

# Рассеяние света произвольно ориентированным цилиндром в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна.

## 2. Индикатриса светорассеяния

К.А. Шаповалов\*

Красноярский государственный медицинский университет  
660022, г. Красноярск, ул. Партизана Железняка, 1

Поступила в редакцию 21.09.2009 г.

Получены выражения для расчета индикатрисы светорассеяния (или элемента матрицы рассеяния  $f_{11}$ ) в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) в скалярном виде оптически «мягким» ( $|m - 1| \ll 1$ , где  $m = n + i\chi$  – относительный показатель преломления цилиндра) круговым цилиндром конечной длины при падении света под любым углом относительно оси симметрии цилиндра. Проведено численное сравнение индикатрисы светорассеяния для бесконечно длинного кругового цилиндра (строгое решение) и для конечного кругового цилиндра в приближении ВКБ.

*Ключевые слова:* индикатриса рассеяния, ВКБ-приближение, оптический «мягкий» цилиндр; light scattering phase function, WKB approximation, optically “soft” cylinder.

### Введение

Для получения решений уравнения переноса излучения, а также для решения прямых и обратных задач оптики дисперсных сред важное значение имеет выражение индикатрисы светорассеяния отдельной несферической частицы [1, 2].

В работах [3, 4] автором были получены выражения для амплитуды и индикатрисы светорассеяния конечным оптически «мягким» круговым цилиндром ( $|m - 1| \ll 1$ , где  $m = n + i\chi$  – относительный показатель преломления цилиндра), в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна (ВКБ) при падении света перпендикулярно и вдоль оси симметрии цилиндра. В настоящей статье обобщаются данные выражения амплитуды и индикатрисы светорассеяния в приближении ВКБ для падающего произвольно относительно оси симметрии конечного цилиндра.

Предположим, что на неподвижный однородный цилиндр высотой  $H$  и радиусом  $a$ , ориентированный осью симметрии вдоль оси  $z$ , падает плоская электромагнитная волна в плоскости  $ZOY$  прямоугольной системы координат под углом  $\theta_i$  к оси  $z$  (рис. 1):

$$E_i(r) = e_i \exp[ik(y \sin \theta_i + z \cos \theta_i)], \quad (1)$$

где  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны в дисперсионной среде;  $e_i$  – единичный вектор в направлении поляризации падающей волны.

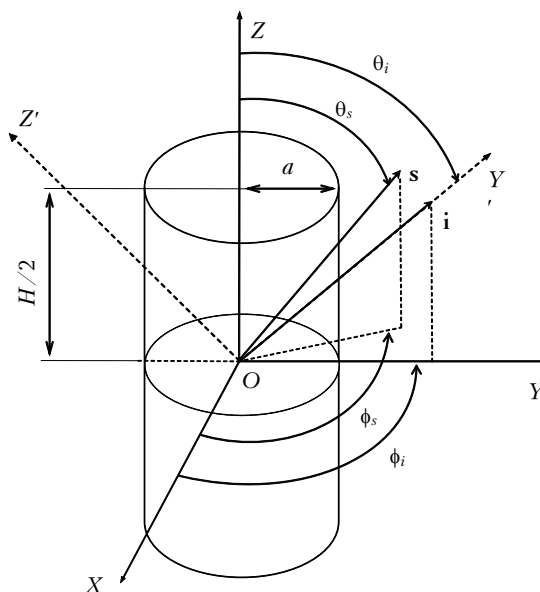


Рис. 1. Геометрия рассеяния света на круговом цилиндре радиусом  $a$  и высотой  $H$

Используем интегральное представление амплитуды светорассеяния в приближении ВКБ [3, 5]:

$$f(s, i) = \frac{k^2}{4\pi} [-s(s \times e_i)] \int (m^2 - 1) T \times \exp[ik((m - 1)(r \cdot i - \xi_i) + r(i - s))] dV, \quad (2)$$

где  $s, i$  – единичные векторы вдоль направления рассеяния и распространения света соответственно;

\* Константин Алексеевич Шаповалов (sh\_const@mail.ru).

$\xi_1$  — входная координата на поверхности частицы для волны;  $T(m, \theta_i)$  — коэффициент пропускания Френеля (причем  $T(m, \pi/2) = 2/(m+1)$ );  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки внутри частицы. Тогда в новой системе координат, полученной поворотом вдоль неподвижной оси  $x$  так, чтобы новая ось  $y'$  была направлена вдоль падающей волны (см. рис. 1), из (2) для амплитуды однородной частицы в скалярном виде ВКБ имеем

$$f(\mathbf{s}, \mathbf{i}) = \frac{k^2(m-1)|\Phi|}{2\pi} \times \int_{-a}^a \int_{z_1}^{z_2} \int_{y_1}^{y_2} \exp[i(k(m-1)(y' - y'_1) + k'_1 x' + k'_2 y' + k'_3 z')] dy' dz' dx', \quad (3)$$

где  $z_1, z_2, y_1, y_2$  — входные и выходные координаты соответственно для  $z'$  и  $y'$  на поверхности частицы;

$$\begin{aligned} k_1 &= k[\sin\theta_i \cos\phi_i - \sin\theta_s \cos\phi_s], \\ k_2 &= k[\sin\theta_i \sin\phi_i - \sin\theta_s \sin\phi_s], \\ k_3 &= k[\cos\theta_i - \cos\theta_s], \\ k'_1 &= k_1, \quad k'_2 = k_2 \sin\theta_i + k_3 \cos\theta_i, \\ k'_3 &= k_3 \sin\theta_i - k_2 \cos\theta_i; \end{aligned}$$

$\theta_i, \phi_i, \theta_s, \phi_s$  — углы, указывающие направление падающего и рассеянного света, в сферической системе координат;  $|\Phi| = |[-\mathbf{s} \times (\mathbf{s} \times \mathbf{e}_i)]|$  (для краткости далее  $|\Phi| = 1$ , но в [5], если  $\mathbf{s} \neq \mathbf{1}$ , то

$$|\Phi_{\perp}|^2 = 1 - \sin^2\theta_s \cos^2\phi_s,$$

$$|\Phi_{\parallel}|^2 = 1 - (\cos\theta_i \sin\theta_s \sin\phi_s - \sin\theta_i \cos\theta_s)^2).$$

Амплитуда светорассеяния цилиндра в приближении ВКБ для направлений падающего и рассеянного света  $\phi_i \neq \phi_s$  (амплитуда для направления рассеяния строго вперед  $\theta_i = \theta_s$  и  $\phi_i = \phi_s$  получена в [6]) следует из (3):

$$f = \frac{k^2(m-1)}{2\pi k_4} \begin{cases} f1 \text{ при } 0 \leq \theta_i \leq \arctg\left(\frac{D}{H}\right), \\ f2 \text{ при } \theta_i \neq \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \\ f3 \text{ при } \theta_i = \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} f1 &= W(k_1, k_2)\psi_1 + W(k_1, -k_2)\psi_2, \\ f2 &= W(k_1, k_2)\psi_3 + W(k_1, -k_2)\psi_4 + \\ &\quad + W(k_1, k_8)\psi_5 + W(k_1, k_9)\psi_6, \\ f3 &= W(k_1, k_2)\psi_7 + W(k_1, -k_2)\psi_8 + \\ &\quad + W(k_1, k_8)\psi_9 + \frac{\partial W(k_1, k_8)}{\partial k_8}\psi_{10}, \end{aligned}$$

$$\psi_l = U_l + iV_l, \quad l = 1 \dots 10;$$

$$U_1 = Hs\{j_0[(k_5 - k_7)h1]\sin(k_4 - k_7)h1 + j_0(k_6 h1)\sin k_7 h1\} - 2C_2 \sin(k_5 - 2k_7)h1 \sin k_4 h1;$$

$$V_1 = Hs\{j_0[(k_5 - k_7)h1]\cos(k_4 - k_7)h1 - j_0(k_6 h1)\cos k_7 h1\} - 2C_2 \cos(k_5 - 2k_7)h1 \sin k_4 h1;$$

$$U_2 = Hs j_0(k_3 h1) \sin k_4 h1 - 2C_2 \sin k_3 h1 \sin k_4 h1;$$

$$V_2 = Hs\{j_0(k_3 h1) - j_0(k_5 h1) \cos k_4 h1\} + 2C_2 \cos k_5 h1 \sin k_4 h1;$$

$$U_3 = \frac{C_2 k_4}{k_6} \cos k_3 h1; \quad V_3 = -\frac{C_2 k_4}{k_6} \sin k_3 h1;$$

$$U_4 = -\frac{C_2 k_7}{k_5} \cos k_3 h1; \quad V_4 = \left[2(C_2 + C_3) - \frac{C_2 k_7}{k_5}\right] \sin k_3 h1;$$

$$U_5 = -\frac{C_3 k_4}{k_5} \cos k_3 h1; \quad V_5 = -\frac{C_3 k_4}{k_5} \sin k_3 h1;$$

$$U_6 = \frac{C_3 k_7}{k_6} \cos k_3 h1; \quad V_6 = -\frac{C_3 k_7}{k_6} \sin k_3 h1;$$

$$U_7 = \frac{C_2 k_4}{k_7}; \quad V_7 = 0;$$

$$U_8 = \frac{-C_2 k_7}{k_4}; \quad V_8 = Hs;$$

$$U_9 = \frac{-(k_5 + k_7) \sin\theta_i \cos\theta_i}{k_4 k_7}; \quad V_9 = -Hs;$$

$$U_{10} = 2 \cos\theta_i; \quad V_{10} = 0;$$

$$j_0(x) = \frac{\sin x}{x}; \quad h = \frac{H}{2}, \quad h1 = \frac{h}{\cos\theta_i};$$

$$C_2 = \frac{\cos\theta_i}{k_2}, \quad C_3 = \frac{\sin\theta_i}{k_3};$$

$$k_4 = k_2 \sin\theta_i + k_3 \cos\theta_i + k_7, \quad k_5 = k_2 \sin\theta_i + k_7,$$

$$k_6 = k_3 \cos\theta_i + k_7, \quad k_7 = k(m-1), \quad k_8 = k_2 + \frac{2k_7}{\sin\theta_i},$$

$$k_9 = k_8 + 2k_3 \operatorname{ctg}\theta_i; \quad Hs = H \sin\theta_i;$$

$$W(p, q) = a \int_{-1}^1 \exp[ia(pt + q\sqrt{1-t^2})] dt; \quad D = 2a.$$

В частности, при  $\theta_i = \pi/2$  получим из (4) амплитуду

$$f = \frac{ik^2(m-1)h j_0(k_3 h)}{\pi(k_2 + k_7)} \times [W(k_1, -k_2) - W(k_1, k_2 + 2k_7)]. \quad (5)$$

При  $\theta_i = 0$  получим из (4) амплитуду

$$f = \frac{ik^2(m-1)h j_0[(k_3 + k_7)h] \exp(ik_7 h)}{\pi k_2} \times [W(k_1, -k_2) - W(k_1, k_2)]. \quad (6)$$

Мнимую часть интеграла  $W(p, q)$  можно выразить как

$$\operatorname{Im}[W(p, q)] = \frac{\pi a q J_1(a\sqrt{p^2 + q^2})}{\sqrt{p^2 + q^2}}, \quad (7)$$

где  $J_1(x)$  – функция Бесселя 1-го рода.

Учитывая четность интеграла  $W(p, q)$ , имеем

$$W(k_1, k_2) - W(k_1, -k_2) = i2\operatorname{Im}[W(p, q)],$$

затем из (6), (7) следует амплитуда светорассеяния при  $\theta_i = 0$  (см. [4]):

$$f = k^2(m-1)ha j_0[(k_3 + k_7)h] \times \exp(ik_7h) \frac{2J_1(a\sqrt{k_1^2 + k_2^2})}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}}. \quad (8)$$

Реальную часть интеграла  $W(p, q)$  не удается выразить в элементарных или специальных функциях так же просто, как и мнимую. Только при больших радиусах  $a \rightarrow \infty$  имеем

$$\operatorname{Re}[W(p, q)] = -\frac{\pi a q Y_1(a\sqrt{p^2 + q^2})}{\sqrt{p^2 + q^2}}, \quad (9)$$

где  $Y_1(x)$  – функция Неймана 1-го порядка.

Разложим подынтегральную функцию  $W(p, q)$  в ряд по полиномам Лежандра, тогда получим более общее выражение [в отличие от (9)]:

$$W(p, q) = a \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_n(ap) [Z_n^{\operatorname{Re}}(aq) + iZ_n^{\operatorname{Im}}(aq)]; \quad (10)$$

$$\frac{\partial W(p, q)}{\partial q} = a \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_n(ap) [ZM_n^{\operatorname{Re}}(aq) + iZM_n^{\operatorname{Im}}(aq)], \quad (11)$$

где

$$G_n(ap) = \frac{(4n+1)}{4^n} j_{2n}(ap);$$

$$Z_n^{\operatorname{Re}}(aq) + iZ_n^{\operatorname{Im}}(aq) = \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s (4n-2s)!}{s!(n-s)!(2n-s)!} \times \left[ \left( \frac{2(n-s)!}{(2n-2s+1)!} - \frac{\pi H_{n-s+1}(aq)}{(2aq)^{n-s}} \right) + i \left( \frac{\pi J_{n-s+1}(aq)}{(2aq)^{n-s}} \right) \right],$$

$$ZM_n^{\operatorname{Re}}(aq) = \frac{\pi a}{2^n} \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s 2^s (4n-2s)!}{s!(n-s)!(2n-s)!} \times \left[ \frac{H_{n-s+2}(aq) - H_{n-s}(aq)}{2(aq)^{n-s}} + \frac{(n-s)H_{n-s+1}(aq)}{(aq)^{n-s+1}} - \frac{aq}{\pi(2(n-s)+3)!} \right],$$

$$ZM_n^{\operatorname{Im}}(aq) = \frac{\pi a}{2^n} \sum_{s=0}^n \frac{(-1)^s 2^s (4n-2s)!}{s!(n-s)!(2n-s)!} \times \left[ \frac{aqJ_{n-s}(aq) - (2(n-s)+1)J_{n-s+1}(aq)}{(aq)^{n-s+1}} \right];$$

$J_n(x)$ ,  $H_n(x)$  – функции Бесселя и Струве  $n$ -го порядка;  $j_n(x)$  – сферические функции Бесселя  $n$ -го порядка.

После подстановки (10) и (11) в (4) амплитуда светорассеяния примет вид

$$f = \frac{k^2 a(m-1)}{2\pi k_4} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n G_n(k_1 a) \times \begin{cases} A1_n + iB1_n & \text{при } 0 \leq \theta_i \leq \arctg\left(\frac{D}{H}\right), \\ A2_n + iB2_n & \text{при } \theta_i \neq \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \\ A3_n + iB3_n & \text{при } \theta_i = \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$A1_n = Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)(U_1 + U_2) + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)(V_2 - V_1);$$

$$B1_n = Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)(V_1 + V_2) + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)(U_1 - U_2);$$

$$A2_n = Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)(U_3 + U_4) + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_9 a)U_6 + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_8 a)U_5 + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)(V_4 - V_3) - Z_n^{\operatorname{Im}}(k_9 a)V_6 - Z_n^{\operatorname{Im}}(k_8 a)V_5;$$

$$B2_n = Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)(U_3 - U_4) + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_9 a)U_6 + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_8 a)U_5 + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)(V_3 + V_4) + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_9 a)V_6 + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_8 a)V_5;$$

$$A3_n = Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)(U_7 + U_8) + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)V_8 +$$

$$+ Z_n^{\operatorname{Re}}(k_8 a)U_9 + Z_n^{\operatorname{Im}}(k_8 a)V_8 + ZM_n^{\operatorname{Re}}(k_8 a)U_{10};$$

$$B3_n = Z_n^{\operatorname{Im}}(k_2 a)(U_7 - U_8) + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_2 a)V_8 +$$

$$+ Z_n^{\operatorname{Im}}(k_8 a)U_9 + Z_n^{\operatorname{Re}}(k_8 a)V_9 + ZM_n^{\operatorname{Im}}(k_8 a)U_{10}.$$

Индикатриса светорассеяния (или элемент матрицы рассеяния  $f_{11}$ ) для естественного света (поляризация хаотична) рассчитывалась по формуле

$$f_{11}(\alpha, \beta) = k^2 |f(\alpha, \beta)|^2 C_0, \quad (13)$$

где

$$C_0 = \frac{|\Phi_{\perp}|^2 + |\Phi_{\parallel}|^2}{2} = \frac{1 + \left[ \cos \alpha \cos^2\left(\frac{\beta}{2}\right) + \cos(\alpha + 2\theta_i) \sin^2\left(\frac{\beta}{2}\right) \right]^2}{2};$$

$|f(\alpha, \beta)|^2$  – квадрат модуля амплитуды светорассеяния;  $\alpha, \beta$  – углы рассеяния, отсчитываемые от направления рассеяния вперед ( $\alpha = \theta_s - \theta_i$ ,  $\beta = \phi_s - \phi_i$ ), причем  $\phi_i = \pi/2$ .

Для амплитуды (12) получим из (13) индикатрису светорассеяния

$$F_s = \frac{f_{11}(\alpha, \beta)}{f_{11}(0, 0)} = \left( \frac{k_7}{\pi k_4} \right)^2 C_0 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \times \begin{cases} PI_n(A1, B1, Q1) \text{ при } 0 \leq \theta_i \leq \arctg\left(\frac{D}{H}\right), \\ PI_n(A2, B2, Q2) \text{ при } \theta_i \neq \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \\ PI_n(A3, B3, Q2) \text{ при } \theta_i = \theta_s \text{ и } \arctg\left(\frac{D}{H}\right) \leq \theta_i \leq \frac{\pi}{2}, \end{cases} \quad (14)$$

где

$$PI_n(A, B, Q) = \frac{1}{Q} \begin{cases} PE_n(A) + PE_n(B) \text{ при четном } n, \\ PO_n(A) + PO_n(B) \text{ при нечетном } n; \end{cases}$$

$$PE_n(X) = 2 \sum_{j=0}^{n/2} G_j(k_1) G_{n-j}(k_1) X_j X_{n-j} - (G_{n/2}(k_1) X_{n/2})^2,$$

$$PO_n(X) = 2 \sum_{j=0}^{(n-1)/2} G_j(k_1) G_{n-j}(k_1) X_j X_{n-j};$$

$$S_1 = DH \sin \theta_i, \quad S_2 = a^2 \cos \theta_i \quad [\text{по [6], см. } f_{11}(0, 0)];$$

$$Q1 = \left[ \frac{S_1}{\pi} \left( \frac{2(1 - \cos \Delta_H)}{\Delta_H} - \sin \Delta_H \right) + S_2 \sin \Delta_H \right]^2 + \left[ \frac{S_1}{\pi} \left( 1 + \cos \Delta_H - \frac{2 \sin \Delta_H}{\Delta_H} \right) + S_2 (1 - \cos \Delta_H) \right]^2,$$

$$Q2 = \left\{ \frac{S_1}{2} J_1(\Delta_D) + S_2 \left[ \frac{6H_1(\Delta_D)}{\Delta_D} - 2H_0(\Delta_D) \right] \right\}^2 +$$

$$+ \left\{ \frac{S_1}{2} H_1(\Delta_D) + S_2 \left[ J_0(\Delta_D) - \frac{4J_1(\Delta_D)}{\Delta_D} - J_2(\Delta_D) + 1 \right] \right\}^2;$$

$$\Delta_D = \frac{kD(m-1)}{\sin \theta_i}, \quad \Delta_H = \frac{kH(m-1)}{\cos \theta_i}.$$

Ряд  $F_s$  индикатрисы светорассеяния (14) быстро сходится, особенно при малых размерах цилиндра и малых или больших углах рассеяния  $\beta$ . Обозначим нормированную индикатрису светорассеяния ВКБ, полученную из (13), непосредственно для амплитуды (4) как  $F$ . Тогда при  $ka = 1$ ,  $kH = 1000$  и  $\theta_i = \theta_s = 90^\circ$  для одного члена ряда индикатрисы светорассеяния  $F_s$  (14) погрешность по сравнению с  $F$  не превышает по модулю 7%, а для двух членов — не хуже 0,1%.

На рис. 2 показаны также зависимости значений нормированной индикатрисы светорассеяния  $\text{Ln}[f_{11}(0, \beta)/f_{11}(0, 0)]$  от угла рассеяния  $\beta$  для цилиндра в приближении ВКБ конечной длины  $kH = 1000$  и бесконечно длинного [7] (строгое решение) при  $ka = 5$ ,  $m = 1, 2 + i \cdot 0,1$  и  $\theta_i = \theta_s = 60^\circ$ . Очевидно, что значения индикатрисы светорассеяния в приближении ВКБ по сравнению со строгим решением (рис. 2) занижены как для  $F$ , так и для ряда  $F_s$ .

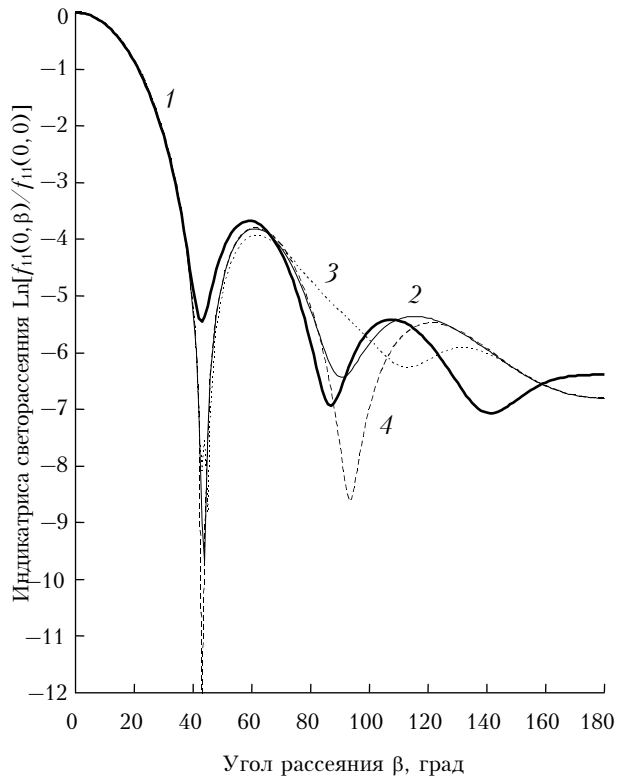


Рис. 2. Зависимость индикатрисы светорассеяния  $\text{Ln}[f_{11}(0, \beta)/f_{11}(0, 0)]$  от угла рассеяния  $\beta$  для цилиндра с относительным показателем преломления  $m = 1, 2 + i \cdot 0,1$  для  $\theta_i = 60^\circ$  и  $ka = 5$  бесконечно длинного (1), конечной длины  $kH = 1000$  в приближении ВКБ: прямой расчет  $F$  (2), расчет для трех (3) и для четырех (4) членов ряда  $F_s$

## Заключение

Получены выражения для расчета индикатрисы светорассеяния оптически «мягким» круговым цилиндром конечной длины при падении света под любым углом относительно оси симметрии цилиндра в приближении ВКБ в скалярном виде. Численное сравнение индикатрисы светорассеяния бесконечно длинного кругового цилиндра (строгое решение) и конечного кругового цилиндра в приближении ВКБ подтвердило хорошее согласие для малых углов рассеяния.

Отмечена быстрая сходимость полученного ряда для индикатрисы светорассеяния ВКБ при малых размерах цилиндра и малых или больших углах рассеяния  $\beta$ .

1. Сушкевич Т.А. Математические модели переноса излучения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2006. 661 с.
2. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоиздат, 1984. 200 с.
3. Шаповалов К.А. Рассеяние света цилиндром конечной длины в приближении Вентцеля — Крамерса — Бриллюэна. 3. Индикатриса светорассеяния // Оптика атмосф. и океана. 2008. Т. 21. № 3. С. 223—225.

4. Лопатин В.Н., Шаповалов К.А. Оценка максимальных значений факторов эффективности светорассеяния в ВКБ-приближении // Оптика и спектроскопия. 1991. Т. 71. № 3. С. 494–497.
5. Исмаиру А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: Пер. с англ. М.: Мир, 1981. Т. 1. 280 с.
6. Шаповалов К.А. Рассеяние света произвольно ориентированным цилиндром в приближении Вентцеля – Крамерса – Бриллюэна. 1. Факторы эффективности ослабления и поглощения // Оптика атмосф. и океана. 2009. Т. 22. № 4. С. 321–324.
7. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ. М.: Мир, 1986. 660 с.

***K.A. Shapovalov. Light scattering of arbitrary oriented cylinder in Wentzel – Kramers – Brillouin approximation. 2. Light scattering phase function.***

The expressions for calculation of phase function (or element of scattering matrix  $f_{11}$ ) by optically “soft” ( $|m - 1| \ll 1$ , where  $m = n + i\chi$  is a relative refractive index of cylinder) circular finite cylinder for incident light in the direction at any angle to the axis of cylinder in Wentzel – Kramers – Brillouin (WKB) in scalar form approximation are obtained. Numerical results of light scattering phase function for infinitely long cylinder (rigorous solution) and for finite circular cylinders in WKB approximation are compared.