

А.А. Исаков

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ МЕТОДИКИ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОЗРАЧНЫХ ОБЛАКОВ СРЕДСТВАМИ СОЛНЕЧНОГО ОРЕОЛА

Приводятся результаты расчета угловой аппаратной функции солнечного ореольного фотометра, учитывающей конечность угловых размеров Солнца и поля зрения прибора, для набора углов рассеяния φ и нескольких вариантов геометрии фотометра. Оптимальной геометрией является условие равенства угловых размеров Солнца и поля зрения – в этом случае аппаратная функция практически не зависит от угла рассеяния φ в диапазоне $\varphi = 1 - 10^\circ$, а искажения регистрируемых ореольных индикатрис $\mu(\varphi, \lambda)$ минимальны. Проведенный с помощью математического эксперимента анализ возможностей солнечного спектрофотометра ИФА РАН показал, что при умеренных погрешностях ($\approx 10-15\%$) регистрируемые $\mu(\varphi, \lambda)$ содержат информацию о частицах размером вплоть до $r \approx 50-60$ мк. С учетом выполненного анализа обращены данные двух комплексных экспериментов 1992 и 1994 гг. Получено, что в полупрозрачных облаках преобладают относительно узкие одномодальные распределения частиц по размерам с характерными размерами в облаках типа *Ci* $r \approx 15-50$ мк, для *As* $r \approx 20$, для *Ac* $r \approx 2-3$ мк. Величины льдозапаса находились в пределах $1-30$ г/м². Для случаев многослойной облачности распределения становятся многомодовыми.

Введение

Известно, что в перистых облаках присутствуют частицы с характерными размерами в несколько десятков микрон. Их относительного содержания достаточно для того, чтобы заметно повлиять на оптику облаков. Это влияние легко оценить по создаваемому перистыми облаками четкому узкому ореолу вокруг Луны. Угловой размер Луны дает репер для визуальной оценки ширины этого ореола $\Delta\varphi$. Колеблется $\Delta\varphi$ от полутора до половины лунного радиуса. Примем для частицы с безразмерным радиусом $\rho = 2\pi r/\lambda$ (λ – длина световой волны) за ширину $\Delta\varphi$ положение первого нуля функции Бесселя, описывающей ореольный пик индикатрисы: $\rho\Delta\varphi \approx 4$, тогда, учитывая, что лунный радиус $\delta r \approx 1/4^\circ \approx 1/220$, для радиуса частиц r получим

$$r \approx 130\lambda/\Delta\varphi, \quad (1)$$

где $\Delta\varphi$ в единицах лунного радиуса.

Визуальная оценка соответствует примерно $\lambda = 0,5$ мк, что дает для характерных размеров частиц величину $r \approx 40-150$ мк. Таким образом, ореольный пик индикатрисы яркости в облаках *Ci* формируется с участием весьма крупных частиц.

Предлагаемая работа состоит из двух основных разделов: методического, посвященного исследованию возможностей по крайней мере оценивать количество подобных частиц, и раздела, содержащего анализ данных об индикатрисах яркости солнечного ореола, полученных во время комплексных облачных экспериментов на ЗНС ИФА РАН в 1992 и 1994 гг. В свою очередь, первая часть методического раздела посвящена расчету аппаратной функции солнечного фотометра, вторая – адаптации к прибору алгоритма решения обратной задачи.

В работе [1] показана возможность использования метода солнечного ореола для исследования полупрозрачных облаков, сформулированы требования к аппаратуре и ограничения на типы облачности. Напомним, что солнечный ореольный спектрофотометр создавался как прибор для исследования грубодисперсного аэрозоля тропосферы. Основные его характеристики следующие: четыре рабочие длины волны $\lambda_1 = 0,46; 0,54; 1,2; 1,55$ мк, рабочий диапазон углов $\varphi = 2 - 10^\circ$, сканирование по углу дискретное. Время регистрации спектральной зависимости (при $\varphi = \text{const}$) несколько секунд, полное время записи (в зависимости от набора углов φ_i) не более 5 мин.

В пылевых выносах и фоновых условиях для толщи атмосферы диапазон размеров частиц с ощутимыми вкладами в суммарный их объем и в оптику простирается от нескольких десятых микрона до примерно $10-15$ мк, и параметры прибора вполне ему соответствуют. В полупрозрачных облаках область размеров оптически ощутимых частиц от тех же долей микрона

до сотен микрон – как показано выше – в облаках типа *Сi*. «Чистые» типы облачности (исключая, пожалуй, *Сi*) реализуются относительно редко, и обычно приходится иметь дело с многослойной облачностью смешанных типов, как правило, с участием перистых облаков. Таким образом, и экспериментальные данные, и методика их обращения должны допускать диагностику по крайней мере на уровне оценки наличия характерных для *Сi* частиц. Подчеркнем, что частицы эти заведомо несферические, так что даже для идеальных прибора и методики речь может идти лишь об оценках таких величин, как суммарный объем частиц и характерный размер. Обращение ореольных индикатрис моделирует реальные частицы сферами, имеющими площадь сечения примерно такую же, как сечение реальных частиц, перпендикулярное лучу зрения, т.е. зависящую от ориентации частиц. В пересчете на объем частиц (скажем, призмы или столбиков) это может дать ошибку до двух крат. Примерно такая же ошибка может быть и для характерного размера. Формула (1) указывает на две возможности расширения диапазона доступных прибору размеров частиц в сторону больших радиусов r – увеличение максимальной длины волны спектрального диапазона и уменьшение начального угла φ_{\min} . Первый путь связан с существенной переделкой прибора и возможен как перспектива. На втором необходимо выяснить – действительно ли соотношение угловых размеров Солнца $2\Delta\nu$ и начального угла φ_{\min} , т.е. $\varphi_{\min}/\nu \simeq 10$ (то, что реализовано в нашем приборе), является предельно допустимым с точки зрения искажений углового хода регистрируемых индикатрис $\mu(\varphi)$.

Аппаратная функция солнечного фотометра

Попытки оценить ошибки измерений $\mu(\varphi)$, порождаемые конечностью углового размера источника и поля зрения фотометра, были предприняты в ряде работ. В [2] расчеты были выполнены для набора $\mu(\varphi)$, формируемых аэрозолем с обратностепенным законом распространения частиц по размерам. Результаты были представлены в форме, не позволяющей выделить влияние именно «угловой расходимости» системы «источник–прибор». Наши расчеты с самого начала были направлены на получение характеристики прибора, которую можно определить как угловую аппаратную функцию $A(\varphi - \varphi_0)$ системы «Солнце–фотометр». Проследив, как она зависит от угла φ_0 (угол между осью фотометра и направлением на центр Солнца) и поля зрения прибора 2δ , можно уже совершенно обоснованно выбирать начальный угол диапазона φ_{\min} и оценивать ошибки, порождаемые конечностью $A(\varphi - \varphi_0)$. В принципе знание A позволяет восстановить по измеренной $\mu^*(\varphi)$ истинную индикатрису яркости $\mu(\varphi)$, используя классическое определение $A(\varphi - \varphi_0)$:

$$\mu^*(\varphi_0) = \int A(\varphi - \varphi_0) \mu(\varphi) d\varphi. \quad (2)$$

В области солнечного ореола общая формула [2] для регистрируемой $\mu^*(\varphi)$ существенно упрощается, поскольку задачу можно решать в плоскости, перпендикулярной линии центр Солнца–фотометр, спроектировав на нее диски Солнца и поля зрения фотометра (рис. 1). Тогда в этой плоскости мы можем оперировать терминами радиус R_1 и площадь S_1 Солнца, радиус R_2 и площадь S_2 поля зрения фотометра. Для μ^* , усредненной по площадям Солнца и поля зрения фотометра, получим:

$$\mu^*(\varphi_0) = \frac{1}{S_1 S_2} \int_{S_1} dS_1 \int_{S_2} \mu(\gamma) dS_2. \quad (3)$$

Угол γ (см. рис. 1) – «текущий» угол рассеяния между облучающим элементом площади dS_1 Солнца и элементом dS_2 площади поля зрения. Именно функцию $A(\varphi - \varphi_0)$ – плотность распределения угла рассеяния γ при угле рассеяния φ_0 – мы и определим как результирующую или полную аппаратную функцию системы «Солнце – фотометр». Для краткости далее будем называть ее просто аппаратной функцией.

Схема расчета была следующей. Все величины γ , φ_0 , R_2 измерялись в единицах солнечного радиуса R_1 . Область изменения γ от $\varphi_0 - 2R_1$ до $\varphi_0 + 2R_1$ разбивалась на k интервалов $\Delta\gamma$, и $A(\gamma - \varphi_0)$ искалась как усредненная по площадям S_1 и S_2 частота попадания γ в соответствующий интервал $\Delta\gamma$. Параллельно вычислялись для сопоставления по формулам [2] μ^* и среднее значение $\langle\gamma\rangle$.

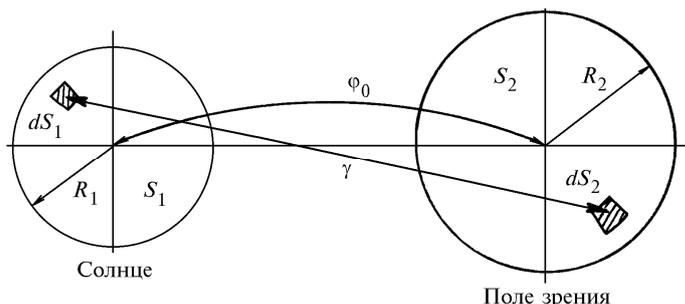


Рис. 1. Схема расчета аппаратной функции солнечного фотометра. В плоскости, перпендикулярной линии центр Солнца – фотометр, R_1 и S_1 – радиус и площадь проекции Солнца; R_2 и S_2 – соответственно поля зрения фотометра; φ_0 – угол между направлением на центр Солнца и оптической осью фотометра; γ – угол между центрами этих элементов площади, т.е. текущий угол рассеяния

При конструировании солнечного фотометра угловой размер его поля зрения был выбран $2\delta \approx 35'$, т.е. примерно равным угловому диаметру диска Солнца. Такой выбор существенно упростил схему абсолютной (ср^{-1}) калибровки прибора. Как показал анализ расчетов $A(\gamma - \varphi)$, симметрия сыграла положительную роль и в формировании аппаратной функции – условие $R_1 = R_2$ обеспечило симметричную форму $A(\gamma - \varphi)$ во всем рабочем диапазоне углов рассеяния. В [1] отмечалось, что симметричные аппаратные функции меньше, нежели асимметричные, искажают угловой ход регистрируемых индикатрис даже для случаев очень крутого углового хода $\mu(\varphi)$. Эти ошибки пропорциональны $(\delta\varphi/\varphi)^3$, где $\delta\varphi$ – полуширина $A(\gamma - \varphi)$, поскольку симметрия «гасит» четные члены разложения $\mu(\varphi)$ в ряд по φ .

Расчеты $A(\gamma - \varphi)$ проводились для набора углов $\varphi_0 = 1; 1,5; 2; 4^\circ$ и набора радиусов поля зрения $R_2 = (1,0; 0,5; 0,3)R_1$. Видно, что схема рис. 1 обратима по R_1 и R_2 , так что варианты $R_2 > R_1$ (поле зрения шире диска Солнца) получаются масштабированием угла φ_0 .

Некоторые результаты расчетов приведены на рис. 2. Кривые 1 и 3 получены для $R_1 = R_2$ и $\varphi_0 = 1^\circ$; $\varphi_0 = 2^\circ$ соответственно. По оси абсцисс отложен угол $\gamma - \varphi_0$ в единицах солнечного радиуса (это позволяет совместить для наглядности кривые $A(\gamma - \varphi)$). Рис. 2 является иллюстрацией того, насколько ошибочными могут быть суждения, на первый взгляд очевидные, но не проверенные строгим расчетом. Именно расчет аппаратной функции позволяет утверждать, что она для геометрических углов рассеяния $\varphi_0 = 1^\circ$ и $\varphi_0 = 2^\circ$ практически одинакова, т.е. $\varphi_0 = 1^\circ$ с точки зрения углового разрешения прибора может быть использован с таким же основанием, как и $\varphi_0 = 2^\circ$ и прочие. Кривые $A(\gamma - \varphi)$ для больших углов рассеяния на рисунок не наносились потому, что они попросту сливаются с $A(\gamma - 2^\circ)$ и между собой. С достаточно хорошим приближением $A(\gamma - \varphi)$ можно считать треугольной.

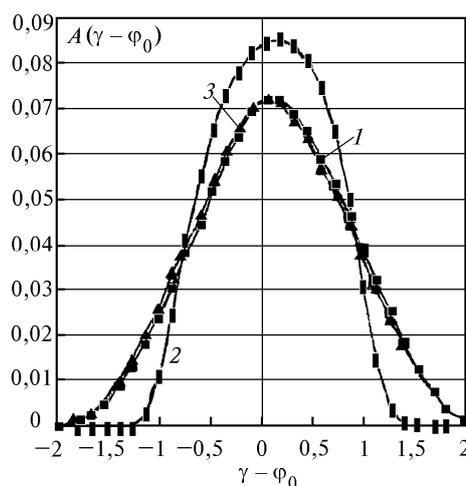


Рис. 2. Аппаратные функции $A(\varphi - \varphi_0)$ в зависимости от геометрического угла рассеяния φ_0 и соотношения угловых размеров R_1 Солнца и поля зрения фотометра R_2 . 1, 3 – $R_1 = R_2$, $\varphi_0 = 1$ и 2° ; 2 – $\varphi_0 = 1^\circ$, $R_2 = 0,3R_1$

Расчеты аппаратной функции позволили выявить одну из причин искажений регистрируемых индикатрис яркости $\mu(\varphi)$ – средневзвешенный угол рассеяния $\langle\gamma\rangle$ всегда больше φ_0 . Разница их и абсолютно, и относительно растет с уменьшением φ_0 , для $\varphi_0 = 1^\circ$ она составляет около 5 угл. мин. Причину этого эффекта легко понять из рис. 1.

При выборе начального угла φ_{\min} была еще одна причина, побудившая нас ограничиться величиной $\varphi_{\min} = 2^\circ$, – помехи, создаваемые прямым солнечным излучением, рассеянным в приборе. Их величина быстро – почти экспоненциально – нарастает с уменьшением угла рассеяния. Для $\varphi = 2^\circ$ уровень помех удалось довести – в пересчете на $\mu(\varphi)$ – до нескольких сотых ср^{-1} . Для $\varphi = 1,5^\circ$ уровень подсветок порядка десятой ср^{-1} , а для $\varphi = 1^\circ$ – две–три десятых ср^{-1} . В условиях безоблачного неба это уже заметная ошибка, но для облачных индикатрис $\mu(\varphi)$, уровень которых при $\varphi = 1^\circ$, как минимум, составляет несколько единиц, такую помеху можно считать приемлемой.

Кривая 2 рис. 2 рассчитана для фотометра, у которого поле зрения $R_2 = 0,3 R_1$. Легко видеть, что существенное (в три раза) сужение поля зрения фотометра незначительно уменьшило полуширину аппаратной функции, но заметно ее деформировало: вид $A(\gamma - \varphi)$ стал ближе к прямоугольному и появилась ярко выраженная асимметрия.

Переход $R_2 \rightarrow 0$ означает реализацию узкоугольного фотометра, у которого поле зрения много меньше углового размера Солнца. Соответствующие такой схеме аппаратные функции (рис. 3) были рассчитаны для углов $\varphi_0 = 1$ и 2° . Обе кривые имеют сильную асимметрию, максимум $A(\gamma - \varphi)$ также смещен в сторону больших углов, а полуширина ее мало отличается от таковой для схемы $R_1 = R_2$ и равна примерно четверти градуса.

Искажения, порождаемые аппаратными функциями описанных типов, были проанализированы на ореольных индикатрисах нескольких распределений, моделирующих крупно- и мелкокапельные облака в диапазоне модальных размеров капель $r = 3 \div 30$ мк. Зависимость $\mu(\gamma)$ очень крутая, и табличное ее задание при счете дает большую ошибку, поскольку угол γ меняется почти непрерывно. Поэтому для повышения точности расчетов в области углов $\gamma = 0 \div 10^\circ$ для модельных $\ln(\mu(\gamma))$ были построены интерполяционные полиномы.

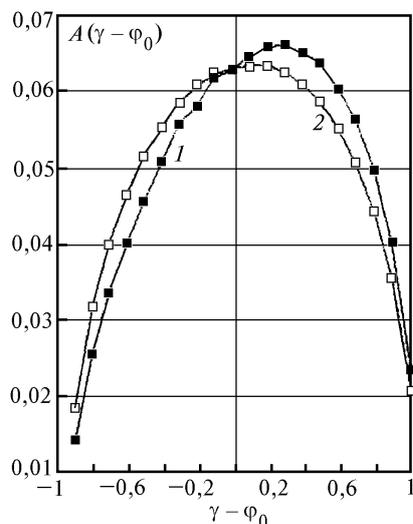


Рис. 3. Аппаратные функции узкоугольного ($R_2 \approx 0$) фотометра. 1 – $\varphi_0 = 1^\circ$; 2 – $\varphi_0 = 2^\circ$

Сопоставление расчетов μ^* , выполненных по формуле (3) и с помощью аппаратных функций (2), показало, что они совпадают с погрешностью в несколько десятых процента. Поскольку открытым оставался вопрос о точности самого приближения рис. 1 («плоской» геометрии), расчеты по этой схеме были сопоставлены с расчетами по строгим формулам [2], выполненным М.А. Свириденковым. Для трех углов рассеяния оценки регистрируемых $\mu^*(\varphi)$ дали одну и ту же тенденцию искажения прибором – завышение μ^* и различались не более чем на 1–2%. Тем самым корректность схемы рис. 1 была обоснована. Сами же искажения, вызванные неидеальностью $A(\gamma - \varphi)$, для большинства мыслимых облачных индикатрис на угле $\varphi = 1^\circ$ составили не более +5%. С увеличением угла рассеяния ошибки падают.

Подведем итог первой части раздела. Точный расчет усредненной по диску Солнца и по полю зрения фотометра регистрируемой индикатрисы яркости и получение ее с помощью простой свертки $\mu(\varphi)$ с аппаратной функцией прибора дают совпадающие результаты. При регистрации индикатрис яркости с крутым угловым ходом (типа облачных) ошибки, порождаемые неидеальностью $A(\gamma - \varphi)$, составляют около пяти процентов. Оптимальной схемой для фотометра является симметричная, когда угловые размеры поля зрения и Солнца совпадают, – тогда форма и полуширина функции $A(\gamma - \varphi)$ практически не зависят от угла рассеяния вплоть до $\varphi = 1^\circ$. Это позволяет расширить диапазон рабочих углов солнечных фотометров до $\varphi = 1^\circ$. Максимум аппаратной функции (и средневзвешенный угол рассеяния $\langle \gamma \rangle$) всегда смещен относительно угла рассеяния в сторону больших углов φ (в то время как эффективный угол γ для быстроспадающих μ смещен в сторону меньших φ), смещение составляет несколько угловых минут и падает с ростом угла φ . Для случаев узкоугольных фотометров аппаратные функции становятся асимметричными, но полуширина их уменьшается незначительно; знание $A(\gamma - \varphi)$ в принципе позволяет восстановить истинный ход $\mu(\varphi)$.

В завершение этого раздела заметим, что использование возможно меньших углов предпочтительно еще и по соображениям уменьшения ошибок, порождаемых эффектами кратного рассеяния [5].

Методика решения обратной задачи

Итак, потенциально диапазон различных размеров крупных облачных частиц действующего солнечного фотометра оказался примерно вдвое больше изначально предполагавшегося. Однако вопрос ревизии прежних результатов обращения потребовал тщательного анализа методики и возможностей обращения ореольных индикатрис яркости. Область размеров частиц, для которой рассчитывалось ядро обратной задачи K_{ij} , характер дискретизации и количество точек разбиения диапазона Δr обрабатывались на модельных расчетах $\mu(\varphi)$ для узких, с $v^2 = 0,05 \div 0,1$, логнормальных распределений (распределения – зонды). В первую очередь необходимо было выявить границу области различимости больших радиусов. Под этой границей понимается следующее. Структура ядра K_{ij} такова: первое измерение матрицы K_{ij} (условно – строки i) образует набор четырех длин волн для пяти углов рассеяния (итого $m = 20$), второе – столбцы j – радиусы r_j точек разбиения диапазона восстанавливаемых размеров для распределения объемов $V(r_j)$. Расчеты K показали, что для стандартного набора углов $\varphi = 2 \div 10^\circ$ уже при $r_j > 50$ строки становятся квазипараллельными (т.е. пропорциональными) даже при $\Delta r_j = 10 \div 15$, а в самих строках заметно ослабевает зависимость от λ и φ . Математически – это один из механизмов проявления некорректности задачи, физически – неразличимость в распределении $V(r)$ интервалов Δr_j и Δr_{j+1} . Очевидно, что чем выше ошибки измерений $\mu(\varphi)$, тем раньше наступает неразличимость. Одна из неизбежных причин, порождающих ошибки, – дискретизация ядра исходного уравнения обратной задачи. Поэтому даже точные теоретически рассчитанные $\mu(\varphi, \lambda)$ будут восстанавливаться с некоторой погрешностью, зависящей от густоты дискретизации, причем именно узкие распределения будут искажаться сильнее.

На рис. 4 представлены результаты математического эксперимента. Параметры модельных логнормальных распределений $r_{\text{mod}} = 5, 15, 30$ мк, полуширины $v^2 = 0,05 ; 0,1 ; 0,05$ соответственно. Диапазон размеров $r = 0,3 \div 60$ мк был разбит на двадцать интервалов – для столь широкой области это следует признать грубой разбивкой, в особенности учитывая узость распределений – зондов. Тем не менее обращение достаточно хорошо передало основные черты всех трех распределений, включая и наиболее крупнокапельное – положение моды и полуширину. Суммарный объем частиц восстанавливался с точностью до $10 \div 15\%$. Основной вывод из рис. 4 следующий. Область определения ядра K даже при прежних параметрах прибора может быть расширена до $\approx 50 \div 60$ мк. Если ошибка измерений $\mu(\varphi)$ не превышает $\approx 10 \div 15\%$, то возможна диагностика самых крупных частиц – определение положения моды и ширины распределения – разумеется, с оговорками, что мы имеем дело с несферическими частицами. Область определения ядра и ошибка измерений тесно взаимосвязаны, и всегда увеличение второй сужает первую.

Интересным побочным эффектом восстановления узких распределений при грубой дискретизации ядра является появление в восстановленном $V(r)$ квазипериодической серии ложных максимумов с амплитудой в несколько процентов от основного. Картина очень напоминает

ет искажение прямоугольного импульса при утрате высокочастотных компонент разложения в спектр (грубая разбивка – это и есть потеря высоких частот).

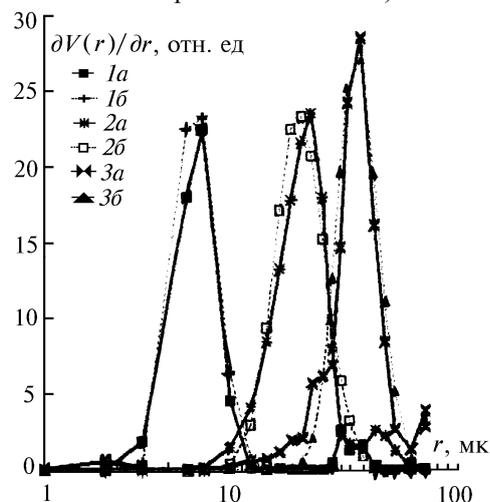


Рис. 4. Результаты математического эксперимента по восстановлению узких распределений частиц по размерам. Индекс «а» относится к исходному $V(r)$, «б» – восстановленному. Медианные радиусы 1 – $r = 5$ мк, 2 – $r = 15$ мк, 3 – $r = 30$ мк

Остановимся на некоторых особенностях итерационного метода обращения оптической информации. Можно, конечно, считать его преимуществом то, что он автоматически обеспечивает положительность решения (в отличие от, скажем, метода Турчина [3]), однако необходимо заметить следующее. На базе метода статистической регуляризации Туровцевой был реализован алгоритм обращения, в котором условие положительности накладывалось на последнем этапе решения обратной задачи. Алгоритм был использован нами в работе [4]. Часто при выполнении этой операции узкая область слабоотрицательных значений восстанавливаемой функции распределения (единицы процентов от максимума) трансформировалась в глубокий (до 30 %) провал вблизи вершины распределения. Иными словами, побочным эффектом условия неотрицательности решения является его (решения) ложная изрезанность. Чтобы ослабить этот эффект, необходимо в метод итераций [6] привести достаточно сильный элемент регуляризации. Проще всего это оказалось осуществить, сглаживая корректирующий множитель – поправку восстанавливаемого распределения.

Напомним суть алгоритма [6]. Поправка $Q(r)$ к восстанавливаемому распределению получается как

$$Q(r_i) = \sum_j \frac{\mu_j K_{ij}}{\mu_j^*} / \sum_j K_{ij}, \quad (4)$$

где $\mu_j^* = \sum_i N(r_i) K_{ij}$ – восстанавливаемый по полученному на предыдущем шаге распределению

$N(r_j)$ вектор оптической информации. Именно поправку $S(r)$ на каждом шаге итераций мы пропускали через процедуру скользящего сглаживания. Попутно как элемент априорной информации в поправку вводился дополнительный множитель, близкий к единице:

$$\delta(r_i) = 1 - \frac{1}{n} \left(\frac{m - 2i}{m} \right)^4. \quad (5)$$

Здесь m – количество точек дискретизации; n – задаваемое количество итераций. Этот множитель как бы обеспечивает на каждом шаге проверку достаточно естественного условия, что на границах диапазона размеров искомое распределение должно быстро спадать.

Анализ показал, что такая регуляризация, лишь на 2 ÷ 3 % ухудшая точность восстановления μ , заметно сглаживает получаемое решение. Уже после ≈ 30 итераций отклонение кор-

ректирующего множителя от единицы не превышают 0,01, после 100 итераций $\approx 0,001$. В дальнейшем мы ограничили число итераций величиной $n = 50 \div 100$.

Анализ результатов измерений

Индикатрисы яркости солнечного ореола регистрировались как в период проведения комплексного облачного эксперимента, так и некоторое время после его завершения. До сентября 1994 г. использовался прежний набор углов рассеяния, с сентября он был дополнен углом $\varphi = 1,5^\circ$. Для того чтобы использовать $\varphi = 1^\circ$, потребовалась бы некоторая доработка следящей системы прибора, с тем чтобы снизить остаточную ошибку слежения за Солнцем при различных оптических толщах облаков. При анализе кривых обращения $V(r)$ будем помнить о двух побочных эффектах алгоритма обращения: зубцы и провалы вблизи максимума распределения – зачастую эффект условия положительности решения, а следующие за основным узким пиком небольшие ложные максимумы – эффект грубости дискретизации.

Первым делом была проведена ревизия прежних результатов измерений, в том числе и изложенных в [1]. Для обращения данных, полученных ранее, прежде всего в период предыдущего (1992 г.) облачного эксперимента, применен доработанный алгоритм обращения и расширенные до $r = 60$ мк ядра K . Некоторые примеры плотностей распределений объемов $V(r)$ по размерам приведены на рис. 5. Кривые 1 и 2 (рис. 5,а) соответствуют кривой 1 рис. 3,а и кривой 3 рис. 3,б [1], кривая 3 рис. 5,а соответствует кривой 2 рис. 2 [1]. Сравнение распределений $V(r)$, полученных с «коротким» и «расширенным» ядром, показывает, что первое смещает максимум распределения в сторону меньших радиусов r , а для компенсации этого смещения несколько завышает концентрацию частиц с размером $6 \div 10$ мк. Во всех случаях смещение менее 30 %, т.е. в целом картина распределений искажается не слишком сильно. Что же касается суммарного объема частиц, то здесь разница достигает двух крат (за счет появления в распределении более крупных частиц).

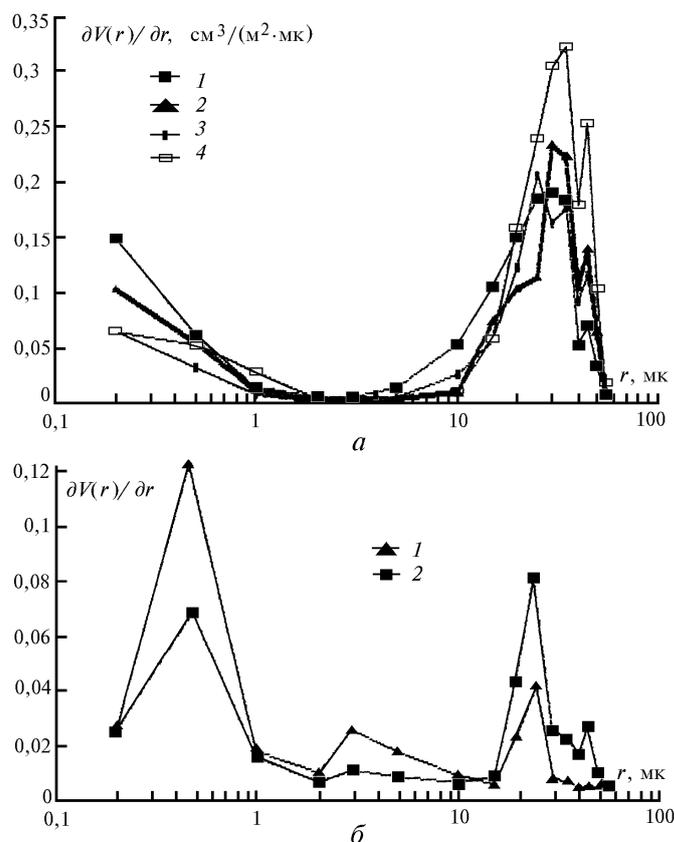


Рис. 5. Результаты обращения данных 1992 г.: а – 1, 2, 3 – однослойная типа Ci , 4 – облачность типа As ; б – самолетный след

Несколько неожиданным получился результат обращения (кривая 4 рис. 5,а) индикатрисы, принадлежащей очень однородным и достаточно плотным ($\tau \approx 0,7$) облакам As (т.е. доминировало рассеяние именно на As). Однородность облачности позволила задействовать полный набор углов φ_j , и ошибка восстановления при этом оказалась рекордно низкой – около 5 %. Принято считать, что мода распределения $V(r)$ в As находится примерно в области $r \approx 10$ мк, здесь же максимум распределения пришелся на область $r \approx 25 \div 30$ мк. Отметим еще очень большое количество субмикронных частиц, впрочем, частично это может быть вызвано эффектами кратного рассеяния.

На рис. 5,б приведены результаты обращения $\mu(\varphi, \lambda)$, принадлежащих расплывшемуся и достаточно однородному самолетному следу. След сносило под малым углом к его оси, поэтому удалось получить две регистрограммы с интервалом около 10 мин, так что две кривые на рис. 5,б представляют до некоторой степени и две стадии развития следа. В распределении просматриваются три моды – мощная субмикронная, относительно слабовыраженная трехмикронная и мода крупных частиц с размером $20 \div 25$ мк. За временной интервал ≈ 10 мин произошла как бы перекачка мелко- и среднечастичных частиц в крупные.

Перейдем к анализу результатов, полученных в ходе комплексного облачного эксперимента 1994 г. Всего за июнь – сентябрь 1994 г. было зарегистрировано девять эпизодов полупрозрачной облачности – четыре в июне, два в июле и три в сентябре. За исключением эпизода 26.9 присутствовали перистые облака – либо однослойные Ci , либо в сочетании с As или Ac , либо два слоя Ci (ситуации двойной тропопаузы). Чаще всего характеристики облачности довольно быстро менялись (в первую очередь оптическая толщина τ), поэтому приходилось использовать усеченный (первые три–четыре угла φ_j) набор углов рассеяния. При количестве точек дискретизации $n = 16$ задача получается неопределенной, но степень произвола невелика. В каждом эпизоде прописывалось по несколько регистрограмм. Скомпоновать более двух десятков кривых на рисунках оказалось непростым делом, поскольку близкие ситуации, налагаясь друг на друга, сливаются. Если же уровень кривых сильно различается, то теряются детали кривых, а при использовании двойного логарифмического масштаба теряется наглядность рисунков.

По девяти эпизодам преждевременно говорить о закономерностях, но, по крайней мере, направления дальнейшего поиска можно обозначить. На основе анализа рис. 5–6 напрашиваются некоторые обобщающие выводы. В случае однослойных перистых облаков (см. рис. 5,а, кривые 2, 3; рис. 6,б,е) распределения объемов $V(r)$ получаются узкими и одномодальными. Положение моды колеблется в области $r = 20 \div 40$ мк. Фракция мелких $r \approx 1 \div 3$ мк частиц отсутствует или выражена слабо. В двухслойной облачности типа $Ci + Ci$ в двух слоях реализуются распределения с разными параметрами, так что суммарное получается либо двугорбым (кривые 1, 2, 3 на рис. 6,а), либо за счет слияния горбов более широким. Если реализуется облачность типа $Ci + As$, то суммарный результат, разумеется, зависит от соотношения оптических толщ слоев: если As доминируют в рассеянии, то реализуются распределения, подобные кривой 4 рис. 5,а; если вклады As и Ci близки – получается промежуточный тип (кривые рис. 6,д) с плоской вершиной распределения и заметно большей полушириной. Показателен эпизод 26.6 – кривая 2 рис. 6,в (в легенде записано, что нижний слой облачности идентифицируется как плотные As , но вокруг Солнца отчетливо просматривается кольцо гало, что однозначно указывает на наличие верхнего слоя Ci , в которых присутствуют крупные ледяные кристаллы – призмы). Максимум кривой 2 пришелся на $r = 45$ мк – не исключено, что r реальное больше и здесь сработали малость r_{\max} ядра K и особенности алгоритма. Колокол при $r \approx 30$ мк очень похож на кривую 4 рис. 5,а, иначе говоря, для этого эпизода вклады As и Ci – вблизи границы разрешения.

Наличие под слоем Ci достаточно мощного слоя Ac в распределении $V(r)$ порождает второй колокол в области размеров $r \approx 1 \div 3$ мк рис. 6,г. Обращает на себя внимание удивительная воспроизводимость кривых $V(r)$ – между моментом регистрации первой и третьей прошло около четверти часа. Принадлежащая перистым облакам очень узкая фракция имеет модальный размер $r \approx 25$ мк. Обе моды разделены глубоким и широким провалом. Сравнение с рис. 6,е позволяет предполагать, что картина рис. 6,г достаточно характерна. На рис. 6,е обе фракции распределения получены в «чистом виде» – по отдельности (кривые принадлежат разным эпизодам – 5.9 и 26.9). Кривая 1 принадлежит тонким однослойным облакам Ac , а кривые 2 и 3 – тонким однослойным перистым облакам, так что кривые рис. 6,г можно собрать из

кривых рис. 6,е как из конструктора. В других случаях картина не столь яркая: колокол As выражен слабее – кривая 1 рис. 6,а.

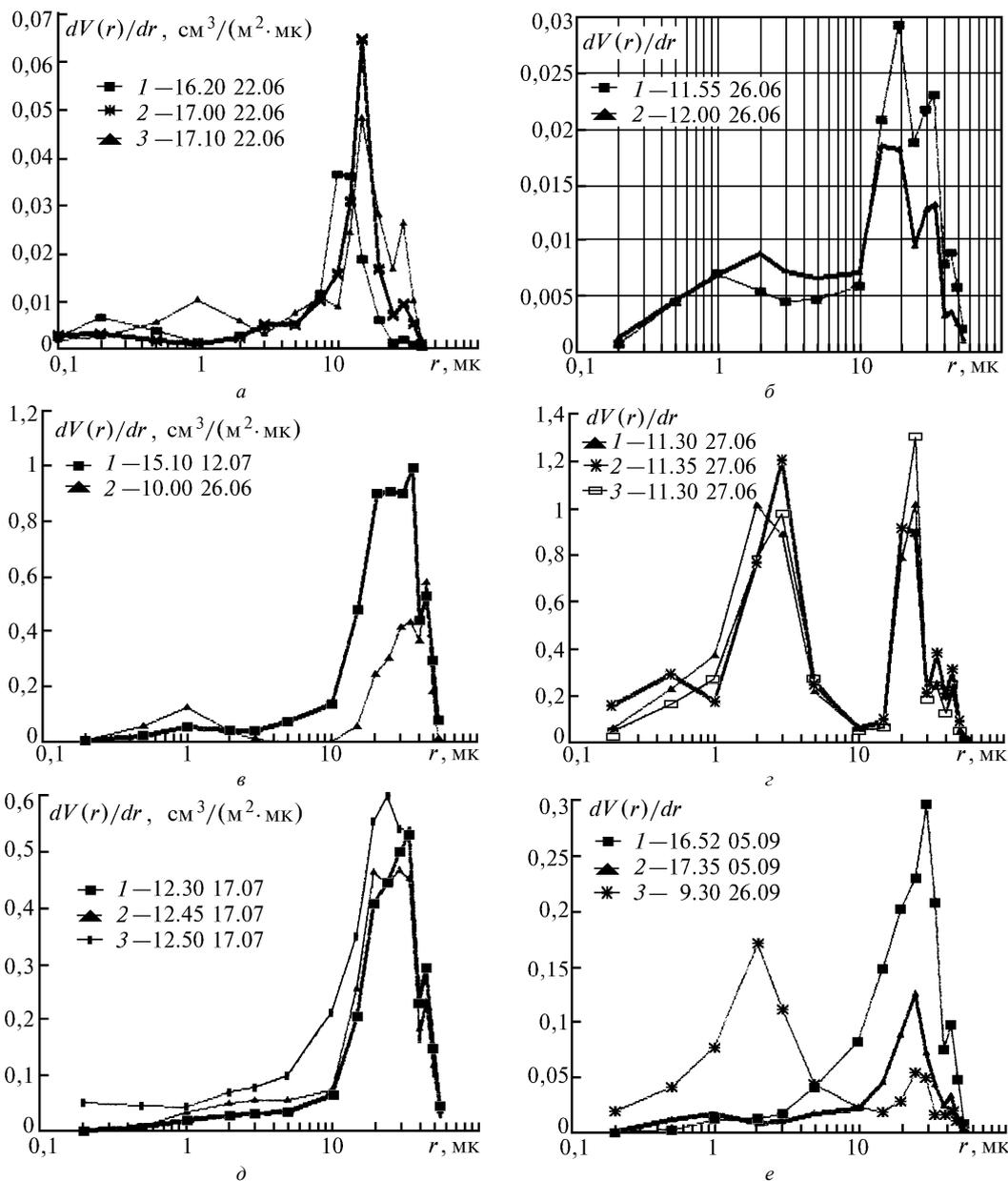


Рис. 6. Результаты обращения данных 1994 г.: а – 22.06, $Ci + Ci + As$, время 16.20–17.20; б – 25.06, Ci , время 11.50–12.00; в – облачность $Ci + As$: 1 – 12.07, время 15.00, 2 – 26.06, время 10.00; г – $Ci + As$, 27.06, время 11.30 – 11.45; д – $Ci + As$, 17.07, время 12.30–12.50; е – однослойная облачность: 1, 2 – Ci , 5.09, время 16.25–17.35, 3 – As , 26.09, время 9.30

Суммарный объем частиц (т.е. водо- или льдозапас), приходящийся на диапазон размеров $r = 0,3 \div 60$ мк, составлял примерно от одного (для наиболее тонких Ci при $\tau \approx 0,2$) до двух десятков – при $\tau \approx 1$ – кубических сантиметров (для воды – граммов) на 1 м^2 .

Таким образом, определение типов облачности по устоявшейся классификации (выполнялась она во время экспериментов сотрудниками географического факультета МГУ) – одно- или многослойность, типы слоев – и основные особенности кривых распределений объемов частиц находятся в хорошем согласии. Это дает основание надеяться, что метод солнечного ореола способен давать достаточно надежную – опять-таки с учетом сделанных выше оговорок по облакам типа Ci – информацию о распределении облачных частиц по размерам.

1. Исаков А. А. // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1994 Т. 30. N 2. С. 246–251.
2. Shiobara M., Nayasaka T., Nakajima T. and Tanaka // J. of the Meteorol. of Japan. 1991. V. 7. N 1. P. 65–69.
3. Турчин В. Ф. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1973 Т. 9. N 10.
4. Горчаков Г. И., Исаков А. А., Туровцева Л. С. // II Всесоюзное совещание по атмосферной оптике. Томск, 1976. С. 85–88.
5. Зеге Э. П. и др. // Изв. РАН. Сер. ФАО. 1994 Т. 30. N 3. С. 328–336.
6. Twitty J. T. // J. Atm. Sci. 1975. V. 32. N 3. P. 584–591.

Институт физики атмосферы РАН,
Москва

Поступила в редакцию
11 декабря 1996 г.

A. A. Isakov. Some Aspects of Hemitransparent Clouds Investigation Using Sun Aureole Photometer.

The calculation results for the angular apparatus function of the sun aureole photometer taking into account the finiteness of angular dimensions of the sun and apparatus field of vision are presented for several scattering angles φ and several geometrical schemes. Optimal geometry occurred to be that where the condition of equality of the angular dimensions mentioned above is fulfilled. Under this condition the apparatus function is independent of the scattering angle φ within the range from 1° to 10° and the distortions of the recorded phase function are minimal.