

В.А. Смеркалов, Г.Ф. Тулинов

## НАТУРНАЯ ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ИНДИКАТРИС АЭРОЗОЛЬНОГО СВЕТОРАССЕЯНИЯ

Институт прикладной геофизики им. акад. Е.К. Федорова, г. Москва

Поступила в редакцию 10.05.99 г.

Принята к печати 31.05.99 г.

Развивается метод аналитической аппроксимации индикатрис аэрозольного светорассеяния с использованием в качестве параметров натуральных характеристик микроструктуры аэрозоля, а именно показателей преломления и дисперсности частиц аэрозоля. Показывается, что погрешности такой аппроксимации могут не превышать погрешностей существующих методов экспериментальных измерений индикатрис. Приводится номограмма для определения лидарных отношений по данным о показателях преломления и дисперсности аэрозоля. Рассматриваются возможности оценки этих показателей по данным о происхождении и характеристикам воздушной массы в районе лидарного зондирования. Исследуются возможности решения обратных задач по восстановлению значений характеристик микроструктуры аэрозоля методом обратных преобразований параметрических аппроксимаций экспериментально измеренных индикатрис.

На пути решения многих задач аэрокосмического мониторинга поверхности Земли и Мирового океана, исследования направленного излучения атмосферы, световых режимов рассеянного освещения Земли и других обычно встречаются трудности, связанные с отсутствием адекватных данных об индикатрисах аэрозольного светорассеяния, отнесенных ко всей толще атмосферы. В работах Г. Циммермана, М. Шенермарка и др. [1, 2] по зондированию атмосферы Земли из космоса рассматриваются возможности использования для этих целей аэрозольных индикатрис, получаемых по данным измерений яркости неба на альмукантарате Солнца [3]. Не вызывает сомнений правомерность использования получаемых таким путем индикатрис. Но к настоящему времени данных, полученных по методике [3], пока еще крайне мало.

В разное время в литературе был представлен целый ряд соотношений, аппроксимирующих индикатрисы аэрозольного светорассеяния  $\gamma_a(\theta)$  (формулы Е. Шенберга, В.Г. Фесенкова, В.А. Крата, Г.С. Исаева, Г.И. Горчакова и др.). В последнее время часто (особенно за рубежом) для этих целей используется трехпараметрическая суперпозиция функций Хеньи–Гринштейна

$$\gamma(\theta) = \sum_{i=1}^2 K_i (1 - a_i^2) / (1 + a_i^2 - 2a_i \cos \theta)^{3/2},$$

где  $a_i$  и  $K_2 = 1 - K_1$  – параметры.

Для аппроксимации сильно вытянутых индикатрис Рейнольдсом и Мак-Кормиком [4] была предложена двухпараметрическая формула

$$\gamma(\theta) = \frac{4\alpha(1 - a^2)^{2\alpha}}{(1 + a^2 - 2a \cos \theta)^{\alpha+1} [(1 + a)^{2\alpha} - (1 - a)^{2\alpha}]},$$

где  $|\alpha| < 1$ ;  $\alpha > -0,5$ . При  $\alpha = 0,5$  эта формула переходит в формулу Хеньи–Гринштейна. Аппроксимация индикатрис, близких по форме к рэлеевским, формулами Хеньи–Гринштейна не предусматривается.

Так как форма аэрозольной индикатрисы определяется в основном спектром размеров и показателем преломления аэрозольных частиц, то, естественно, при аппроксима-

ции индикатрис в качестве параметров аппроксимации должны бы использоваться именно эти характеристики. Однако установить какую-либо связь параметров известных аппроксимаций индикатрис (в том числе и параметров  $a_1$ ,  $a_2$  и  $K$  в формулах Хеньи–Гринштейна) непосредственно с характеристиками микроструктуры аэрозоля нам не удалось. И в литературе сообщений об этом нам не встречалось.

Естественно, что в качестве одного из параметров аппроксимации целесообразно принять непосредственно показатель преломления частиц  $n$ , а в качестве характеристики спектра размеров частиц, по крайней мере при распределениях частиц, близких к обратностепенным:

$$dN/(d \lg r) \sim r^{-\nu^*},$$

может быть принят показатель дисперсности  $\nu^*$ . Действительно, при фиксированном значении показателя преломления  $n$  показатель  $\nu^*$  однозначно определяет форму аэрозольной индикатрисы.

Но непосредственное определение показателя  $\nu^*$  путем подсчета числа частиц разных размеров в аэрозольных пробах связано с многими методическими и техническими трудностями. Поэтому не случайно, что в научной литературе таких данных опубликовано относительно мало.

В то же время имеются публикации больших массивов измерений показателей спектральной селективности аэрозольного ослабления  $\omega_a$  (показатель Ангстрема), определяемых по данным измерений спектральной оптической толщи аэрозоля  $\tau_a(\lambda)$  или по данным базисных измерений показателей аэрозольного ослабления  $\beta_{\text{аэ}}(\lambda)$  (ссылки см., например, в [5]). А показатель Ангстрема  $\omega_a$  при распределениях частиц по размерам, близких к обратностепенным, и достаточно широком спектре размеров частиц ( $0,025 \leq r \leq 25$  мкм) тесно связан с показателем дисперсности  $\nu^*$  соотношением  $\omega_a = \nu^* - 2$ .

Исходя из этого, в качестве второго натурального параметра – показателя дисперсности при аппроксимации индикатрис, нами используется именно показатель Ангстрема.

Впервые такого рода параметризация индикатрис была предпринята в работе [5]. Данная статья посвящена дальнейшему развитию исследований в этом направлении.

### Параметрическая аппроксимация аэрозольных индикатрис

Нетрудно заметить, что при отнесении рэлеевской индикатрисы  $\gamma_m(\theta)$  к углу рассеяния  $\theta$  в сравнительно большом диапазоне углов рассеяния получается кривая  $\gamma_m(\theta)/\theta$ , весьма похожая на отрезок аэрозольной индикатрисы. Сопряжение полученной кривой с модельными полидисперсными индикатрисами  $\gamma_a(\theta)$ , имеющими различную вытянутость (асимметрию), достигается возведением знаменателя (угла  $\theta$ ) в соответствующую степень с показателем  $s$ . Чем больше показатель  $s$ , тем круче кривая  $\gamma_m(\theta)/\theta^s$ . Чтобы такие кривые имели минимум, как модельные индикатрисы (обычно вблизи 110–120°), в показатель степени вводится дополнительно множитель  $(1 + t \sin K\theta)$ . Полученную функцию обозначим через  $\tilde{\gamma}(\theta)$ :

$$\tilde{\gamma}(\theta) = \gamma_m(\theta)\theta^{-s(1+t \sin K\theta)}.$$

Легко заметить два недостатка такой аппроксимации. Во-первых, при  $\theta \rightarrow 0$  функция  $\tilde{\gamma}(\theta) \rightarrow \infty$ , что не реально. В связи с этим применимость аппроксимационной функции  $\tilde{\gamma}(\theta)$  приходится ограничивать некоторым минимальным углом рассеяния  $\theta_{\min}$ . Во-вторых, при  $\theta = 1$  во всех случаях получается, что функция  $\tilde{\gamma}(1)$  равна рэлеевской индикатрисе  $\gamma_m(1)$ . В модельных и натуральных индикатрисах этого не наблюдается. Этот недостаток устраняется путем замены угла  $\theta$  в знаменателе функции  $\tilde{\gamma}(\theta)$  другим углом:  $\theta' = \theta(1 + \varepsilon)$ . Поправка  $\varepsilon$  находится по углу рассеяния  $\theta_0$ , при котором функции  $\tilde{\gamma}(\theta_0)$  и  $\gamma_m(\theta_0)$  равны. В этом случае

$$\theta_0(1 + \varepsilon) = 1. \quad (1)$$

В результате получается следующее выражение для функции  $\tilde{\gamma}(\theta)$ :

$$\tilde{\gamma}(\theta) = \gamma_m(\theta)[\theta(1 + \varepsilon)]^{-s(1+t \sin K\theta)}. \quad (2)$$

Для установления статистической связи между величинами  $s$ ,  $t$ ,  $K$ ,  $\varepsilon$  и модельными показателями  $n$  и  $\omega_a$  на первых порах [5] использовались известные данные модельных расчетов индикатрис  $\gamma_a(\theta)$ , полученные Е. Бари, Б. Брауном, К. Буллрихом, К.С. Шифриным и Т.П. Тороповой. При подготовке настоящей статьи были проведены более подробные расчеты спектрозональным методом аэрозольных индикатрис  $\gamma_a(\theta)$ , показателей рассеяния  $\beta_{as}$ , ослабления  $\beta_{aex}$  и показателей Ангстрема  $\omega_a$  для показателей преломления частиц  $n = 1,34; 1,43; 1,50$  и  $1,53$ , показателей поглощения  $k = 0; 0,005$  и  $0,05$ , показателей дисперсности  $v^* = 2,0; 2,5; 3; 4$  и  $5$ , длин волн  $\lambda = 400; 800$  и  $1600$  нм в диапазоне размеров частиц  $r$  от  $0,025$  до  $25$  мкм при четырех видах функций распределения частиц по размерам.

Используя полученный массив аэрозольных характеристик, нами были подобраны следующие регрессионные соотношения для характеристик  $s$ ,  $t$ ,  $\varepsilon$  и  $K$ :

$$s = (6 - \omega_a)/[10,2(n - 1)]; \quad (3)$$

$$t = (0,72 + \sqrt{s})(n^2 - 1,5); \quad (4)$$

$$\varepsilon = (s - 0,512 - \sqrt{0,15\omega_a})/3; \quad (5)$$

$$K = \begin{cases} 0,865 & \text{при } \theta \leq 120^\circ, \\ \frac{0,96}{n} + (3\sqrt{\omega_0 + \sin^2 \theta})^{-1} & \text{при } \theta > 120^\circ. \end{cases}$$

Из приведенных соотношений (2)–(5) видно, что функция  $\tilde{\gamma}(\theta)$ , в конечном счете, определяется лишь двумя натурными параметрами  $n$ ,  $\omega_a$  и углом рассеяния  $\theta$ . Величины  $s$ ,  $t$  и  $K$  являются промежуточными, используемыми лишь для сокращения записи формулы (2). С помощью соотношений (1)–(5) формализуется задача по натурной параметризации индикатрис аэрозольного светорассеяния.

Следует обратить внимание на одну интересную особенность аэрозольного светорассеяния. При увеличении показателя дисперсности до  $v^* = 6$  показатель Ангстрема  $\omega_a$  становится равным показателю Ангстрема при рэлеевском рассеянии  $\omega_m = 4$ . Однако судя по расчетам и формуле (3), полидисперсная индикатриса рассеяния света системой таких частиц остается еще заметно вытянутой за счет влияния содержащихся в такой системе хотя и в незначительных количествах крупных частиц.

Как уже отмечалось, формула (2) может использоваться для аппроксимации аэрозольных индикатрис  $\gamma_a(\theta)$ , начиная лишь с некоторого минимального угла рассеяния  $\theta_{\min}$ . При спектрах размеров, сильно отличающихся от обратностепенных, применимость этой формулы также ограничивается определенными максимальными углами  $\theta_{\max}$ .

В качестве критерия для установления угловых границ применимости формулы (2) примем условие, что в границах применимости  $\theta_{\min} \div \theta_{\max}$  предельные погрешности аппроксимации не должны превышать предельных погрешностей экспериментальных измерений аэрозольных индикатрис.

Как показано в [6], предельные погрешности определения аэрозольных индикатрис по яркости неба на альмукантаратах Солнца составляют  $\pm 30\%$ . При нефелометрии средние квадратические погрешности определения индикатрис составляют  $10\%$  [7,8]. Следовательно, за предельную погрешность также можно принять значение  $\delta\gamma_a = \pm 30\%$ . Таким образом, углы рассеяния  $\theta_{\min}$  и  $\theta_{\max}$ , в пределах которых погрешности аппроксимации не превышают  $\pm 30\%$ , принимаются в качестве угловых границ применимости формулы (2).

Погрешности формулы (2) определялись путем сравнения получаемых по ней аппроксимаций с данными строгих модельных расчетов полидисперсных индикатрис с обратностепенным распределением частиц по размерам. Поглощение излучения частицами не учитывалось. Результаты расчетов представлены в табл. 1.

Как следует из этой таблицы, в качестве угловых границ применимости формулы (2) могут быть приняты значения  $\theta_{\min} = 10^\circ$  и  $\theta_{\max} = 180^\circ$ , так как в пределах этих углов погрешности формулы (2) не превышают  $\pm 30\%$ . Средние  $\overline{\delta\gamma_a}$  и среднеквадратические  $\sigma\gamma_a$  значения погрешностей расчета индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  по формуле (2) в пределах углов рассеяния  $10\text{--}180^\circ$  составляют:  $\overline{\delta\gamma_a} = -0,7\%$ ;  $\sigma\gamma_a = 7,3\%$ .

Погрешности  $\delta\gamma_a$ , %, расчета аэрозольных индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  по формуле (2)

$\theta^\circ$	$\omega_a$	Показатель преломления $n$												$\bar{\delta}\gamma_a$ , %	$\delta\gamma_a$ , %
		1,34			1,43			1,50			1,53				
		0,546	1,008	1,983	0,541	1,006	1,982	0,537	1,005	1,981	0,533	0,983	1,98		
10	$\gamma_a$	15,5	14,6	9,98	12,9	12,1	8,35	11,6	10,7	7,36	11,2	10,2	6,99	—	—
	$\delta\gamma$	25,5	17,6	23,9	12,5	6,1	12,8	5,1	1,2	9,5	2,2	0,4	9,0	10,5	13,4
15	$\gamma_a$	9,57	9,71	7,69	8,30	8,44	6,66	7,57	7,62	6,01	7,31	7,31	5,76	—	—
	$\delta\gamma$	7,5	-1,1	0,9	7,3	-2,4	-0,8	7,0	-1,8	-0,2	7,1	-0,9	0,5	1,9	4,3
20	$\gamma_a$	6,42	6,02	5,90	5,89	6,18	5,31	5,48	5,71	4,92	5,32	5,54	4,77	—	—
	$\delta\gamma$	-1,0	2,8	-7,5	3,3	-5,7	-5,6	6,8	-2,3	-3,5	-3,2	-0,9	-2,5	-1,6	4,7
30	$\gamma_a$	3,17	3,46	3,44	3,22	3,47	3,37	3,16	3,40	3,29	3,11	3,35	3,25	—	—
	$\delta\gamma$	-6,7	-11,0	-9,6	10,0	-5,7	-6,2	5,4	-1,5	-3,9	8,3	0,6	-2,8	-1,9	7,2
40	$\gamma_a$	1,63	1,83	2,08	1,81	2,01	2,18	1,87	2,07	2,22	1,88	2,09	2,22	—	—
	$\delta\gamma$	-5,0	-6,7	-7,3	0,3	-3,2	-4,6	4,9	0,3	-2,9	7,1	1,2	-1,9	-1,5	4,9
60	$\gamma_a$	0,494	0,604	0,851	0,632	0,740	0,944	0,724	0,828	1,01	0,759	0,862	1,03	—	—
	$\delta\gamma$	1,1	0,2	-3,0	-13,6	-0,7	0	-3,0	-1,3	0,3	-3,5	-2,4	0,6	-2,1	4,7
80	$\gamma_a$	0,187	0,247	0,409	0,266	0,324	0,468	0,325	0,382	0,511	0,349	0,406	0,529	—	—
	$\delta\gamma$	6,6	5,6	1,5	-5,6	-1,0	3,1	-11,9	-5,3	2,7	-14,0	-8,1	2,0	-2,0	7,3
100	$\gamma_a$	0,102	0,140	0,261	0,147	0,186	0,306	0,174	0,219	0,334	0,189	0,236	0,349	—	—
	$\delta\gamma$	8,5	9,7	5,6	-5,5	1,5	5,1	-8,8	-2,4	5,1	-12,0	-6,8	3,5	0,3	7,2
120	$\gamma_a$	0,0896	0,119	0,244	0,110	0,148	0,271	0,133	0,174	0,292	0,143	0,186	0,301	—	—
	$\delta\gamma$	-2,5	4,7	-0,7	-0,9	4,1	5,1	-6,0	0,7	6,9	-8,2	-3,1	6,8	0,7	5,0
140	$\gamma_a$	0,151	0,155	0,273	0,139	0,174	0,299	0,159	0,198	0,318	0,169	0,209	0,326	—	—
	$\delta\gamma$	-22,7	-5,6	-4,2	6,0	2,4	1,3	1,9	-1,4	2,3	-1,4	-5,1	1,9	-2,1	7,8
150	$\gamma_a$	0,172	0,177	0,245	0,230	0,229	0,330	0,221	0,246	0,349	0,224	0,253	0,356	—	—
	$\delta\gamma$	-15,3	-6,3	-5,7	-0,2	-10,1	-1,8	3,9	-8,8	-0,9	-3,0	-10,0	-1,1	-4,9	7,8
180	$\gamma_a$	0,327	0,260	0,340	0,544	0,361	0,390	0,623	0,495	0,455	0,752	0,592	0,491	—	—
	$\delta\gamma$	-2,1	1,1	-0,4	-0,8	3,2	6,6	5,3	-16,6	-2,8	-8,6	-28,3	-9,0	-4,2	11,2

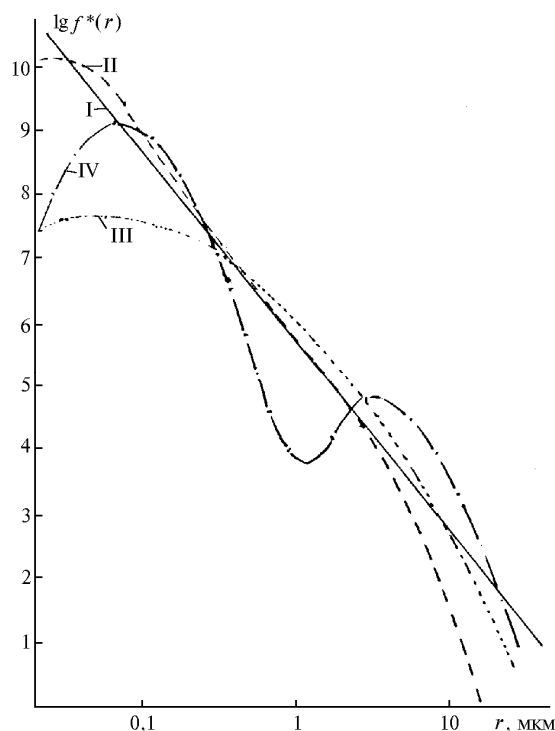


Рис. 1. Модели распределения аэрозольных частиц по размерам

Но при оптическом зондировании атмосферы реальные спектры размеров частиц обычно бывают неизвестны и, в общем случае, могут существенно отличаться от обратностепенных. Естественно, возникает вопрос о применимости формулы (2) для расчета индикатрис по

данным о показателях  $n$  и  $\omega_a$  при разных функциях распределения части по размерам. Для получения ответа на этот вопрос нами были проведены расчеты спектральных показателей рассеяния  $\beta_{as}$ , показателей Ангстрема  $\omega_a$  и полидисперсных индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  для четырех моделей аэрозоля с разными функциями распределения частиц по размерам  $f^*(r) = dN/dlgr$ :

I. Обратностепенное распределение

$$(\bar{v}^* = 3; 0,025 \leq r \leq 25 \text{ мкм})$$

$$f^*(r) = \frac{A_I}{r^{\bar{v}^*}}$$

II. Средневзвешенное распределение [9]

$$(r_0 = 0,03 \text{ мкм}, \bar{v} = 2,87, \tilde{v} = \bar{v} - 0,1r; r - \text{в мкм})$$

$$f^*(r) = \frac{A_{II}}{r_0^{\tilde{v}} + |r - r_0|^{\tilde{v}}}$$

III. Логнормальное распределение

$$(r_0 = 0,05 \text{ мкм}; \sigma = 1,095)$$

$$f^*(r) = A_{III} \exp \left[ -\frac{\ln^2(r/r_0)}{2\sigma^2} \right]$$

IV. Бимодальное распределение (суперпозиция двух логнормальных распределений:  $r_{01} = 0,072 \text{ мкм}$ ,  $r_{02} = 3,26 \text{ мкм}$ ,  $\sigma = 0,5$ )

$$f_{\Sigma}^*(r) = \sum_{i=1}^2 A_i \exp \left[ -\frac{\ln^2(r/r_{0i})}{2\sigma^2} \right]$$

Расчеты оптических характеристик для каждой модели спектра размеров проводились спектрально-анализным методом [5] при значениях показателя преломления  $n = 1,43$  и  $1,50$ , в трех участках спектра  $\lambda = 400, 800$  и  $1600$  нм, в пределах изменения размеров частиц от  $0,025$  до  $25$  мкм. Все значения функций распределения  $f^*(r)$  нормировались из условия, что при  $\lambda = 800$  нм показатель рассеяния  $\beta_{as} = 0,127 \text{ км}^{-1}$  (по Элтерману). Расчет-

ные значения функций распределения  $f^*(r)$  для моделей I–IV представлены на рис. 1.

Результаты расчетов показателей Ангстрема  $\omega_a$  и индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  для каждой модели приводятся в табл. 2. В этой же таблице приведены значения погрешностей  $\delta\gamma_a$ , а также среднее  $\bar{\delta}\gamma_a$  и среднее квадратическое  $\sigma\gamma_a$  значение погрешностей определения индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  по формуле (2) для каждой модели.

Таблица 2

Погрешности  $\delta\gamma_a$  расчета аэрозольных индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  по формуле (2) при I–IV моделях распределения частиц по размерам ( $\lambda = 0,8$  мкм)

Модель	$n$	$\omega_a$	$\gamma_a$ (σ, %)	Углы рассеяния $\theta^\circ$								$\bar{\delta}\gamma_a$ , %	$\delta\gamma_a$ , %
				10	20	40	60	90	120	150	180		
I	1,43	1,006	$\gamma$	12,1	6,18	2,01	0,740	0,236	0,148	0,229	0,361	-2,6	6,9
			$\delta$	6,1	-5,7	-3,2	-0,7	-0,2	4,1	-10,1	3,2		
	1,50	1,005	$\gamma$	10,7	5,71	2,07	0,828	0,280	0,174	0,246	0,495	-2,9	7,5
			$\delta$	1,2	-2,3	0,3	-1,3	-4,9	0,7	-8,8	-16,6		
II	1,43	1,234	$\gamma$	11,5	6,04	2,04	0,786	0,267	0,178	0,252	0,349	-2,9	7,5
			$\delta$	4,6	-6,1	-2,2	0,2	0	1,4	-10,5	-3,4		
	1,50	1,247	$\gamma$	10,1	5,56	2,10	0,872	0,312	0,205	0,275	0,486	-2,9	7,5
			$\delta$	0,2	-3,1	0,5	-0,2	-3,7	-0,2	-10,8	-19,4		
III	1,43	0,207	$\gamma$	15,2	6,18	1,72	0,578	0,174	0,099	0,230	0,430	-5,3	15,5
			$\delta$	1,4	-0,9	-2,6	-7,5	-19,5	-17,8	6,2	226,8		
	1,50	0,160	$\gamma$	13,9	5,75	1,75	0,665	0,216	0,119	0,240	0,707	-5,3	15,5
			$\delta$	-5,7	3,1	3,4	-10,3	-27,7	-23,8	27,1	243,9		
IV	1,43	1,127	$\gamma$	6,77	4,42	2,07	0,825	0,262	0,158	0,256	0,682	9,5	14,7
			$\delta$	83,1	30,0	-3,8	-7,5	-3,8	6,2	-15,8	-46,7		
	1,50	1,230	$\gamma$	6,34	4,31	2,14	0,914	0,304	0,181	0,204	0,513	9,5	14,7
			$\delta$	60,3	25,4	-1,5	-5,2	-2,0	11,9	19,6	-23,2		

Из приведенных в табл. 2 данных видно, что при средневзвешенном распределении частиц по размерам (модель II) средняя и среднеквадратическая погрешности расчетов индикатрис по формуле (2)

$$\bar{\delta}_{II}\gamma_a = -2,9\%, \sigma_{II}\gamma_a = 7,5\%$$

практически получаются такими же, как и при обратностепенном распределении (модель I). Не изменяются и границы применимости формулы (2) от  $10$  до  $180^\circ$ . При логнормальном распределении частиц (модель III) верхняя граница углов применимости уменьшается до  $\theta_{\max} = 150^\circ$ . Несколько возрастают погрешности расчетов (в пределах углов рассеяния  $\theta = 10-150^\circ$   $\bar{\delta}_{III}\gamma_a = -5,3\%$ ;  $\sigma_{III}\gamma_a = 15,5\%$ ). При резко выраженном бимодальном распределении частиц по размерам (модель IV) углы применимости сокращаются до значений  $20-150^\circ$ . Погрешности расчета индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  в пределах этих углов рассеяния составляют:

$$\bar{\delta}_{IV}\gamma_a = 9,5\%, \sigma_{IV}\gamma_a = 14,7\%.$$

Приведенные данные свидетельствуют о том, что в пределах углов рассеяния  $20-150^\circ$  во всех случаях по форму-

ле (2) получаются приемлемые по точности ( $|\delta\gamma| \leq 30\%$ ) результаты расчетов индикатрис  $\gamma_a(\theta)$ . По имеющимся данным [5,9], в большинстве случаев функции распределения частиц группируются вокруг определенных (средневзвешенных) функций, по виду более близких к обратностепенным, чем к логнормальным функциям распределения. Следовательно, можно ожидать, что в большинстве случаев по формуле (2) должны получаться результаты более точные, чем для моделей III–IV.

Поглощение излучения аэрозолем определяется показателем поглощения  $\kappa$  комплексного показателя преломления  $m = n - \kappa i$ . По последним данным (см., например, [10, 11]) показатель поглощения  $\kappa$  «сухими остатками» природного аэрозоля в видимой части спектра в большинстве случаев не выходит за пределы  $0,005-0,007$ . При наличии в атмосфере водяного пара за счет обводнения и увлажнения частиц показатель поглощения существенно уменьшается. Реальные значения показателя поглощения излучения природным аэрозолем *in situ*, как сообщается в [8], не превышают  $\kappa = 0,002$ .

Таблица 3

Погрешности  $\delta\gamma_a$  расчета по формуле (2) индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  при наличии поглощения излучения аэрозолем ( $\kappa = 0,005$ , модель I)

$m$	$\omega_{aex}$	$\gamma_a$ (δ, %)	Углы рассеяния, град								$\bar{\delta}\gamma_a$ , %	$\delta\gamma_a$ , %
			10	20	40	60	90	120	150	180		
1,43 - 0,005i	0,992	$\gamma_a(\theta)$	10,76	5,22	2,08	0,815	0,268	0,175	0,241	0,315	-0,4	11,3
		$\delta\gamma_a$	19,9	12,2	-6,5	-10,1	-12,7	-12,6	-14,8	18,8		
1,50 - 0,005i	0,994	$\gamma_a(\theta)$	10,78	5,59	2,03	0,826	0,284	0,182	0,246	0,420	-0,4	11,3
		$\delta\gamma_a$	0,9	0	2,1	-1,5	14,7	-4,7	-9,4	-1,5		

В табл. 3 представлены рассчитанные нами спектрозональным методом показатели Ангстрема  $\omega_a$  и индикатрисы  $\gamma_a(\theta)$  при значениях комплексного показателя преломления  $m = 1,43 - 0,005i$  и  $m = 1,50 - 0,005i$  (значение показателя  $\kappa = 0,002$  в таблицах спектрозональных функций отсутствует) и при обратностепенном распределении частиц по размерам. В этой же таблице приводятся погрешности  $\delta\gamma_a$  расчета этих индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  по формуле (2).

Как видно из табл. 3, границы применимости формулы (2) в этих условиях остаются теми же (10–180°), что и при чистом рассеянии, среднеквадратическая погрешность несколько увеличивается (до 11,3%). В реальных условиях, при показателе поглощения  $\kappa \leq 0,002$ , влияние аэрозольного поглощения будет соответственно меньше.

Из приведенных материалов можно заключить, что для природного аэрозоля, не содержащего сильно поглощающих и резко выраженных специфических фракций, расчет индикатрис рассеяния может осуществляться по данным о показателях  $n$  и  $\omega_a$  с помощью формулы (2). Погрешности таких расчетов, как правило, не будут выходить за пределы погрешностей экспериментальных измерений индикатрис ( $|\delta\gamma_a| \leq 30\%$ ).

### Натурная параметризация лидарных отношений

С началом лидарных исследований атмосферы Земли из космоса резко обострились проблемы, связанные с трудностями интерпретации регистрируемых космическими лидарами эхосигналов. К одной из таких трудностей относится определение так называемого «лидарного отношения».

Лидарный сигнал  $N(h)$  связан с атмосферными характеристиками светорассеяния известным уравнением лазерной локации

$$N(h) = KT^2(h)\alpha_\pi(h)/(\Delta h)^2, \quad (6)$$

где  $K$  – константа калибровки лидара;  $\Delta h$  – расстояние зондируемого элемента атмосферы или поверхности Земли от лидара;  $\alpha_\pi(h)$  – объемный коэффициент обратного атмосферного светорассеяния;  $T(h)$  – коэффициент светопропускания (при вертикальном зондировании – коэффициент прозрачности) атмосферы.

В свою очередь, коэффициенты  $\alpha_\pi(h)$  и  $T(h)$  могут быть представлены в виде

$$\alpha_\pi(h) = g_\pi(h)\beta_{ex}(h); \quad (7)$$

$$T(h) = \exp\left[-\int_{\Delta h} \beta_{ex}(h)dh\right], \quad (8)$$

где  $g_\pi(h)$  – лидарное отношение;  $\beta_{ex}(h)$  – объемный показатель ослабления.

Если бы было известно соотношение между коэффициентом  $\alpha_\pi(h)$  и показателем  $\beta_{ex}(h)$ , т.е. лидарное отношение  $g_\pi(h)$ , то задача сводилась бы к решению интегрального уравнения (6) с одним неизвестным  $\beta_{ex}(h)$ . К настоящему времени уже предложен ряд методов численного и аналитического решения такого рода уравнений (см., например, [12]). Во всех этих методах предполагается, что значение лидарного отношения  $g_\pi(h)$  известно. Как правило, оно принимается константой по априорным данным. В частности, Рокар в своих исследованиях принимал для ат-

мосферы  $g_\pi = 0,038$ , Честерман и Стайлс – 0,040, Фойщик – 0,032, Гершун для чистого воздуха – 0,050, для сильно замутненного – 0,029. Для аэрозоля Рассел и другие принимали  $g_{a\pi} = 0,0132$ . В работе [13] для аэрозоля в тропосфере принималось значение лидарного отношения  $g_{a\pi} = 0,035$ , характерное для аэрозоля в приземном слое.

Как видно, при решении уравнения (6) значения лидарного отношения  $g_{a\pi}$  различными авторами принимались отличающимися в 2–3 раза и более. Проведенные нами исследования показали, что в зависимости от атмосферно-оптических условий значение отношения  $g_{a\pi}$  может изменяться в пределах от 0,008 до 0,065, т.е. до 8 раз. В то же время из выражений (6)–(8) следует, что решения уравнений лазерной локации весьма критичны к выбору значения лидарного отношения  $g_\pi(h)$ , а следовательно, и к  $g_{a\pi}(h)$ .

В связи с этим рядом отечественных и зарубежных исследователей (Р.Т. Ковалев, В.И. Халтурин, О.Д. Бартенева, Г.И. Горчаков, Р.В. Фенн, Д.Д. Клетт и др.) были предложены различного рода эмпирические формулы для определения лидарного отношения по показателю ослабления  $\beta_{aex}$ , оптической толщине  $\tau_a$ , дальности видимости  $S_m$  и др.

Наличие большого числа разных зависимостей, притом не согласующихся между собой, объясняется тем, что в действительности однозначной зависимости лидарного отношения непосредственно от характеристик ослабления излучения  $\beta_{aex}$ ,  $\tau_a$  и  $S_m$  не существует (хотя определенная корреляция и наблюдается).

Лидарное отношение  $g_{a\pi}$ , как и индикатриса обратного рассеяния  $\gamma_{a\pi}$  (при отсутствии поглощения  $\gamma_{a\pi} = 4\pi g_{a\pi}$ ), как уже отмечалось, определяется не характеристиками ослабления, а микроструктурой аэрозоля, т.е. должно параметризоваться показателями  $n$  и  $\omega_a$ .

Для обеспечения возможности оперативного определения лидарных отношений  $g_{a\pi}$  по данным о показателях  $n$  и  $\omega_a$  нами были проведены расчеты значений лидарных отношений  $g_{a\pi}$  для достаточно подробной сетки значений показателя преломления частиц и показателей Ангстрема. Расчеты проводились спектрозональным методом в предположении обратностепенного распределения частиц с относительными размерами  $\rho = 2\pi r/\lambda$  от 0,1 до 409 без учета аэрозольного поглощения излучения. Результаты расчетов представлены в виде номограммы на рис. 2.

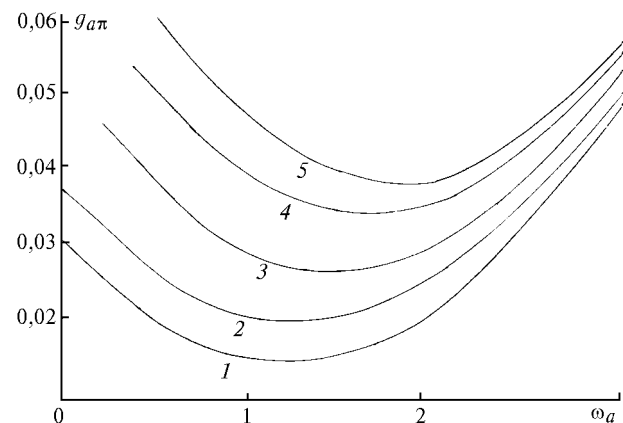


Рис. 2. Зависимость лидарного отношения  $g_{a\pi}$  от показателя Ангстрема  $\omega_a$  при значениях показателя преломления  $n$ : 1 – 1,25; 2 – 1,33; 3 – 1,43; 4 – 1,50; 5 – 1,53

Как и при аппроксимации индикатрис, возникает вопрос о применимости такой номограммы для интерпретации результатов зондирования атмосферного аэрозоля из космоса, когда распределение частиц по размерам и поглощение излучения аэрозолем в подспутниковых точках не известны и, в общем случае, могут существенно отличаться от принятых при построении номограммы условий.

Частично ответы на эти вопросы содержатся в предыдущем разделе, где анализируются табл. 2 и 3. В дополнение к ним были рассчитаны значения лидарных отношений  $g_{aex}$  для аэрозоля с комплексными показателями преломления  $m = 1,43-0,005i$ ;  $1,50-0,005i$  и  $1,53-0,005i$  для I и II моделей распределения частиц по размерам. Результаты расчетов приведены в табл. 4. В этой же таблице указываются значения лидарных отношений  $g_{as}$  при чистом рассеянии (без поглощения).

Таблица 4

**Влияние аэрозольного поглощения на лидарные отношения  $g_{as}$  – при  $\kappa = 0$ ;  $g_{aex}$  – при  $\kappa = 0,005$**

Параметр	Модели распределения					
	I		II			
$n$	1,43	1,50	1,53	1,43	1,50	1,53
$g_{as} 10^4$	287	394	471	287	387	457
$g_{aex} 10^4$	251	334	401	252	351	411
$\delta g, \%$	-12,7	-15,2	-14,9	-9,2	-9,3	-10,1

Анализ приведенных в табл. 2–4 данных показывает, что при распределениях частиц по размерам, близких к обратнотемпературным и средневзвешенным, при поглощении, характеризуемом показателем  $\kappa = 0,005$ , лидарные отношения  $g_{aex}$  отличаются от приведенных на номограмме значений  $g_{as}$  не более чем на 20%. При показателе  $\kappa = 0,002$ , характерном для природного аэрозоля, отклонения лидарных отношений  $g_{aex}$  от  $g_{as}$  не будут превышать 8–10%. Существенные отклонения значений  $g_{aex}$  и  $g_{as}$  от приведенных на номограмме могут возникнуть при распределениях частиц по размерам, сильно отличающихся от моделей I–II. Не исключено, что такие распределения могут в действительности иметь место, но, по имеющимся у нас данным [5,9], они будут достаточно редкими.

#### Определение подспутниковых значений параметров $n$ и $\omega_a$

Очевидно, что при рутинной обработке данных оптического зондирования атмосферы из космоса оперативно определять подспутниковые значения показателей  $n$  и  $\omega_a$  традиционными наземными методами не представляется возможным. Малопригодными в этих условиях оказываются также приводящиеся в литературе регрессионные методы определения индикатрис и лидарных отношений по данным о подспутниковой дальности видимости, показателя ослабления или оптической толщине атмосферы.

В работе [5] предложен подход к решению этой проблемы, базирующийся на следующих предположениях:

- более или менее доступной информацией об атмосферных условиях в районах зондирования из космоса может являться следующая метеосиноптическая информация:
  - происхождение и тип воздушной массы (морской, континентальный, аридный, арктический и др.);
  - влажность, давление, температура;
  - тип и состояние подстилающей поверхности;

– синоптическая ситуация (циклон, антициклон и др.);

б) наблюдается определенная связь между атмосферными условиями и оптическими характеристиками атмосферы, в том числе показателем преломления и показателем Ангрстрема.

По литературным данным аэрозолю различного происхождения свойственны свои характерные значения показателей  $n$  и  $\omega_a$ . В табл. 5 приводятся уточненные (по сравнению с [5, табл. 4.4]) характерные значения показателей  $n$  и  $\omega_a$  для аэрозолей различного типа.

Таблица 5

**Характерные значения показателей  $n$  и  $\omega_a$  для аэрозолей различных типов**

Тип аэрозоля	$m = n - ki$	$\omega_a$
Арктический:		
зима	1,50	1,0
лето	1,45	1,3
Морской (вдали от суши):		
северные широты	$1,52 - 10^{-4} i$	1,0
средние широты	$1,52 - 10^{-4} i$	0,6
тропики	$1,52 - 10^{-4} i$	0,3
Морской (прибрежный):		
$\lambda = 550$ нм	$1,5 - 0,002 i$	0,36
$\lambda = 1060$ нм	$1,47 - 0,002 i$	0,75
Континентальный	$1,525 - 0,002 i$	1,25
Сельский:		
$\lambda = 550$ нм	$1,53 - 0,006 i$	1,44
$\lambda = 1060$ нм	$1,52 - 0,014 i$	1,34
Городской:		
$\lambda = 550$ нм	$1,48 - 0,075 i$	1,19
$\lambda = 1060$ нм	$1,47 - 0,06 i$	0,78
Аридный:		
лето – осень	$1,58 - 0,008 i$	0,60
зима – весна	$1,50 - 0,005 i$	1,15
пыль Сахары	$1,53 - 0,003 i$	0,60
Стратосферный	$1,43 - 1,47$	1,20
Вулканический	$1,50 - 0,005 i$	0,65

Следует, однако, иметь в виду, что связь между типом воздушной массы и показателями  $n$  и  $\omega_a$  весьма неоднозначная. Она сильно зависит еще от ландшафтно-климатических условий, влажности, синоптической ситуации, высоты пограничного слоя атмосферы и др. В связи с этим разработка таблиц, подобных табл. 5, но дополнительно учитывающих влияние перечисленных факторов, представляется весьма актуальной.

#### Обращение индикатрис аэрозольного светорассеяния

Методом обращения индикатрис аэрозольного светорассеяния восстанавливаются характеристики микроструктуры аэрозоля *in situ* без нарушения его структуры. Тем не менее большинство данных о микроструктуре атмосферного аэрозоля получено контактными методами. Одной из причин этого является сложность и громоздкость вычислительных процедур обращения оптических характеристик в характеристики микроструктуры аэрозоля.

Аналитическая аппроксимация индикатрис в виде соотношений (2)–(4), в которых в качестве параметров аппроксимации используются непосредственно характеристики микроструктуры аэрозоля  $n$  и  $\omega_0 = v^* - 2$ , позволяет путем обратного преобразования получить в явном виде соотношения для определения значений показателей  $n$  и  $\omega_a$ .

Если в формулу (2) подставить значения измеренной индикатрисы  $\gamma_a(\theta)$  при двух углах рассеяния  $\theta_1$  и  $\theta_2$ , а также значение поправки  $\varepsilon = \theta_0^{-1} - 1$ , то получается система из двух уравнений. Решая ее относительно промежуточных величин  $t$  и  $s$ , получаем

$$t = (1 - U)/(U \sin K\theta_1 - \sin K\theta_2);$$

$$s = P_i / [(1 + t \sin K\theta_i) \ln(\theta_i/\theta_0)], i = \overline{1, 2},$$

где

$$U = \frac{P_2 \ln \frac{\theta_1}{\theta_0}}{\frac{\theta_2}{\theta_0}}; P_i = \ln \frac{\gamma_m(\theta_i)}{\gamma_a(\theta_i)}, K = 0,865.$$

По полученным значениям  $t$  и  $s$ , используя формулы (3) и (4), определяются значения показателей  $n$  и  $\omega_a$ :

$$n = \sqrt{[t/(0,72 + \sqrt{s})] + 1,5}; \quad (9)$$

$$\omega_a = 6,0 - 10,2s(n - 1). \quad (10)$$

Для определения погрешностей восстановления показателей микроструктуры аэрозоля  $n$  и  $\omega_a$  по формулам (9) и (10) нами было проведено обращение 12 модельных инди-

катрис, приведенных в табл. 1. В качестве углов  $\theta_1$  и  $\theta_2$  при обращении индикатрис принимались значения  $\theta_1 = 20^\circ$  и  $\theta_2 = 120^\circ$ . Результаты обращения представлены в табл. 6. Как следует из табл. 6, средняя и средняя квадратическая погрешности восстановления показателя преломления частиц составляют:  $\overline{\Delta n} = -0,001$ ;  $\sigma(\Delta n) = 0,036$ .

Показатели Ангстрема  $\omega_a$  восстанавливаются с погрешностями  $\overline{\Delta \omega_a} = -0,008$  и  $\sigma(\Delta \omega_a) = 0,16$ .

Безусловно, это идеализированные точности, так как для обращения использовались полидисперсные индикатрисы, рассчитанные для строго обратностепенных распределений, без учета поглощения и не содержащие случайных ошибок измерений.

Необходимо было проверить применимость предлагаемого метода для обращения экспериментально измеренных индикатрис. В качестве таких индикатрис использовались индикатрисы, полученные в работе [8] в результате статистической обработки «генеральной совокупности» нефелометрических измерений в области спектра  $\lambda = 0,55$  мкм аэрозольных индикатрис в Карадаге (Крым) и серии измерений в 1975 г. в г. Томске.

Индикатрисы  $\gamma_a(\theta)$  в этой работе представлены в виде регрессионного соотношения

$$\gamma_a(\theta) = C_a(\theta) \beta_{as}^{K_a(\alpha)-1}. \quad (11)$$

Таблица 6

Обращение индикатрис аэрозольного светорассеяния. Модель I;  $\kappa = 0$

Исходные данные	$\omega_a$	Показатели преломления $n$											
		1,34			1,43			1,50			1,53		
		0,546	1,008	1,983	0,541	1,006	1,982	0,537	1,005	1,981	0,533	0,983	1,980
$\varepsilon$	0,258	0,180	0,034	0,149	0,080	-0,047	0,092	0,026	-0,090	0,072	0,011	-0,104	
$\gamma_a(20^\circ)$	6,42	6,02	5,90	5,89	6,18	5,31	5,48	5,71	4,92	5,32	5,54	4,77	
$\gamma_a(120^\circ)$	0,0896	0,119	0,344	0,110	0,148	0,271	0,133	0,174	0,292	0,143	0,186	0,301	
Результаты обращения	$\tilde{s}$	1,583	1,490	1,251	1,232	1,174	0,964	0,996	1,00	0,802	0,960	0,942	0,749
	$\tilde{t}$	0,558	0,500	0,421	0,994	0,978	0,890	1,427	1,249	1,279	1,450	1,351	1,429
	$\tilde{n}$	1,335	1,326	1,315	1,429	1,429	1,422	1,526	1,492	1,514	1,534	1,516	1,550
	$\Delta n$	-0,005	-0,014	-0,025	-0,001	-0,001	-0,008	0,026	-0,008	0,014	0,004	-0,014	0,020
	$\tilde{\omega}$	0,59	1,05	1,982	0,604	0,86	1,85	0,65	0,98	1,80	0,77	1,04	1,80
	$\Delta \omega$	0,044	0,042	-0,001	0,063	-0,146	-0,132	0,113	-0,015	-0,181	0,237	0,057	-0,18

$$\overline{\Delta n} = -0,001; \sigma(\Delta n) = 0,036; \overline{\Delta \omega_a} = -0,008; \sigma(\Delta \omega_a) = 0,16.$$

Принимая значения объемных показателей аэрозольного светорассеяния  $\beta_{as}$  равными 0,15; 0,20 и 0,30  $\text{км}^{-1}$ , мы рассчитали по формуле (11) значения индикатрис  $\gamma_a(\theta)$  для углов  $\theta_1 = 20^\circ$ ,  $\theta_2 = 120^\circ$  и поправки  $\varepsilon = \theta_0^{-1} - 1$  для условий Карадага и Томска. В результате решения полученных из двух уравнений систем были найдены значения промежуточных величин  $t$  и  $s$ , по которым с помощью соотношений (9) и (10) были определены значения показателей  $n$  и  $\omega_0$  (табл. 7).

Из табл. 7 видно:

– показатель  $\omega_a$  для Карадага получился относительно малым (0,34 – 0,38). Это говорит о том, что прибрежный аэрозоль близок по микроструктуре к морскому аэрозолю, для которого характерны небольшие значения показателей  $\omega_a$ ;

– с увеличением показателя аэрозольного рассеяния  $\beta_{as}$  происходит уменьшение показателя преломления от  $n = 1,59$  до 1,41. Это указывает на то, что увеличение по-

казателя  $\beta_{as}$  в прибрежной зоне происходит главным образом за счет обводнения частиц;

– для условий Томска увеличение аэрозольной мутности происходит без заметного изменения природы частиц ( $n \approx 1,4$ ), но возрастает относительное число крупных частиц, показатель  $\omega_a$  уменьшается с 1,78 до 1,25.

Необходимо, однако, заметить, что полученные в результате подобного численного эксперимента значения показателей  $n$  и  $\omega_a$  для условий Карадага и Томска не представляется возможным оценить, насколько они соответствуют действительности (в работе [8] значения  $n$  и  $\omega_a$  не приводятся).

В этом отношении более определенное заключение о соответствии действительности показателя преломления частиц  $n$  получается при обращении индикатрис светорассеяния в приземном слое, приведенных в [14]. В этой работе в числе других приводятся две ин-

дикатрисы пологого типа 8-го и 9-го классов, характерные для туманов со средней метеорологической дальностью видимости  $S_m = 2$  и 1 км соответственно. Для указанных условий можно считать, что индикатрисы формировались исключительно частицами тумана (рлесской составляющей можно пренебречь), показатель преломления  $n$  должен быть практически равен показателю преломления воды  $n = 1,33$ .

Полученные в результате проведенного численного эксперимента по обращению индикатрис светорассеяния в тумане значения  $t$ ,  $s$  и показателей  $n$  и  $\omega_a$  приведены в табл. 7. Показатели  $n_8 = 1,30$  и  $n_9 = 1,316$  получились весьма близкими к показателю преломления капель тумана  $n = 1,33$ . Уменьшение показателя Ангстрема  $\omega_a$  с 0,81 до 0,53 при уменьшении дальности видимости свидетельствует об относительном увеличении числа крупных частиц, что согласуется с выводами по физике туманов.

Таблица 7

Примеры обращения натуральных индикатрис аэрозольного светорассеяния

Параметры		Район						Туман [14]	
		Карадаг [8]			Томск [8]			класс 8	класс 9
Исходные данные	$\beta_{as}$	0,15	0,20	0,30	0,15	0,20	0,30	1,75	3,50
	$\gamma_a(20^\circ)$	6,27	6,7	7,36	5,51	5,80	6,24	7,38	7,77
	$\gamma_a(120^\circ)$	0,146	0,134	0,119	0,247	0,221	0,190	0,114	0,0741
	$\varepsilon_0$	-0,0017	0,031	0,077	-0,012	0	0,023	0,184	0,246
Результаты обращения	$\tilde{s}$	0,943	1,098	1,332	1,051	1,090	1,174	1,696	1,808
	$\tilde{t}$	1,729	1,347	0,935	0,773	0,822	0,812	0,382	0,480
	$\tilde{n}$	1,59	1,50	1,41	1,39	1,40	1,40	1,30	1,316
	$\tilde{\omega}_a$	0,34	0,36	0,38	1,78	1,53	1,25	0,81	0,53

Следует, однако, заметить, что экспериментальные индикатрисы, приведенные в работах [8, 14], получены в результате усреднения больших массивов измерений. Поэтому можно считать, что они не содержат, по существу, случайных погрешностей измерений. Вопросы обращения предлагаемым методом экспериментальных индикатрис, измеренных с погрешностями, надлежит еще исследовать.

Нами были проведены модельные расчеты показателей  $n$  и  $\omega_a$  по данным «измерений» индикатрис при шести углах рассеяния  $\theta = 15, 20, 30$  и  $110, 120, 130^\circ$  в двух участках спектра ( $\lambda = 400$  и  $800$  нм). Получается  $3 \times 3 \times 2$  пар уравнений и соответственно 18 пар значений показателей  $n_i$  и  $\omega_{ai}$ . Полагая, что в пределах спектральных измерений показатели  $n$  и  $\omega_a$  существенно не изменяются, средне-взвешенные значения показателей  $\bar{n}$  и  $\bar{\omega}_a$  находились простым усреднением значений  $n_i$  и  $\omega_{ai}$ .

При погрешности «измерений» индикатрис  $\sigma_\gamma = 3,8\%$  при углах рассеяния  $15 \div 30^\circ$  и  $\sigma_\gamma = 9,35\%$  при  $\theta = 110-130^\circ$  суммарные погрешности восстановления показателей  $n$  и  $\omega_a$  составляли:  $\sigma(\Delta n) = 0,04$  и  $\sigma(\Delta \omega) = 0,19$ .

Приведенные модельные оценки показывают, что по точности восстановления показателей  $n$  и  $\omega_a$  предлагаемый метод не уступает методом экспериментальных измерений этих характеристик. Метод привлекателен еще и тем, что позволяет по данным оптических измерений индикатрис рассеяния оперативно получать данные о характеристиках микроструктуры аэрозоля in situ, в том числе о показателях  $n$  и  $\omega_a$ , отнесенных ко всей толще атмосферы.

В то же время следует иметь в виду, что приведенные выше оценки возможностей предлагаемого метода обращения аэрозольных индикатрис получены по данным модельных расчетов при целом ряде упрощающих предположений (отсутствует заметное поглощение излучения частицами, все

частицы являются однородными, сферическими и имеют одинаковый показатель преломления, распределение частиц по размерам близко к обратностепенному и может характеризоваться показателем дисперсности  $v^* = \omega_a + 2$  и др.).

В связи с этим весьма актуальным представляется проведение экспериментов по изучению возможностей и применимости предлагаемого метода.

1. Лейтерер У., Шенермарк М., Веллер М. // Исследование Земли из космоса. 1989. N 2. С. 37–46.
2. Шенермарк М., Циммерман Г., Пизик Б. и др. // Исследование Земли из космоса. 1989. N 2. С. 47–53.
3. Смеркалов В.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1983. Т. 19. N 3. С. 318–322.
4. Reynolds L.O., Mc.Cormick N.J. // J. Opt. Soc. Amer. 1980. V. 70. N 10. P. 1206–1212.
5. Смеркалов В.А. Прикладная оптика атмосферы. СПб.: Гидрометеоздат, 1997. 335 с.
6. Иванов А.И., Таишенов Б.Т. // Рассеяние света в земной атмосфере. Алма-Ата: Наука, 1972. С. 200–205.
7. Горчаков Г.И., Исаков А.А., Свириденков М.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1976. Т. 12. N 12. С. 1261–1268.
8. Оптические свойства прибрежных атмосферных дымок / М.В. Кабанов, М.В. Панченко, Ю.А. Пхалагов и др. Новосибирск: Наука, 1988. 201 с.
9. Смеркалов В.А. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1984. Т. 20. N 4. С. 317–321.
10. Гаврилова Л.А., Излев Л.С. // Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1996. Т. 32. N 2. С. 172–182.
11. d'Almeida G.A., Koepke P., Shettle A. Atmospheric aerosols: Global climatology and radiative characteristics. Hampton. USA: Deepak Publication. 1991. 549 p.
12. Зуев В.Е., Креков Г.М., Крекова М.М. // Дистанционное зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1978. С. 3–46.
13. Лазерное зондирование атмосферы из космоса / В.М. Захаров, О.К. Костко, Л.Н. Бирич и др. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 215 с.
14. Бартенева О.Д. // Изв. АН СССР. Сер. геофиз. 1960. N 12. С. 1852–1865.

V.A. Smerkalov, G.F. Tulinov. **Parametrization of Aerosol Scattering Phase Functions.**

A method is developed for analytical approximation of phase functions of aerosol light scattering using the natural characteristics of aerosol microstructure as approximation parameters (indices of refraction and dispersion of aerosol particles). Errors of such approximation are shown to be within the limits of the errors of the available methods for experimental measurements of the scattering phase functions. A nomogram for determining the lidar ratio from the data on the aerosol refractive indices and dispersion is presented. Possibilities for estimation of these indices from the data on the origin and characteristics of air masses in the regions of lidar sensing are considered. As well the possibilities of the inverse problem solution from the restored values of the aerosol microstructure characteristics based on inverse transformation method for parametric approximation of experimental phase functions are investigated.