

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ  
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.568.1 : 551.463.5 : 543.47

А.П. Васильков, Т.В. Кондранин, Н.А. Кротков, Г.А. Лахтанов, В.Е. Чуров

ВЫСОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ,  
ВОСХОДЯЩЕГО ОТ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В статье анализируются результаты натурных измерений степени поляризации естественного излучения, восходящего от водной поверхности, на различных уровнях в атмосфере. Анализ проведен на основе разработанной приближенной методики расчета поляризационных характеристик радиации в системе «океан—атмосфера». Методика учитывает поляризацию небосвода, волнение и частичную поляризацию излучения, выходящего из толщи воды. Исследовано влияние высоты наблюдения в поляризационной методике дистанционного определения мутности воды.

Выполненные к настоящему времени исследования показали, что данные о поляризационных характеристиках излучения повышают информативность пассивных методов дистанционного зондирования естественных вод в видимом диапазоне спектра [1–5]. Одним из важных вопросов, возникающих при практической реализации соответствующих методик измерений, является искажающее влияние атмосферы, различные аспекты которого рассматривались в [2, 6–11]. В работах [6–8] приводятся данные численных расчетов для степени поляризации ( $P$ ) излучения, выходящего из системы «океан—атмосфера». В [9] анализируются поляризационные характеристики радиации для различных высот без учета взволнованности границы раздела. Представленная в [10] полуэмпирическая методика коррекции влияния атмосферы при поляризационных измерениях справедлива только для наблюдений в плоскости солнечного вертикала (ПСВ). В [11] проведено сопоставление расчетов по методике [10] с результатами экспериментальных измерений  $P$  для различных высот  $H$  для вертикального угла визирования относительно надир  $\Theta = 45^\circ$  и азимутального угла относительно ПСВ  $\varphi = 180^\circ$ . В [2] исследован в зависимости от  $\varphi$  высотный ход  $P(H)$  излучения, восходящего над гладкой поверхностью под углом Брюстера ( $\Theta = 53^\circ$ ). В данной статье рассмотрено влияние на зависимость  $P(H)$  различных факторов (аэрозоль, взволнованность границы раздела, поляризация излучения, выходящего из толщи моря) реальной системы «океан—атмосфера».

Результаты расчетно-теоретического моделирования сопоставляются с экспериментальными зависимостями  $P(H, \varphi)$ . Применительно к методике дистанционного определения мутности вод [1] в статье исследовано также влияние высоты, с которой производится измерение степени поляризации восходящего излучения.

**Метод расчета.** Рассматривается модель плоскостратифицированной аэрозольно-молекулярной атмосферы с горизонтально однородной подстилающей поверхностью, моделирующей толщину моря. Граница раздела предполагается взволнованной. Направление наблюдения в данном спектральном интервале  $\Delta\lambda$ , характеризуется надирным  $\Theta$  и азимутальным  $\varphi$  углами и оптической толщиной  $\tau$ , отсчитываемой от верхней границы атмосферы ( $\tau = 0$ ). Поле поляризованного излучения описывается определяемыми относительно меридиональных плоскостей параметрами Стокса  $S_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ , степень линейной поляризации:  $P = \sqrt{S_2^2 + S_3^2} / S_1$ . Граничные условия для нисходящей радиации при  $\tau = 0$ ;  $S_k = (0, \theta, \varphi) = \pi F_k \delta(\theta - \theta_0) \delta(\varphi)$ ,  $F_k = (F_0, 0, 0)$ ;  $\pi F_0$  — солнечная постоянная,  $\theta_0$  — зенитный угол солнца; азимутальный угол солнца  $\varphi_0 = 0^\circ$ ; для восходящей радиации на подстилающей поверхности ( $\tau = \tau_0$ ) задается условие отражения от взволнованной поверхности и толщи моря [5]. При этом из-за малых значений коэффициента диффузного отражения водной толщи  $R$  (в видимом диапазоне  $R \leq 10\%$ ) двухкратными отражениями от поверхности либо толщи воды пренебрегалось. В этом случае параметры Стокса восходящего излучения можно представить в виде

$$S_k = S_{\gamma, k} + S_{\rho, k}, \quad k = 1, 2, 3, \quad (1)$$

где первое слагаемое описывает вклад фотонов, многократно рассеянных в атмосфере без взаимодействия с подстилающей поверхностью, а второе — фотонов, испытавших только однократное отражение от толщи либо поверхности и затем рассеянных в атмосфере. Для определения  $S_{\gamma, k}$  использовалось приближение Соболева, согласно которому многократный характер рассеяния учитывается толь-

ко при расчете яркости  $S_1$ , в то время как поляризационные характеристики рассчитываются в приближении однократного рассеяния [12].

Значения  $S_{\gamma, 1}$  находились путем численного интегрирования уравнения переноса методом итерации [2], с заменой интеграла столкновений квадратурами на единичной сфере и обращением дифференциального оператора интегрированием вдоль характеристик. Сравнение с модельными расчетами показало, что максимальная ошибка вычислений  $S_{\gamma, 1}$  не превосходит 3–5% [14].

Параметры Стокса однократно рассеянного солнечного излучения  $S_{(\gamma, \kappa)}^{(1)}$  для произвольной стратификации атмосферы выражаются в виде однократных интегралов:

$$S_{\gamma, \kappa}^{(1)}(\tau, \theta, \varphi) = (F_0/4\mu) e^{\tau/\mu} \int_{\tau}^{\tau_0} \Lambda(t) e^{-t(\mu^{-1} + \mu_0^{-1})} \gamma_{\kappa 1}(t, \mu, \varphi, \mu_0, 0) dt. \quad (2)$$

Здесь  $\tau = \tau_a + \tau_R$  – суммарная оптическая толщина аэрозольной ( $a$ ) и молекулярной ( $R$ ) атмосферы,  $\mu = |\cos \theta|$ ,  $\Lambda(t)$  – альбеда однократного рассеяния. Нормированная матрица рассеяния представляется в виде комбинации

$$\gamma_{\kappa m}(\tau, \theta, \varphi) = C_a(\tau) \gamma_{\kappa m, a}(\theta, \varphi) + (1 - C_a(\tau)) \gamma_{\kappa m, R}(\theta, \varphi) \quad (3)$$

аэрозольной  $\gamma_{\kappa m, a}$  и молекулярной (рэлеевской)  $\gamma_{\kappa m, R}$  матриц, включающих матрицы поворота;  $C_a(\tau) = \beta_a(\tau)/(\beta_a(\tau) + \beta_R(\tau))$ , где  $\beta_a(\tau)$  и  $\beta_R(\tau)$  – аэрозольный и молекулярный коэффициенты объемного рассеяния.

В качестве матрицы  $\gamma_{\kappa m, a}$  использовались данные по матрице рассеяния полидисперсной дымки  $M$ , моделирующей морской аэрозоль [13].

В рамках приближения однократного рассеяния выражение для  $S_{\rho, \kappa}(\tau, \theta, \varphi)$  можно представить в следующем виде:

$$S_{\rho, \kappa}(\tau, \theta, \varphi) = [T_{\kappa m}(\tau, \tau_0, \theta, \varphi) + T_0(\tau, \tau_0, \theta, \varphi) \delta_{\kappa m}] S_{\rho, m}(\tau_0) \kappa, \quad m = 1, 2, 3, \quad (4)$$

где  $S_{\rho, m}(\tau_0)$  – параметры Стокса восходящего излучения на подстилающей поверхности,

$$T_0(\tau, \tau_0, \theta, \varphi) [S_{\rho, \kappa}(\tau_0)] = \exp[-(\tau_0 - \tau)/\mu] S_{\rho, \kappa}(\tau_0, \theta, \varphi); \quad (5)$$

$$T_{\kappa m}(\tau, \tau_0, \theta, \varphi) [S_{\rho, m}(\tau_0)] = (1/4\pi\mu) e^{\tau/\mu} \int_{\tau}^{\tau_0} \Lambda(t) e^{-t/\mu} \times \\ \times \left\{ \int_{\Omega} \gamma_{\kappa m}(t, \theta, \varphi, \theta', \varphi') S_{\rho, m}(\tau_0, \theta', \varphi') e^{-(\tau_0 - t)/\mu'} d\omega' \right\} dt,$$

$$d\omega' = \sin \theta' d\theta' d\varphi',$$

соответственно операторы прямого и диффузного пропускания слоя атмосферы;  $\Omega$  – верхняя полусфера направлений. По повторяющимся индексам предполагается суммирование.

Выражение для  $S_{\rho, m}(\tau_0, \theta, \varphi)$  удобно представить в виде суммы:

$$S_{\rho, m} = S_{0, m} + S_{s, m} + S_{i, m}, \quad m = 1, 2, 3 \quad (6)$$

параметров Стокса, отраженного от взволнованной поверхности прямого солнечного  $S_{0, m}$ , диффузного излучения небосвода  $S_{s, m}$  и излучения, вышедшего из толщи воды  $S_{i, m}$  [5]. Составляющие  $S_{s, m}$  и  $S_{0, m}$  рассчитывались на основе модели случайно ориентированных площадок; распределение уклонов волн в зависимости от скорости ветра  $V$  описывалось функцией Кокса-Манка [15].

В общем случае определение характеристик выходящего из-под поверхности излучения  $S_{i, m}$  связано с необходимостью решения задачи переноса излучения в системе, «атмосфера – океан». Однако в пренебрежении двухкратными отражениями фотонов от подстилающей поверхности водную толщу можно моделировать эффективной подстилающей поверхностью с альбедо, равным спектральному коэффициенту яркости:  $\rho(\lambda) = \pi I(\lambda)/E(\lambda)$ , где  $I(\lambda)$  – спектральная яркость восходящего излучения;  $E(\lambda)$  – спектральная освещенность горизонтальной площадки сверху непосредственно под поверхностью, определяемая на основе  $S_{\gamma, \kappa}$  (1) с учетом преломления на гладкой границе раздела. Угловое распределение  $I$  полагалось изотропным. Угловое распределение поляризации выходящего подводного излучения  $P_i$  аппроксимировалось однопараметрической зависимостью, характерной для мелкой

фракции терригенной взвеси, определяющей рассеяние «назад» в морских водах [16]. Варьируемым параметром модели, приближенно учитывающим как микрофизические характеристики взвеси, так и эффекты деполаризации за счет многократного рассеяния в морской воде являлось максимальное значение угловой зависимости  $P_i(\alpha_s) = P_i(90^\circ)$ , где  $\alpha_s$  — угол рассеяния прямых солнечных лучей в толще воды с учетом преломления на плоской границе раздела [5]. Направление преимущественной поляризации выходящего излучения под границей раздела предполагалось перпендикулярным к плоскости рассеяния.

**Экспериментальные исследования.** Измерения  $P$  на различных высотах выполнялись при ясном небе с вертолета МИ-8 над акваторией Каспийского моря при помощи поляриметра, описанного в [17]. Частично экспериментальные данные опубликованы в [11]. Визирование водной поверхности осуществлялось под углом  $\theta = 45^\circ$  к надиру. Как показано в [1, 5], угол  $\theta = 45^\circ$  близок к оптимальному при определении качества вод поляриметрическим методом: при малых  $\theta$  измерения малоэффективны в силу малых значений  $P$ , при  $\theta > 45^\circ$ , из-за уменьшения отношения сигнал-фон. Точность измерений  $P$  — 10 ... 15%. Экспериментальные данные получены при следующих условиях: зенитный угол солнца  $\theta_0 = 48$ – $53^\circ$ , метеорологическая скорость ветра  $V_m = 3$  м/с, волнение 2 балла, дальность видимости 10 км, поверхность воды чистая. Спектральный коэффициент яркости водной толщи  $\rho(\lambda)$  и  $P_i(90^\circ)$  не измерялись.

**Анализ расчетов.** Рассмотрим влияние исходных параметров модели ( $\tau_a$ ,  $V$ ,  $\rho$ ,  $P_i(90^\circ)$ ) на зависимость  $P(H)$  при различных  $\varphi$ . Расчеты проведены для  $\lambda = 450$  нм, где влияние атмосферы максимально, и зенитных углов  $\theta = 45^\circ$ ,  $\theta_0 = 50^\circ$ .

Влияние  $\tau_a$  и  $V$  на  $P(H)$  при визировании в плоскости солнечного вертикала ( $\varphi = 0^\circ$  и  $180^\circ$ ) показано на рис. 1. Высота зависимость  $\tau_a(H)$  принималась экспоненциальной:  $\tau_a(H) = \tau_{a,0} \cdot \exp(-H/H_a)$ ,  $H_a = 1,2$  км. Высокие значения  $P(H)$  при  $\varphi = 0^\circ$  объясняются визированием «солнечной дорожки», поскольку угол отражения солнечных лучей от зеркальных площадок близок к углу Брюстера (для воды  $\approx 53^\circ$ ). Присутствие аэрозоля приводит к деполаризации восходящего излучения, так как увеличивается оптическая толщина атмосферы и уменьшается степень поляризации атмосферной дымки. Сильное деполаризирующее влияние в бликовой зоне оказывает увеличение  $V$ .

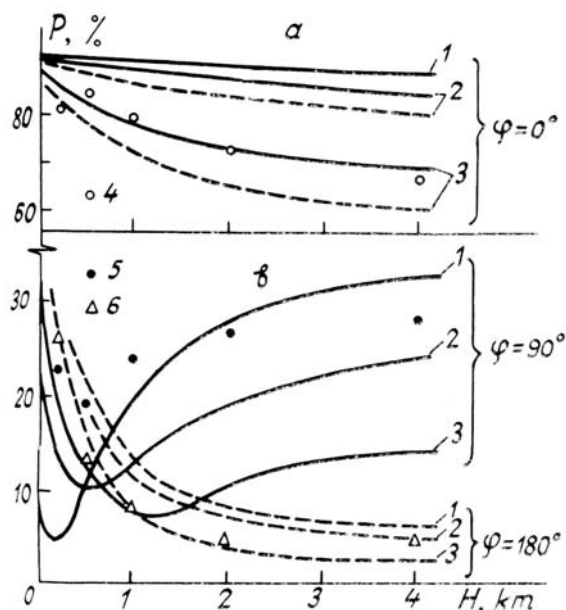


Рис. 1. Зависимости  $P(H)$  при  $\Theta = 45^\circ$ , 1, 2, 3 — расчет для  $\Theta_0 = 50^\circ$ ,  $\lambda = 450$  нм,  $\rho = 3\%$ ,  $P_i(90^\circ) = 0$ ,  $V = 5$  м/с; 1 — рэлеевская атмосфера ( $\tau_{a,0} = 0$ ), 2, 3 — смешанная атмосфера, 2 —  $\tau_{a,0} = 0,13$ , 3 —  $\tau_{a,0} = 0,4$ ; а)  $\varphi = 0^\circ$  (пунктир —  $V = 10$  м/с), б)  $\varphi = 90^\circ$ ,  $180^\circ$ ; 4, 5, 6 — экспериментальные данные для  $\lambda = 448$  нм,  $\Theta_0 = 48$ – $53^\circ$ : 4 —  $\varphi = 0^\circ$ , 5 —  $\varphi = 90^\circ$ , 6 —  $\varphi = 180^\circ$

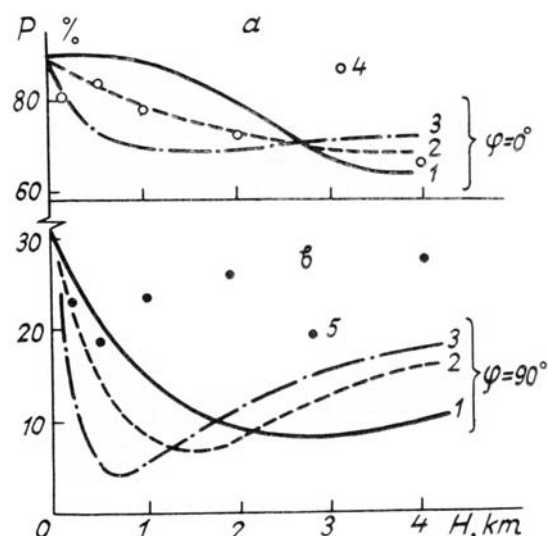


Рис. 2. Расчетные зависимости  $P(H)$  при  $\lambda = 450$  нм,  $\Theta_0 = 50^\circ$ ,  $\Theta = 45^\circ$ ,  $\tau_{a,0} = 0,4$ ,  $P_i(90^\circ) = 0$ ,  $V = 5$  м/с для трех моделей вертикального распределения аэрозоля; 1 — однородный слой на высотах от 1,5 до 3 км; 2 — экспоненциальная зависимость,  $H_a = 1,2$  км; 3 — однородный слой при  $H \leq 500$  м; 4, 5 — экспериментальные данные для  $\lambda = 448$  нм,  $\Theta_0 = 48$ – $53^\circ$  ((а)  $\varphi = 0^\circ$ , (б)  $\varphi = 90^\circ$ )

Зависимость  $P$  от  $V$  сохраняется вплоть до верхней границы атмосферы ( $P(V) = 72\%$  для  $V = 3$  м/с и  $61\%$  для  $V = 10$  м/с при  $\tau_{a,0} = 0,4$ ,  $\rho = 1\%$ ), что подтверждается данными [6].

Влияние  $\rho$  и  $P_i(90^\circ)$  на  $P(H)$  в бликовой зоне незначительно. Сравнение расчетных и экспериментальных данных для  $\varphi = 0^\circ$  (рис. 1) свидетельствует о хорошем соответствии при  $\tau_{a,0} = 0,3$ – $0,4$  (эти значения  $\tau_{a,0}$  согласуются с данными о метеорологической дальности видимости  $L \sim 10$  км).

При  $\varphi = 180^\circ$  атмосферная дымка и выходящее из толщи воды излучение практически не поляризованы, поскольку угол рассеяния солнечных лучей близок к  $180^\circ$ . Для значений  $P_0$  на поверхности моря справедливо выражение [5]

$$P_0 = \frac{P_s}{1 + \xi_0(\lambda)}, \quad (7)$$

где  $P_s$  – степень поляризации отраженного излучения небосвода (составляющей  $S_{s,\kappa}$ ),  $\xi_0 = S_{i,1}/S_{s,1}$  – отношение яркостей выходящего из толщи воды и отраженного излучения [2].

Параметр  $\xi_0(\lambda)$  пропорционален  $\rho(\lambda)$ , поэтому при неизменных условиях освещения  $P_0$  уменьшается с ростом  $\rho$ . Зависимость  $P_0(\rho)$  лежит в основе поляризационной методики дистанционного определения мутности вод [1, 5]. Расчеты показывают, что в силу высоких значений  $P_s$  ( $P_s$  слабо изменяется от 90 до 82% при увеличении  $V$  с 3 до 10 м/с) зависимость  $P_0(\rho)$  достаточно сильная. Например, для  $\tau_{a,0} = 0,4$   $P(\rho = 0,5\%) = 55\%$  и  $P(\rho = 5\%) = 24\%$ . Однако с увеличением  $H$  в силу деполяризующего вклада атмосферной дымки зависимость  $P(\rho)$  ослабевает. Так, при тех же условиях наблюдения для  $H = 500$  м  $P(\rho = 0,5\%) = 14\%$  и  $P(\rho = 5\%) = 11\%$ .

Поскольку зависимость степени поляризации от  $\tau_{a,0}$ ,  $P_i(90^\circ)$  при  $\varphi = 180^\circ$  слабая, сравнение с экспериментальными данными позволяет оценить величину  $\rho$  (450 нм) в момент измерения.

Как следует из рис. 1, наилучшее совпадение расчетных и экспериментальных данных достигается для  $\rho$  (450) в диапазоне 2–3%. Зависимость  $P(H)$  для  $\varphi$ , близких к  $90$  и  $270^\circ$ , носит существенно немонотонный характер: при  $H = H_0$  наблюдается ярко выраженный минимум (рис. 1). Анализ, проведенный в [2], показал, что появление минимума обусловлено различием в направлениях деполяризации, составляющих  $S_{\rho,\kappa}$  и  $S_{\gamma,\kappa}$  (1). При  $H < H_0$  в восходящем излучении преобладает составляющая  $S_{\rho,\kappa}$ , имеющая горизонтальное направление поляризации ( $S_2 \sim S_{\rho,2} < 0$ ). При  $H > H_0$  преобладающей становится атмосферная дымка. Для  $\theta_0 \geq 30^\circ$  и  $\theta \geq 40^\circ$  направление поляризации дымки близко к вертикальной плоскости ( $S_2 \sim S_{\gamma,2} > 0$ ). Поэтому при увеличении  $H$  происходит быстрый рост параметра  $S_2(H)$  и при  $H = H_0 S_2$  обращается в ноль ( $P(H)$  достигает минимума). Присутствие аэрозоля проявляется в увеличении высоты минимума  $H_0$  и уменьшении значений  $P(H)$  для  $H \geq 1$  км. Эти эффекты можно объяснить уменьшением степени поляризации атмосферной дымки, в частности более медленным ростом параметра  $S_2(H)$  по сравнению с рэлеевской атмосферой. Согласно экспериментальным данным при  $\theta_0 = 48–53^\circ$  минимум  $P \approx 20\%$  наблюдается на высотах  $H_0 \approx 500$  м. Расчетные кривые при  $\tau_{a,0} = 0,3–0,4$  дают заниженные значения  $P$ , причем отличия при  $H \geq 500$  м превышают погрешности измерений. Расчетные значения  $H_0$  также существенно больше ( $H_0 = 1–1,2$  км). Одной из возможных причин отмеченных расхождений может являться немонотонный характер высотной зависимости концентрации аэрозоля. Рассмотрим влияние этого фактора на  $P(H)$  при  $\tau_{a,0} = 0,4$  для трех моделей вертикального распределения аэрозоля:

- 1) однородный слой на высотах от 1,5 до 3 км;
- 2) экспоненциальная зависимость:  $\tau_a(H) = \tau_{a,0} \exp(-H/H_a)$  при  $H_a = 1,2$  км;
- 3) однородный слой при  $H \leq 500$  м.

Как видно из рис. 2, при  $\varphi = 0^\circ$  деполяризация восходящего излучения происходит в пределах аэрозольного слоя. Для рэлеевской атмосферы зависимость  $P(H)$  слабая. На верхней границе атмосферы значения  $P$  определяются величиной  $\tau_{a,0}$  и практически не зависят от вида вертикального распределения аэрозоля.

При  $\varphi = 90^\circ$  с увеличением высоты аэрозольного слоя увеличивается высота минимума  $H_0$  и растут значения  $P(H_0)$ . С увеличением толщины слоя минимум зависимости  $P(H)$  становится менее выраженным. В целом сравнение с экспериментальными данными на рис. 2 свидетельствует о предпочтительности экспоненциальной модели вертикального распределения аэрозоля, возможно при меньшей величине  $H_a < 1$  км. Завышенные по сравнению с расчетными данными значения  $P(H_0)$  могут быть вызваны также частичной поляризацией излучения» выходящего из толщи воды.

Проведенный анализ показал, что влияние исходных параметров модели на зависимость  $P(H)$  проявляется по-разному в зависимости от азимута наблюдения  $\varphi$ . Это позволяет провести сравнение с экспериментом в условиях неполноты сопутствующих гидрооптических и актинометрических данных, оценив значения неизвестных параметров:  $\tau_{a,0}$ ,  $P_i(90^\circ)$  и  $\rho(\lambda)$ , как сделано выше. На рис. 3 сравнение проведено для двух высот наблюдения  $H = 200$  м и  $H = 1$  км. Расчетные и экспериментальные данные приведены в виде полярных диаграмм, показывающих изменение  $P$  в зависимости от угла  $\varphi$  при фиксированных  $\theta$  и  $\theta_0$ . Сравнение показывает, что расчетная модель позволяет правильно описать угловое распределение поляризации восходящего излучения для всех  $\varphi$  и  $H$ .

Рассмотрим на основе изложенной модели вопросы оптимизации поляризационного дистанционного метода контроля за качеством вод.

В частности, представляет интерес задача о возможности определения мутности вод по измерениям  $P$ . В [1] на основании анализа экспериментального материала установлена корреляционная зависимость, показывающая, что в широком диапазоне определяющих параметров увеличение concentra-

ции взвеси  $c_b$  приводит к уменьшению  $P_0$ . Тенденцию уменьшения  $P_0$  с увеличением  $c_b$  можно объяснить увеличением яркости слабо поляризованного излучения, выходящего из толщи воды [3, 5]. Для неполяризованного подводного излучения ( $P_i(90^\circ) = 0$ ) формула (7) верна для всех направлений визирования. С увеличением концентрации терригенной взвеси  $c_b$  возрастает значение  $\rho(\lambda)$  в области спектра  $\lambda \geq 550$  нм. Поэтому при неизменных условиях освещения растет параметр  $\xi_0(\lambda)$  в формуле (7), и значения  $P_0$  уменьшаются. В [5] была предпринята попытка определить теоретически оптимальные углы визирования  $\theta$  и  $\varphi$  в методике [1] для случая измерений с борта судна. С этой целью удобно ввести поляризационный контраст зависимости  $P(\rho)$  при неизменных условиях освещения:

$$\eta_p(\theta, \varphi, P_i) = [P(\rho_1) - P(\rho_2)] / \delta P, \quad (8)$$

где  $\delta P = 5\%$  – абсолютная погрешность измерения  $P$  существующей аппаратурой [1].

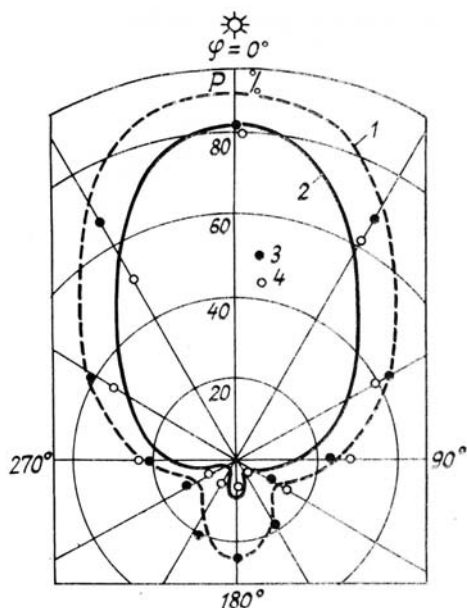


Рис. 3. Азимутальные зависимости  $P(\varphi)$  при  $H = 200$  м и  $H = 1$  км; 1, 2 – расчет для  $\lambda = 450$  нм,  $\Theta_0 = 50^\circ$ ,  $\Theta = 45^\circ$ ,  $\tau_{a,0} = 0,3$ ,  $\rho = 2\%$ ,  $V = 10$  м/с,  $P_i(90^\circ) = 0,6$ ; 3, 4 – экспериментальные данные для  $\lambda = 448$  нм,  $\Theta_0 = 52-53^\circ$ : 1, 3 –  $H = 200$  м; 2, 4 –  $H = 1$  км

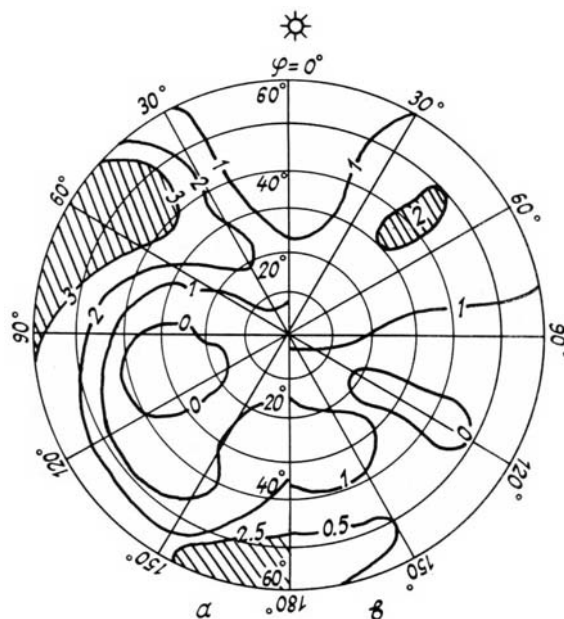


Рис. 4. Контрасты  $\eta(\theta, \varphi)$ . Расчет при  $\lambda = 645$  нм,  $\tau_{a,0} = 0,1$ ,  $P_i(90^\circ) = 0,2$ ,  $V = 5$  м/с,  $\rho_1 = 0,5\%$ ,  $\rho_2 = 2\%$ : а)  $H = 200$  м; б)  $H = 2$  км

Исследование угловых зависимостей  $\eta_p$  на уровне поверхности моря в широком диапазоне варьирования параметров модели  $V$ ,  $\theta_0$ ,  $\lambda$ ,  $P_i(90^\circ)$ , проведенное в [5], показало, что при  $\theta \leq 30^\circ$  измерения малоэффективны в силу малых значений  $P$ . При  $\theta > 40^\circ$  наблюдаются две области максимальных контрастов: при  $\varphi \approx 30-60^\circ$  и  $\varphi \approx 150$ . Для  $\varphi \approx 150$  измерения затрудняются малыми значениями  $P$  и сильным влиянием условий освещения, поэтому в методике [1] рекомендовался диапазон углов  $30^\circ \leq \varphi \leq 60^\circ$  и  $40^\circ \leq \theta \leq 53^\circ$ . В настоящей работе угловые зависимости  $\eta_p$  исследованы для различных  $H$ . На рис. 4 приведены изолинии значений  $\eta_p(\theta, \varphi) = \text{const}$  в полярных координатах, где радиус задает угол  $\theta$ , а полярный угол –  $\varphi$  при  $H = 200$  м и 2 км. Расчет проведен для  $\lambda = 645$  нм,  $\tau_{a,0} = 0,1$  и характерных для Каспийского моря значений  $\rho_1 = 0,5\%$ ,  $\rho_2 = 2\%$ .

Из анализа рис. 4 видно, что в области оптимальных направлений визирования  $\theta = 45^\circ$  и  $\varphi = 45^\circ$  контрасты  $\eta_p$  остаются высокими даже на высотах  $H \approx 2$  км. Напротив, при  $\varphi \leq 150^\circ$  влияние атмосферы проявляется более сильно и эти углы нельзя рекомендовать для дистанционных измерений.

Представляет интерес зависимость контрастов  $\eta_p(H)$  для оптимального направления визирования ( $\theta = 45^\circ$ ,  $\varphi = 45^\circ$ ) от замутненности атмосферы. Расчеты показали, что с увеличением  $\tau_{a,0}$  значения  $\eta_p$  быстро уменьшаются для всех  $H$ . Так, для  $\lambda = 645$  нм при  $\tau_{a,0} = 0,3$  зависимость  $P(\rho)$  заметна лишь при  $H \leq 1,5$  км. Для меньших  $\lambda$  влияние атмосферы возрастает. Так, при  $\lambda = 450$  нм максимальные высоты наблюдения зависимости  $P(\rho)$  не превышают 1 км.

## Выводы

1. Разработанная модель адекватно отражает высотную и азимутальную зависимости степени поляризации восходящего от водной поверхности излучения, а также влияние на нее основных факторов реальной системы атмосфера – океан ( $\tau_a(H)$ ,  $V$ ,  $\rho$ ).

2. Установлена область оптимальных направлений визирования в поляризационной методике дистанционного определения мутности вод в зависимости от высоты наблюдения.

1. Лахтанов Г.А., Чуров В.Е., Пиотровская А.П. //Комплексный дистанционный мониторинг озер. Л.: Наука, 1987. С. 76–82.
2. Васильков А.П., Кондранин Т.В., Кротков Н.А. //Исследование Земли из космоса. 1987. № 5. С. 66–74.
3. Зеге Э.П., Чайковская Л.И. //Дистанционное зондирование Земли из космоса. Труды XII Научных чтений по космонавтике. М., 26–29 янв. 1988 г. М.: ИИЕТ АН СССР, 1989. С. 104–112.
4. Егоров В.В., Жуков Б.С. //Итоги науки и техники. Сер. Исслед. Земли из космоса. Т. 1. М.: ВИНТИ, 1987. С. 79–130.
5. Васильков А.П., Кондранин Т.В., Кротков Н.А., Лахтанов Г.А., Чуров В.Е. //Изв. АН СССР. Сер. ФАО. 1990. Т. 26. № 5 (в печати).
6. Prosch T., Hennings D., Raschke E. //Adv. Space Res. 1983. V. 2. № 5. P. 33–38.
7. Кондратьев К.Я., Смоктий О.И. //Докл. АН СССР. 1973. Т. 208. № 1. С. 77–80.
8. Takashima T., Masuda K. //Appl. Opt. 1985. № 15. P. 2423–2430.
9. Kattawar G.W., Plass G.N., Guinn J.A. Jr. //J. Phys. Oceanogr. 1973. V. 3. № 4. P. 353–372.
10. Прохоров В.М., Лахтанов Г.А. //Исследование Земли из космоса. 1988. № 2. С. 52–57.
11. Бузников А.А., Лахтанов Г.А., Прохоров В.М., Чуров В.Е. //Исследование Земли из космоса. 1989. № 6. С. 64–69.
12. Соболев В.В. Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет. М.: ГИТТЛ, 1956. 392 с.
13. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. М.: Мир, 1971. 165 с.
14. Standard procedures to compute atmospheric radiative transfer in a scattering atmosphere. Radiation commission IAMAP. Boulder, Colorado, USA, 1977. 125 p.
15. Cox S., Munk W. //Journal Opt. Soc. Amer. 1954. V. 44. № 11. P. 838–850.
16. Шифрин К.С., Салганик И.Н. Таблицы по светорассеянию. Т. 5: Рассеяние света моделями морской воды. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. 218 с.
17. Бузников А.А., Лахтанов Г.А., Кузнецов А.Н. //Оптические методы изучения океанов и внутренних водоёмов (Тезисы докл.). Таллинн, 1980. С. 268–272.

Институт океанологии АН СССР им. П.П. Ширшова  
Московский физико-технический институт  
Ленинградский электротехнический институт им. В.И. Ульянова (Ленина)  
Ленинградский госуниверситет

Поступила в редакцию  
11 мая 1990 г.

A.P. Vasil'kov, T.V. Kondranin, N.A. Krotkov, G.A. Lakhtanov, V.E. Churov. **Degree of Polarization of the Upward Going Radiation from the Water Surface as a Function of Height.**

This paper discusses the results of experimental study of the polarization degree of upward going radiation at different heights. An approximate procedure is developed to calculate the polarization characteristics of the radiation in the atmosphere-ocean system. This procedure takes into account the polarization characteristics of the sky, roughness of the ocean surface and polarization of the upward going radiation from underwater.

Within the framework of polarization sensing technique we have investigated the influence of the observation height on the results of water turbidity measurements.