоначальном направлении распространения и, следовательно, вероятность его выхода из частиц в направлении вперед и назад уравнивается, т. е.  $W = 1/2$ . Для малых

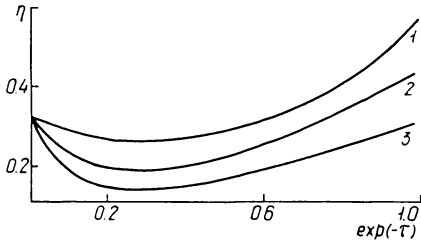
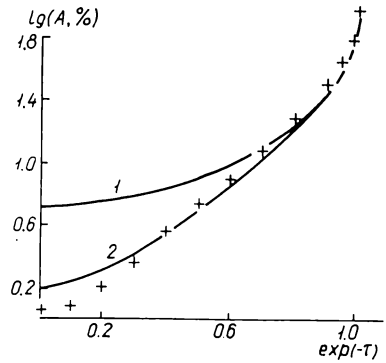


Рис. 1. Зависимость параметра асимметрии индикатрисы частиц от их прозрачности. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям показателя преломления 2.00, 1.55, 1.33

Рис. 2. Функция  $A(\tau)$ , рассчитанная по формулам модели Стокса — Бодо, — кривая 1, по формуле (18) — кривая 2, по формуле (20) — зависимость обозначена крестиками. Расчеты проводились при  $n = 1.55$ . В случае кривой 2 параметр  $\mu = 0.5$



кратностей рассеяния эта оценка неверна. Очевидно, что  $W_2 = 0$ , поскольку свет, прошедший сквозь частицу без внутреннего рассеяния, не может двигаться в направлении на источник. К сожалению, если оставаться в рамках одномерной модели, то более детальная оценка величины  $W_m$  невозможна. Поэтому будем считать в дальнейшем  $W_2 = 0$ ,  $W_m = 1/2$  при  $m \geq 3$ . Величина  $W_1$  также поддается грубой оценке

$$W_1 = \int_{\pi/4}^{\pi/2} d\theta \frac{R^{(0)}(n, \theta)}{R_e} \cos \theta \sin \theta, \quad (9)$$

что приближенно можно выразить аппроксимирующей формулой  $W_1 \approx 0.28n - 0.20$ . Ряды (3) и (8) легко суммируются и приводятся к виду

$$r^\downarrow = (r + T)/2, \quad r^\uparrow = (r - T)/2, \quad (10)$$

где

$$r = [R_e + (1 - R_e - R_i) \exp(-\tau)] / [1 - R_i \exp(-\tau)], \quad (11)$$

$$T = (1 - 2W_1) R_e + (1 - R_e) (1 - R_i) \exp(-\tau). \quad (12)$$

Величина  $r$  — альbedo частицы в смысле формул (2) ( $r = r^\uparrow + r^\downarrow$ ),  $T$  — приблизительная доля светового потока, прошедшего сквозь частицу без внутреннего рассеяния. Формулы (10) описывают «индикатрису» рассеяния частицы. Представляет интерес определить зависимость параметра асимметрии этой «индикатрисы»

$$\eta = r^\uparrow / r^\downarrow = (r - T) / (r + T) \quad (13)$$

от прозрачности частиц. Результат расчетов для трех значений показателя преломления приведен на рис. 1. Величина  $\eta$  заметно зависит от прозрачности, причем при  $\exp(-\tau) = 0.3$  функция имеет минимум, что соответствует случаю «индикатрисы», наиболее вытянутой вперед.

Теперь найдем альbedo  $A$  полубесконечной стопы слоев частиц при условии, что свет падает по нормали к этим слоям. Определим пористость  $\mu$  слоя частиц:

$$\mu = S/S_0, \quad (14)$$

где  $S$  и  $S_0$  видимая площадь, занятая частицами, и вся площадь слоя соответственно. С учетом параметра  $\mu$  запишем очевидные формулы для «индикатрисы» рассеяния одного слоя частиц

$$\rho^\downarrow = \mu r^\downarrow + 1 - \mu, \quad \rho^\uparrow = \mu r^\uparrow. \quad (15)$$

Этот слой будем считать эквивалентным одномерной частице с «индикатрисой» рассеяния, описываемой формулами (15). Запишем ряд по кратности рассеяния между полу-бесконечной цепочкой таких одномерных частиц:

$$A = \rho^\uparrow + (\rho^\downarrow)^2 A + (\rho^\downarrow)^2 \rho^\uparrow A^2 + (\rho^\downarrow)^2 (\rho^\uparrow)^2 A^3 + \dots \quad (16)$$

Отсюда следует формула

$$A = \rho^\uparrow + (\rho^\downarrow)^2 A / (1 - \rho^\uparrow A), \quad (17)$$

которая является частным случаем хорошо известных функциональных соотношений между коэффициентами пропускания и отражения одномерной среды, полученных В. А. Амбарцумяном методом сложения слоев [3, с. 79]. Из формулы (17) с учетом (10) и (15) получаем

$$A = z_1 - \sqrt{z_1^2 - 1}, \quad (18)$$

где

$$z_1 = [2 - r - T - \mu(1 - T)(1 - r)] / (r - T). \quad (19)$$

**Расчеты и некоторые следствия.** Обсудим зависимость  $A$  от параметров  $\tau$ ,  $n$  и  $\mu$ . На рис. 2 представлена зависимость  $A(\tau)$ , рассчитанная по формуле (18). Хорошую аппроксимацию этой зависимости дает формула

$$A = z_2 - \sqrt{z_2^2 - 1} + A_e, \quad (20)$$

где

$$z_2 = [1 - R_i \exp(-\tau) - (1 - R_i)^2 \exp(-2\tau)] / [R_i(1 - R_i) \exp(-2\tau)], \quad (21)$$

$$A_e = [(n - 1) / (n + 1)]^2 / 4. \quad (22)$$

Ее можно получить из формулы (18) при  $\mu = 1$ , пренебрегая значением  $R_e$  по сравнению со значением  $R_i$  и учитывая вклад однократного отражения в виде аддитивной добавки. Формула (20) позволяет резко сократить объем вычислений и, кроме того, дает возможность легко выразить в явном виде зависимость  $\tau(\lambda)$  от  $A(\lambda)$  при известных  $n(\lambda)$  и  $\mu$ :

$$\tau = -\ln \left[ \sqrt{N(1 + NR_i^2/A)} - NR_i/2 \right], \quad (23)$$

где

$$N = \{(1 - R_i) [1 + R_i(1 + A')^2 / (2A')]\}^{-1}, \quad (24)$$

$$A' = A - A_e. \quad (25)$$

Для изучения зависимости  $A(n, \mu)$  мы выполнили расчеты по формулам (18) и (20). Результаты расчетов представлены на рис. 3. Оказалось, что относительное влияние параметров  $n$  и  $\mu$  на альbedo наиболее заметно при малых значениях  $A$ , что типично для многих твердых космических поверхностей. Альbedo несколько снижается при увеличении  $n$  (для  $n \geq 1.4$ ), что, очевидно, является следствием увеличения доли лучей, испытывающих в частицах грунта полное внутреннее отражение (частицы являются световыми ловушками).

Из рис. 3 видно также, что влияние рыхлости грунта на его альbedo невелико. Ранее этот факт был известен из экспериментальной работы [6], в которой при прессовании порошков, состоящих из полупрозрачных частиц, обнаружено лишь слабое увеличение альbedo в видимой части спектра.

Сопоставление данных на рисунках 2 и 3 показывает, что основное влияние на величину  $A$  оказывает параметр  $\tau$ . Это обстоятельство, а также возможность априорной оценки параметров  $n$  и  $\mu$  позволяют применительно к твердым космическим поверхностям ставить задачу оценки функции  $\tau(\lambda)$  по измерениям  $A(\lambda)$  при помощи формул (23) — (25).

**Некоторые экспериментальные подтверждения модели.** Идея получения экспериментальных доказательств применимости развитой модели состоит в следующем. Полупрозрачный материал (например, цветное стекло) с предварительно измеренной зави-

симостью  $\tau(\lambda)$  должен быть измельчен в порошок с известным средним размером частиц. Затем измеряется спектральная зависимость альбеда этого порошка, по которой с помощью формул модели при известных  $n$  и  $\mu$  вычисляется  $\tau_A(\lambda)$ . По результатам сравнения зависимостей  $\tau(\lambda)$  и  $\tau_A(\lambda)$  можно оценить адекватность модели.

Исследуемым материалом мы избрали обычные стеклянные светофильтры трех типов ЗС-3 (зеленый), СС-6 (синий) и КС-15 (красный). Пропускание этих светофильтров

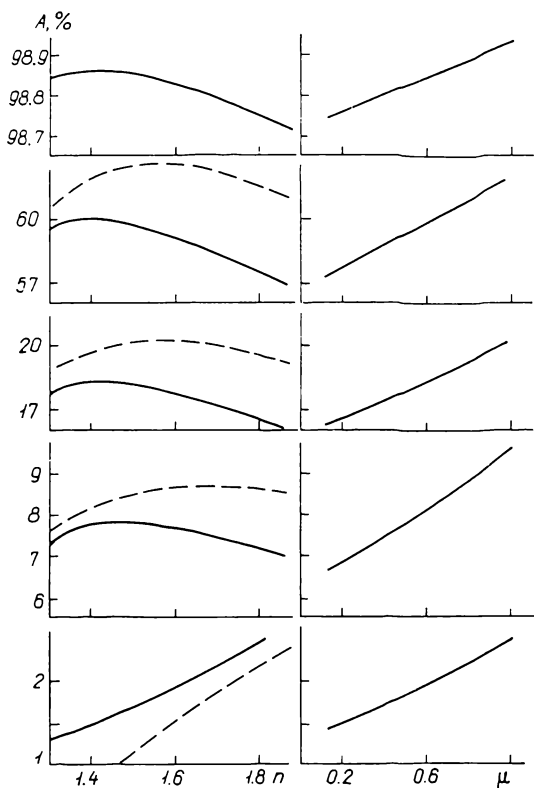
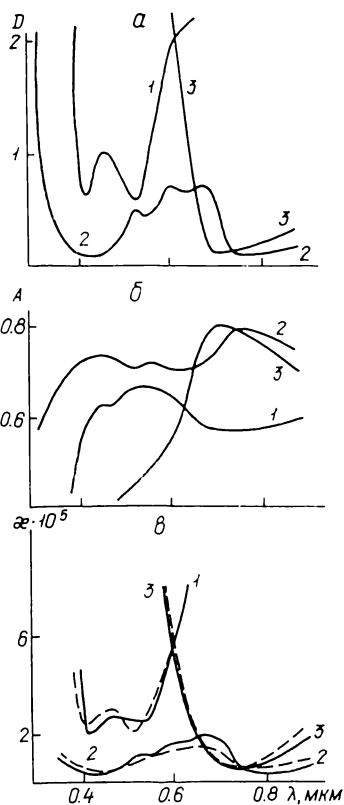


Рис. 3. Зависимости  $A(n)$  и  $A(\mu)$ , рассчитанные при различных  $\tau$ . Сплошные линии — результаты расчетов по формуле (18), штриховые — по формуле (20)

Рис. 4. Результаты спектральных измерений образцов оптических стекол: *a* — измерения оптической плотности ( $D$ ); *б* — измерения спектров диффузного отражения ( $A$ ); *в* — результаты определения  $\lambda$  по измерениям  $D(\lambda)$  и  $A(\lambda)$ . Штриховые линии соответствуют вычислениям в рамках модели, сплошные — данные прямых измерений. 1, 2 и 3 — образцы стекла ЗС-3, СС-6, КС-15. Толщина стекол при измерениях  $D$  — 3000 мкм для ЗС-3, 5000 мкм для КС-15 и СС-6. Средние размеры частиц порошков — около 50 мкм. При расчетах  $\mu=0,5$ , а  $n=1,5$



исследовалось с помощью спектрофотометра EPS-3Т в диапазоне 0,3—0,9 мкм. Полученные кривые приведены на рис. 4, *a*. После измерений пропускания светофильтры разрушались и измельчались в халцедоновой ступке. Порошок просеивался последовательно на ситах с размером ячеек 60 и 40 мкм. Это позволило «закрепить» средний размер частиц порошка между двумя указанными размерами. Спектры диффузного отражения порошков снимались на том же спектрофотометре (рис. 4, *б*). Затем по измерениям пропускания и альбеда вычислялись зависимости  $\lambda(\lambda)$  и  $\lambda_A(\lambda)$ . Они представлены на рис. 4, *в*. Как видно из этого рисунка, наблюдается неплохое согласие данных.

**О глубине полос поглощения в спектре альбеда твердых поверхностей космических тел.** По аналогии с другими разделами спектроскопии светорассеивающих веществ можно ставить задачу об определении концентрации поглотителей, порождающих ту или иную полосу в спектре альбеда твердых поверхностей космических тел, по параметрам этой полосы, например по ее глубине (интенсивности). В частности, такая задача имеет смысл применительно к полосам у 1 и 2 мкм в спектре Луны.

Предпринимались попытки найти корреляцию между глубиной полосы в районе 1 мкм и содержанием железа в лунном грунте, однако они не имели успеха. Причину этого мы видим в том, что характеристики дисперсности среды могут существенно влиять на параметры полос поглощения в спектре альбеда, маскируя их зависимость от концентрации поглотителей.

Из практики лабораторных спектрофотометрических исследований известно, что порошки одного и того же вещества различной степени дисперсности обнаруживают заметные отличия контраста полос поглощения в спектре альбеда [6]. Порошки с достаточно большими размерами частиц бывают настолько темными, что в спектре альбеда

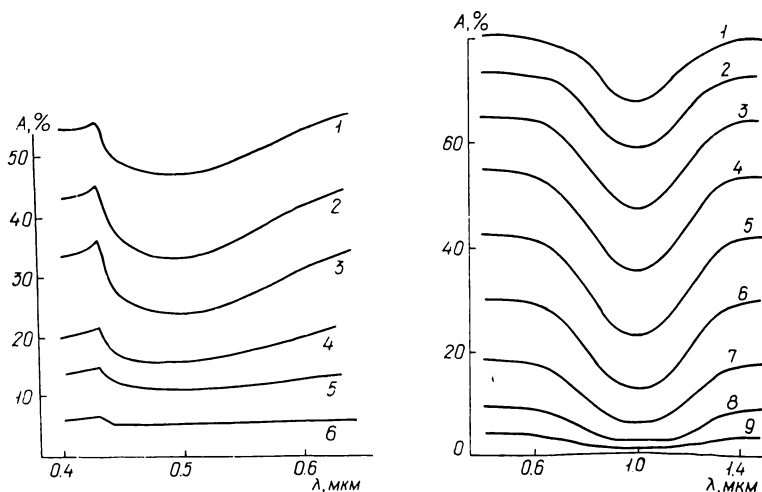


Рис. 5. Результаты измерений спектральной зависимости альбеда для различных фракций стекла НС-12. Номера кривых и размеры частиц образцов (в мкм): 1 — около 1; 2 — 6; 3 — 15; 4 — 40; 5 — 100; 6 — 250

Рис. 6. Расчетные кривые спектральной зависимости влияния размеров частиц (в мкм) на характеристики полосы поглощения: 1 — 2.8; 2 — 5.6; 3 — 11; 4 — 23; 5 — 45; 6 — 90; 7 — 180; 8 — 360; 9 — 720

полоса поглощения может практически не обнаруживаться. С другой стороны, если исследуется вещество, обладающее малым поглощением, то сильное дробление порошка может также привести к понижению глубины полосы поглощения.

На рис. 5 приведены данные измерений порошка оптического стекла НС-12 различной дисперсности (размеры частиц варьировались от 1 до 250 мкм), полученные при помощи спектрофотометра EPS-3Т. Все описанные изменения глубины полосы в зависимости от прозрачности частиц, которая задается их размерами, отчетливо видны на рис. 5. Этот эффект качественно хорошо описывается в рамках рассматриваемой теоретической модели.

На рис. 6 представлены результаты расчетов зависимости  $A(\lambda)$  по заданному профилю полосы поглощения  $\tau(\lambda)$ . Эти результаты получены с помощью формулы (18). Профиль полосы описывается выражением

$$\tau(\lambda) = \xi l \{1 + \varepsilon \exp [-(\lambda - \lambda_0)^2 / \sigma^2]\}. \quad (26)$$

Параметры  $\lambda_0$ ,  $\xi$ ,  $\varepsilon$ ,  $\sigma$  выбирались из соображений удобства. Их выбор не влияет на дальнейшие выводы ( $\lambda_0 = 1$  мкм,  $\xi = 1.2 \cdot 10^{-3}$ ,  $\varepsilon = 2$ ,  $\sigma = 0.2$ ). Размер частиц варьировался от 2.8 до 720 мкм. Расчетные данные отчетливо указывают на существование такого размера частиц (в данном случае около 40 мкм), которому соответствует максимальная глубина полосы в спектре альбеда.

**Заключение.** Рассматриваемая модель обобщает и развивает существующие модели стоны. Так, в отличие от модели Стокса — Бодо [1] мы используем усредненные по возможным ориентациям микроплощадок значения  $R_e$  и  $R_i$  вместо величины  $R = [(n-1)/(n+1)]^2$ . Тем самым учитывается вклад эффектов полного внутреннего отражения, на необходимость чего неоднократно указывалось в литературе [1]. В новой модели более корректно учтен вклад рассеяний высших порядков. Мы также используем

параметр  $\mu$ , которого нет в модели Стокса — Бодо, из-за чего она плохо применима к рыхлым порошкообразным поверхностям. Однако модель Стокса — Бодо завоевала признание среди оптиков-спектроскопистов, исследующих порошкообразные среды [1], так как, во-первых, она неплохо описывает экспериментальные результаты, а во-вторых, является моделью строгой в математическом отношении. Представляет интерес сопоставить данные, полученные из расчетов в рамках обеих моделей при одних и тех же значениях исходных параметров. Результат такого сопоставления приведен на рис. 2 (кривая 1). Для расчета использовались формулы Стокса — Бодо, которые приводим здесь в явном виде:

$$A = (1 + r_1^2 - t^2)/(2r_1) - \sqrt{[(1 + r_1^2 - t^2)/2r_1]^2 - 1}, \quad (27)$$

где

$$r_1 = r_0 + \frac{(1 - r_0)^2 r_0 \exp(-2\tau)}{1 - r_0^2 \exp(-2\tau)}, \quad t = \frac{(1 - r_0)^2 \exp(-\tau)}{1 - r_0^2 \exp(-2\tau)}, \quad (28)$$

$$r_0 = [(n - 1)/(n + 1)]^2,$$

так как в [1] и некоторых других работах они содержат опечатку.

Из рис. 2 видно, что при значениях альbedo менее 10 % модель Стокса — Бодо дает заметно более высокие альbedo по сравнению с нашей моделью. Это следовало ожидать, так как, согласно формуле (27), самое низкое значение альbedo, достижимое в модели Стокса — Бодо, равно  $[(n - 1)/(n + 1)]^2$ , т. е. при  $n = 1.6$  оно составляет около 5 %. В то же время известно, что в практике лабораторных исследований встречаются порошкообразные поверхности с альbedo менее 5 %.

Подводя итоги работы, отметим, что в рамках новой модели реализуются, хотя и в очень упрощенном виде, все этапы спектроаналитического эксперимента по схеме [2]. В результате чего по измерениям  $A(\lambda)$  можем оценить  $\tau(\lambda)$ , если есть хотя бы приближенная априорная информация о величинах  $n$  и  $\mu$ .

Автор благодарен Э. Г. Яновскому, Ю. В. Александрову за обсуждение работы и сделанные замечания, И. И. Антиповой-Каратаевой — за полученные спектры некоторых образцов.

1. Иванов А. П. Оптика рассеивающих сред. — Минск: Наука и техника, 1969. — 596 с.
2. Розенберг Г. В. Физические основы спектроскопии светорассеивающих веществ // Успехи физ. наук. — 1967. — 91, № 4. — С. 569—608.
3. Соболев В. В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. — М.: Гостехиздат, 1956. — 391 с.
4. Шкуратов Ю. Г. Альbedo Луны // Вестн. Харьк. ун-та. Астрометрия и физика Солнеч. системы. — 1982. — № 232. — С. 22—31.
5. Adams J. B. Visible and near-infrared diffuse reflectance spectra of pyroxenes as applied to remote sensing of solid objects in the solar system // J. Geophys. Res. — 1974. — 79, N 32. — P. 4829—4836.
6. Adams J. B., Filice A. L. Spectral reflectance 0.4 to 2.0 of silicate rock powder // Ibid. — 1967. — 72, N 22. — P. 5705—5715.
7. Charette M. P., McCord T. B., Pieters C., Adams J. B. Application of remote spectral reflectance measurements to lunar geology classification and determination of titanium content of lunar soils // Ibid. — 1974. — 79, N 11. — P. 1605—1613.
8. Harke B. Bidirectional reflectance spectroscopy. 1. Theory // Ibid. — 1981. — 86, N B4. — P. 3039—3054.
9. Harke B., Wells E. Bidirectional reflectance spectroscopy. 2. Experiments and observations // Ibid. — 1981. — 86, N B4. — P. 3055—3060.
10. Simons E. L. Diffuse reflectance spectroscopy: comparison of the theories // Appl. Opt. — 1975. — 14, N 6. — P. 1380—1386.
11. Wolff M. Computing diffuse reflection from particulate planetary surface with a new function // Ibid. — 1981. — 20, N 14. — P. 2493—2498.

Астрон. обсерватория Харьк. ун-та  
им. А. М. Горького

Поступила в редакцию 05.08.86,  
после доработки 19.01.87