

А.В. Бурнашов, А.Г. Боровой

Рассеяние света горизонтально ориентированными ледяными пластинками. II. Матрица рассеяния

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 18.04.2007 г.

Рассмотрены основные качественные закономерности для всех элементов матрицы рассеяния света на ледяных гексагональных пластинках, которые ориентированы в горизонтальной плоскости. Для паргеллического и субпаргеллического кругов показано, что поляризация рассеянного света не сильно отличается от поляризации падающего излучения в интервале углов начиная с ложного Солнца и кончая паргеллем 120° . Предложен метод диагностики толщины ледяных пластинок в атмосфере по наземным поляризационным измерениям в ложном Солнце с помощью лазерного источника излучения с круговой поляризацией.

1. Матрица рассеяния

Поляризация света определяется в общем случае тремя вещественными параметрами. В частности, наиболее распространенными являются вектор-параметры Стокса $\mathbf{I} = (I, Q, U, V)$, где I – интенсивность, параметры Q и U определяют линейную и V -круговую поляризацию. В предыдущей работе [1] мы рассмотрели только интенсивность света I , рассеянного на горизонтально ориентированных ледяных пластинках, причем в случае, когда падающий свет был полностью неполяризованным ($Q = U = V = 0$). В данной статье рассматриваются все поляризационные характеристики рассеянного света при произвольной поляризации падающего излучения.

В задаче рассеяния света на отдельной частице рассеянный в направлении \mathbf{n} свет $\mathbf{I}(\mathbf{n})$ связан с падающим светом $\mathbf{I}_0(\mathbf{n}_0)$ матрицей \mathbf{Z} :

$$\mathbf{I}(\mathbf{n}) = \mathbf{Z}(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0) \mathbf{I}_0(\mathbf{n}_0). \quad (1)$$

Уравнение (1) должно быть дополнено определением двух произвольных систем координат, в которых задаются векторы $\mathbf{I}(\mathbf{n})$ и $\mathbf{I}_0(\mathbf{n}_0)$. В настоящее время в теории рассеяния нет общепринятой терминологии для матрицы \mathbf{Z} . Так, если обе системы координат фиксированы, то в англоязычной литературе матрица \mathbf{Z} называется или *phase matrix* [2], или *Mueller matrix* [3], тогда как термин *scattering matrix* используется для матрицы, отнесенной к плоскости рассеяния, т.е. к плоскости, проведенной через векторы \mathbf{n} и \mathbf{n}_0 . Следуя [4], назовем матрицу \mathbf{Z} матрицей рассеяния.

При рассеянии света на горизонтально ориентированных частицах удобно использовать систему координат, которую определим следующим образом. На сфере направлений рассеяния \mathbf{n} выберем две полярные точки, соответствующие направлению рассеяния вперед $\theta = 0$ и назад $\theta = \pi$. Затем произволь-

ным образом выбирается нулевой меридиан $\varphi = 0$, от которого отсчитывается азимутальный угол φ по часовой стрелке, если смотреть из центра сферы в направлении рассеяния вперед. Тогда для каждого направления рассеяния $\mathbf{n} = (\theta, \varphi)$ в касательной к сфере плоскости однозначно определяются единичные зенитный \mathbf{e}_θ и азимутальный \mathbf{e}_φ векторы, направленные в сторону увеличения зенитного θ и азимутального φ углов. Три вектора \mathbf{n} , \mathbf{e}_θ и \mathbf{e}_φ образуют правостороннюю тройку векторов согласно соотношению $\mathbf{n} = \mathbf{e}_\theta \times \mathbf{e}_\varphi$. Эти векторы и являются базисом для представления рассеянного электрического поля в виде зенитной $E_\theta(\theta, \varphi)$ и азимутальной $E_\varphi(\theta, \varphi)$ компонент. Параметры Стокса в этом базисе определим, следуя формулам [2]:

$$I = |E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2; \quad Q = |E_\theta|^2 - |E_\varphi|^2; \\ U = -(E_\theta E_\varphi^* + E_\varphi E_\theta^*); \quad V = -i(E_\theta E_\varphi^* - E_\varphi E_\theta^*). \quad (2)$$

Отметим, что обычно [3–5] определение двух противоположных параметров U и V отличается от формул (2) противоположным знаком, но численные значения параметров Стокса при этом совпадают, поскольку в [3–5] используется противоположное направление для базисного вектора \mathbf{e}_φ . Перейдем к падающему свету $\mathbf{I}_0(\mathbf{n}_0)$. Направление распространения падающего света \mathbf{n}_0 можно отобразить на сфере направлений рассеяния как вектор, направленный из точки $\mathbf{n}_0 = (\theta_0, \varphi_0)$ в центр сферы. Тогда параметры Стокса \mathbf{I}_0 определяются как для рассеянного поля, но с заменой вектора \mathbf{e}_θ на вектор $(-\mathbf{e}_\theta)$, чтобы сохранить правостороннюю тройку базисных векторов для света, распространяющегося в произвольном направлении.

Матрица рассеяния полностью определяет все светорассеивающие свойства частицы, при этом учитываются любые состояния поляризации падающего света. Эта матрица удобна для численных расчетов, но физический смысл ее компонент Z_{ij} не очень прозрачен,

что затрудняет ее интерпретацию. Поэтому будем использовать другую, эквивалентную, матрицу, физический смысл которой более очевиден. Для этого разобьем исходную матрицу рассеяния на совокупность четырех столбцов, которые можно интерпретировать как некоторые четыре вектор-параметра Стокса $\mathbf{Z}_{ij} = (Z_{1j}, Z_{2j}, Z_{3j}, Z_{4j}) = (\mathbf{Z}_1, \mathbf{Z}_2, \mathbf{Z}_3, \mathbf{Z}_4)$. Затем образуем новую эквивалентную матрицу Y_{ij} , создавая четыре новых столбца по следующему правилу:

$$\begin{aligned} \mathbf{Y}_1 &= \mathbf{Z}_1, \mathbf{Y}_2 = \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2, \\ \mathbf{Y}_3 &= \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_3, \mathbf{Y}_4 = \mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_4. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда столбцы \mathbf{Y}_i имеют смысл параметров Стокса при падающем свете с единичной интенсивностью. В частности, \mathbf{Y}_1 соответствует полностью неполяризованному ($I_0 = 1, Q_0 = U_0 = V_0 = 0$), а три остальных столбца $\mathbf{Y}_2, \mathbf{Y}_3, \mathbf{Y}_4$ — полностью поляризованному свету. Здесь \mathbf{Y}_2 соответствует линейной поляризации вдоль вектора \mathbf{e}_0 ($I_0 = Q_0 = 1, U_0 = V_0 = 0$), \mathbf{Y}_3 — линейной поляризации под углом 45° ($I_0 = U_0 = 1, Q_0 = V_0 = 0$) и \mathbf{Y}_4 — круговой поляризации в падающем свете ($I_0 = V_0 = 1, Q_0 = U_0 = 0$). Таким образом, все элементы матрицы Y_{ij} имеют простой физический смысл и непосредственно измеряются в эксперименте. Обычно приводимые в литературе элементы матрицы Z_{ij} нормируются делением на первый элемент первого столбца, т.е. $Z'_{ij} = Z_{ij}/Z_{11}$. В нашей новой матрице, чтобы сохранить вышеуказанную физическую интерпретацию, будем делить второй, третий и четвертый элементы каждого столбца на его первый элемент, т.е.

$$M_{ij} = Y_{ij}/Y_{1j}. \quad (4)$$

Тогда в j -м столбце матрицы \mathbf{M} первый элемент является интенсивностью света, рассеянного в направлении \mathbf{n} при заданной поляризации падающего света, а три остальных безразмерных элемента определяют поляризацию рассеянного света. В частности, используемые на практике степени линейной p_j^l и круговой p_j^c поляризации определяются формулами

$$p_j^l = \sqrt{M_{2j}^2 + M_{3j}^2}, \quad p_j^c = |M_{4j}|. \quad (5)$$

Нормированная матрица \mathbf{M} , определяемая уравнением (4), и является объектом наших вычислений. Разумеется, при известной матрице рассеяния \mathbf{M} не представляет труда перейти к традиционной матрице рассеяния \mathbf{Z} линейным преобразованием, обратным формулам (3).

Отметим некоторые особенности вычисления матриц рассеяния. Очевидно, что рассеянный свет вблизи поверхности кристалла в рамках геометрооптического приближения является суперпозицией плоскопараллельных пучков. Каждый пучок характеризуется своей траекторией фотонов, т.е. последовательностью столкновений с определенными гранями кристалла. Соответственно, матрицу рассеяния естественно вычислять как сумму матриц рассеяния для всех пучков, вычисляемых по известным геометрооптическим алгоритмам. Однако такая процедура требует некоторых пояснений. Для этого рассмотрим вна-

чале рассеяние света на кристалле при его фиксированной ориентации.

Для различных траекторий фотонов направления рассеяния, как правило, являются различными. Но существуют и совокупности «родственных» траекторий (или пучков), имеющих одно и то же направление рассеяния. Например, любые параллельные грани кристалла образуют совокупности «родственных» траекторий, хорошо известные для плоскопараллельных пластинок [5]. Как известно, при полностью поляризованном падающем поле и при фиксированной ориентации частицы рассеянное поле должно быть также полностью поляризованным. Поэтому мы должны суммировать вклад от «родственных» траекторий на уровне матриц Джонса 2×2 , а не матриц рассеяния \mathbf{Z} или \mathbf{Y} (заметим, что должны складываться ненормированные матрицы 4×4). Другими словами, на языке матриц рассеяния 4×4 , мы должны суммировать как сами матрицы рассеяния, получаемые для различных траекторий, так и матрицы, определяющие интерференцию между этими полями. Но если набег фаз для траекторий существенно отличаются друг от друга, то интерференцией между пучками рассеянного света можно пренебречь. Действительно, в этом случае интерференционные члены дают в среднем ноль для статистических ансамблей с разбросом кристаллов по размерам. Поэтому мы непосредственно суммируем матрицы рассеяния 4×4 для «родственных» траекторий фотонов. Поскольку «неродственные» траектории при фиксированной ориентации кристалла дают различные направления рассеяния, то для них интерференции вообще не возникает. Поэтому при статистическом усреднении матрицы рассеяния по ориентациям кристалла суммирование матриц рассеяния 4×4 для «неродственных» траекторий является физически строгой процедурой. Но для «родственных» траекторий такое суммирование справедливо с точностью до интерференционных членов.

2. Поляризация рассеянного света при падающем поляризованном и неполяризованном свете

Наша задача заключается в вычислении матрицы рассеяния для горизонтально ориентированной гексагональной ледяной пластинки при статистическом усреднении по углам поворота пластинки относительно вертикальной оси. В предыдущей статье [1] мы подробно рассмотрели интенсивности рассеянного света вдоль трех основных кругов рассеяния. Полученные данные были представлены как совокупность графиков при нескольких фиксированных значениях как для зенитного угла падения света θ_0 , так и для параметра формы пластинки $F = h/2H$ (в англоязычной литературе величина F , где h — толщина пластинки и H — длина стороны шестигранника, называется *aspect ratio*). Привести все аналогичные графики для матриц рассеяния в рамках этой статьи не представляется возможным из-за их большого объема. Поэтому мы рассмотрим основные

качественные закономерности, получаемые для матриц рассеяния, на примере паргелического и субпаргелического кругов при угле падения света $\theta_0 = 75^\circ$

и параметре формы $F = 0,4$. Полученные графики для элементов матрицы рассеяния $M_{ij}(\varphi)$ приведены на рис. 1.

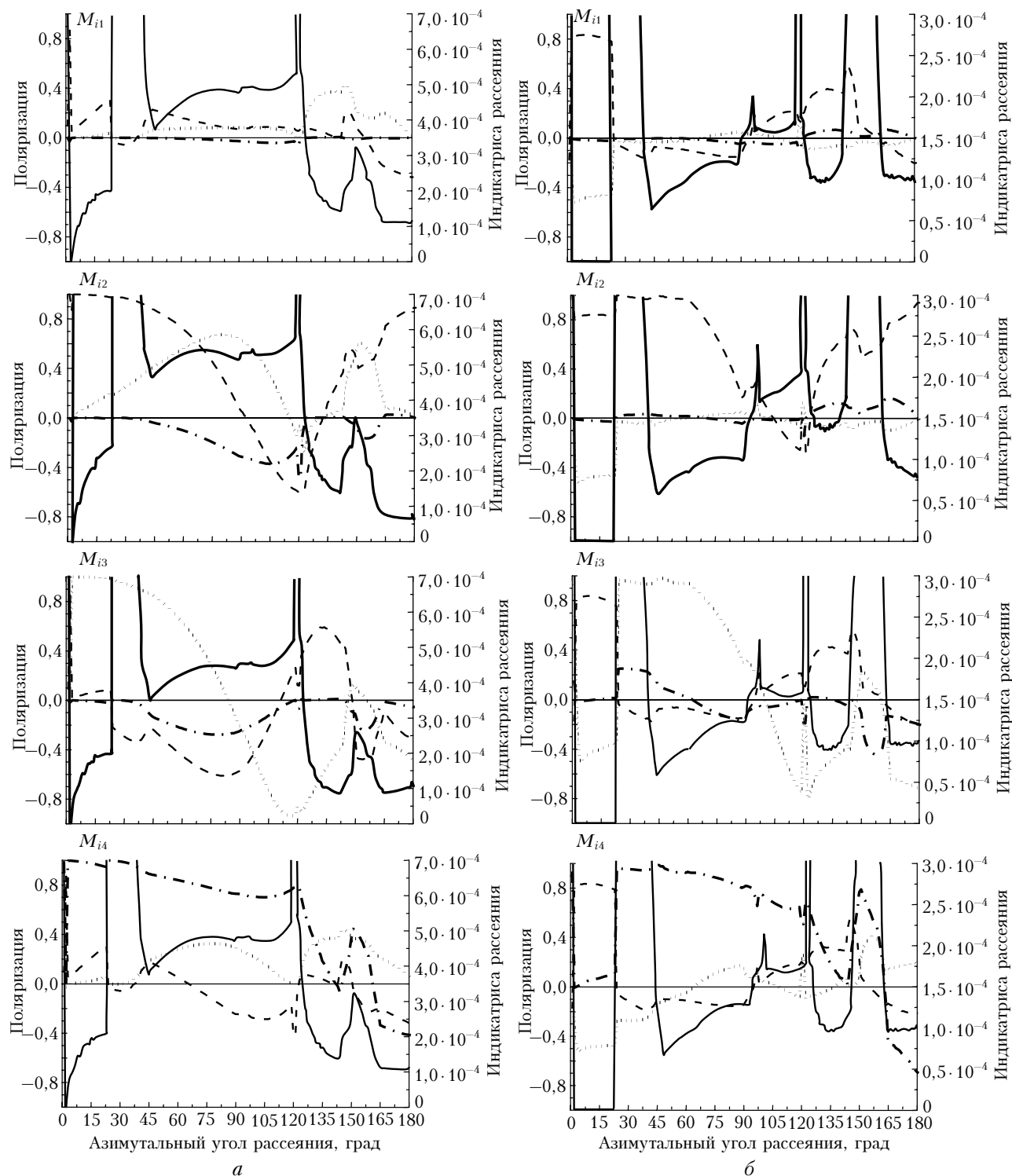


Рис. 1. Матрица рассеяния $M_{ij}(\varphi)$ гексагональной пластинки для паргелического (а) и субпаргелического (б) кругов. Сплошная линия соответствует интенсивности рассеянного света I , пунктир — линейно поляризованной под углом 0° компоненте Q , точки — линейно поляризованной под углом 45° компоненте U и штрихпунктир — компоненте, поляризованной по кругу V . Правая ось ординат отображает интенсивность, а левая — поляризацию. Первая строка рис. 1 соответствует полностью неполяризованному падающему свету, вторая — линейно поляризованному под углом 0° , третья — линейно поляризованному под углом 45° и четвертая — поляризованному по кругу падающему свету

Отметим, что на рис. 1 все элементы матрицы $M_{ij}(\varphi)$ приведены для интервала углов рассеяния $[0-180^\circ]$. В остальном интервале $[180-360^\circ]$ элементы матрицы для первых двух столбцов определяются соотношениями симметрии $M_{ij}(\varphi) = M_{ij}(360^\circ - \varphi)$ (для элементов $M_{11}, M_{21}, M_{12}, M_{22}$) или антисимметрии $M_{ij}(\varphi) = -M_{ij}(360^\circ - \varphi)$ (для элементов $M_{31}, M_{41}, M_{32}, M_{42}$). Для третьего и четвертого столбцов эти соотношения симметрии не выполняются, но они выполняются для всех столбцов исходной матрицы Z уравнения (1) [9], что позволяет легко построить остальные элементы матрицы $M_{ij}(\varphi)$ в интервале $[180-360^\circ]$.

Как видим на рис. 1, тогда как интенсивности рассеянного света в паргелическом и субпаргелическом кругах содержат сингулярности и острые пики, подробно рассмотренные в [1], остальные элементы матрицы рассеяния, описывающие поляризацию, оказываются достаточно плавными функциями. Все многообразие кривых $M_{ij}(\varphi)$, где $i \geq 2$, можно легко проинтерпретировать, исходя из следующих двух физических фактов. Во-первых, как показали наши вычисления, число рассеянных пучков, которые дают существенный вклад в данный угол рассеяния, оказывается небольшим – порядка трех. Причем траектории фотонов, которые характеризуют каждый пучок, имеют в основном не больше трех столкновений. Во-вторых, очевидно, что чем больше число столкновений в данной траектории фотонов, тем сильнее степень поляризации в рассеянном пучке будет в среднем отличаться от поляризации падающего излучения. И, напротив, тем меньше будет поперечное сечение рассеянного пучка, т.е. тем меньше будет его вклад в суммарную интенсивность рассеянного света.

Разобьем углы рассеяния на несколько характерных интервалов и начнем рассмотрение с интервала углов для пика ложного Солнца. Здесь, как уже говорилось в предыдущей статье [1], основной вклад дает траектория с двумя столкновениями, когда фотон проходит через двугранный угол 60° . Затем между областью ложного Солнца и паргелием 120° преобладающей становится аналогичная траектория с тремя столкновениями, когда фотон дополнительно сталкивается еще с одной вертикальной гранью. Большие углы рассеяния $[120-180^\circ]$ заполняются вкладом от траекторий с большим числом столкновений. Как мы видели в предыдущей статье при обсуждении пика 150° , такие траектории дают вклад в свои собственные узкие интервалы углов рассеяния, которые зачастую могут не перекрываться друг с другом.

Вышеприведенные физические соображения позволяют легко проинтерпретировать вид функций $M_{ij}(\varphi)$, где $i \geq 2$. Начнем обсуждение со случая полностью неполяризованного падающего света для паргелического и субпаргелического кругов. Как видим в первой строчке рис. 1, элементы матрицы рассеяния M_{21}, M_{31}, M_{41} здесь невелики, начиная от пика ложного Солнца и кончая паргелием 120° . Это объясняется тем, что число столкновений фотонов в траекториях, дающих существенный вклад в этот интервал углов, невелико. В результате поляризация

рассеянного света слабо отличается от поляризации падающего излучения. В интервале углов $120-180^\circ$ степень поляризации несколько увеличивается и осциллирует. Но максимум поляризации зачастую приходится на минимум интенсивности, что характерно для траекторий фотонов с большим числом столкновений. Поэтому такую поляризацию трудно зафиксировать экспериментально.

Нам осталось рассмотреть интервал углов между направлением рассеяния вперед и ложным Солнцем. Здесь в паргелическом круге сравнительно маленькая интенсивность рассеянного света образуется за счет тривиального однократного отражения света от вертикальных граней кристалла. В субпаргелическом круге такой траектории не существует, и этот интервал углов рассеяния заполняется за счет определенной траектории с 6 столкновениями, которая здесь не приводится для краткости. Хотя за счет большого числа столкновений поляризация в таком пучке резко возросла, площадь этого пучка приводит к пренебрежительно малому значению рассеянной интенсивности света. Поэтому столь сильная поляризация в субпаргелическом круге в интервале углов $0-22^\circ$ не представляет практического интереса.

Таким образом, мы делаем следующий общий вывод: при освещении горизонтально ориентированных ледяных пластинок неполяризованным светом степень поляризации в рассеянном свете невелика и поляризационные измерения в этом случае не перспективны с точки зрения получения информации о параметрах кристаллов.

Теперь перейдем к освещению пластинок полностью поляризованным светом, т.е. к элементам матрицы рассеяния $M_{ij}(\varphi)$, где $i, j \geq 2$. При падающем полностью поляризованном свете для рассеянного света должны наблюдаться следующие закономерности. Во-первых, если в данный угол рассеяния существенный вклад дает только одна траектория, то рассеянный свет также должен быть полностью поляризованным, т.е. степень поляризации P_j будет равна единице:

$$P_j = \sqrt{(p_j^l)^2 + (p_j^r)^2} = 1. \quad (6)$$

Если мы имеем сумму вкладов от пучков с различными траекториями, то степень поляризации уменьшается – $P_j < 1$. Таким образом, по степени поляризации рассеянного света, измеренного экспериментально, можно судить о числе траекторий фотонов, эффективно дающих вклад в данном направлении рассеяния.

Во-вторых, степень поляризации иногда может доходить до нуля, т.е. мы получаем полностью неполяризованный рассеянный свет при полностью поляризованном падающем излучении. В частности, на рис. 1 рассеянный свет оказался полностью неполяризованным в паргелическом круге при угле рассеяния $\varphi \approx 133^\circ$, когда падающий свет линейно поляризован под углом 0° . Для иллюстрации этого факта на рис. 2 показано, что для этого угла рассеяния существенный вклад дают три траектории.

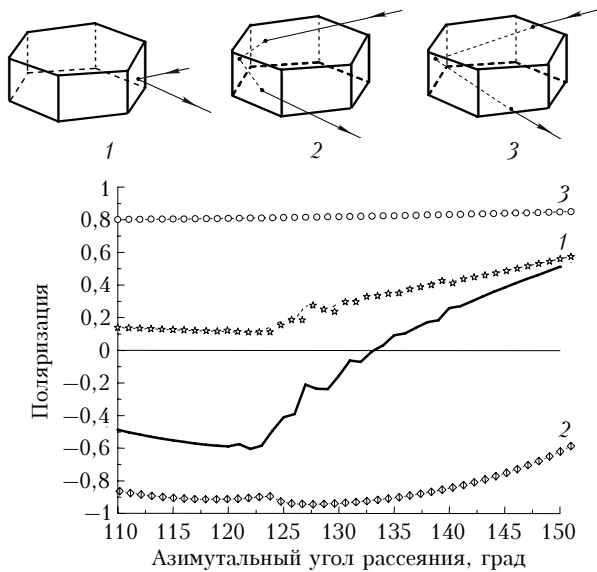


Рис. 2. Три траектории, дающие существенный вклад вблизи угла рассеяния $\varphi = 133^\circ$. На графике представлен элемент матрицы рассеяния $M_{22}(\varphi)$ для каждой траектории, а сплошная линия – элемент $M_{22}(\varphi)$ для суммарного излучения

Траектория 1 соответствует тривиальному отражению от вертикальной грани. В траектории 2 свет входит через горизонтальную грань, отражается от вертикальной грани и выходит через противоположную горизонтальную грань. В траектории 3 свет входит через одну вертикальную грань, отражается от второй и выходит из третьей вертикальной грани. На графике показан элемент матрицы $M_{22}(\varphi)$ для каждой траектории и для суммарного излучения. Как следует из графика, здесь элементы ненормированной матрицы рассеяния $Y_{22}(\varphi)$ (см. уравнение (3)) для траекторий 1 и 3 складываются с одинаковыми знаками, тогда как для траектории 2 он имеет противоположный знак, что в сумме дало нуль. Аналогично остальные два элемента M_{32} и M_{42} для суммарного излучения также обратились в нуль, как следует из рис. 1, при угле рассеяния 133° .

Что касается качественного поведения функций $M_{ij}(\varphi)$, где $i, j \geq 2$, то оно аналогично рассмотренному выше случаю полностью неполяризованного падающего излучения. А именно: в области пика ложного Солнца поляризация рассеянного света слабо отличается от поляризации падающего излучения. Затем в интервале углов до 120° поляризация плавно меняется, что соответствует поляризации вышеупомянутой преобладающей траектории с тремя столкновениями. И в интервале углов $120-180^\circ$ наблюдаются осцилляции элементов матрицы за счет суперпозиции траекторий с большим числом столкновений.

3. Определение параметра формы пластинок по поляризационным измерениям рассеянного света

Рассмотрим задачу рассеяния света на хаотически ориентированных в горизонтальной плоскости

ледяных пластинок с точки зрения обратных задач рассеяния, т.е. с точки зрения восстановления параметров частиц по рассеянному ими излучению. Как мы показали в предыдущем разделе, поляризация рассеянного света при зондирующем неполяризованном излучении оказывается незначительной. Поэтому наземные поляризационные измерения, например в паргелическом круге, возникающем при прохождении солнечного света через перистые облака, представляются малоперспективными. Для поляризационных измерений рассеянного света требуется источник поляризованного излучения, т.е. лазер.

К настоящему времени опубликовано несколько работ, где лидарные сигналы, т.е. лазерное излучение, рассеянное в направлении назад, используются для поляризационной диагностики перистых облаков [6–8]. В то же время свет, рассеянный в направлении назад, во-первых, имеет малую интенсивность и, во-вторых, менее информативен по сравнению с другими направлениями рассеяния. Поэтому в этом разделе мы рассмотрим возможности восстановления параметров формы пластинок F по поляризационным измерениям при оптимально выбранных углах падения и рассеяния. Если использовать наземный лазерный источник излучения для диагностики кристаллических частиц в атмосфере, то регистрируемый на земле рассеянный свет будет соответствовать субпаргелическому кругу.

Будем считать, что для ледяных пластинок, встречающихся в атмосфере, параметры формы $F = h/2H$ лежат в интервале значений $[0,1-0,4]$. Следовательно, нам надо выбрать оптимальные величины углов падения и рассеяния для субпаргелического круга, где элементы матрицы рассеяния $M_{ij}(\varphi)$ при $i, j \geq 2$ были бы наиболее чувствительны к изменению параметра формы F в указанном интервале значений $[0,1-0,4]$. В субпаргелическом круге основная доля рассеянного света сосредоточена в четырех узких пиках, где основными являются пик рассеяния вперед, соответствующий зеркально-отраженной компоненте рассеянного света, и ложное Солнце. Эти пики и будут рассмотрены в данном разделе с точки зрения обратных задач рассеяния.

Физическим ориентиром для постановки такой обратной задачи являются следующие качественные соображения. В общем случае, если в данной траектории фотонов нет ни одного акта полного внутреннего отражения, то падающий линейно поляризованный свет преобразуется в рассеянный свет, который также линейно поляризован. Компонента с круговой поляризацией здесь может появиться только за счет полного внутреннего отражения. Полное внутреннее отражение возникает на гексагональных гранях пластинки при углах падения в интервале $\pi/2 - \theta^* < \theta_0 < \theta^*$, где $\theta^* \approx 58^\circ$ [1]. Как легко получить из геометрических построений, при $F = 0,4$ и угле падения $\theta_0 \approx 34^\circ$ реализуется траектория только с одним полным внутренним отражением, когда свет входит в пластинку через боковую грань, отражается от гексагональной грани и при третьем столкновении выходит через другую боковую грань. Затем по мере уменьшения параметра F будут по-

являться и становиться преобладающими траектории с тремя, пятью и т.д. полными внутренними отражениями на горизонтальных гранях.

Таким образом, рассеянная компонента с круговой поляризацией будет нарастать ступенчато с уменьшением параметра F . Именно эта зависимость и может быть использована для диагностики формы пластинок. Эти качественные соображения были проверены и реализованы в наших вычислениях.

На рис. 3 приведены элементы матрицы рассеяния в ложном Солнце (вблизи его левого, острого, края) при изменении параметра формы пластинок $M_{ij}(F)$ для падающего света с линейной и круговой поляризацией.

Как видим, на всех графиках можно заметить двухступенчатый характер кривых, где одна ступенька в области $F = 0,4$ соответствует траектории с одним полным внутренним отражением, а другая — области

$F \approx 0,2$, что соответствует преобладающему вкладу от траектории с тремя полными внутренними отражениями. Для задачи восстановления параметра формы пластины из экспериментально измеренного элемента матрицы рассеяния оптимальной является линейная, причем наиболее крутая, функция $M_{ij}(F)$. Этому критерию в наибольшей степени соответствует элемент $M_{44}(F)$.

Таким образом, для поляризационной диагностики параметра формы F можно предложить следующую схему. Падающее излучение должно быть поляризованным по кругу, а детектировать в рассеянном свете следует также компоненту с круговой поляризацией. Диапазон углов падения θ_0 при этом должен быть небольшим, в интервале углов $34\text{--}36^\circ$, так как из рис. 3 видно, что, начиная с углов рассеяния $\theta_0 \approx 36^\circ$, квазилинейный характер функций $M_{ij}(F)$ нарушается.

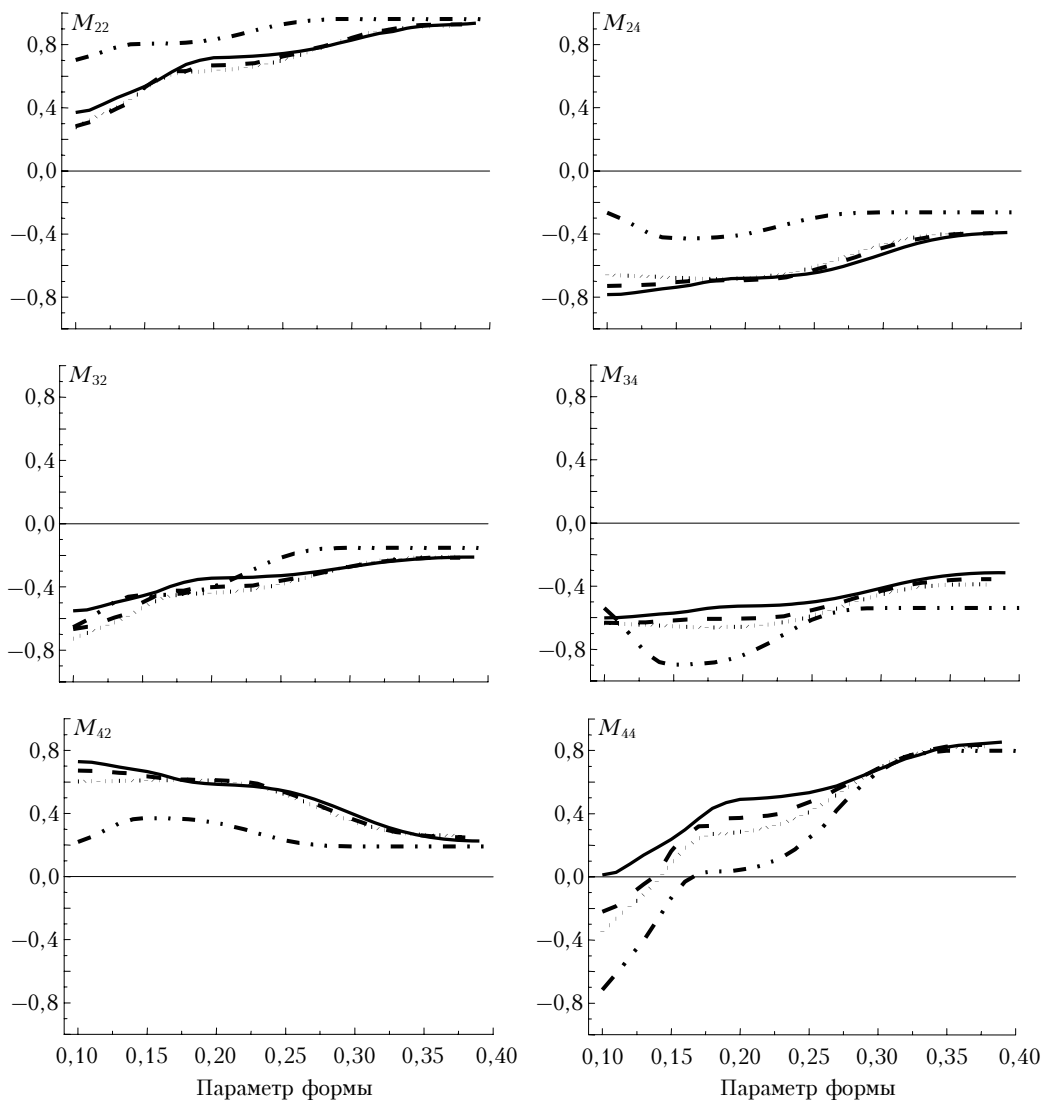


Рис. 3. Поляризация в ложном Солнце в зависимости от параметра формы пластины, где левый столбец соответствует линейно поляризованному под углом 0° , а правый столбец — поляризованному по кругу падающему излучению. Сплошная линия обозначает зенитный угол падения $\theta_0 = 34^\circ$, пунктир — 35° , точки — 36° и штрихпунктир — 42°

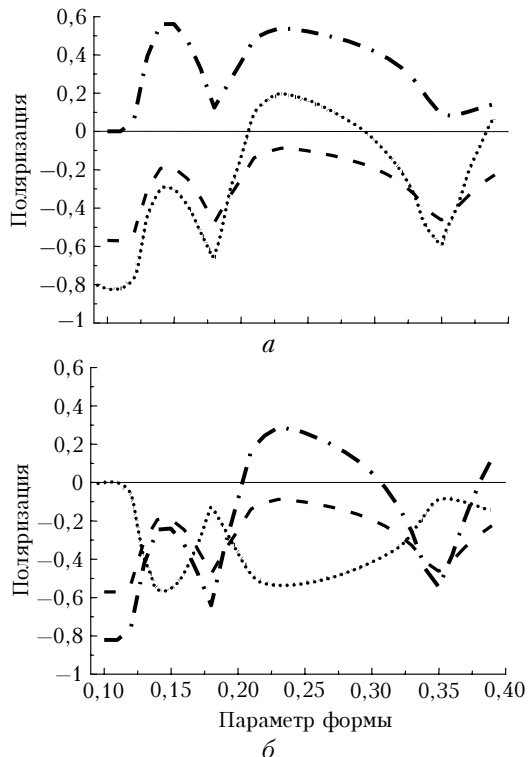


Рис. 4. Поляризация в пике рассеяния вперед в зависимости от параметра формы пластинки для линейно поляризованного под 45° (а) и поляризованного по кругу (б) падающего излучения. Угол падения равен 34° . Элементы матрицы рассеяния M_{23} и M_{24} представлены пунктирной, M_{33} и M_{34} — точками и M_{43} и M_{44} — штрихпунктирной линиями

Аналогичный квазилинейный характер функций $M_{ij}(F)$ за счет траекторий с полным внутренним отражением от горизонтальных граней можно было бы ожидать и в пике рассеяния вперед. Но здесь к этим траекториям добавляются траектории, где фотоны

или непосредственно отражаются от горизонтальной грани, или входят в пластинку не через вертикальную, а через горизонтальную грань. Как показывает рис. 4, их вклад искажает квазилинейную зависимость функций $M_{ij}(F)$ и пик рассеяния вперед оказывается неперспективным с точки зрения восстановления параметра формы F по поляризационным измерениям.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 05-05-39014, 06-05-65141) и ИНТАС (грант № 05-1000008-8024).

1. *Бурнашов А.В., Боровой А.Г.* Рассеяние света горизонтально ориентированными ледяными пластинками. I. Интенсивность рассеянного света // *Оптика атмосф. и океана*. 2007. Т. 20. № 7. С. 583–592.
2. *Mishchenko M.I., Travis L.D., Lacis A.A.* Scattering, absorption, and emission of light by small particles. Cambridge: Cambridge University Press, 2002. 445 p.
3. *Kokhanovsky A.A.* Polarization optics of random media. Chichester: Praxis-Springer, 2004. 224 p.
4. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986. 660 с.
5. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
6. *Кауль Б.В., Волков С.Н., Самохвалов И.В.* Результаты исследований кристаллических облаков посредством лидарных измерений матриц обратного рассеяния // *Оптика атмосф. и океана*. 2003. Т. 16. № 4. С. 354–361.
7. *Kaul B.V., Samokhvalov I.V., Volkov S.N.* Investigating particle orientation in cirrus clouds by measuring backscattering phase matrix with lidar // *Appl. Opt.* 2004. V. 43. P. 6620–6628.
8. *Noel V., Sassen K.* Study of ice crystals orientation in ice clouds based on polarized observations from the fars scanning lidar // *22th Int. Laser Radar Conference (ILRC 2004)*. ESA: Matera, Italy. 2004. P. 309–312.
9. *Noel V., Ledanois G., Chepfer H., Flamant P.H.* Computation of a single-scattering matrix for nonspherical particles randomly or horizontally oriented in space // *Appl. Opt.* 2001. V. 40. P. 4365–4375.

A. V. Burnashov, A. G. Borovoi. Light scattering by horizontally oriented ice plates. II. Scattering matrix.

Basic qualitative features of all elements of the scattering matrix for hexagonal ice plates horizontally oriented are considered. It is shown that polarization of the scattered light in the angles running from the sundog to the parhelion 120° is similar to those of incident light. A method for diagnostics of ice plate thicknesses by means of ground polarization measurements within the sundog is proposed where a laser source with circularly polarized light should be used.