

ФОТОМЕТРИЯ И ПОЛЯРИМЕТРИЯ СУМЕРЕЧНОГО НЕБА. ПРОБЛЕМА МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ПЕРИОД СУМЕРЕК.

О.С.Угольников

Астрокосмический центр ФИАН им. П.Н. Лебедева

Поступила в редакцию 27.01.1998 г.

Работа посвящена исследованию свойств многократно рассеянного в атмосфере солнечного света в период сумерек, начиная от захода Солнца до наступления ночи. Основной работы являются поляриметрические наблюдения сумеречного неба на длине волны 3560 А, проведенные летом 1997 года на Астрономической обсерватории Одесского университета.

На основе полученных данных определена доля многократно рассеянного света в общем фоне неба в зависимости от координат точки неба, величины погружения Солнца под горизонт и направления поляризации. Проведен критический анализ ряда предлагавшихся ранее методов учета многократного рассеяния при сумеречных наблюдениях. Кроме этого, исследовано высотное распределение мелкого атмосферного аэрозоля в стратосфере.

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема учета многократно рассеянного в атмосфере Земли солнечного света является одной из основных при исследованиях атмосферы путем фотометрического анализа сумеречного неба. На существенную роль многократного рассеяния обратил внимание еще В.Г. Фесенков [1] в его первой работе, посвященной анализу сумеречных явлений. Однако, как справедливо отмечено Г.В. Розенбергом [2], крайняя сложность построения теории многократного рассеяния заставляла многих авторов либо вообще отказываться от его учета, либо вводить различные и подчас довольно грубые предположения относительно его свойств. Сравнительный анализ большого количества работ, проведенный в [2], дает крайне широкий диапазон результатов – от возможности полностью пренебречь многократным рассеянием до его существенного преобладания над однократно рассеянным светом. Очевидно, что от соотношения однократно и многократно рассеянного света прямо зависит эффективность самого сумеречного метода исследования атмосферы, в котором

многократное рассеяние является своеобразным «шумом», который необходимо вычистить из общего фона неба.

В нашей работе главным объектом исследования является сама многократно рассеянная компонента сумеречного неба, ее фотометрические и поляриметрические свойства в течение всех сумерек – от захода Солнца до момента, когда само сумеречное свечение полностью теряется на фоне ночного неба.

2. СВОЙСТВА ОДНОКРАТНОГО И МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

Рассмотрим схему формирования однократно и многократно рассеянного света в период сумерек и их основные свойства. Нас будут интересовать только точки солнечного вертикала. Обозначим их яркость через J и j соответственно. Схема возникновения обеих компонент в момент восхода или захода Солнца показана на рис.1. Яркость однократно рассеянной компоненты для фиксированной длины волны представляется в виде интеграла

$$J = const \int_0^{\infty} e^{-\tau_1(H_L, z, h)} n(H_{SC}(H_L, z, h)) D(H_{SC}, \gamma) \sec(z - h) e^{-\tau_2(H_L, z, h)} dH_L \quad (1),$$

где интегрирование производится по величине H_L – наименьшей высоте солнечного луча над поверхностью Земли, H_{SC} – высота точки рассеяния света, z – зенитное расстояние наблюдаемой точки неба (положительное в области зари и отрицательное – в противоположной области неба), h – глубина погружения Солнца под горизонт, n – концентрация частиц на высоте H_{SC} , D – функция (или индикатриса) рассеяния, γ – угол рассеяния, τ_1 и τ_2 – оптические толщи на пути луча до и после акта рассеяния соответственно. Величина τ_2 с небольшой поправкой равна вертикальной оптической толщине атмосферы, умноженной на $\sec z$.

В отдельных случаях очень удобной является модель «сумеречного луча». Ее суть заключается в том, что солнечные лучи, проходящие низко над земной поверхностью, испытывают сильное поглощение, а лучи, идущие высоко, очень слабо рассеиваются в верхних разреженных слоях атмосферы. В итоге основная часть однократно рассеянной компоненты образуется в так называемом «сумеречном слое» со сравнительно небольшой толщиной, не зависящей от глубины погружения Солнца и зенитного расстояния точки наблюдения. Наименьшая высота сумеречного слоя над Землей сравнительно медленно возрастает с погружением Солнца. Учитывая это, в формуле (1) интеграл можно заменить на

значение подынтегральной функции в некоторой точке $H_{L0}(h)$, умноженное на эффективную ширину слоя, которая включается в константу. При этом каждой точке наблюдения будет соответствовать эффективная высота рассеяния $H_{SCO}(z, h)$.

Этот метод использовался уже неоднократно, например в работе Н.Б. Дивари [3], но в отличие от нее, за значение H_{L0} мы принимаем не соответствующее максимуму подынтегральной функции, а среднее по вкладу в интеграл значение. Ввиду несимметричности сумеречного слоя эти величины различаются на несколько километров.

Так как рассеяние происходит, в основном, на значительных высотах (от 10 км), мы можем не учитывать явление рефракции. Рассмотрим подробнее случай $h=0$ (Солнце находится на горизонте). В этом случае (если не рассматривать точки, близкие к горизонту) $H_{SCO} = H_{L0}$, и упрощенное уравнение (1) принимает вид

$$J = const * e^{-\tau_1(H_{L0}, z)} n(H_{L0}) D(H_{L0}, \frac{\pi}{2} - z) \sec z e^{-\tau_2(H_{L0}, z)} = D(H_{L0}, \frac{\pi}{2} - z) f(z) \quad (2).$$

Необходимо отметить, что при $h>0$ высота сумеречного слоя увеличивается, появляется зависимость $H_{SCO}(z)$, и по мере погружения Солнца под горизонт она становится все более резкой – в области зари рассеяние происходит ниже, чем в противоположной части неба.

Обозначим через J_{\perp} ($J_{||}$) яркость однократно рассеянной компоненты в плоскости поляризации, перпендикулярной (параллельной) плоскости рассеяния. Очевидно, что для этих величин также выполняется уравнение (1) с подстановкой поляризационных индикатрис D_{\perp} и $D_{||}$ соответственно. Аналогичным образом вводятся величины j_{\perp} и $j_{||}$.

Вместо коэффициента поляризации в данной работе мы будем использовать более удобную величину – поляризационное отношение K , равное отношению яркостей неба при направлениях поляризации, параллельном и перпендикулярном плоскости рассеяния. Степень поляризации p связана с K простым соотношением $p=(1-K)/(1+K)$. Для неполяризованного света K , очевидно, равно единице.

Индикатрисы рассеяния D являются суммой воздушных (релеевских) и аэрозольных индикатрис. Из матрицы рассеяния Кабанна-Релея, приводимой в [2], нетрудно получить (с точностью до константы) воздушные индикатрисы рассеяния:

$$D_{\perp}(\gamma) = 1 + \alpha; \quad D_{||}(\gamma) = \cos^2 \gamma + \alpha \quad (3),$$

где α равна одной второй параметра деполяризации матрицы Кабанна-Релея. В соответствии с [2] мы принимаем $\alpha=0.03$. Про аэрозольные индикатрисы рассеяния известно лишь то, что они, в отличие от воздушных, несимметричны относительно $\gamma=\pi/2$, имея избыток на малых углах рассеяния.

Множественное рассеяние (а также рассеяние света, отраженного поверхностью Земли), как и однократное, также образуется в некотором слое, но сам слой располагается значительно ниже, в приземных слоях атмосферы. В.Г. Фесенков [4] даже называет эту компоненту «тропосферной составляющей». Ее средняя высота изменяется с погружением Солнца крайне медленно, столь же незначительна и ее зависимость от зенитного расстояния наблюдаемой точки. Это легло в основу предположения о равенстве логарифмических производных в симметричных точках солнечного вертикала при каждом значении h , уже неоднократно использовавшемся [4, 5]:

$$\frac{d \ln j(z, h)}{dh} = \frac{d \ln j(-z, h)}{dh} \quad (4).$$

Однако ввиду того, что средняя высота множественного рассеяния все же изменяется, это равенство нельзя интегрировать по большому диапазону погружений Солнца (что фактически делается в [5]), в чем мы сможем убедиться далее.

Если уравнение (4) записать для двух различных направлений поляризации и вычлест из одного уравнения другое, то эффекты, связанные с высотами множественного рассеяния, исчезнут, и уравнение можно будет проинтегрировать, что приведет нас к выражению, связывающему поляризационные отношения множественного рассеяния q в симметричных точках солнечного вертикала:

$$q(z, h) = \theta(z)q(-z, h) \quad (5).$$

Как мы убедимся далее, параметр θ для любых z близок к 1, и уравнение (5) описывает свойство симметрии поляризации множественного рассеяния, что вполне естественно, если учесть близкие поляризационные свойства рассеяния света при смежных углах.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Фото-поляриметрические наблюдения сумеречного неба были проведены в июле-августе 1997 года на Астрономической обсерватории Одесского университета, расположенной в с. Маяки. Яркость неба измерялась при различных положениях оси анализатора в широком диапазоне погружений Солнца под горизонт: от -2° (Солнце над горизонтом) до 20° . Измерения производились автосканирующим сумеречным фотометром [6] в солнечном вертикале в диапазоне зенитных расстояний от -70° до $+70^\circ$. Длина волны, на которой проводились измерения (3560 А), приходится на фиолетовую область спектра и не попадает в область селективного поглощения атмосферных газов, в том числе озона. Основным механизмом поглощения и рассеяния света в этой длине волны является релеевское (газовое) рассеяние, к которому может добавляться рассеяние на частицах атмосферного аэрозоля.

Для каждой наблюдательной ночи определялась вертикальная оптическая толщина атмосферы по методу Бугера. Ввиду сравнительной близости результатов, полученных в разные дни наблюдений (всего их три), все приводимые здесь графики и диаграммы относятся к одному наблюдению – вечерним сумеркам 31 июля 1997 года.

На основе наблюдательных данных была построена зависимость полной яркости неба при разных направлениях плоскости поляризации I_{\perp} , I_{\parallel} от z в момент захода или восхода Солнца, то есть при $h=0$. На рис.2 представлены графики этих функций, деленных на функцию f , то есть яркостей неба, исправленных за поглощение однократно рассеянного света (в относительных единицах):

$$\frac{I_{\perp(\parallel)}(z)}{f(z)} = D_{\perp(\parallel)} \left(\frac{\pi}{2} - z \right) + \frac{j_{\perp(\parallel)}}{f(z)} \quad (6).$$

Для обоих направлений оси поляризации эта зависимость практически симметрична относительно точки $z=0$ для всех дат наблюдений. Ввиду того, что многократно рассеянная компонента должна иметь заметный избыток в области зари (в точке A_1 на рис.1 Солнце выше над горизонтом, чем в точке A_2), и отношение j/f не может иметь существенного избытка в противосолнечной области, можно сделать вывод, что в окрестности высоты H_{L0} при $\lambda=3560$ А и $h=0$ функция D оказывается практически симметричной относительно $\gamma=\pi/2$, и, следовательно, мелкий атмосферный аэрозоль на этих высотах отсутствует.

На рис.3 показаны зависимости поляризационного отношения K сумеречного неба для различных зенитных расстояний в зависимости от h . В принципе, уже по ним можно сказать, при каких погружениях Солнца однократное рассеяние полностью теряется на фоне многократного. Это происходит при h около 10° , так как при больших погружениях поляризационные отношения в симметричных точках солнечного вертикала становятся практически равными, то есть выполняется свойство (5) с $\theta=1$, характерное для многократного рассеяния. Следует обратить внимание на явление обратной поляризации многократного рассеяния ($K>1$) вдали от зенита. О причинах ее появления будет сказано далее.

Появление однократно рассеянной компоненты, имеющей при больших h сильную асимметрию с избытком в области зари (из-за дисперсии эффективных высот рассеяния), приводит к нарушению симметрии K . При положительных z K становится меньше, так как однократно рассеянный свет поляризован сильнее многократно рассеянного.

Асимметрия однократного рассеяния исчезает (после деления на функцию $f(z)$) при $h=0$, так как атмосферный аэрозоль на соответствующих высотах отсутствует. Однако, как видно из рисунка, поляризационные отношения в симметричных точках совпадают при $h=1^\circ$. Этот эффект нельзя объяснить атмосферной рефракцией, так как на высотах 20-30 км, где происходит рассеяние, она не превосходит нескольких угловых минут. Его причина состоит в небольшой асимметрии многократного рассеяния с избытком в области зари (его мы уже отмечали), не исчезающем даже после деления на функцию $f(z)$.

Вблизи $h=0$ заметен эффект изменения поляризационного отношения из-за изменения угла однократного рассеяния. Вместе с эффектом изменения отношения J_{\perp}/j_{\perp} он приводит к возрастанию K с погружением Солнца при отрицательных z и убыванию при положительных z . На этом эффекте и будет основан метод разделения однократно и многократно рассеянной компонент.

В этом методе разделение сначала проводится для случая $h=0$ и $z=0$, затем для $h=0$ и произвольного z и, наконец, для произвольных h и z .

Рассмотрим случай $z=h=0$. Обозначим через A долю однократно рассеянного света в общей яркости неба для перпендикулярного направления поляризации, а через Q и q – поляризационные отношения однократно и многократно рассеянного света соответственно. Можно показать, что полное поляризационное отношение равно

$$K = AQ + (1 - A)q \quad (7).$$

Возьмем смешанную производную от величины K по z и h и представим ее через производные величин A , Q и q :

$$\frac{d^2 K}{dzdh} = A \frac{d^2(Q-q)}{dzdh} + \frac{dA}{dz} \frac{d(Q-q)}{dh} + \frac{dA}{dh} \frac{d(Q-q)}{dz} + (Q-q) \frac{d^2 A}{dzdh} + \frac{d^2 q}{dzdh} \quad (8).$$

Ввиду того, что при $h=0$ $\gamma=\pi/2-z$, величина $dQ/dz(z=h=0)$ обращается в ноль. Из формулы (5) с учетом $\theta=1$ следует, что $dq/dz=0$ для любого h . А так как величина I_{\perp}/f при $h=0$ имеет минимум в зените, то с учетом постоянства J_{\perp}/f (3) $d(j_{\perp}/f)/dz=0$ и, следовательно, $dA/dz(h=0) = 0$. В итоге мы получаем

$$\frac{d^2 K}{dzdh} = A \frac{d^2 Q}{dzdh} + (Q-q) \frac{d^2 A}{dzdh} \quad (9).$$

В первом слагаемом смешанная производная от Q может быть вычислена прямой подстановкой (3) (с учетом $\gamma=\pi/2-z+h$), она оказывается равной $-2/(1+\alpha)$. Преобразуем смешанную производную, входящую во второе слагаемое:

$$\frac{d^2 A}{dzdh} = \frac{d^2}{dzdh} \left(\frac{J_{\perp}}{J_{\perp} + j_{\perp}} \right) = \frac{d}{dz} \left(\frac{(j_{\perp}/f)(dJ_{\perp}/fdh) - (J_{\perp}/f)(dj_{\perp}/fdh)}{(J_{\perp}/f + j_{\perp}/f)^2} \right) \quad (10),$$

где в последнем равенстве мы умножили числитель и знаменатель на $f^2(z)$. Так как производные по z от функции J_{\perp}/f и j_{\perp}/f равны нулю, уравнение с учетом независимости f от h преобразуется к виду:

$$\frac{d^2 A}{dzdh} = \frac{j_{\perp} f}{(J_{\perp} + j_{\perp})^2} \frac{d^2 (J_{\perp}/f)}{dzdh} \quad (11).$$

Смешанная производная от J_{\perp}/f может быть вычислена как прямой подстановкой интеграла (1), так и с помощью модели "сумеречного слоя". Учитывая, что атмосфера на высотах от 10 до 30 км практически изотермична с температурой $T=220\text{K}$, и подставляя соответствующую функцию распределения Больцмана в $n(H)$, в результате несложных выкладок получаем

$$\frac{d^2 A}{dzdh} = \left(\frac{H_{L0}}{H_{atm}} - 1 \right) A(1 - A) \quad (12),$$

где $H_{atm}=6.43$ км – высота однородной атмосферы, соответствующая указанной температуре. Учитывая отсутствие аэрозоля, мы можем точно вычислить и величину H_{L0} (24.58 км). Выражая разность $(Q-q)$ через K и A по формуле (7) и подставляя (12) в (9), получаем выражение для A при $z=0$ и $h=0$:

$$A = -\frac{d^2 K}{dzdh} \left(\frac{2}{1 + \alpha} + \left(K - \frac{\alpha}{1 + \alpha} \right) \left(\frac{H_{L0}}{H_{atm}} - 1 \right) \right)^{-1} \quad (13),$$

где величина K и ее смешанная производная в точке $z=h=0$ определяются из наблюдений. Полученное значение будет положительным, так как смешанная производная от K меньше нуля.

Зная яркость однократно рассеянной компоненты в зените для $h=0$ и перпендикулярного направления поляризации, мы по формулам (2) и (3) можем вычислить ее для любого зенитного расстояния и направления поляризации. На рис.4 показаны зависимости доли однократно рассеянного света в общем фоне сумеречного неба от z в момент восхода или захода Солнца для двух направлений поляризации, а в таблице 1 приведены значения доли однократно рассеянного света в общем фоне неба в зените при $h=0$ для различных направлений поляризации и суммарного излучения для всех дат наблюдений. Даже в эту светлую фазу сумерек роль однократного рассеяния не превосходит 50%. Этот вывод, не согласующийся со многими существующими оценками, можно назвать главным в данной работе.

Оптическая толщина τ_1 , входящая в интеграл (1), определяется в основном коэффициентом поглощения на высотах, близких к H_{L0} , где нет аэрозоля, поэтому ее можно вычислять, исходя из газовой модели атмосферы. Оптическая толщина τ_2 , как уже говорилось, вычисляется из вертикальной оптической толщи атмосферы. Подставляя найденную яркость неба для $z=0$ и $h=0$, мы определяем константу в (1), что дает нам возможность найти воздушную (релеевскую) часть однократно рассеянной компоненты вообще для любых z и h . Однако, в общем случае эта величина будет равна полной яркости J только при погружениях Солнца, близких к нулю, а при больших h и эффективной высоте рассеяния возможно влияние атмосферного аэрозоля.

При расчете яркости воздушной компоненты использовалось высотное температурное распределение, представленное на рис.5. Значение температуры в области мезосферного минимума (80 км) взято из [7] с учетом широты места наблюдений. Результаты расчета показаны на рис.6. Необходимо отметить интересный факт возрастания роли однократного рассеяния с погружением Солнца в период светлых сумерек для некоторых зенитных расстояний. Как мы увидим далее, в данной длине волны аэрозольный коэффициент рассеяния нигде не превосходит воздушный, и по этим графикам можно судить о роли однократного рассеяния вообще. Оно становится исчезающе малым при эффективных высотах рассеяния порядка 100-120 км, вполне согласуясь с принятыми в [5] для той же длины волны значениями.

Для оценки аэрозольного коэффициента рассеяния вернемся к формуле (4) для многократного рассеяния. Как уже говорилось, эта формула приближенная, и ее интегрирование приведет к ощутимой погрешности. Но тем не менее мы можем переписать (4) в виде

$$j(z, h) = r(z, h)j(-z, h) \quad (14),$$

где $r(z, h)$ – медленно меняющаяся с h функция, параметрически зависящая от z . Аналогичная функция $R(z, h)$ для однократного рассеяния обладает совершенно иными свойствами: из-за дисперсии эффективных высот рассеяния она резко возрастает при увеличении h . Общее отношение яркостей $R_0(z, h)$ связано с этими функциями соотношением, аналогичным (7) для поляризационного отношения.

На рис.7 верхние кривые показывают ход зависимости $R_0(h)$ для $z=60^\circ$. Видно, что после $h=6^\circ$ рост R_0 сменяется убыванием, и при $h=10^\circ$ функция выходит на плато со значением, ненамного превосходящим ее значение при $h=0$. Это однозначно указывает на полное доминирование многократного рассеяния для $z=60^\circ$ (в области зари!) при $h>10^\circ$. Соответственно, в противоположной части неба это наступает еще раньше.

Если мы построим аналогичную зависимость после вычитания релеевской компоненты из общего фона неба (нижние кривые на рис.7), то на ней тоже появится пик при $h=6^\circ$, хотя и более низкий. Это свидетельствует о наличии "невычтенного" однократно рассеянного (очевидно на аэрозольных частицах) света. Так как аэрозольное рассеяние при $z=-60^\circ$ и $h>4^\circ$ крайне слабо сразу по двум причинам (дисперсия высот и малость коэффициента рассеяния под большими углами), мы можем сделать вывод о появлении мелкого атмосферного аэрозоля выше 40 км и его незначительной роли в рассеянии и поляризации света (что для фиолетовых лучей уже было отмечено в [8]). Больше ничего

сказать нельзя, так как точность подобного метода крайне низка из-за незнания зависимости $r(h)$ и сильной чувствительности к выбираемому высотному температурному распределению в атмосфере. На рис.7 также видно, что значение функции $r(h)$ при $h > 10^\circ$ выше, чем при $h = 0$, что свидетельствует об ощутимых отклонениях от уравнения (4).

В заключение обзора наблюдательных данных приведем зависимости поляризационного отношения многократно рассеянного света q от z для $h = 0^\circ$ и $h = 12^\circ$ (рис.8). Видно, что эти зависимости несильно отличаются друг от друга, вполне удовлетворяют (5) и неплохо согласуются с модельной кривой, построенной для двукратного рассеяния в предположении, что вторичным источником света является тонкое заревое полукольцо с постепенным убыванием интенсивности от центра (над Солнцем) к краям. На зенитных расстояниях около 50° многократное рассеяние становится неполяризованным, а еще ближе к горизонту наступает эффект "обратной поляризации" ($j_{||} > j_{\perp}$), причина которого состоит в рассеянии света, поступающего с боковых (относительно солнечного вертикала) областей небесной сферы. Эффекты увеличения K при больших z , а также при $h = 8^\circ - 10^\circ$ обязаны своим существованием именно многократному рассеянию, а не атмосферному аэрозолю, как полагал Г.В. Розенберг [2].

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Главным результатом настоящей работы стала оценка доли многократно рассеянного света в общем фоне сумеречного неба для различных значений глубины погружения Солнца под горизонт и зенитного расстояния точки неба в солнечном вертикале. Доля многократного рассеяния оказалась значительно выше многих существующих оценок, в частности приводимых в [2] и сделанных в [9,10]. Большинство этих оценок основывается на теоретических расчетах яркости однократно и двукратно рассеянного света. Как правило, результаты этих работ были следующими: в момент захода Солнца доля многократного рассеяния в зените составляет около 20% от полной яркости неба, и затем эта величина очень медленно возрастает. Даже в период темных сумерек ($h = 12^\circ$ и более) однократное рассеяние хоть и уступает многократному по яркости, но остается вполне обнаружимым и измеримым. Из этого Г.В. Розенберг делает вывод, что сумеречный метод пригоден для исследования даже самых верхних слоев земной атмосферы (с высотой до 200-300 км).

Необходимо отметить, что большинство теоретических работ относилось к желто-зеленому участку спектра, где роль многократного рассеяния может быть несколько меньше, чем в фиолетовой области, где проводились наши наблюдения. Есть основания считать, что

в желто-зеленых лучах роль однократного рассеяния при заходе солнца превышает 50%, однако затем также быстро убывает. При этом зависимость роли многократного рассеяния от длины волны все же не может быть очень сильной, как это справедливо отмечает Г.В. Розенберг.

В чем же состоит причина столь существенной недооценки роли многократного рассеяния в теоретических работах? На наш взгляд, суть проблемы в неучете рассеяния света третьего и более высоких порядков. Когда Солнце опускается под горизонт на 12 градусов и более, однократно рассеянный свет полностью исчезает даже в области зари, поэтому в зените мы не сможем наблюдать и двукратно рассеянный свет. Да и в светлые сумерки уже сам факт преобладания многократного рассеяния над однократным наводит на мысль о весьма существенной роли рассеяния высоких порядков. Таким образом, в теоретических работах велось сравнение двух компонент сумеречного свечения, которые могут быть одновременно несущественными, и не учитывалась компонента, являющаяся доминантной.

Суть же экспериментальных работ, подтверждавших выводы Г.В. Розенберга о малости вклада многократного рассеяния, сводилась к тому, что зависимости яркости и цвета неба от h во время светлых сумерек вполне соответствовали теоретическим для однократного рассеяния. Несостоятельность подобных рассуждений становится понятной, если вспомнить, что роль многократного рассеяния в этот период практически не возрастает (а иногда даже немного убывает) с h и тем самым не искажает указанную зависимость. Именно это свойство многократного рассеяния, а также слабая зависимость его роли от длины волны часто становились причиной относительной корректности результатов работ, игнорирующих или недооценивающих многократное рассеяние. Многократно рассеянный свет начинает оказывать существенное влияние на цвет неба при $h > 4^\circ$, приводя к его посинению. Этот хорошо известный эффект также неоднократно приписывался однократно рассеянной компоненте.

В книге Г.В. Розенберга также высказывается надежда, что скорое развитие вычислительной техники позволит создать математическую модель двукратного рассеяния и снимет проблему его учета. Рассеяние высоких порядков намного усложняет такую задачу, и поэтому даже сейчас, через 30 лет после выхода книги, решить ее не представляется возможным.

В той же книге есть ссылка еще на одну работу, посвященную многократному рассеянию и сделанную еще в 30-е годы [11]. Ее автор, Е. Гальбарт, пытался оценить яркость многократного рассеяния в зените, как произведение плотности воздуха на высоте от 15 до 40 км и измеренной яркости неба в области зари. И хотя в работе и был допущен ряд

неточностей, замеченных позже [2], сама ее идея была абсолютно корректна, так как этот метод предусматривал учет рассеяния всех порядков. Вполне логично, что Е. Гальбарт пришел к выводу, что при $h=10^\circ$ однократное рассеяние теряется на фоне многократного, и именно этот вывод послужил главным поводом для достаточно резкой критики в [2] и многих других работах, опирающихся на теоретические оценки вклада многократного рассеяния.

Наконец, необходимо сказать о методе разделения однократно и многократно рассеянного света, разрабатываемом в Астрономической обсерватории Одесского университета (его основы изложены в [5]). Его суть состоит в экстраполяции эмпирического свойства многократного рассеяния (постоянства логарифмической производной его яркости от h), выявленного в области больших h , на область малых h . Метод привлекает своей простотой, но, к сожалению, многократно рассеянная компонента не очень хорошо придерживается указанного свойства, имея значительное отклонение при $h=8^\circ-9^\circ$, как раз там, где еще чувствуется однократное рассеяние в мезосфере (на наш взгляд, это отклонение связано с быстрым изменением роли двукратного рассеяния на фоне рассеяния высших порядков). В результате коэффициент рассеяния оказывается завышенным, особенно при больших углах, что сильно затрудняет исследование мезосферного аэрозоля.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был предложен метод исследования роли многократного рассеяния в формировании сумеречного свечения, основанный на измерениях яркости и степени поляризации сумеречного неба. Идеи об эффективности поляриметрических наблюдений высказывались уже давно, и сам метод в какой-то мере можно считать развитием метода, предложенного еще В.Г. Фесенковым [4].

К сожалению, результаты работы (с точки зрения эффективности сумеречного метода зондирования атмосферы) нельзя назвать оптимистичными. Несмотря на многочисленные контраргументы, роль многократного рассеяния оказалась очень высокой. Правда, неплохо выполняется ряд предположений относительно его зависимости от погружения Солнца и поляризации, что говорит о возможности сумеречных исследований атмосферы хотя бы в период светлых сумерек, когда глубина погружения Солнца под горизонт не превосходит 8-10 градусов.

В заключение автор хотел бы выразить искреннюю благодарность Ю.И. Загинайло, И.В. Загинайло и В.Д. Мотричу (Астрономическая обсерватория Одесского университета) за поддержку и организацию поляриметрических наблюдений сумеречного неба.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В.Г. Фесенков. О строении атмосферы (фотометрический анализ сумерек). // Труды Главной российской астрофизической обсерватории. 1923. Т.2. С.7.
2. Г.В. Розенберг. Сумерки. Изд-во физ.-мат. лит-ры, 1963.
3. Н.Б. Дивари. Высота сумеречного луча. // Атмосферная оптика. 1968. С.105.
4. В.Г. Фесенков. О поляризационном методе исследования сумеречных явлений. // Астрономический журнал. 1966. Т.43. С.198.
5. Yu.I. Zaginailo. Determination of the second twilight brightness by the method of the twilight probing of the Earth's atmosphere. // Odessa Astronomical Publication. 1993. V.6. P.59.
6. Ю.И. Загинайло. Фотоэлектрический фотометр для исследования сумеречного свечения. // Атмосферная оптика. 1970. С.193.
7. В.В. Михневич. Температура атмосферы в области мезопаузы и распределение серебристых облаков. // Метеорологические Исследования. 1966. Т.12, С.84.
8. Ю.И. Загинайло. Определение рассеивающей способности атмосферы по поляризационным наблюдениям сумеречного неба. // Атмосферная оптика. 1974. С.149.
9. В.Г. Фесенков. К теории яркости дневного неба при сферической Земле. // Астрономический журнал. 1955. Т.32, С.265.
10. Н.Б. Дивари, Л.И. Плотникова. Вычисление яркости сумеречного неба. // Астрономический журнал. 1965. Т.42, С.1090.
11. E.O. Hulburt. // J. Opt. Soc. Amer. 1938. V.28. N7. P.227. 1938.

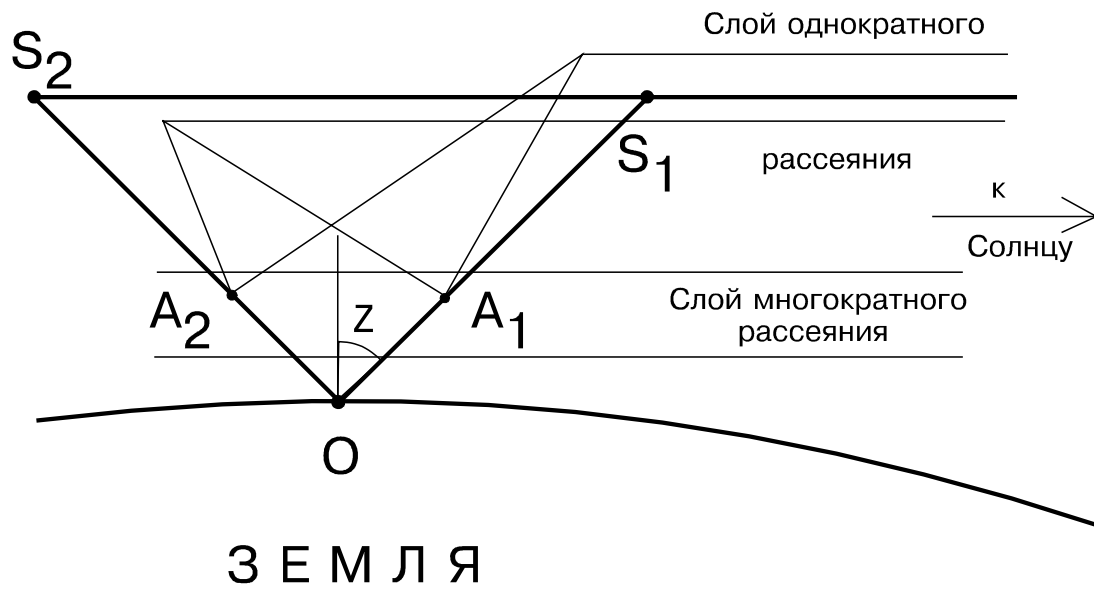


Рис.1. Образование однократно и многократно рассеянного света в момент восхода или захода Солнца.

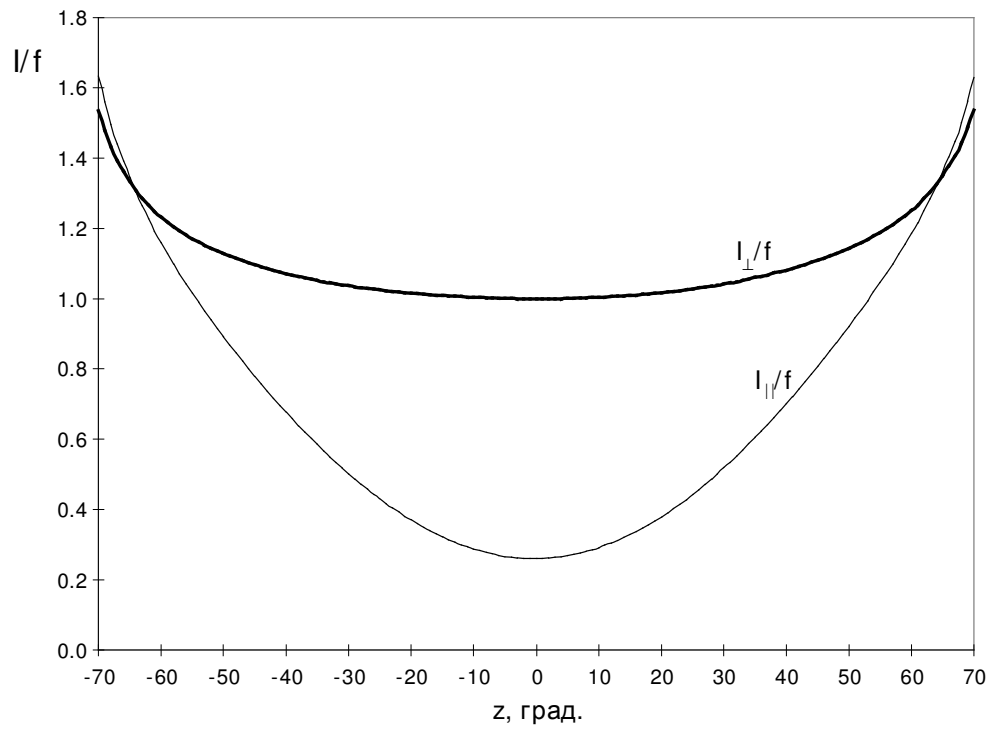


Рис.2. Зависимости I_{\perp}/f и I_{\parallel}/f при $h=0$.

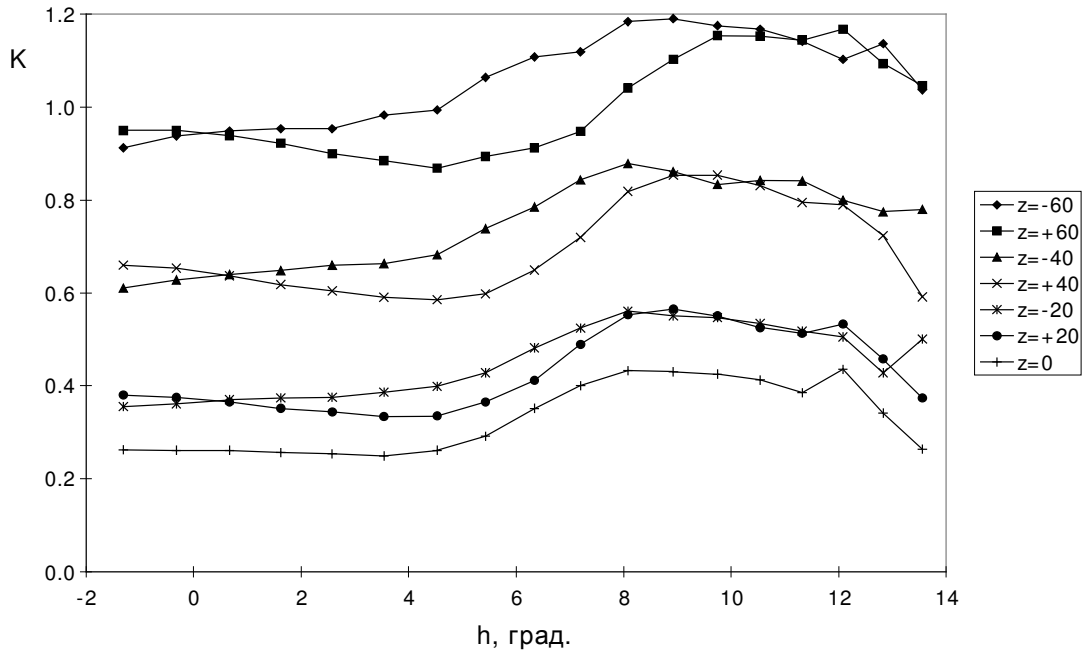


Рис.3. Поляризационное отношение сумеречного неба в зависимости от погружения Солнца для различных точек неба.

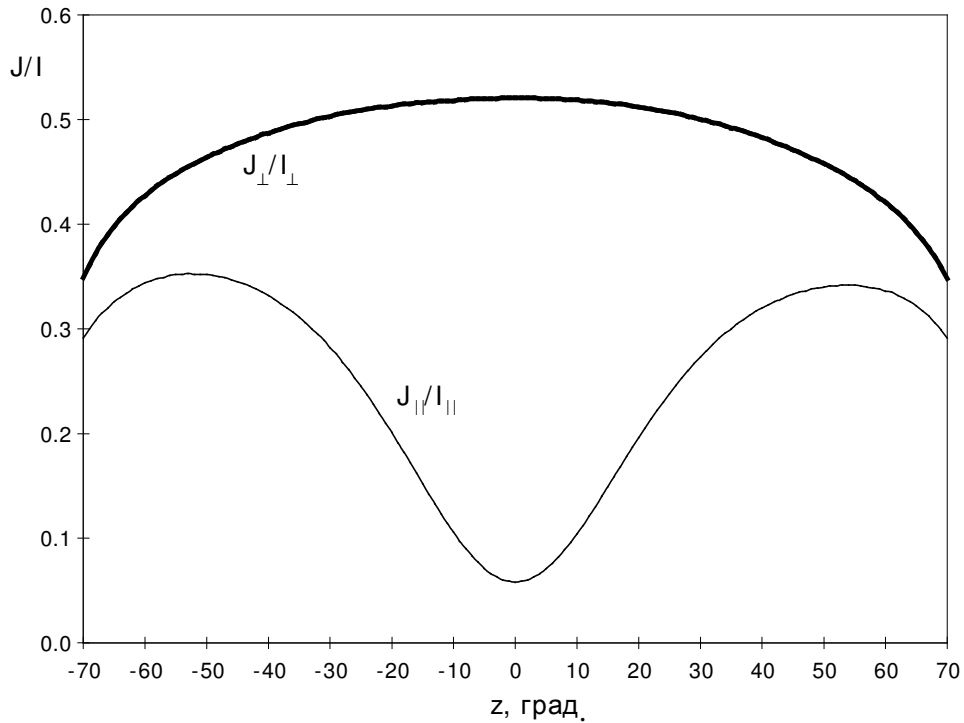


Рис.4. Доля однократно рассеянной компоненты в общей яркости неба в момент захода Солнца для различных направлений поляризации.

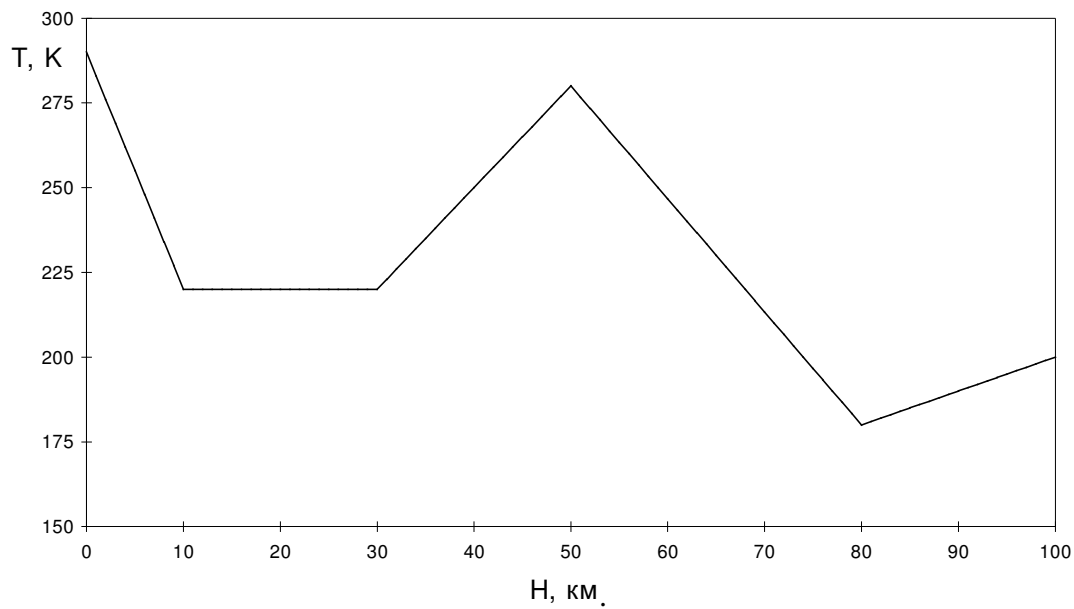


Рис.5. Модельное высотное температурное распределение в атмосфере.

Дата (1997 г.)	J_{\perp}/I_{\perp}	$J_{ }/I_{ }$	J/I
30 VII, утро	0.572	0.056	0.441
31 VII, вечер	0.521	0.058	0.413
1 VIII, утро	0.492	0.053	0.388

Таблица 1. Доля однократно рассеянного света в общем фоне неба в зените при $h=0$ для различных направлений поляризации и полной яркости неба.

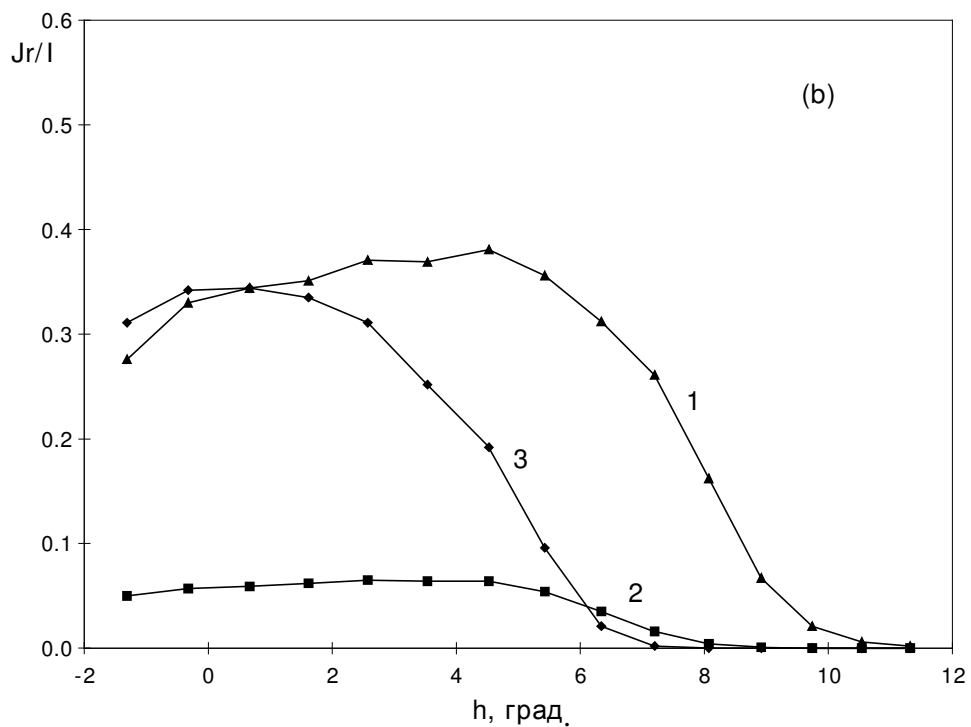
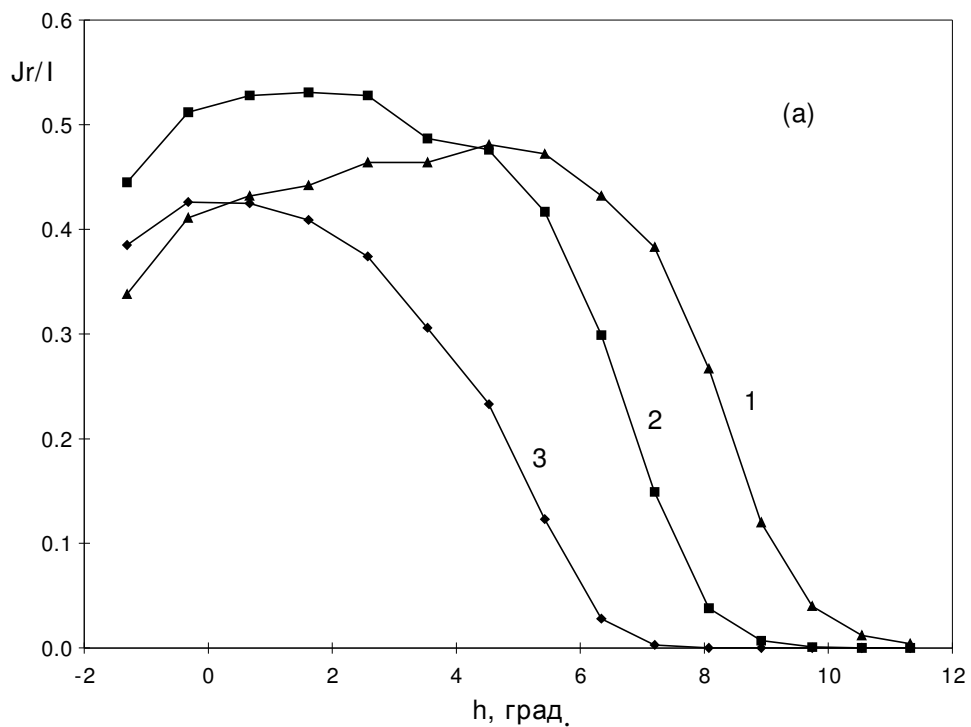


Рис.6. Доля релеевского рассеяния в общей яркости неба в зависимости от погружения Солнца под горизонт для различных направлений плоскости поляризации (*a* – перпендикулярно, *b* – параллельно плоскости рассеяния). 1 – $z=+60^\circ$, 2 – $z=0^\circ$, 3 – $z=-60^\circ$.

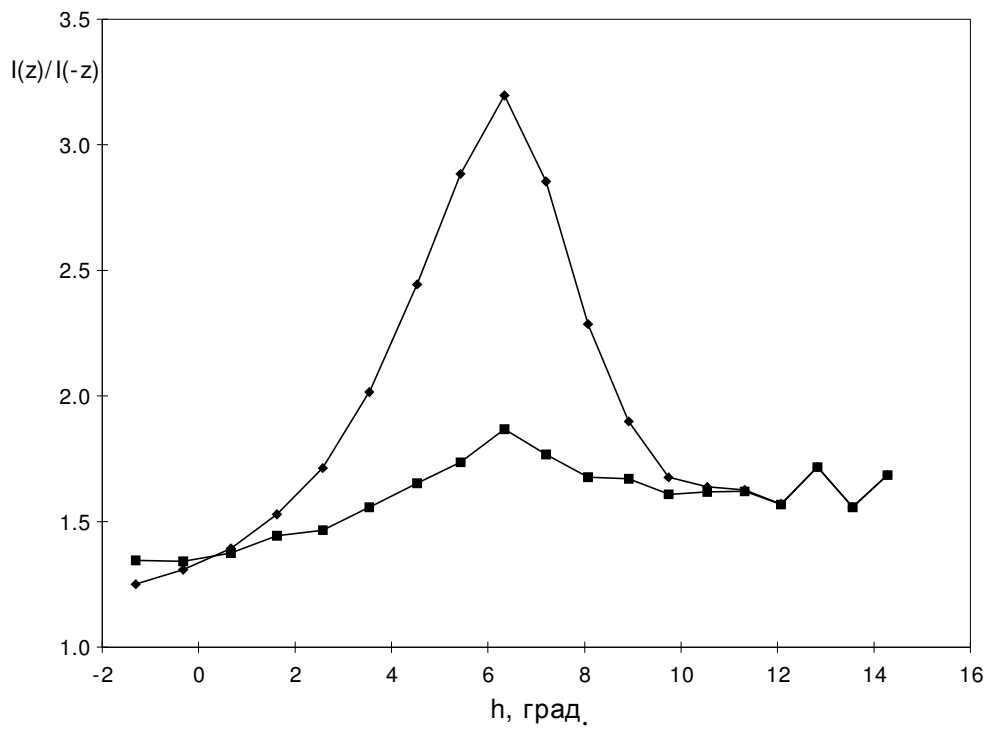


Рис.7. Отношение яркостей неба в симметричных точках солнечного вертикала с учетом и без учета релеевского рассеяния ($z=60^\circ$, поляризация перпендикулярна плоскости рассеяния).

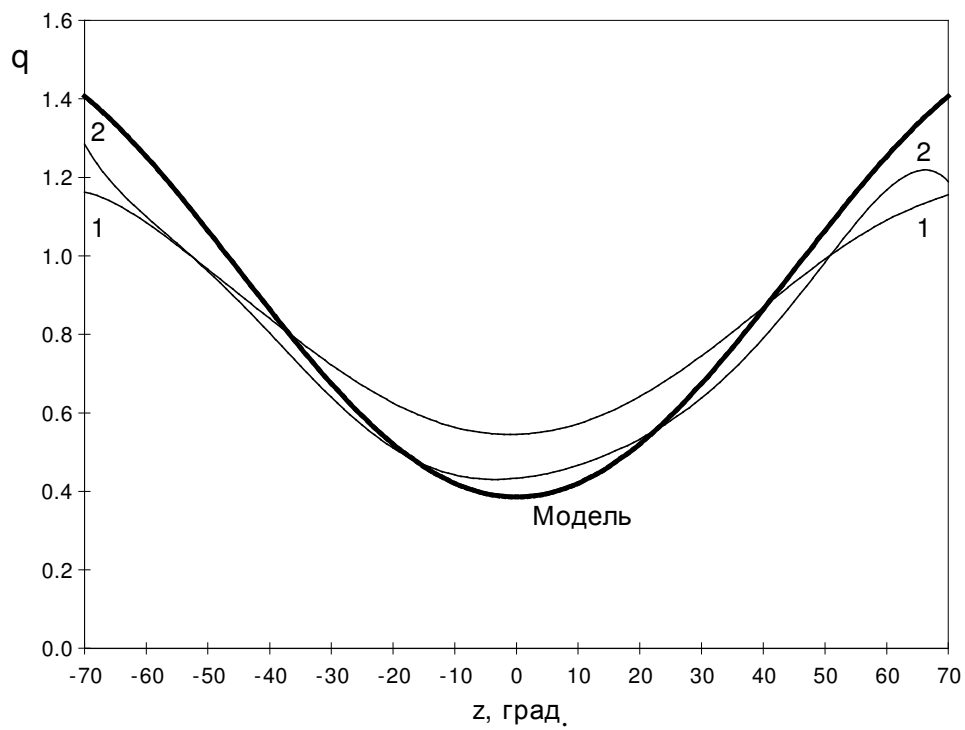


Рис.8. Поляризационные отношения многократно рассеянного света (1 – $h=0^\circ$, 2 – $h=12^\circ$) в сравнении с модельной кривой.

**TWILIGHT SKY PHOTOMETRY AND POLARIMETRY.
THE PROBLEM OF THE MULTIPLE SCATTERING
AT THE TWILIGHT TIME.**

O.S. Ougolnikov

Astro-Space Centre Of Lebedev's Physical Institute, Moscow

The theme of this work is the investigation of the multiple scattered in the atmosphere solar light properties at the twilight time, from the sunset till the nightfall. The work is basing on the polarimetric observations of the twilight sky at the wavelength equal to 3560 A that had been carried out at summer of 1997 at the Astronomical Observatory of Odessa University.

Basing on this data, the role of multiple scattering had been obtained for different points of the sky, amounts of solar depth under horizon and polarization directions. The critical analyses of the number of suggested methods of multiple scattering reduction had been carried out. Besides that, we had investigated the altitude distribution of aerosol in the stratosphere.