«Оптика атмосферы», **2**, № 4 (1989) УДК 551.521

Т.А. Сушкевич, А.С. Стрелков, А.А. Иолтуховский

О ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ ОПТИЧЕСКИ АКТИВНЫХ АНТРОПОГЕННЫХ ПРИМЕСЕЙ

Для повышения эффективности методов дистанционного зондирования оптически-активных примесей в атмосфере формулируется оптический передаточный оператор, устанавливающий аналитическую зависимость вектора Стокса уходящего излучения с оптическими параметрами среды и подстилающей поверхности. Ядром оператора, учитывающего полностью эффекты многократного рассеяния, переотражения и поляризации излучения, являются инвариантные пространственно-частотные характеристики или функции влияния, являющиеся обратными Фурье-образами от ПЧХ.

Для повышения эффективности использования дистанционного зондирования антропогенных, оптически активных примесей в атмосфере [1] необходимо привлечение теоретических основ, описывающих процессы распространения излучения в пространственно-неоднородных средах. Большие возможности заложены в математическом моделировании, базирующемся на численном и полуаналитическом решении прямых и обратных задач теории переноса в условиях, наиболее приближенных к натурным. Предлагается подход к решению задачи зондирования аэрозольных примесей в атмосфере, ограниченной неоднородной ламбертовой поверхностью, на основе численного решения краевой задачи теории переноса и оптического передаточного оператора.

При постановке и решении обратных задач теории переноса информация о решении прямых задач, позволяющих получать угловые и пространственные распределения излучения в рассеивающих и поглощающих средах, является необходимой. Во-первых, если удается получить аналитические связи характеристик поля излучения с искомыми оптическими величинами, то на их основе можно строить обратные операторы. Во-вторых, прямые задачи поставляют априорную информацию, которую можно использовать не только для выработки регуляризирующих алгоритмов, но и для оценивания ошибок, вносимых при формулировке обратных задач путем отбрасывания каких-то членов или упрощения процессов трансформации излучения в многопараметрической системе.

Исследуя задачу распространения солнечного излучения с учетом его поляризации в плоской системе слой—подложка с горизонтальными неоднородностями, мы строим такие функциональные выражения для вычисления вектора Стокса, которые посредством инвариантных векторных пространственно-частотных характеристик (ВПЧХ), векторных функций влияния (ВФВ) или функций размытия точки (ФРТ) устанавливают аналитическую связь характеристик излучения с набором коэффициентов векторной краевой задачи теории переноса. Получены наиболее общие функциональные выражения, в которых производится разделение влияния нескольких параметров задачи, вносящих вклад в трансформацию угловой и пространственной структуры поля излучения. Несколько реализаций предлагаемого подхода осуществлены для скалярных и поляризационных задач при разных моделях оптической системы переноса излучения в наших работах [2—9]. Данные результаты позволяют разрабатывать методику разделения вкладов неоднородной поверхности и неоднородной атмосферы в суммарное уходящее излучение и определять оптические параметры атмосферы.

Решение векторной краевой задачи для уравнения переноса излучения с учетом его поляризации в неоднородном плоском слое, освещенном мононаправленным потоком и ограниченном неоднородной ламбертовой поверхностью,

$$\begin{cases} D\mathbf{\Phi}_t = \hat{S}\mathbf{\Phi}_t, \ \mathbf{\Phi}_t|_0 = \pi S_\lambda \delta(s - s_0)\,\boldsymbol{t}, \\ \mathbf{\Phi}_t|_H = (q\hat{R}I_t)\,\boldsymbol{t}_H, \ \mathbf{\Phi}_t = \{I_t, \ Q_t, \ U_t, \ V_t\} \end{cases} \qquad (1)$$

с оператором переноса

$$\hat{D} \equiv (s, \ \mathrm{grad}) + \sigma_t(r),$$

$$\sigma_t(r) = \bar{\sigma}_a(z) + \sigma_s(r), \ \sigma_s(r) = \bar{\sigma}_s(z) + \nu g\,(z)\,\tilde{\sigma}(r_\perp),$$

функцией источника

$$\hat{S}\mathbf{\Phi} \equiv \sigma_s(r)\,\hat{M}\mathbf{\Phi}, \ \hat{M}\Phi \equiv \int_\Omega \hat{P}\mathbf{\Phi}\,ds',$$

$$\bar{S}\mathbf{\Phi} \equiv \bar{\sigma}_s(z)\,\hat{M}\mathbf{\Phi}, \ \hat{\bar{D}} \equiv (s, \ \mathrm{grad}) + \bar{\sigma}_s(z) + \bar{\sigma}_a(z) - \hat{\bar{S}}$$

и ламбертовой границей

$$\hat{R}\Phi \equiv t_H \hat{R} I = \frac{t_H}{\pi}\int\limits_{\Omega+} I(H,\ r_\perp,\ s')\,\mu' ds',$$

$$q(r_\perp) = \bar{q} + \varepsilon\tilde{q}(r_\perp),\ t_H = \{1,\ 0,\ 0,\ 0\},\ 0 \leqslant \varepsilon \leqslant 1$$

ищется в виде рядов Неймана по кратности рассеяния на вариациях $\tilde{\sigma}_s(r_\perp)$ и переотражения от поверхности с альбедо $q(r_\perp)$.

В векторе Стокса

$$\Phi_t = \Phi^0 + \Phi^{(0)} + \Phi_q,\ \ \Phi_q = \Phi^{(\bar{q})} + \Phi^{(\bar{q}\,\tilde{q})} \tag{2}$$

выделяем вклады нерассеянного излучения (решения задачи Коши) –

$$\{\hat{D}\Phi^0 = 0,\ \ \Phi^0|_0 = \pi s_\lambda \delta(s - s_0)\,t,\ \ \Phi^0|_H = 0, \tag{3}$$

многократно рассеянного излучения в атмосфере с абсолютно черным дном –

$$\{\hat{D}\Phi^{(0)} = \hat{S}\Phi^{(0)} + \hat{S}\Phi^0,\ \ \Phi^{(0)}|_0 = 0,\ \ \Phi^{(0)}|_H = 0, \tag{4}$$

многократно переотраженного от границы и рассеянного в атмосфере излучения –

$$\begin{cases}\hat{D}\Phi_q = \hat{S}\Phi_q,\ \ \Phi_q|_0 = 0,\\ \Phi_q|_H = q\,[\hat{R}I_q + \hat{R}I^{(0)} + \hat{R}I^0]\,t_H.\end{cases} \tag{5}$$

В свою очередь, можно разделить вклады подсветки от поверхности, обусловленные наличием постоянной составляющей альбедо $q(r_\perp)$ –

$$\begin{cases}\hat{D}\Phi^{(\bar{q})} = \hat{S}\Phi^{(\bar{q})},\ \ \Phi^{(\bar{q})}|_0 = 0,\\ \Phi^{(\bar{q})}|_H = \bar{q}\,[\hat{R}I^{(\bar{q})} + \hat{R}I^{(0)} + \hat{R}I^0]\,t_H,\end{cases} \tag{6}$$

и флуктуирующей составляющей альбедо $\tilde{q}(r_\perp)$ –

$$\begin{cases}\hat{D}\Phi^{(\bar{q}\,\tilde{q})} = \hat{S}\Phi^{(\bar{q}\,\tilde{q})},\ \ \Phi^{(\bar{q}\,\tilde{q})}|_0 = 0,\\ \Phi^{(\bar{q}\,\tilde{q})}|_H = [(\bar{q} + \tilde{q})\,\hat{R}I^{(\bar{q}\,\tilde{q})} + \tilde{q}\,(\hat{R}I^{(\bar{q})} + \hat{R}I^{(0)} + \hat{R}I^0)]\,t_H.\end{cases} \tag{7}$$

С помощью рядов теории возмущений по параметрам ε, ν и интегрального Фурье-преобразования по координате $r_\perp = \{x,\ y\}$ получены функциональные выражения для решения краевой задачи (1) в виде суперпозиции (2) решений задач (3)–(7), устанавливающие аналитическую связь с вариациями $\tilde{\sigma}(r_\perp)$, $\tilde{q}(r_\perp)$, альбедо $\bar{q}$ с помощью инвариантных относительно этих коэффициентов характеристик оптической системы слой–подложка.

Через векторные пространственно-частотные характеристики Фурье-образ вектора Стокса определяется в виде следующего функционального выражения:

$$\check{\Phi}(z,\ p,\ s) = [\pi s_\lambda \delta(s - s_0)\,e^{-\tau(z)/\mu_0}]\,t\sum_{n=0}^{\infty}\hat{\sigma}_0^n(1) + \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\sigma}^n(\Phi_0^{(0)}) +$$

$$+ \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{T}}_0^n\left[\Phi_0^0\right] + \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{T}}_1^n\left\{\frac{\bar{q}(\hat{R}I_0^{(0)} + d)}{1 - \bar{q}C_0}\,W_0 + \frac{\hat{R}I_0^{(0)} + d}{1 - \bar{q}C_0}\cdot\frac{W\check{\tilde{q}}}{t\cdot\bar{t}} + \right.$$

$$+ d\bar{q} \sum_{n'=1}^{\infty} \frac{\boldsymbol{W} \hat{\sigma}_0^{n'}(1)}{\bar{t}} + d \sum_{n'=1}^{\infty} \left(\frac{\boldsymbol{W}}{t\bar{t}} \left(\check{\tilde{q}} * \frac{\hat{\sigma}_0^{n'}(1)}{\bar{t}} \right) \right) \Bigg\}, \tag{8}$$

где операторы, отвечающие членам рядов Неймана, выражаются через операторы отражения

$$\hat{q}_R [\check{f}] \equiv \bar{q} t_H \hat{R} \check{f}^{(1)}(p), \quad \hat{q}_R^+ [\check{f}] \equiv t_H \left(\check{\tilde{q}} * \frac{\hat{R}\check{f}}{\bar{t}} \right)^{(1)},$$

$$\hat{\mathcal{T}}_0^n \equiv \left[\hat{\sigma} + \frac{\boldsymbol{W}}{\bar{t}} \hat{q}_R \hat{\sigma} + \frac{\boldsymbol{W}}{t \cdot \bar{t}} \hat{q}_R^+ \hat{\sigma} \right]^n,$$

$$\hat{\mathcal{T}}_1^n \equiv \left[\hat{\sigma}_a + \frac{\boldsymbol{W}}{\bar{t}} \hat{q}_R \hat{\sigma}_q + \frac{\boldsymbol{W}}{t \cdot \bar{t}} \hat{q}_R^+ \hat{\sigma}_q \right]^n,$$

$$d \equiv s_\lambda \mu_0 e^{-\tau(H)/\mu_0}.$$

Операторы n-порядка рассеяния на вариациях

$$\hat{\sigma}_0^n(1) \equiv \frac{1}{(2\pi)^{2(n-1)}} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \check{\tilde{\sigma}}_s (p_n - p_{n-1}) \dots \check{\tilde{\sigma}}(p_1) \times$$
$$\times V_n(\boldsymbol{z}, p_n, \dots, p_1, s_0)\, dp_{n-1} \dots dp_1$$

«порождают» ПЧХ V_n — решения задач Коши:

$$\{ \hat{L}_0 V_n = -g(\boldsymbol{z}) V_{n-1}, \quad V_n|_0 = 0, \quad V_n|_H = 0,$$
$$\hat{L}_0(p) \equiv \mu_0 \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{z}} - i(p, s_\perp);$$

$$\hat{\sigma}^n(\boldsymbol{\Phi}_0^{(0)}) \equiv \frac{1}{(2\pi)^{2(n-1)}} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \check{\tilde{\sigma}}_s (p_n - p_{n-1}) \dots \check{\tilde{\sigma}}(p_1) \boldsymbol{\Psi}_n^{(0)}(\boldsymbol{z}, p_n, \dots, p_1, s)\, dp_{n-1} \dots dp_1$$

„порождают" ВПЧХ $\boldsymbol{\Psi}_n^{(0)}$ — решения задач:

$$\begin{cases} \hat{L}(p)\boldsymbol{\Psi}_n^{(0)} = \hat{\bar{S}}\boldsymbol{\Psi}_n^{(0)} + g(\boldsymbol{z}) [(\hat{M} - \hat{E}) \boldsymbol{\Psi}_{n-1}^{(0)} + V_{n-1} \hat{C}(z) \boldsymbol{t}] + \\ + \bar{\sigma}_s(\boldsymbol{z}) V_n \hat{C}(z) \boldsymbol{t}, \quad \boldsymbol{\Psi}_n^{(0)}|_{0,H} = 0; \end{cases}$$
$$\hat{L}(p) \equiv \hat{D}_z - i(p, s_\perp), \quad \hat{D}_z \equiv \mu \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{z}} + \bar{\sigma}_s(\boldsymbol{z}) + \bar{\sigma}_a(\boldsymbol{z}), \tag{9}$$

с начальным приближением $\boldsymbol{\Psi}_0^{(0)} = \boldsymbol{\Phi}_0^{(0)}(z, s)$ — решение задачи:

$$\{ \hat{D}_z \boldsymbol{\Phi}_0^{(0)} = \hat{\bar{S}} \boldsymbol{\Phi}_0^{(0)} + \bar{\sigma}_s(\boldsymbol{z}) \hat{C}(z) \boldsymbol{t}, \quad \boldsymbol{\Phi}_0^{(0)}|_{0,H} = 0. \tag{10}$$

Операторы

$$\hat{\sigma}_q^n(\boldsymbol{\Psi}_\alpha f) \equiv \frac{1}{(2\pi)^{2n}} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \check{\tilde{\sigma}}_s (p_n - p_{n-1}) \dots \check{\tilde{\sigma}}(p_1 - p_0)\, f(p_0)\, \boldsymbol{\Psi}_n(z, p_n, \dots, p_0, s)\, dp_{n-1} \dots dp_0$$

„порождают" ПЧХ $\boldsymbol{\Psi}_n$ — решения задач

$$\{ \hat{L}(p) \boldsymbol{\Psi}_n = g(\boldsymbol{z}) [\hat{M} - \hat{E}] \boldsymbol{\Psi}_{n-1}, \quad \boldsymbol{\Psi}_n|_{0,H} = 0 \tag{11}$$

с начальным приближением $\boldsymbol{\Psi}_0 = \boldsymbol{\Psi}_\alpha$.

Через линейные ВПЧХ $\boldsymbol{W}(\boldsymbol{z}, p, s)$ решения задачи

$$\{\hat{L}(p)\,W = 0,\ \ W|_0 = 0,\ \ W|_H = t_H \tag{12}$$

определяются параметрические функции

$$C(p) \equiv \hat{R}W^{(1)}(p),\ \ C_0 \equiv C(p=0),\ \ W_0 \equiv W(p=0),$$
$$H(p) = \frac{C(p)}{1 - qC(p)},\ \ \bar{t}(p) \equiv 1 - \bar{q}C(p),\ \ t(p) \equiv 1 -$$
$$- \frac{1}{(2\pi)^2}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \check{\tilde{q}}(p')\,H(p-p')\,dp'.$$

Вектор Стокса представляется через ВФВ в виде рядов Неймана

$$\Phi_t(z,\ r_\perp,\ s) = [\pi s_\lambda \delta(s - s_0)\,\mathrm{e}^{-\tau(z)/\mu_0}]\,t\sum_{n=0}^{\infty}\hat{\Sigma}_0^n(1) + \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\Sigma}^n[\Phi_0^{(0)}] +$$
$$+ \sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{P}}_0^n[\Phi_0^{(0)}] + \frac{\bar{q}\,[\hat{R}I_0^{(0)} + d]}{1 - \bar{q}C_0}\sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{P}}_1^n(W_0) + \frac{\hat{R}I_0^{(0)} + d}{1 - \bar{q}C_0}\times$$
$$\times\sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{P}}_1^n\left(\Theta_{\bar{q}} * \frac{\tilde{q}}{v}\right) + d\sum_{n=0}^{\infty}\hat{\mathscr{P}}_1^n\left(\sum_{n'=1}^{\infty}(\Theta_{\bar{q}} * (\hat{G}_{\bar{q}} + \hat{\tilde{G}}_R + \hat{\tilde{G}}_R\hat{\tilde{G}}_{\bar{q}})\,\hat{\Sigma}_0^{n'}(1))\right) \tag{13}$$

с операторами

$$\hat{\mathscr{P}}_0^n \equiv [\hat{\Sigma} + \hat{G}_{\bar{q}}\hat{\Sigma} + \hat{\tilde{G}}_R\hat{\Sigma} + \hat{\tilde{G}}_R\hat{G}_{\bar{q}}\hat{\Sigma}]^n,$$
$$\hat{\mathscr{P}}_1^n \equiv [\hat{\Sigma}_q + \hat{G}_{\bar{q}}\hat{\Sigma}_q + \hat{\tilde{G}}_R\hat{\Sigma}_q + \hat{\tilde{G}}_R\hat{G}_{\bar{q}}\hat{\Sigma}_q]^n,$$

содержащими операторы отражения

$$\hat{G}_{\bar{q}} \equiv \bar{q}(\Theta_{\bar{q}} * \hat{R}f^{(1)}),\ \ \hat{\tilde{G}}_R[f] \equiv t_H\left(\Theta_{\bar{q}} * \frac{\tilde{q}\hat{R}f^{(1)}}{v}\right).$$

Операторы n-порядка рассеяния на вариациях

$$\hat{\Sigma}_0^n(1) \equiv \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\ldots\!\!\int \tilde{\sigma}_s(r_{\perp n})\ldots\tilde{\sigma}_s(r_{\perp 1})\cdot\Theta_n^0(z,\ r_\perp - r_{\perp n},\ldots,\ r_{\perp 2} - r_{\perp 1},\ s_0)\,dr_{\perp n}\ldots dr_{\perp 1}$$

„порождают" ФВ $\Theta_n^0 = \mathscr{F}^{-1}[V_n]$ – решения задач Коши:

$$\{\hat{D}\Theta_n^0 = -g(z)\,\Theta_{n-1}^0\delta(r_\perp),\ \ \Theta_n^0|_{0,n} = 0.$$

Операторы

$$\hat{\Sigma}^n(\Phi_0^{(0)}) \equiv \int\limits_{-\infty}^{\infty}\!\!\ldots\!\!\int \tilde{\sigma}_s(r_{\perp n})\ldots\tilde{\sigma}(r_{\perp 1})\cdot\Theta_n^{(n)}(z,\ r_\perp - r_{\perp n},\ldots,\ r_{\perp 2} - r_{\perp 1},\ s)\,dr_{\perp n}\ldots dr_{\perp 1}$$

„порождают" ВФВ $\mathbf{\Theta}_n^{(0)} = \mathscr{F}^{-1}[\mathbf{\Psi}_n^{(0)}]$ – решения задач:

$$\begin{cases}\hat{D}\Theta_n^{(0)} = \hat{S}\Theta_n^{(0)} + g(z)\,[(\hat{M} - \hat{E})\,\Theta_{n-1}^{(0)} + \Theta_{n-1}^0\hat{C}(z)\,t]\,\delta(r_\perp) + \\ + \bar{\sigma}_s(z)\,\Theta_n^0\hat{C}(z)\,t,\ \ \Theta_n^{(0)}|_{0,H} = 0\end{cases}$$

с начальным приближением $\mathbf{\Theta}_0^{(0)} = \mathbf{\Phi}_0^{(0)}(z,s)$;

$$\hat{\Sigma}_q^n (\Theta_\alpha * f) \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int \tilde{\sigma}_s (r_{\perp n}) \dots \tilde{\sigma} (r_{\perp 1})\, f (r_{\perp 0})\, \Theta_n (z,\; r_\perp - r_{\perp n}, \dots,\; r_{\perp 1} - r_{\perp 0},\; s)\, dr_{\perp n} \dots dr_{\perp 0}$$

„порождают" ВФВ Θ_n — решения задач:

$$\{\hat{D}\Theta_n = g(z)\,(\hat{M} - \hat{E})\,\Theta_{n-1}\delta(r_\perp),\;\; \Theta_n|_{0,H} = 0$$

начальным приближением $\Theta_0 = \Theta_\alpha$.

Линейная ВФВ $\Theta_{\bar{q}} = \mathscr{F}^{-1}\left[\dfrac{W}{1 - \bar{q}C(p)}\right]$ — решение задачи

$$\{\hat{D}\Theta_{\bar{q}} = 0,\;\; \Theta_{\bar{q}}|_0 = 0,\;\; \Theta_{\bar{q}}|_H = [\bar{q}\hat{R}\Theta_{\bar{q}}^{(1)} + \delta(r_\perp)]\, t_H.$$

Таким образом, решение исходной, пятимерной в фазовом пространстве краевой задачи (1) сводится к набору решений одномерных по пространству задач (9), (10), (11), (12), которые различаются источниками и численно решаются однотипно итерационным методом характеристик [11]. Функциональные представления (8)–(13) полностью учитывают все эффекты, связанные с многократным рассеянием, переотражением и поляризацией излучения в системе слой — подложка. При решении задач восстановления оптических параметров среды и поверхности, естественно, пользуются малыми порядками приближений в выписанных выше рядах Неймана. В наших работах [4 — 10] выписано несколько таких частных выражений для оптических передаточных операторов (8), (13), различающихся порядками учета параметров системы переноса излучения $\tilde{\sigma}_s(r_\perp)$, $\tilde{q}(r_\perp)$, $\bar{q}$. О методах решения обратных задач по восстановлению альбедо поверхности и характеристик рассеяния атмосферы с использованием архивов рассчитанных ПЧХ и ФВ речь идет в работе [10].

1. Зуев В. Е. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 1. С. 5—12.
2. Сушкевич Т. А. Учет альбедо в задачах с локальными и распределенными источниками. М., 1986. 24 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 48).
3. Сушкевич Т. А. О рядах Неймана для решения краевой задачи теории переноса с неоднородной ламбертовой границей. М., 1986. 23 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 154).
4. Стрелков С. А., Сушкевич Т. А. Аналитический учёт вклада ламбертовой поверхности при решении поляризационной задачи методом пространственно-частотных характеристик и функций влияния. М., 1987, 20 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 200).
5. Иолтуховский А. А., Стрелков С. А., Сушкевич Т. А. Алгоритмы решения поляризационных задач при горизонтально-неоднородной ламбертовой подложке методом пространственно-частотных характеристик и функций влияния. М., 1987. 28 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 227).
6. Сушкевич Т. А. Полуаналитический метод решения уравнения переноса солнечного излучения в неоднородной плоской атмосфере. М., 1968. 26 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 38).
7. Сушкевич Т. А. Полуаналитическое решение поляризационных задач для плоского слоя с горизонтальными неоднородностями. М., 1988. 25 с. (Препринт/ ИПМ АН СССР, № 63).
8. Стрелков С. А., Сушкевич Т. А. Полуаналитический метод решения уравнения переноса поляризованного солнечного излучения в неоднородной атмосфере. М., 1988. 28 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 65).
9. Сушкевич Т. А. Ряды Неймана для полуаналитического решения поляризационной задачи с горизонтальными неоднородностями. М., 1988. 27 с. (Препринт/ ИПМ АН СССР, № 72).
10. Иолтуховский А. А. О постановке и решении обратной задачи атмосферной оптики. М., 1988. 23 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 84).
11. Сушкевич Т. А. Численный метод решения уравнения переноса с комплексной функцией. М., 1980. 26 с. (Препринт/ИПМ АН СССР, № 136).

Институт прикладной математики
им. М.В. Келдыша АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
27 января 1989 г.

T.A. Sushkevitch, A.S. Strelkov, A.A. Ioltukhovskii. **On Remote Sensing of Optically-Active Anthropogenic Ingradients.**

To improve the efficiency of methods of remote sensing of optically-active ingradients in the atmosphere the use of optical transmitting operator is suggested in the paper, which establishes the analytical relationship between the Stokes vector of outgoing radiation and the optical properties of medium and the Earth's surface. The kernel of the operator, taking into account the effects of multiple scattering, reflection and polarization are the invariant spatio-frequency characteristics or the influence functions which ore the inverse Fourier transform of SFC.