Декабрь 2000 г. Представлено в *Астрономический Вестник*

Отрицательная ветвь поляризации комет и безатмосферных небесных тел и рассеяние света агрегатными частицами

Е.В. Петрова*, К. Йокерс, Н.Н. Киселев*****

* -- *Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

** -- *Институт аэрономии им. М.Планка, Катленбург-Линдау, Германия*

*** -- *Астрономическая обсерватория ХГУ, Харьков, Украина*

Оптические наблюдения комет и безатмосферных небесных тел показывают, что и для комы комет, и для реголита Меркурия, Луны, спутников планет, астероидов характерно изменение знака линейной поляризации рассеянного света с положительного на отрицательный при фазовых углах меньше ≈20°. В настоящей работе для объяснения отрицательной ветви поляризации предложен единый подход к рассмотрению свойств частиц кометной пыли и зерен реголита как агрегатных образований. Сложное строение агрегатных частиц, следствием которой является взаимное влияние составляющих их структурных элементов (мономеров) при рассеянии света, ответственно за отрицательную поляризацию на малых углах фазы, если размеры мономеров сравнимы с длиной волны. Рассчитанные характеристики однократного рассеяния таких агрегатов оказались близки к наблюдаемым свойствам кометной пыли. В отличие от кометной комы реголит представляет собой оптически полубесконечую среду, а взаимное влияние его частиц существенно. Для получения отражательных характеристик реголита необходимо решить уравнение переноса излучения в слое, при этом взаимодействие рассеивателей можно в некоторой степени смоделировать, если представить зерна реголита в виде агрегатных структур, образованных из нескольких или многих элементов. Хотя реальные частицы реголита гораздо крупнее рассматриваемых агрегатов, из лабораторных экспериментов известно, что именно неоднородности поверхности, сравнимые по величине с длиной волны, вызывают отрицательную ветвь поляризации. В рамках агрегатной модели частиц удается объяснить основные наблюдаемые особенности фазовых и спектральных зависимостей линейной поляризации света, рассеянного кометами и безатмосферными небесными телами, которые обусловлены различием элементарных рассеивателей по составу, размерам и структуре.

ВВЕДЕНИЕ

Некоторые эффекты, которые давно обнаружены при наблюдениях комет и безатмосферных небесных тел – Луны, Меркурия, спутников планет, астероидов, – до сих пор не нашли однозначной интерпретации. К ним относятся так называемый оппозиционный эффект (сильное увеличение яркости наблюдаемых объектов при малых углах фазы) и отрицательная ветвь поляризации рассеянного света (изменение знака линейной поляризации с положительного на отрицательный при фазовых углах меньше ≈20°). Обширная информация как об астрономических наблюдениях и лабораторных исследованиях, так и о попытках интерпретации наблюдаемых явлений для безатмосферных небесных тел представлена в работах Шкуратова (1994 а,б,в). Обзор измерений яркости и поляризации света, рассеянного кометной пылью, и теоретических исследований по этим наблюдениям сделан недавно Йокерсом (1999). Совершенно различные по своей природе объекты – как темные, так и яркие спутники планет, Меркурий, астероиды, комы комет – демонстрируют (в разной степени) оппозиционный эффект и отрицательную ветвь поляризации. Причем эти явления наблюдаются в широком спектральном диапазоне – от УФ до ИК диапазона – и слабо зависят от длины волны.

Объединяет же тела Солнечной системы, у которых мы видим это особое поведение интенсивности и поляризации отраженного света, то, что составляющие их частицы либо имеют сложную агрегатную структуру (межпланетная пыль, частицы кометной комы – Гизе и др., 1978; Браунли, 1985; Варрен и др., 1994), либо достаточно плотно упакованы (реголит). Зерна реголита также часто являются агрегатами (или кластерами), состоящими из более мелких элементов – мономеров. Экспериментальные и теоретические исследования показывают, что именно взаимное влияние структурных элементов кластеров или самих частиц реголита может приводить при рассеянии света к возникновению рассматриваемых явлений. Так, оказалось, что одним теневым

эффектом (детали и ссылки в работе Хапке (1986)) невозможно объяснить острый пик яркости на малых углах фазы, и пришлось привлечь механизм, который работает на расстояниях порядка длины волны, а именно когерентное усиление обратного рассеяния (Шкуратов, 1988; Хапке, 1990; Мищенко, 1992; Мищенко и Длугач, 1993; Нелсон и др., 1998). Оно возникает в результате интерференции электромагнитных волн, которые взаимодействовали с одной и той же группой рассеивателей по прямому и сопряженному пути, строго в направлении обратного рассеяния, когда разность между сопряженными путями тождественно равна нулю для любой группы рассеивателей, т.е. когерентность полностью сохраняется, и интерференция происходит с усилением. Таким образом, когерентное усиление – явление кооперативное, возникающее благодаря электромагнитному взаимодействию многих частиц, формирующих рассеивающую среду.

Геометрия наблюдений комет в большинстве случаев не позволяет проследить фазовую кривую этих объектов до очень малых углов фазы (доли градуса), где как раз работает когерентное усиление. Однако для астероидов и спутников планет такие наблюдения возможны, именно они инициировали широкое обсуждение интерпретации оппозиционного пика яркости безатмосферных небесных тел (см. ссылки выше). В то же время однозначное теоретическое объяснение отрицательной ветви поляризации, наблюдаемой для реголитных поверхностей, пока не найдено. Лабораторные исследования этой проблемы, однако, продвинулись дальше. Так, еще в 1956 г. А.Дольфюс серией экспериментов доказал, что отрицательная поляризация света при небольших углах фазы также является коллективным эффектом рассеяния на частицах, а не проявлением их индивидуальных физических свойств. Он измерял поляризацию поверхности, образованной мелкими частицами сажи или песка, и оседающего облака этих частиц. Заметная ветвь отрицательной поляризации наблюдалась только в случае поверхности, в то время как у облака сажи отрицательная поляризация рассеянного света отсутствовала, а у облака песчинок была чрезвычайно слабой. Дальнейшие лабораторные измерения, проведенные Ю.Шкуратовым и его коллегами, показали, что отрицательная ветвь поляризации возникает, если частицы рассеивающей поверхности или их структурные неоднородности соизмеримы с длиной волны (Шкуратов, 1994б и ссылки там же).

Таким образом, результаты экспериментов позволяют предположить, что именно сложная структура зерен реголита ответственна за отрицательную поляризацию на малых углах фазы. Теоретическое моделирование свойств агрегированных частиц подтверждает, что коллективное действие слагающих их элементов (мономеров) в значительной степени изменяет характеристики однократного рассеяния кластерами по сравнению с соответствующими параметрами независимых сферических частиц. При определенных соотношениях размеров агрегата, мономеров и длины волны это приводит к появлению отрицательной ветви поляризации с параметрами, близкими к наблюдаемым для частиц кометной комы (Вест, 1991; Перрин и Сиван, 1991; Косаза и др., 1992; 1993; Люмме и Рахола, 1994; Люмме и др., 1997; Ксинг и Ханнер, 1997; Зубко и др., 1999; Петрова и др., 2001). Модель однократного рассеяния является вполне корректной для комет, так как оптическая толщина комы невелика. Следовательно, в случае комет агрегатная структура частиц может служить объяснением отрицательной поляризации на малых углах фазы. Однако насколько это положение остается справедливым для оптически толстого слоя реголита?

В данной работе мы пытаемся ответить на этот вопрос, для чего рассматривается модель слоя реголита как оптически полубесконечной среды, состоящей из агрегатных частиц. Основную трудность расчета переноса излучения в реголите при известных характеристиках однократного рассеяния представляет учет взаимодействия частиц при достаточно плотной упаковке. Мы полагаем, что частично эта проблема снимается тем, что в данном случае их взаимное влияние учитывается расчетом взаимодействия мономеров, составляющих частицу реголита.

В первом разделе мы кратко останавливаемся на характеристиках однократного рассеяния агрегатных частиц, которые были подробно исследованы в нашей предыдущей работе (Петрова и др., 2001). Далее рассмотрено влияние увеличения

оптической толщины среды на параметры угловой зависимости поляризации для агрегатов, имеющих различные размеры и показатели преломления. Проведенное качественное сравнение результатов вычислений с данными наблюдений для комет и астероидов показывает, что в рамках модели частиц, имеющих агрегатную структуру, можно объяснить особенности поведения фазовых кривых поляризации этих объектов. Это, в свою очередь, позволяет предложить единый механизм формирования отрицательной ветви поляризации для комет и безатмосферных небесных тел и объяснить это явление взаимодействием структурных элементов частиц (как кометной комы, так и реголита) при рассеянии света.

ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ АГРЕГАТНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Для того чтобы вычислить интенсивность и поляризацию света, рассеянного средой некоторой оптической толщины, необходимо знать параметры однократного рассеяния частиц, составляющих эту среду. Если частицы, такие как зерна реголита или кометная пыль, имеют неправильную форму и сложную структуру, вычисление характеристик однократного рассеяния становится непростой задачей. Правда, в последнее время разрабатываются методы, позволяющие рассчитывать оптические свойства несферических и агрегатных частиц (см. ссылки в работе Петровой и др. (2001)), один из которых – приближение N-шаров (Маковский и Мищенко, 1996). С помощью этого метода нами были вычислены фазовые функции однократного рассеяния и угловые зависимости степени линейной поляризации полидисперсных сред случайно ориентированных независимых кластеров, состоящих из относительно небольшого числа сферических мономеров (<50) (Петрова и др., 2001). Было показано, что размеры мономеров и хаотичность их организации играют существенную роль в формировании угловых зависимостей интенсивности и линейной поляризации. Агрегаты, имеющие беспорядочную структуру, в состав которых входят мономеры с параметрами размера 1.3÷1.65 ($X_1=2\pi r_1/\lambda$, где r_1 – радиус мономера, λ - длина волны), обнаруживают свойства, типичные для частиц кометной пыли. К ним относятся: некоторое увеличение интенсивности при обратном рассеянии, отрицательная поляризация при небольших фазовых углах, фазовый угол инверсии $\alpha_{\rm inv}$, слабо зависящий от длины волны (угол, при котором происходит изменение знака линейной поляризации с положительного на отрицательный), красный цвет кометной пыли и увеличение степени линейной поляризации с длиной волны при рассеянии в стороны.

Так как задача данной работы – определение влияния возрастающей оптической толщины на рассеивающие свойства среды, состоящей из агрегатов, а не оценка параметров конкретного реголита по измеренным фазовым кривым яркости и поляризации, то для этой цели можно использовать характеристики однократного рассеяния агрегатами, уже рассчитанные нами в предыдущей работе (Петрова и др., 2001). Там мы рассматривали частицы, имеющие показатель преломления близкий к значению, соответствующему силикатам реголитов небесных тел, с реальной частью $m_{\rm r}$ = 1.65, изменяя мнимую часть $m_{\rm i}$ от 0.002 до 0.1. В соответствии с результатами зондирования, выполненного в коме кометы Галлея, для распределения частиц по размерам был выбран степенной закон $n(r){\rm d}r \sim r^a$ с показателем степени a = -3 (см., например, дискуссию в обзоре Йокерса, 1999). Важными характеристиками распределения по размерам являются эффективный радиус и эффективная вариация. В наших расчетах вместо эффективной вариации задаются значения максимального и минимального радиуса $r_{\rm max}$ и $r_{\rm min}$ шаров, эквивалентных по объему наименьшему и наибольшему агрегатам в распределении. А эффективный радиус следует из уравнения:

$$r_{eff} = \frac{\int_{r_{\rm min}}^{r_{\rm max}} r \cdot \pi r^2 \cdot n(r){\rm d}r}{\int_{r_{\rm min}}^{r_{\rm max}} \pi r^2 \cdot n(r){\rm d}r} \quad .$$

В каждое распределение были включены частицы, состоящие из одинаковых мономеров; число мономеров в агрегатах – от 8 до 43 (частицы с симметричным строением не рассматривались). Тогда параметры эффективных размеров распределений в зависимости от размеров мономеров

составляют: X_{eff}= 4.3 для X_1=1.5 и X_{eff}= 4.75 для X_1=1.65. К сожалению, возможности имеющегося компьютера ограничивали число мономеров и их размеры, поэтому мы не могли моделировать рассеяние более крупными частицами.

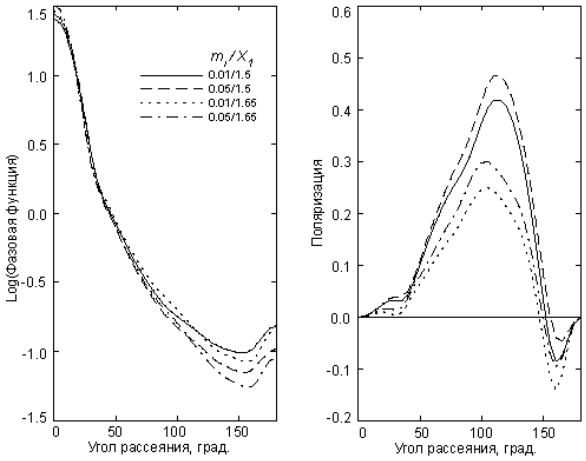

Рис. 1. Фазовая функция и угловая зависимость линейной поляризации однократного рассеяния для полидисперсных сред агрегатных частиц с величинами мнимой части показателя преломления m_i и параметра размера мономеров X_1, указанными на поле левого графика. Характеристики распределения агрегатов по размерам – см. текст.

На Рис.1 представлены фазовые функции однократного рассеяния и степень линейной поляризации в зависимости от угла рассеяния θ (θ = 180° - α), рассчитанные для указанных распределений агрегатов с мнимой частью показателя преломления m_i = 0.01 и 0.05. С помощью этих графиков можно проследить влияние поглощения и размеров частиц (или длины волны излучения) на рассеивающие свойства агрегатных частиц. Более крупные частицы обнаруживают более крутое увеличение фазовой функции при углах рассеяния больше 150° и более выраженную отрицательную ветвь поляризации. Одновременно происходит значительное уменьшение поляризации при рассеянии в стороны. Аналогичное влияние на поляризацию оказывает и увеличение прозрачности частиц. Если принять, что мнимая часть показателя преломления уменьшается с длиной волны (что характерно для частиц с примесью железа или органического вещества), то отрицательная ветвь поляризации и угол инверсии слабо зависят от длины волны. Как уже упоминалось, эти свойства обычно наблюдаются у частиц кометной пыли.

Однако, в отличие от комет, при моделировании рассеивающих свойств реголита важно принимать во внимание многократное рассеяние и взаимодействие частиц.

ОТРАЖЕНИЕ ОТ ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО СЛОЯ

Проблема построения теории обратного рассеяния твердыми поверхностями небесных тел широко обсуждалась в литературе. Для модельных вычислений характеристик излучения, отраженного от оптически толстого слоя, состоящего из беспорядочно расположенных частиц, были предложены как приближенные, так и точные методы (Шкуратов, 1982; Мищенко и др., 1999 и дискуссия и ссылки там же). Однако полу-эмпирические приближения имеют низкую точность, часто дают результаты, не имеющие физического смысла, а также не содержат в явном виде таких решающих физических параметров частиц рассеивающей среды как размер или показатель преломления. Поэтому в наших исследованиях мы предпочли точное численное решение уравнения переноса с помощью метода инвариантного вложения (Хансен и Трэвис, 1974). Мы не принимали во внимание в данной работе такие эффекты как когерентное усиление обратного рассеяния, которое действует строго в направлении обратного рассеяния и в непосредственной близости нулевого угла фазы, и плотность упаковки зерен реголита.

Предположим, что на плоско-параллельный слой некоторой оптической толщины τ, содержащий случайно ориентированные частицы, падает параллельный поток неполяризованного света. Направление распространения света определяется углом с внешней нормалью к слою (зенитным углом) $\theta \in [0°, 180°]$ и азимутом $\varphi \in [0°, 360°]$. Косинус зенитного угла $u < 0$ для излучения, направленного вверх, и $u > 0$ для излучения, идущего вниз. Введем $\mu = |u|$. Тогда, если πF_0 – освещенность единичной площадки, перпендикулярной падающим лучам на верхней границе слоя, и азимут падающего света $\varphi_0 = 0$, первые два параметра Стокса, определяющие интенсивность и состояние линейной поляризации отраженного света, можно найти следующим образом:

$I(-\mu,\varphi) = \mu_0 R_{11}(\tau, \mu_0, \mu, \varphi) F_0$

$Q(-\mu,\varphi) = \mu_0 R_{21}(\tau, \mu_0, \mu, \varphi) F_0$,

где модуль косинуса зенитного угла падающего излучения обозначен μ_0, а $R_{ij}(\tau, \mu_0, \mu, \varphi)$ – элементы матрицы отражения размерностью [4×4], зависящие от характеристик однократного рассеяния частиц, образующих слой, и от оптической толщины этого слоя (Хансен и Трэвис, 1974). В своих вычислениях мы использовали алгоритм, разработанный Мищенко и Трэвисом (1997), предполагающий разложение элементов фазовой матрицы однократного рассеяния и матрицы отражения в ряд Фурье по азимуту и численное решение уравнения инвариантного вложения для Фурье-компонент R_{ij}^{m}.

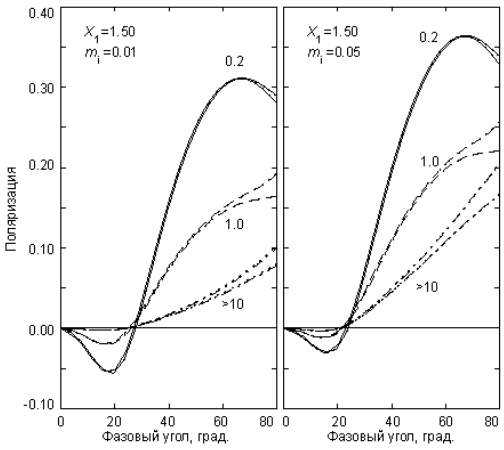

Рис. 2. Различия в угловой зависимости степени линейной поляризации света, рассеянного плоско-параллельным слоем агрегатных частиц различной оптической толщины (величины указаны на графиках). Параметры мономеров агрегатов – в заголовках графиков. Косинус зенитного угла падающего света 0.998. Изменение фазового угла соответствует изменению зенитного угла наблюдений при азимуте 0° и 180° (соответственно две ветви кривых).

На Рисунках 2-3 представлены зависимости степени линейной поляризации отраженного излучения от фазового угла (α = 180° - θ), полученные в результате расчетов для нескольких значений оптической толщины рассеивающего слоя τ. Заметим, что при увеличении τ больше 10 поляризация меняется слабо, и кривые, рассчитанные для τ = 10 и 50, практически сливаются. Мы рассматривали случай, когда падающий поток излучения почти перпендикулярен поверхности (μ_0 =0.998), а зенитный угол наблюдений изменяется от 80° до 0° при азимуте 180° и 0°. На графиках две ветви кривых для одного значения τ соответствуют разным азимутам наблюдения из-за небольшого отклонения падающего потока от вертикали. При построении кривые не были сглажены, и небольшие изломы определяются принятым в модельных расчетах набором углов. Увеличение числа этих углов вызвало бы значительный рост времени счета и потребовало бы увеличения памяти компьютера.

Как и следовало ожидать, с ростом оптической толщины слоя абсолютная величина степени линейной поляризации уменьшается во всем рассматриваемом диапазоне фазовых углов, при этом изменение угла инверсии незначительно.

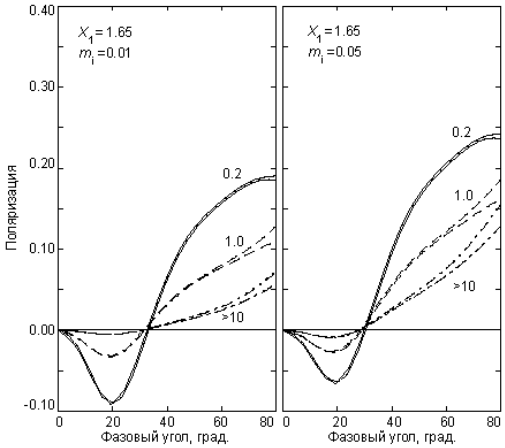

Рис. 3. То же, что и на Рис. 2, но для более крупных мономеров, слагающих агрегатные частицы.

Модели для τ = 0.2, которые можно считать соответствующими случаю кометной комы, повторяют тенденции, характерные для однократного рассеяния (см. предыдущий раздел). Однако для τ > 10 влияние многократного рассеяния приводит к тому, что для более прозрачных частиц происходит более резкое уменьшение абсолютной величины поляризации. Вследствие этого среда, состоящая из более прозрачных частиц, с высокой оптической толщиной, в отличие от среды с низкой τ, обнаруживает менее выраженную отрицательную ветвь поляризации, чем среда, содержащая высоко поглощающие частицы. То есть, для $\tau > 10$ наибольшее абсолютное значение отрицательной поляризации $/P_{min}/$ при мнимой части показателя преломления частиц m_i =0.01 меньше чем $/P_{min}/$ при m_i =0.05, в то время как для $\tau = 0.2$ значение $/P_{min}/$ при m_i =0.01 больше чем $/P_{min}/$ при m_i =0.05. Если принять, что модель для τ > 10 соответствует реголиту, то меньшая абсолютная величина

поляризации (как положительной, так и отрицательной) соответствует более ярким поверхностям. Эти результаты полностью согласуются с многочисленными фотометрическими и поляриметрическими наблюдениями безатмосферных небесных тел и объясняют их.

СРАВНЕНИЕ МОДЕЛЕЙ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

Интересно сравнить полученные модельные фазовые зависимости поляризации с результатами измерений для комет и астероидов. На Рис. 4, взятом из работы Киселева и др. (1999), показаны фазовые зависимости линейной поляризации, построенные на основе данных для пылевых комет (в полосах кометного континуума 484.5 и 684 нм) и астероидов S- и C- типа (в полосах B(431 нм) и V(550 нм)).

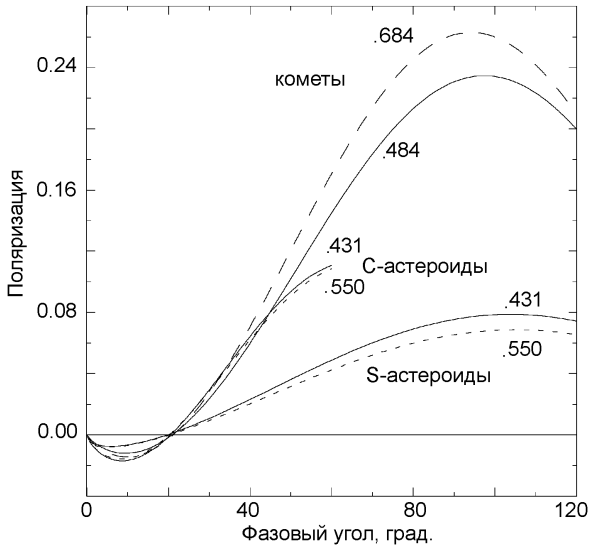

Рис. 4. Фазовые зависимости степени линейной поляризации, измеренные для пылевых комет и астероидов C- и S-типа в двух длинах волн, указанных на графике.

Подробное обсуждение наблюдаемых фазовых и спектральных зависимостей поляризации астероидов и комет можно найти в указанной работе, здесь же мы остановимся на их сравнении с результатами вычислений для сред оптической толщины $\tau = 0.2$ (модель кометной комы) и для $\tau = 50$ (модель реголита). Для этого рассмотрим подробнее, как изменяются параметры, характеризующие отрицательную ветвь поляризации, $/P_{\min}/$ и α_{inv}, и положительную поляризацию, $P(40°)$, при изменении поглощательных свойств частиц и их размеров (или длины волны).

На 3-х мерных графиках рисунков 5-7 указанные параметры представлены в функции мнимой части показателя преломления m_i и параметра размера мономеров X_1, составляющих агрегатные частицы. Хотя расчеты были проведены только для четырех наборов (m_i ; X_1), а именно для (0.01; 1.5), (0.05; 1.5), (0.01; 1.65), (0.05; 1.65), через соответствующие точки на оси Z можно провести поверхность, на которой располагаются промежуточные значения рассматриваемых величин α_{inv}, $/P_{\min}/$ и $P(40°)$, так все они являются плавными функциями m_i и X_1 в данном диапазоне. Для наглядности, чем больше значение функции, тем светлее поверхность в соответствующей точке.

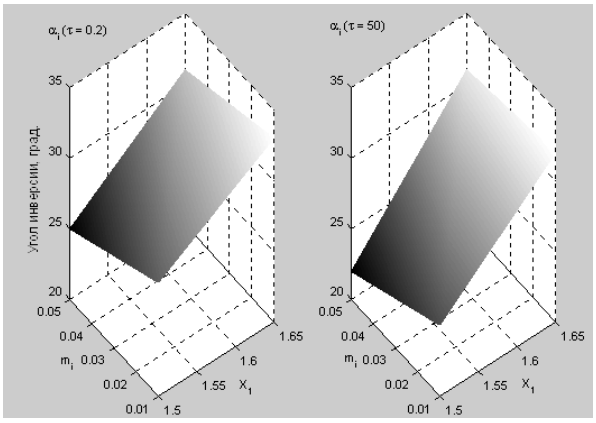

Рис. 5. Угол инверсии поляризации для слоев оптической толщины $\tau = 0.2$ (слева) и 50 (справа) в зависимости от мнимой части показателя преломления и параметра размера мономеров агрегатных частиц, слагающих слой.

Из Рис. 5 видно, что угол инверсии для слоя с $\tau = 50$ в целом несколько ниже, чем для модели $\tau = 0.2$. Хотя измеренные значения α_{inv} для комет и астероидов (Рис. 4) меньше рассчитанных, наблюдается примерно такая же разность в α_{inv} (около 2°), как и полученная при моделировании для $\tau = 0.2$ и 50.

Рис. 6 наглядно демонстрирует значительное ослабление отрицательной ветви поляризации $/P_{\min}/$ при переходе от $\tau = 0.2$ к $\tau = 50$. Тенденция увеличения $/P_{\min}/$ с ростом размеров частиц (или уменьшением длины волны) при этом сохраняется. Однако важно, что уменьшение $/P_{\min}/$ с ростом m_i сменяется его увеличением из-за того, что влияние многократного рассеяния более существенно в

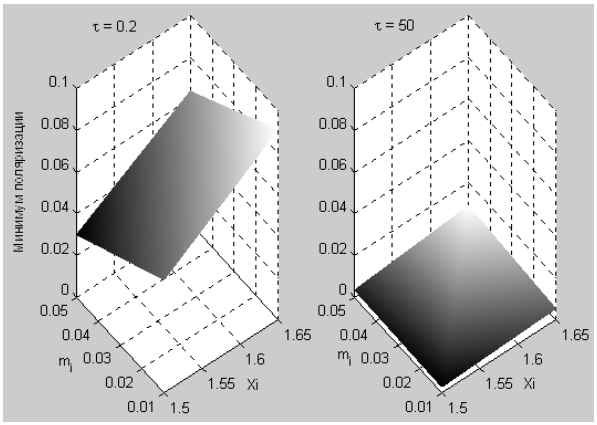

Рис. 6. То же, что и на Рис. 5, но для максимального значения абсолютной величины отрицательной поляризации /P_{min} /.

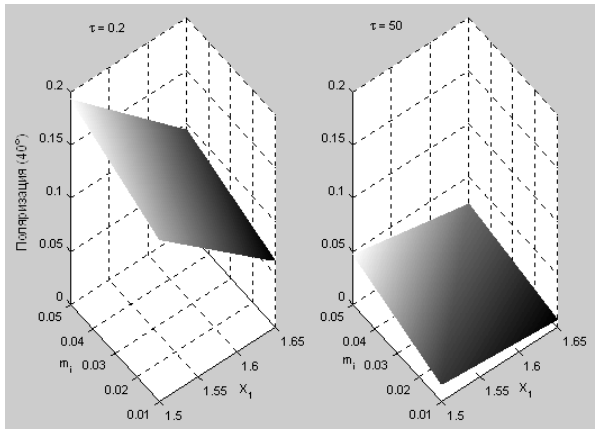

Рис. 7. То же, что на Рис. 5, но для значения поляризации на фазовом угле 40°.

слое более прозрачных частиц. Последнее обстоятельство может служить объяснением более выраженной отрицательной ветви поляризации у темных С-астероидов по сравнению с астероидами S-типа. А с учетом разницы в размерах частиц, в рамках данного подхода, можно объяснить и несколько большее значение /$P_{\min}$ / для С-астероидов, чем для комет. Однако, как уже упоминалось, наши модели были жестко ограничены возможностями доступной вычислительной техники, что не позволило рассматривать крупные агрегаты, более типичные для реголита.

Положительная ветвь поляризации также ослабляется при увеличении оптической толщины слоя (Рис. 7). Причем для более прозрачных частиц это уменьшение значительнее. Благодаря этому эффекту наблюдаемая положительная поляризация темных астероидов С-типа гораздо выше поляризации светлых S-астероидов (явление, известное как «закон Умова») и близка к поляризации комет, по крайней мере, на начальном участке положительной ветви.

Что касается объяснения наблюдаемой спектральной зависимости рассматриваемых величин, то для комет она достаточно легко достигается, как уже отмечалось, при убывании мнимой части показателя преломления m_i с длиной волны λ. Для астероидов спектральная зависимость поляризации часто обсуждается вместе со спектральной зависимостью альбедо. Поэтому для слоя реголита, состоящего из рассматриваемых агрегатов, были также рассчитаны значения сферического альбедо A_s. Результаты представлены на Рис. 8 совместно с /$P_{\min}$ / и $P(40°)$.

Полученные значения A_s в несколько раз превышают альбедо, измеренные для астероидов С-типа, но как раз попадают в интервал, типичный для альбедо астероидов S-типа. Наблюдаемое для S-астероидов увеличение A_s с длиной волны может быть получено как при постоянном $m_i(\lambda)$, так и при уменьшении m_i с увеличением длины волны. В последнем случае обеспечивается и типичное для S-астероидов уменьшение $P(40°)$ с длиной волны. В целом видно, что в рамках данной модели реголита можно описать известное из наблюдений уменьшение положительной поляризации при росте альбедо. Для относительно светлых поверхностей отрицательная поляризация также уменьшается по абсолютной величине с увеличением альбедо, но для низкоальбедных поверхностей наблюдается обратная зависимость /$P_{\min}$ /, что можно объяснить возрастанием в этом случае роли однократного рассеяния.

В заключение следует отметить одну особенность отрицательной ветви поляризации, которую не удается объяснить в рамках данной агрегатной модели частиц. Это – разная форма модельных и измеренных фазовых кривых поляризации вблизи нулевого угла фазы. Наблюдения неизменно показывают достаточно быстрое возрастание отрицательной поляризации сразу после отклонения угла фазы от $\alpha = 0°$, в отличие от модельных кривых. Этот эффект может быть связан с поляризационными характеристиками когерентного усиления обратного рассеяния, так как из измерений и теоретических оценок известно, что в широком диапазоне зенитных углов падения (от 0° до ≈70°) степень усиления обратного рассеяния для составляющей светового потока, поляризация

которой параллельна электрическому вектору излучения, выше, чем для перпендикулярной составляющей (Куга и др., 1985; Мищенко, 1992). Таким образом, непосредственно вблизи $\alpha = 0°$ наблюдаемая отрицательная поляризация может быть обусловлена когерентным усилением обратного рассеяния.

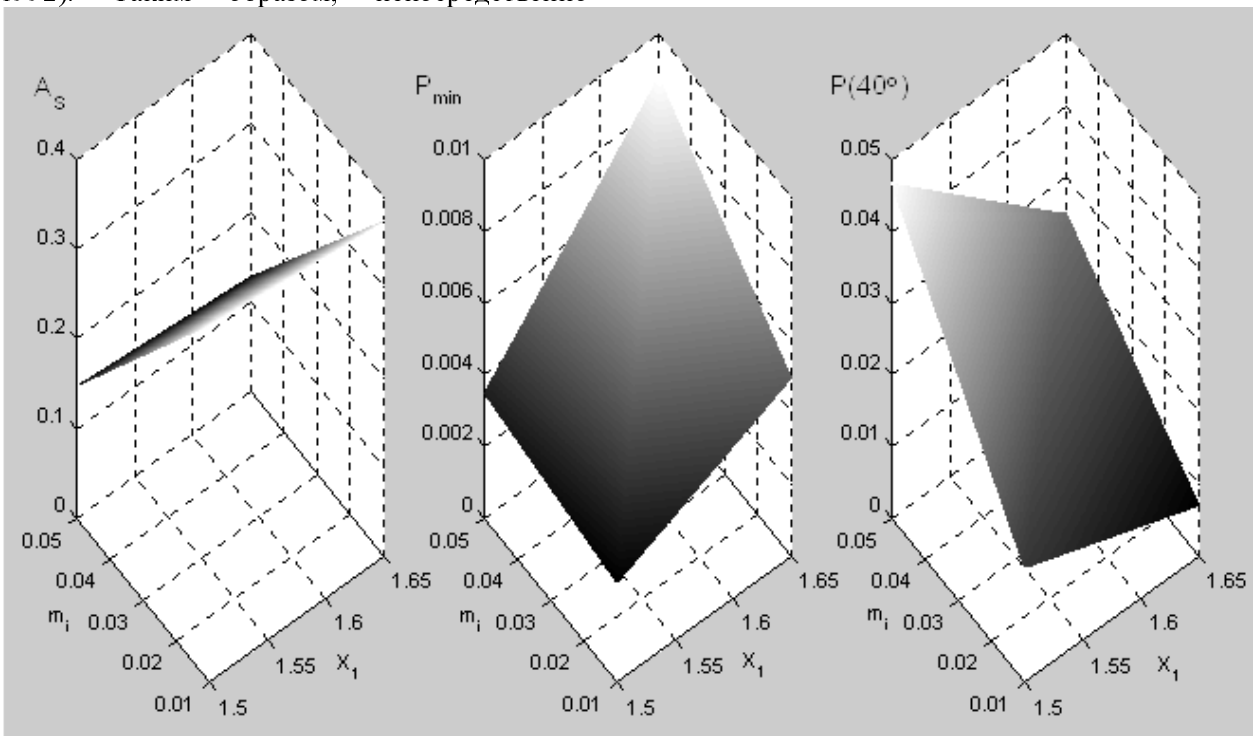

Рис. 8. Сферическое альбедо, $/P_{min}/$ и P(40°) слоя оптической толщины $\tau = 50$ в зависимости от мнимой части показателя преломления и параметра размера мономеров агрегатных частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный в данной работе единый подход к рассмотрению частиц кометной пыли и зерен реголита как агрегатных образований представляется весьма плодотворным. Он позволяет понять, почему столь разные объекты демонстрируют сходное поведение, и в частности отрицательную ветвь поляризации рассеянного света.

Частицы кометной комы практически независимы, а ее оптическая толщина мала, поэтому наблюдаемые свойства комет напрямую диктуются характеристиками однократного рассеяния частиц кометной пыли. Если последние имеют сложную агрегатную структуру, а размеры составляющих их мономеров сравнимы с длиной волны, то при рассеянии света взаимное влияние этих мономеров, слагающих агрегатную частицу, вызывает отрицательную ветвь поляризации с параметрами, близкими к наблюдаемым у комет.

Что же касается реголита, то он представляет собой оптически полубесконечную среду, его зерна достаточно плотно упакованы и должны проявлять коллективные свойства при рассеянии света. Хотя по размерам они гораздо больше рассматриваемых в данной работе кластеров, из экспериментов известно, что именно неоднородности поверхности, сравнимые по величине с длиной волны, вызывают отрицательную поляризацию на малых углах фазы. Представление зерен реголита в виде агрегатных структур дает возможность учесть взаимное влияние субмикронных неоднородностей рассеивающей среды реголита и объяснить возникновение отрицательной ветви поляризации, наблюдаемой у реголитов.

Агрегатная модель частиц позволяет объяснить основные особенности фазовых и спектральных зависимостей линейной поляризации комет и безатмосферных небесных тел, обусловленные различием свойств частиц, их составляющих, хотя частицы кометной пыли и зерна реголита сильно отличаются и по составу, и по размерам, и по структуре.

Таким образом, наблюдаемая у комет и поверхностей реголита отрицательная ветвь поляризации рассеянного света, как и оппозиционный пик яркости, – коллективный

эффект, присущий взаимодействующим рассеивателям.

Мы признательны М.И. Мищенко за размещение компьютерных FORTRAN-кодов в сети INTERNET (http://www.giss.nasa.gov/~crmim). Е.В. Петрова и Н.Н.Киселев благодарят за финансовую поддержку и компьютерное обеспечение Институт аэрономии им. М.Планка (Катленбург-Линдау, ФРГ). Работа была выполнена при частичной поддержке грантом "Реголит" Министерства науки РФ и грантом РФФИ 98-02-16442 грантом INTAS 1999-652.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Браунли (Brownlee D.E.). Cosmic dust - collection and research // Annu. Rev. Earth Plan. Sci. 1985. V. 13. P. 147-173.

Варрен и др. (Warren J.L., Barrett R.A., Dodson A.L., Watts L.A., Zolensky M.E.). Cosmic Dust Catalog. 1994. V. 14. NASA.

Вест (West R.A.). Optical properties of aggregate particles whose outer diameter is comparable to the wavelength // Appl. Opt. 1991. V. 30. P. 5316-5324.

Гизе и др. (Giese R.H., Weiss K., Zerrul R.H., Ono T.). Large fluffy particles: a possible explanation of the optical properties of interplanetary dust // Astron. Astrophys. 1978. V. 65. P. 265-272.

Дольфюс (Dollfus A.) Polarisation de la lumieire renvoyee par les corps solides et les nuages naturels // Ann. Astroph. 1956. V. 19. P. 83-113.

Зубко Е.С., Креславский М.А., Шкуратов Ю.Г. Роль рассеивателей соизмеримых с длиной волны в формировании отрицательной поляризации света // Астрон. вестн. 1999. V. 33. N. 4. P. 338-344.

Йокерс (Jockers K.). Observations of scattered light from cometary dust and their interpretation // Earth, Moon, and Planets. 1999. V. 79. P. 221-245.

Киселев Н.Н., Розенбуш В.К., Йокерс К. Поляриметрия астероида 2100 Ра-Шалом. Сравнение фазовых зависимостей поляризации астероидов C- и S- типов и комет // Астрон. вестн. 1999. V. 33. N. 3. P. 222-230.

Косаза и др. (Kosaza T., Blum J., and Mukai T.). Optical properties of dust aggregates. 1. Wavelength dependence // Astron. Astrophys. 1992. V. 263. P. 423-432.

Косаза и др. (Kosaza T., Blum J., Okamoto H., and Mukai T.). Optical properties of dust aggregates. 2. Angular dependence of scattered light // Astron. Astrophys. 1993. V. 276. P. 278-288.

Ксинг и Ханнер (Xing Z. and Hanner M.). Light scattering by aggregate particles // Astron. Astrophys. 1997. V. 324. P. 805-820.

Куга и др. (Kuga Y., Tsang L., Ishimaru A.). Depolarization effects of the enhanced retroreflectance from a dense distribution of spherical particles // JOSA Comm. 1985. V. 2. N. 4. P. 616-618.

Люмме и Рахола (Lumme K. and Rahola J.). Light scattering by porous dust particles in the discrete-dipole approximation // Astrophys. J. 1994. V. 425. P. 653-667.

Люмме и др. (Lumme K., Rahola J., and Hovenier J.W.). Light scattering by dense clusters of spheres // Icarus. 1997. V. 126. P. 455-469.

Маковский и Мищенко (Mackowski D.W. and Mishchenko M.I.). Calculation of the T-matrix and the scattering matrix for ensembles of spheres // J. Opt. Soc. Am. 1996. V. A/13. N. 11. P. 2266-2278.

Мищенко (Mishchenko M.I.). Polarization characteristics of the coherent backscatter opposition effect // Earth, Moon, and Planets. 1992. V. 58. P. 127-144.

*Мищенко и Длугач (*Mishchenko M.I. and Dlugach J.M.). Coherent backscatter and the opposition effect for E-type asteroids // Planet. Space Sci. 1993. V. 41. № 3. P. 173-181.

Мищенко и Трэвис (Mishchenko M.I. and Travis L.D.). Satellite retrieval of aerosol properties over ocean using polarization as well as intensity of reflected sunlight // J. Geophys. Res. 1997. V. 102. № D14. P. 16989-17013.

Мищенко и др. (Mishchenko M.I., Dlugach J.M., Yanovitskij E.G., Zakharova N.T.). Bidirectional reflectance of flat, optically thick particulate layers: an efficient radiative transfer solution and applications to snow and soil surfaces // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. 1999. V. 63. № 2-6. P. 409-432.

Нелсон и др. (Nelson R.M., Hapke B.W., Smythe W.D., Horn L.J.) Phase curves of selected particulate materials: the contribution of coherent backscattering to the opposition surge // Icarus. 1998. V. 131. P. 223-230.

Перрин и Сиван (Perrin J.-M. and Sivan J.-P.). Scattering and polarization of light by rough and porous interstellar grains // Astron. Astrophys. 1991. V. 247. P. 479-504.

Петрова Е.В., Йокерс К., Киселев Н.Н. Рассеяние света агрегатными частицами, соизмеримыми с длиной волны: приложение к кометной пыли // Астрон. вестн. 2001. В печати.

Хапке (Hapke B.). Bidirectional reflectance spectroscopy: 4. The extinction coefficient and the opposition effect // Icarus. 1986. V. 67. P. 264-280.

Хапке (Hapke B). Coherent backscatter and the radar characteristics of outer planet satellites // Icarus. 1990. V. 88. P. 407-417.

Шкуратов Ю.Г. Модель отрицательной поляризации света безатмосферных космических тел // Астрон. журн. 1982. Т. 59. № 4. С. 817 - 822.

Шкуратов Ю.Г. Дифракционый механизм формирования оппозиционного эффекта яркостии безатмосферных небесных тел // Кинематика и физика небесных тел. 1988. Т. 4. № 4. С. 33-39.

Шкуратов Ю.Г. Исследования обратного рассеяния света твердыми поверхностями небесных тел: Оппозиционный эффект яркости // Астрон. вестн. 1994а. Т. 28. № 2. С. 3-18.

Шкуратов Ю.Г. Исследования обратного рассеяния света твердыми поверхностями небесных тел: Измерения отрицательной поляризации // Астрон. вестн. 1994б. Т. 28. № 3. С. 23-39.

Шкуратов Ю.Г. Исследования обратного рассеяния света твердыми поверхностями небесных тел: Теоретические модели оппозиционного эффекта // Астрон. вестн. 1994в. Т. 28. № 4-5. С. 155-171.