

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИРОДНЫХ СРЕД И ПРОБЛЕМЫ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОИНФОРМАТИКИ

О. И. Смоктий

Санкт-Петербургский институт информатики и автоматизации РАН  
1991786, Санкт-Петербург, 14-я линия, д.39  
soi@iias.spb.su

---

УДК 528.8

*О. И. Смоктий. Моделирование полей излучения природных сред и проблемы космической геоинформатики // Труды СПИИРАН. Вып. 1, т. 2 — СПб: СПИИРАН, 2002.*

**Аннотация.** *Рассмотрены актуальные проблемы имитационного моделирования спектральных полей поляризованного излучения природных сред на базе сформулированного автором принципа зеркальной симметрии и использования точных интегральных уравнений теории многократного рассеяния света. Применительно к современным задачам аэрокосмического мониторинга природных сред обсуждены проблемы космической информатики, связанные с построением многофункциональных геоинформационных систем. — Библ.18 назв.*

UDK 528.8

*O. I. Smokty. Modeling of the environment spectral fields and advanced problems of the space geoinformatics // SPIIRAS Proceedings. Issue 1, v. 2. — SPb: SPIIRAS, 2002.*

**Abstract.** *Actual problems of environment spectral polarized radiation fields modeling on the basis of formulated by author the mirror symmetry principle and multiply light scattering theory exact integral equations application are considered. Modern problems of aerospace geoinformatics connected with construction of advanced multifunctional geoinformatics systems are discussed in context of space environment monitoring. — Bibl.18 items.*

---

## Введение

В настоящее время все большую актуальность приобретают глобальные и региональные экологические проблемы, связанные с ростом агропромышленного производства, изменением климата, неконтролируемой динамикой опасных природных явлений, приводящих к общей деградации биосферы. Естественно, что решение указанных сложных проблем возможно только на комплексной и системной основе, использующей получение, обработку, анализ, интерпретацию и распределение больших массивов количественной информации о параметрах состояния природной среды (рис. 1). Такая информация получается с помощью дистанционных и контактных (наземных) измерений. Аэрокосмические методы исследования, составляющие сегодня основу дистанционного зондирования Земли, кроме специальной инструментально-технической базы, включают необходимость оптимального планирования сбора информации, анализ информационного содержания данных и имитационное математическое моделирование полей излучения природных сред и геосферных процессов [1, 2]. Однако сейчас разработаны только фрагментарные методы моделирования и оценки параметров глобальных геосферных процессов на основе усвоения аэрокосмической информации и учета оптимального планирования систем дистанционного сбора данных, частичного решения проблем геоинформатики на базе создания соответствующей сети ГИС, анализа временных рядов спутниковых и наземных данных, биосферной параметризации в глобальных моделях климата и исследований проблем рисков и прогнозов глобальных из-

менений окружающей среды. Естественно, что решение указанных выше глобальных и региональных проблем тесно связано с исследованиями социальных, экономических, демографических процессов и оценкой параметров состояния здоровья населения нашей планеты. Таким образом, в результате проводимых комплексных и системных исследований мы должны стремиться к созданию таких баз данных (знаний) и экспертных систем, с помощью которых возможно оценивать, контролировать, прогнозировать и управлять природными процессами и количественными параметрами состояния геосферы и биосферы, эволюционирующей сегодня под влиянием естественных факторов и антропогенных нагрузок в неблагоприятном для жизни человека направлении.

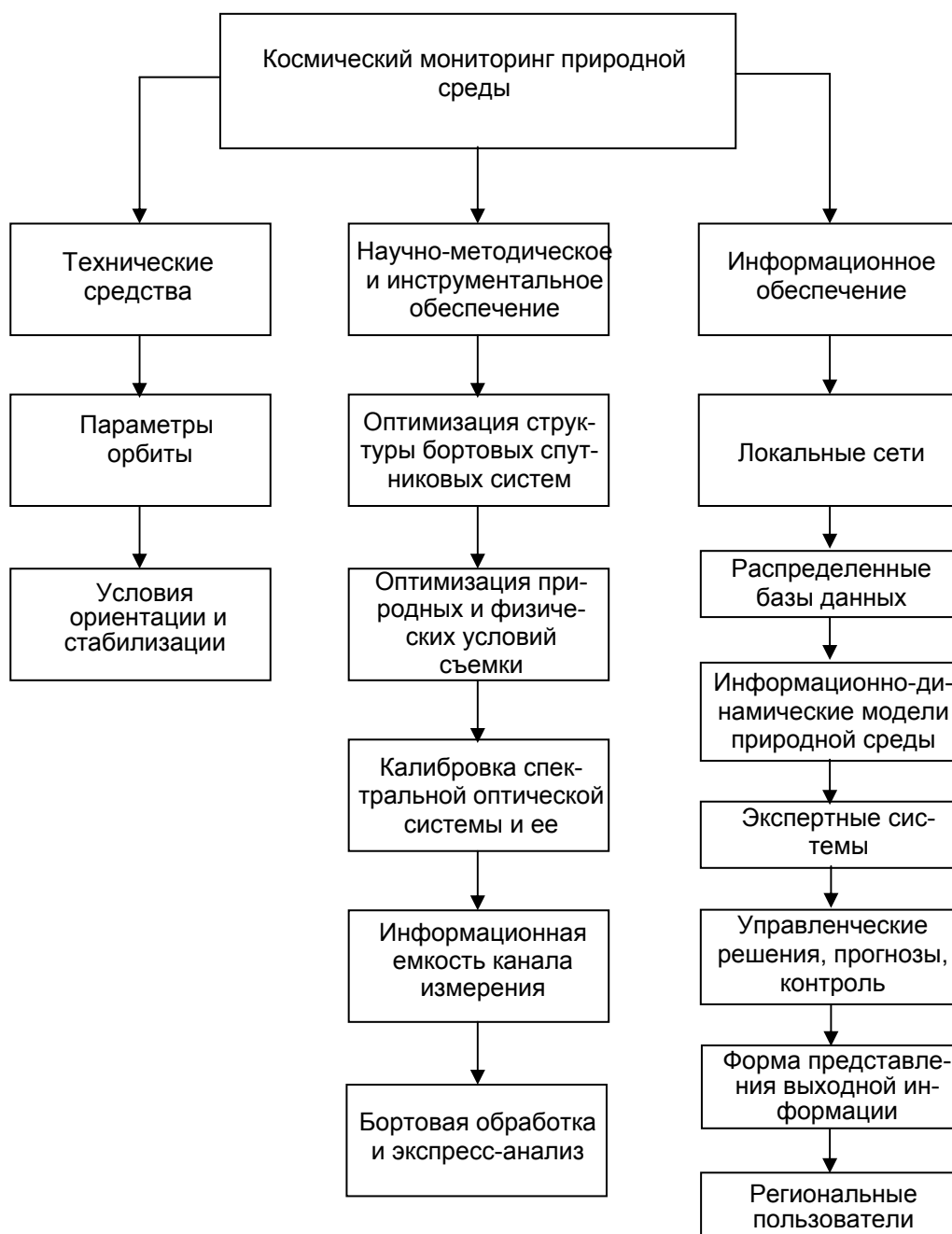


Рис.1. Общая структурная схема глобального мониторинга природной среды

Разумеется, в полной мере реализация указанных направлений исследований возможна только в будущем. Однако уже сегодня очевидно, что решение всего комплекса проблем возможно на базе специально организованных информационно-измерительных систем для усвоения и анализа всего комплекса измерений и данных имитационного моделирования, функционирующих на базе распределенных банков данных, экспертных систем и информационных сетей при специальной математической и программной поддержке, обеспечивающих оптимизацию систем получения данных, сжатие информационных массивов, тематическую интерпретацию, прогноз и управление потоками данных. При этом важнейшую роль в количественной оценке параметров состояния природной среды и их информативности на основе дистанционной (аэрокосмической) информации играет имитационное моделирование спектральных полей поляризованного излучения системы "атмосфера Земли-подстилающая поверхность" и последующий переход от спектральных образов природных объектов к количественной оценке параметров их состояния [3].

В настоящей работе будет рассмотрена проблема моделирования спектральных полей поляризованного излучения, связанная с построением точных калибровочных моделей на базе сформулированного автором принципа пространственно-угловой (зеркальной) симметрии полей излучения природных сред [4–5]. Рассмотрено обобщение классической теории переноса излучения на случай использования новых понятий теории — поляриметрических инвариантов. Для построения калибровочных моделей полей излучения получены точные интегральные уравнения и рассмотрены возможности применения итерационных релаксационных методов для их численного решения. В заключение рассмотрены некоторые актуальные проблемы космической геоинформатики, связанные с построением ГИС и имитационных моделей на базе решения прямых и обратных задач теории переноса излучения.

## 1. Общий принцип зеркальной симметрии спектральных полей поляризованного излучения

Рассмотрим поле поляризованного излучения в пространственно-неоднородном плоском слое конечной оптической толщины  $\tau_0$ , ограниченном снизу произвольным отражающим дном. Вектор-параметр Стокса поля излучения на текущей оптической толщине  $\tau$  в направлении визирования  $\arccos \eta$  и азимуте  $\varphi$  обозначим через  $\hat{I}(\tau, \eta, \zeta, \varphi - \varphi_0, \tau_0)$ , где  $\varphi_0$  и  $\arccos \zeta = \theta_0$  определяет азимут Солнца и солнечное зенитное расстояние, соответственно. Солнечное освещение на верхней границе слоя выразим через матрицу  $\pi \hat{S}$ . Атмосферную фазовую матрицу рассеяния и альбедо однократного рассеяния на уровне  $\tau$  обозначим через  $\hat{P}(\cos \gamma, \tau)$  и  $A(\tau)$  соответственно. Угол рассеяния фазовой матрицы  $\hat{P}(\cos \gamma, \tau)$  обозначен символом  $\gamma$ . Зависимость поля излучения от длины волны  $\lambda$  не рассматривается из соображений простоты. Одновременно с первоначальным полем поляризованного излучения рассмотрим поле поляризованного излучения, которое является зеркально симметричным относительно геометрической середины исходного плоского слоя. Интенсивность зеркального поля излучения на зеркальной оптической глубине  $\tau^*$  и зеркальных направлениях визирования  $\eta^*$  обозначим  $\hat{I}^*$ . Сравнивая исходное  $\hat{I}$  и зеркальные

поля излучения  $\hat{I}^*$  в выбранной и фиксированной системе отчета оптических глубин ( $\tau$ ) и угловых переменных ( $\eta, \xi, \varphi - \varphi_0$ ), мы получаем следующие отношения эквивалентности:

$$\begin{aligned} \eta^* &\Leftrightarrow -\eta, & \xi &\Leftrightarrow \xi^*, & \cos(\varphi - \varphi_0) &\Leftrightarrow \cos(\varphi - \varphi_0)^*, \\ \tau &\Leftrightarrow [\tau_0 - \tau]^*, & \tau_0 - \tau &\Leftrightarrow \tau^*, & \tau_0 &= \tau_0^*, & \cos \gamma &\Leftrightarrow \cos \gamma^*, \\ \Lambda^*(\tau) &\Leftrightarrow \Lambda^*(\tau_0 - \tau), & \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau^*) &\Leftrightarrow \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau_0 - \tau). \end{aligned} \quad (1)$$

К соотношениям эквивалентности (1) следует добавить еще одно соотношение зеркальной эквивалентности, состоящее в том, что исходное состояние поляризации при зеркальном отражении должно заменяться зеркальным состоянием поляризации.

Принимая во внимание соотношения (1) для любой пары зеркально симметричных оптических уровней и соответствующих зеркальных направлений визирования (при соответствующей замене исходного состояния поляризации рассеянного света зеркальным состоянием поляризации), получаем для исходного и зеркального полей излучения следующие соотношения фотометрической эквивалентности поляризованных полей излучения природных сред в зеркальных направлениях визирования:

$$\hat{I}[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda(\tau), \tau_0] \Leftrightarrow \hat{I}^*[\tau^*, \eta^*, \xi^*, (\varphi - \varphi_0)^*, \hat{P}^*(\cos \gamma^*, \tau^*), \Lambda(\tau^*), \tau_0^*], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \hat{I}[(\tau_0 - \tau), -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda(\tau_0 - \tau), \tau_0] &\Leftrightarrow \\ \hat{I}^*[(\tau_0 - \tau)^*, -\eta^*, \xi^*, (\varphi - \varphi_0)^*, \hat{P}^*(\cos \gamma^*, (\tau_0 - \tau)^*), \Lambda^*(\tau_0 - \tau), \tau_0^*] \end{aligned} \quad (3)$$

на каждом из зеркально симметричных уровней  $\tau$  и  $\tau_0 - \tau$ . Объединяя на этих уровнях исходное  $\hat{I}$  и зеркальное  $\hat{I}^*$  поля излучения для зеркальных направлений визирования  $\eta$  и  $-\eta$ , мы получаем следующие точные соотношения фотометрической эквивалентности в выбранной системе координат  $\{\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0\}$ :

$$\begin{aligned} \hat{I}[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda(\tau), \tau_0] + \hat{I}^*[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda^*(\tau_0 - \tau), \tau_0] = \\ \hat{I}^+[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}, \hat{P}^*, \Lambda, \Lambda^*, \tau_0], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \hat{I}[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda(\tau_0 - \tau), \tau_0] + \hat{I}^*[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau), \Lambda^*(\tau), \tau_0] = \\ \hat{I}^+[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}, \hat{P}^*, \Lambda^*, \Lambda, \tau_0]. \end{aligned} \quad (5)$$

Заменяя в (4)–(5) исходное поле излучения соответствующим ему зеркально-эквивалентным и наоборот, мы получаем важное заключение, которое выражает основное содержание общего принципа зеркальной симметрии полей поляризованного излучения в плоском неоднородном слое конечной оптической толщины  $\tau_0$ , ограниченного снизу произвольно отражающим дном:

$$\hat{I}^+[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}, \hat{P}^*, \Lambda, \Lambda^*(\tau), \tau_0] \equiv \hat{I}^+[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}, \hat{P}^*, \Lambda^*, \Lambda, \tau_0]. \quad (6)$$

Таким образом, общий принцип пространственно-угловой зеркальной симметрии полей поляризованного излучения в рассматриваемом случае можно сформулировать следующим образом. На каждом из двух зеркально-

симметричных оптических уровней  $\tau$  и  $\tau_0 - \tau$  сумма исходного поля поляризованного излучения  $\hat{I}$  и его зеркального отображения  $\hat{I}^*$  в выбранной системе координат будет инвариантной относительно одновременной и взаимной замены исходного поля излучения и его зеркального отображения, и наоборот.

Необходимо подчеркнуть, что принцип пространственно угловой симметрии полей поляризованного излучения при использовании процедуры зеркального отображения предполагает одновременную зеркальную инверсию внутренних и внешних источников излучения, оптических параметров плоского слоя, оптических уровней, направлений визирования и состояний поляризации рассеянного атмосферой и отраженного подстилающей поверхностью излучений.

Реальное содержание сформулированного принципа зеркальной симметрии легко проявляется в том случае, когда существует возможность выразить зеркальные поля излучения непосредственно через соответствующие исходные поля излучения. Например, такая возможность существует в случаях вертикально однородного или вертикально-неоднородного плоского слоя с симметрично расположенными (относительно середины слоя) оптическими неоднородностями. Результатом применения сформулированного выше принципа зеркальной симметрии являются существенные методические упрощения в классической теории переноса излучения и более простая алгоритмическая реализация соответствующих численных методов и схем. В частном случае вертикально однородного плоского слоя вместо общих соотношений (2)–(3) мы имеем следующие соотношения зеркальной симметрии полей поляризованного излучения:

$$\hat{I}^*[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau), \Lambda^*(\tau), \tau_0] \equiv \hat{R} \hat{I}[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda, \tau_0], \quad (7)$$

$$\hat{I}^*[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}^*(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda^*(\tau_0 - \tau), \tau_0] \equiv \hat{R} \hat{I}[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda, \tau_0], \quad (8)$$

где диагональная матрица  $\hat{R} = \text{diag}(1, 1, -1, -1)$ . При выводе соотношений (7)–(8) использовалось фундаментальное свойство зеркальной симметрии фазовой матрицы рассеяния  $\hat{P}(\cos \gamma)$ , определяемое известной теоремой оптической обратимости при элементарном акте рассеяния света в изотропной среде:

$$\hat{P}(\cos \gamma) = \hat{P}(\eta', \eta', \varphi' - \varphi') \equiv \hat{P}(-\eta', -\eta', \varphi' - \varphi'). \quad (9)$$

Принимая во внимание соотношения (7)–(8) из (4)–(6) следует определение новых величин теории переноса поляризованного излучения, а именно поляриметрических инвариантов поля излучения  $\hat{I}^\pm$ :

$$\hat{I}^\pm = \hat{R} \hat{I}[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda, \tau_0] \pm \hat{I}[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda, \tau_0] \equiv \hat{I}^\pm[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda, \tau_0]. \quad (10)$$

Основное свойство введенных новых величин  $\hat{I}^\pm[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau), \Lambda, \tau_0]$  состоит в их инвариантности относительно групп пространственного оптического сдвига ( $\tau \Rightarrow \tau_0 - \tau$ ) и одновременного углового вращения ( $\eta \Rightarrow -\eta$ ), включая зеркальную замену исходного состояния поляризации поля излучения:

$$\hat{I}^\pm[\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma), \Lambda, \tau_0] \equiv \hat{R} \hat{I}^\pm[\tau_0 - \tau, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \hat{P}(\cos \gamma, \tau_0 - \tau), \Lambda, \tau_0]. \quad (11)$$

## 2. Модификация основной краевой задачи классической теории переноса излучения

Для численного моделирования введенных выше поляриметрических инвариантов (10) необходимо использовать основную краевую задачу классической теории переноса излучения, модифицированную на основе сформулированного принципа зеркальной симметрии полей поляризованного излучения. В случае плоского однородного слоя конечной оптической толщины  $\tau_0$  и отсутствия отражающего дна на уровне его нижней границы уравнение переноса излучения для вектор-параметра Стокса  $\hat{I}(\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0)$  и соответствующие граничные условия на внешних границах слоя  $[0, \tau_0]$  имеют стандартный вид:

$$\eta \frac{\partial \hat{I}(\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0)}{\partial \tau} + \hat{I}(\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) = \frac{\Lambda}{4\pi} \hat{P}(\eta, \xi, \varphi - \varphi_0) e^{-\tau/\xi} \hat{S} + \frac{\Lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^{+1} \hat{P}(\eta, \eta', \varphi - \varphi_0) \hat{I}(\tau, \eta', \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) d\eta', \quad (12)$$

$$\hat{I}(0, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) = \hat{I}(\tau_0, -\eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) = 0, \quad \eta > 0. \quad (13)$$

В соответствии с определением поляриметрических инвариантов поля излучения (10) сделаем в (12)–(13) замены переменных:  $\tau \rightarrow \tau_0 - \tau$  и  $\eta \rightarrow -\eta$ . Используя затем свойство угловой зеркальной симметрии фазовой матрицы рассеяния  $\hat{P}(\cos \gamma)$  (9) после очевидных преобразований получаем для поляриметрических инвариантов (10) следующую основную краевую задачу:

$$\eta \frac{\partial \hat{I}_{\pm}(\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0)}{\partial \tau} + \hat{I}_{\pm}(\tau, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) = \frac{\Lambda}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_{-1}^{+1} \hat{P}(\eta, \eta', \varphi - \varphi_0) \hat{I}_{\pm}(\tau, \eta', \xi, \varphi' - \varphi_0, \tau_0) d\eta' + \frac{\Lambda}{4\pi} \left[ \pm \hat{P}(\eta, \xi, \varphi - \varphi_0) e^{-\tau/\xi} + \hat{R} \hat{P}(-\eta, \xi, \varphi - \varphi_0) e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\xi}} \right] \hat{S} \quad (14)$$

при граничных условиях:

$$\hat{I}_{\pm}(0, \eta, \xi, \varphi - \varphi_0, \tau_0) \equiv 0, \quad \eta > 0. \quad (15)$$

Таким образом, основная краевая задача (14)–(15), сформулированная на основе принципа зеркальной симметрии в терминах поляриметрических инвариантов (10), является следствием группы линейных преобразований исходной краевой задачи теории переноса излучения (12)–(13). Практическое значение проведенной модификации основной краевой задачи (12)–(13) определяется следующими важными обстоятельствами. Во-первых, если для исходной задачи (12)–(13) переменные величины  $\tau$  и  $\eta$  принадлежат интервалам  $\tau \in [0, \tau_0]$  и  $\eta \in [-1, +1]$ , то для модифицированной задачи (14)–(15) в силу основного свойства инвариантности (11) мы имеем уменьшение исходных интервалов для  $\tau$  или

$\eta$  ровно в два раза:  $\tau \in [0, \frac{\tau_0}{2}]$  и  $\eta \in [-1, +1]$  или альтернативно  $\tau \in [0, \tau_0]$  и

$\eta \in [0, 1]$ . Во-вторых, нетрудно показать, что применение современных вычислительных схем и алгоритмов для решения модифицированной краевой задачи (14)-(15) приводят к уменьшению ранга возникающих систем линейных алгебраических уравнений также ровно в два раза. Естественно, что указанные свойства существенно упрощают численное моделирование полей поляризованного излучения плоского однородного слоя. В заключение заметим, что проведенный выше анализ допускает естественное обобщение на случай поля поляризованного излучения плоского однородного слоя, ограниченного снизу произвольной неортогортотропной подстилающей поверхностью.

### 3. Обобщенные поляриметрические инварианты поля излучения

С целью дальнейшего обобщения введенных выше поляриметрических инвариантов (10) и проведения упрощений, уменьшающих число независимых переменных при численном моделировании полей поляризованного излучения используем специальное разложение в ряд Фурье векторных и матричных функций, зависящих от азимутального угла  $\varphi$ . Именно для произвольной векторной или матричной функции  $\hat{K}(\eta, \eta'', \varphi' - \varphi'')$  справедливо следующее специальное разложение в ряд Фурье [6]:

$$\hat{K}(\eta', \eta'', \varphi' - \varphi'') = \frac{1}{2} \sum_{m=0}^N (2 - \delta_{m,0}) \times \left[ \hat{M}_+^m(\varphi' - \varphi'') \hat{K}^m(\eta', \eta'') (\hat{E} + \hat{R}) + \hat{M}_-^m(\varphi' - \varphi'') \hat{K}^m(\eta', \eta'') (\hat{E} - \hat{R}) \right], \quad (16)$$

где матрицы  $\hat{M}_+^m(\varphi)$  и  $\hat{M}_-^m(\varphi)$  имеют следующий вид:

$$\hat{M}_+^m(\varphi) = \text{diag}(\cos m\varphi, \cos m\varphi, \sin m\varphi, \sin m\varphi), \quad (17)$$

$$\hat{M}_-^m(\varphi) = \text{diag}(-\sin m\varphi, -\sin m\varphi, \cos m\varphi, \cos m\varphi). \quad (18)$$

В разложении (16)  $\delta_{0,m}$  — символ Кронекера, матрица  $\hat{R} = \text{diag}(1, 1, -1, -1)$ ,  $\hat{E}$  — единичная матрица. При этом азимутальные гармоники  $\hat{K}^m$  задаются формулой:

$$\hat{K}^m(\eta', \eta'') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d(\varphi' - \varphi'') \left[ \hat{M}_+^m(\varphi' - \varphi'') + \hat{M}_-^m(\varphi' - \varphi'') \right] \hat{K}^m(\eta', \eta'', \varphi' - \varphi''). \quad (19)$$

Применяя (16)–(19), вместо классического уравнения (12) имеем следующую его модернизацию:

$$\left\{ \eta \frac{\partial \hat{I}^m(\tau, \eta, \zeta, \tau_0)}{\partial \tau} = -\hat{I}^m(\tau, \eta, \zeta, \tau_0) + \hat{B}(\tau, \eta, \zeta, \tau_0), \right. \quad (20)$$

$$\left. \hat{B}^m(\tau, \eta, \zeta, \tau_0) = \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^1 \hat{P}^m(\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau, \eta', \zeta, \tau_0) d\eta' + \frac{\Lambda}{4} \hat{P}^m(\eta, \zeta) e^{-\tau/\zeta} \hat{S}. \right. \quad (21)$$

При отсутствии отраженного излучения на уровне подстилающей поверхности имеем вместо (13) следующие граничные условия:

$$\hat{I}^m(0, -\eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_0, \eta, \zeta, \tau_0) \equiv 0, \eta > 0. \quad (22)$$

Так же, как и при классической трактовке переноса поляризованного излучения, наличие подстилающей поверхности, расположенной на уровне нижней границы атмосферы, не является принципиальным усложнением теории. На основании сформулированного выше принципа зеркальной симметрии можно ввести для однородной плоской атмосферы, ограниченной снизу произвольным отражающим дном, фотометрические инварианты  $\hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \xi)$ , аналогичные (10):

$$\hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_0 - \tau, -\eta, -\xi, \tau_0) \pm \hat{R} \hat{I}^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0), \quad (23)$$

$$\hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0) = \hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \xi) + \frac{2}{\hat{S}} \int_0^1 \hat{I}_{\text{пов}}^m(\eta', \xi, \tau_0) \hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \eta') d\eta' + \hat{I}_{\text{пов}}^m e^{-\frac{\tau_0 - \tau}{\eta}} \Theta(-\eta), \quad (24)$$

где  $\hat{I}_{\text{пов}}^m$  — азимутальная гармоника яркости подстилающей поверхности, а функции  $\theta(-\eta) = 0$  при  $\eta < 0$  и  $\theta(-\eta) = 1$  при  $\eta > 0$ .

В случае (23)-(24) аналогично (11) основное свойство инвариантности состоит в выполнении следующего соотношения:

$$\left| \hat{I}_{\pm}^m(\tau, \eta, \xi) \right| \equiv \hat{R} \cdot \left| \hat{I}_{\pm}^m(\tau_0 - \tau, -\eta, \xi) \right|. \quad (25)$$

Для внутренних полей поляризованного излучения это свойство можно использовать как калибровку (эталонирование) приближенных решений: т.е. заменить  $\tau$  на зеркальный уровень  $\tau_0 - \tau$ , а направление ( $\eta$ ) на зеркальное ( $-\eta$ ) и проверить выполнение соотношения (25). Для внешних полей излучения можно использовать классическое свойство оптической обратимости поля поляризованного излучения при замене  $\eta$  на  $\xi$ .

Рассмотрим теперь однородный плоский слой конечной оптической толщины  $\tau_0$  без отражающего дна на уровне нижней границы атмосферы. Выделим в атмосфере два произвольных оптических уровня  $\tau_1 < \tau_2$  и текущий параметр оптической глубины  $\alpha > 0$ , характеризующий движение границ произвольного локального слоя  $[\tau_1, \tau_2]$  в пределах первоначального слоя  $[0, \tau_0]$ . Обобщая известную интегральную формулу уравнения переноса излучения в скалярном случае [7] и используя специальное Фурье-разложение (16), представим азимутальные гармоники  $\hat{I}^m$  для интенсивности поля излучения на границах выбранного локального слоя  $[\tau_1, \tau_2]$  следующим образом:

$$\hat{I}^m(\tau_2, \eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_1, \eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau_2 - \tau_1)/\eta} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \hat{B}^m(\tau', \eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau_2 - \tau')/\eta} \frac{d\tau'}{\eta}, \quad (26)$$

$$\hat{I}^m(\tau_1, -\eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_2, -\eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau_2 - \tau_1)/\eta} + \int_{\tau_1}^{\tau_2} \hat{B}^m(\tau', -\eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau' - \tau_1)/\eta} \frac{d\tau'}{\eta}, \quad (27)$$

где  $\hat{B}^m(\tau, \eta, \zeta, \tau_0)$  есть  $m$ -ая азимутальная гармоника преобразованной функции источника, полученная согласно (19). Используя простые линейные трансформации типа сдвига и вращения соответственно по переменным  $\tau$  и  $\eta$ , вместо (26)–(27) получаем:



$$\hat{I}^m(\tau_2, \eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_1, \eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau_2 - \tau_1)/\eta} + \frac{\Lambda}{2} \int_0^{\tau_2 - \tau_1} \left\{ \int_0^1 [\hat{P}^m(\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau_2 - \alpha, \eta', \zeta) + \hat{P}^m(-\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau_2 - \alpha, -\eta', \zeta)] d\eta' + \frac{1}{2} \hat{S} \hat{P}^m(\eta, \zeta) e^{-(\tau_2 - \alpha)/\zeta} \right\} e^{\alpha/\eta} \frac{d\alpha}{\eta} \quad (28)$$

$$\hat{I}^m(\tau_1, -\eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_2, -\eta, \zeta, \tau_0) e^{-(\tau_2 - \tau_1)/\eta} + \frac{\Lambda}{2} \int_0^{\tau_2 - \tau_1} \left\{ \int_0^1 [\hat{P}^m(\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau_1 + \alpha, -\eta', \zeta) + \hat{P}^m(-\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau_1 + \alpha, \eta', \zeta)] d\eta' + \frac{1}{2} \hat{S} \hat{P}^m(-\eta, \zeta) e^{-(\tau_1 + \alpha)/\zeta} \right\} e^{\alpha/\eta} \frac{d\alpha}{\eta}, \quad (29)$$

где  $\hat{P}^m(\eta, \zeta)$  есть азимутальная гармоника атмосферной фазовой матрицы  $\hat{P}(\cos \gamma)$ , полученная согласно (19). Структура уравнений (28)–(29) позволяет ввести новые фотометрические инварианты поля излучения в локальном слое  $[\tau_1, \tau_2]$ , которые обобщают ранее введенные аналогичные величины для полного слоя  $[0, \tau_0]$ , а именно:

$$\hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) = \hat{I}^m(\tau_1 + \alpha, -\eta, \zeta, \tau_0) \pm \hat{R} \hat{I}^m(\tau_2 - \alpha, \eta, \zeta, \tau_0). \quad (30)$$

Новые фотометрические инварианты поля поляризованного излучения  $\hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0)$  имеют следующее основное свойство инвариантности:

$$\left| \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) \right| \equiv \hat{R} \cdot \left| \hat{I}_{\pm}^m(\tau_2, \tau_1, -\alpha, -\eta, \zeta, \tau_0) \right|, \quad \eta \in [-1, +1], \quad \tau_2 > \tau_1, \quad [\tau_1, \tau_2] \in [0, \tau_0], \quad \alpha > 0. \quad (31)$$

В частном случае  $\tau_2 = \tau_0$  и  $\tau_1 = 0$  мы получаем ранее рассмотренный случай пространственно-угловой симметрии для всего однородного плоского слоя  $[0, \tau_0]$ . Для обобщенных инвариантов (30) возможно сформулировать новую форму классического уравнения переноса излучения:

$$\eta \frac{\partial \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \tau, \eta, \zeta, \tau_0)}{\partial \tau} = -\hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \tau, \eta, \zeta, \tau_0) + \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \hat{P}^m(\eta', \eta) \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \tau, \eta', \zeta, \tau_0) d\eta' + \frac{\Lambda \hat{S}}{4} \left[ \hat{P}^m(\eta, \zeta) e^{-(\tau_1 + \tau)/\zeta} \pm \hat{P}^m(-\eta, \zeta) e^{-(\tau_2 - \tau)/\zeta} \right]. \quad (32)$$

К уравнению (32) необходимо добавить соответствующие граничные условия на границах локального слоя  $[\tau_1, \tau_2]$ .

Таким образом, обобщенные инварианты (30) показывают, как пространственно-угловая зеркальная симметрия для первоначально выбранного плоского слоя  $[0, \tau_0]$  трансформируется при движении его границ внутрь среды. Эта трансформация показывает определяющую роль группы линейных преобразований поля излучения типа пространственного сдвига по  $\tau$  и углового вращения по углу аггос  $\eta$  как более общую форму линейных преобразований полей поляризованного излучения по сравнению с их зеркальным отображением на зеркально симметричных уровнях и в зеркальных направлениях визирования.

Проведенное выше рассмотрение позволяет сформулировать следующее важное положение: если поле поляризованного излучения однородного плоского слоя в границах  $[0, \tau_0]$  обладает зеркальной симметрией, тогда поле поляри-

зованного излучения любого локального слой  $[\tau_1, \tau_2]$ , расположенного внутри исходного слоя  $[0, \tau_0]$ , будет также обладать свойствами зеркальной симметрии.

#### 4. Линейные сингулярные интегральные уравнения для обобщенных инвариантов поля поляризованного излучения

Используя результаты, первоначально полученные Х.Домке [8] и следуя работе [9], нетрудно получить точные матричные линейные сингулярные интегральные уравнения для обобщенных инвариантов поля поляризованного излучения (30). Можно показать, что обобщенные инварианты  $I_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0)$  удовлетворяют следующим матричным линейным сингулярным интегральным уравнениям:

$$e^{\frac{\tau_1 + \alpha}{\eta}} \left[ \hat{T}^m(\eta) \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) + \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \hat{A}^m(\eta', \eta) \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) \frac{\eta' d\eta'}{\eta - \eta'} \right] =$$

$$\pm e^{\frac{\tau_2 - \alpha}{\eta}} \left[ \hat{T}^m(\eta) \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, -\eta, \zeta, \tau_0) + \frac{\Lambda}{2} \int_{-1}^{+1} \hat{A}^m(-\eta', \eta) \hat{I}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta', \zeta, \tau_0) \frac{\eta' d\eta'}{\eta' + \eta} \right] +$$

$$\left[ e^{(\tau_1 + \alpha)/\eta} \hat{f}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta', \zeta, \tau_0) + e^{(\tau_2 - \alpha)/\eta} \hat{f}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta', \zeta, \tau_0) \right], \quad (33)$$

где

$$\hat{f}_{\pm}^m(\tau_1, \tau_2, \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) = \hat{f}^m(\tau_1 + \alpha, \eta, \zeta, \tau_0) + \hat{R} \cdot \hat{f}^m(\tau_2 - \alpha, -\eta, \zeta, \tau_0),$$

$$\hat{f}^m(\tau, \eta, \zeta) = \frac{\Lambda}{4} \zeta e^{-\tau/\zeta} \frac{\hat{A}^m(\zeta, \eta)}{\zeta - \eta}. \quad (34)$$

Вспомогательные матричные функции  $\hat{A}^m(\eta, \xi)$  и  $\hat{T}^m(\eta)$  являются поляризационными аналогами соответствующих скалярных функций  $A^m(\eta, \xi)$  и  $T^m(\eta)$ , определенных В. В. Соболевым [10].

Отметим два важных обстоятельства, связанных с введением обобщенных инвариантов (30). Первое из них состоит в том, что в противоположность классической теории переноса, определяющей поле излучения на одном текущем уровне  $\tau$ , обобщенные инварианты описывают поле излучения в локальном слое, ограниченными двумя произвольными границами  $\tau_1$  и  $\tau_2$  внутри первоначального слоя  $[0, \tau_0]$ . Во-вторых, математическая структура уравнений, определяющих обобщенные инварианты на произвольных уровнях  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , позволяет использовать их для более эффективного численного моделирования полей излучения плоского слоя по сравнению с классической теорией переноса излучения, как для однородного, так и для неоднородного плоского слоя.

#### 5. Применение итеративных релаксационных методов

При практическом проведении моделирования полей поляризованного излучения природных сред используются аналитические, полуаналитические и численные методы, включая метод Монте-Карло, а также различные эмпирические и полуэмпирические численные схемы. С точки зрения построения калибровочных (эталонных) моделей полей поляризованного излучения необходимо уделять внимание построению точных численных моделей системы "вертикально-неоднородная атмосфера-неортогортотропное отражающее дно". Математи-

ческим базисом таких моделей могут быть точные интегральные уравнения Фредгольма II рода для азимутальных гармоник  $\hat{I}^m$  поля поляризованного излучения упомянутой выше системы. Обобщая такие уравнения, полученные в скалярном случае автором [4], на случай поляризованного излучения и используя соотношения (21), имеем для нисходящего поляризованного излучения в плоском однородном слое конечной оптической толщины  $\tau_0$ , ограниченном снизу отражающим дном:

$$\hat{I}^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^\tau \Lambda(\tau') \left\{ \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', \eta, \eta') \hat{I}^m(\tau', \eta', \tau_0) d\eta' + \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', -\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau', -\eta', \tau_0) d\eta' + \frac{\hat{S}}{2} \hat{P}^m(\tau', \eta, \xi) e^{\frac{\tau'}{\xi}} \right\} e^{-\frac{(\tau'-\tau)}{\eta}} \frac{d\tau'}{\eta}, \quad (35)$$

и для восходящего поляризованного излучения соответственно:

$$\hat{I}^m(\tau, -\eta, \xi, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_\tau^{\tau_0} \Lambda(\tau') \left\{ \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', -\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau', \eta', \xi, \tau_0) d\eta' + \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', \eta, \eta') \hat{I}^m(\tau', -\eta', \xi, \tau_0) d\eta' + \frac{\hat{S}}{2} \hat{P}^m(\tau', -\eta, \xi) e^{\frac{\tau'}{\xi}} \right\} e^{-\frac{(\tau'-\tau)}{\eta}} \frac{d\tau'}{\eta} + \hat{I}_{\text{пов}}^m(\eta, \xi, \tau_0) e^{-\frac{(\tau_0-\tau)}{\eta}}, \quad (36)$$

$$m = 0, 1, \dots, N, \quad \tau \in [0, \tau_0], \quad \eta \in [0, 1], \quad \xi \in [0, 1],$$

где азимутальные гармоники яркости подстилающей поверхности  $\hat{I}_{\text{пов}}^m(\eta, \xi, \tau_0)$  равны

$$\eta \hat{I}_{\text{пов}}^m(\eta, \xi, \tau_0) = \int_0^1 \hat{Y}^m(\eta, \eta') \hat{I}^m(\tau_0, \eta', \xi, \tau_0) \eta' d\eta' + \frac{\hat{S}}{2} \hat{Y}^m(\eta, \xi) \xi e^{-\frac{\tau_0}{\xi}}. \quad (37)$$

В соотношении (37) матричные функции  $\hat{Y}^m$  характеризуют отражательные поляризационные характеристики подстилающей поверхности.

Система точных интегральных уравнений (35)–(37) может быть решена численно с помощью итеративного метода последовательных приближений согласно следующей сходящейся прямой итерационной схеме:

$$\hat{I}_{(n+1)}^m(\tau, \pm\eta, \xi, \tau_0) = \hat{L}_{\downarrow\uparrow}^m \left\{ \hat{I}_{(n)}^m(\tau, \pm\eta, \xi, \tau_0) \right\} + \hat{I}_{(n)}^m(\eta, \xi, \tau_0) e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\tau}} \times \theta(-\eta), \quad (38)$$

где  $\hat{L}_{\downarrow\uparrow}^m$  интегральные операторы, соответствующие нисходящему и восходящему поляризованному излучению, соответственно.

Выберем теперь точные решения системы (35)–(37) для однократного рассеяния поляризованного излучения в атмосфере и его однократного отражения от подстилающей поверхности в качестве первой итерации в классической схеме (38):

$$\hat{I}_{(0)}^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0) = \hat{I}_1^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0), \quad \hat{I}_{(0)}^m(\tau, -\eta, \xi, \tau_0) = \hat{I}_1^m(\tau, -\eta, \xi, \tau_0), \quad (39)$$

Точное выражение для яркостей  $\hat{I}_1^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0)$  и  $\hat{I}_1^m(\tau, -\eta, \xi, \tau_0)$  имеют вид:

$$\hat{I}_1^m(\tau, \eta, \xi, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_0^\tau \Lambda(\tau') \left[ \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', -\eta, \eta') \hat{I}_{\text{пов},1}^m(\eta', \tau_0) e^{-\frac{(\tau_0 - \tau')}{\eta'}} d\eta' + \frac{\hat{S}}{2} \hat{P}^m(\tau', \eta, \xi) e^{-\frac{\tau'}{\xi}} \right] e^{-\frac{(\tau - \tau')}{\eta}} \frac{d\tau'}{\eta} \quad (40)$$

$$\hat{I}_1^m(\tau, -\eta, \xi, \tau_0) = \frac{1}{2} \int_\tau^{\tau_0} \Lambda(\tau') \left[ \int_0^1 \hat{P}^m(\tau', \eta, \eta') \hat{I}_{\text{пов},1}^m(\eta', \tau_0) e^{-\frac{(\tau_0 - \tau')}{\eta'}} d\eta' + \frac{\hat{S}}{2} \hat{P}^m(\tau', -\eta, \xi) e^{-\frac{\tau'}{\xi}} \right] e^{-\frac{(\tau' - \tau)}{\eta}} \frac{d\tau'}{\eta} + \hat{I}_{\text{пов},1}^m(\eta', \xi, \tau_0) e^{-\frac{(\tau_0 - \tau)}{\eta}} d\eta', \quad \tau \in [0, \tau_0], \eta \in [0, 1], \xi \in [0, 1], m = 0, 1, \dots, M. \quad (41)$$

Заметим, что прямая итерационная схема (35)–(37) может быть существенно улучшена. Математическим основанием такой возможности является расщепление матрицы (оператора) исходной краевой задачи  $\hat{L}_{\uparrow}^m$  на три и более простые и последующее применение многосеточных релаксационных методов и соответствующих итерационных алгоритмов [11], которые значительно повышают эффективность численного моделирования полей поляризованного излучения при использовании таких классических методов, как метод Гаусса-Зайделя и Якоби [7].

## 6. Актуальные проблемы космической геоинформатики

Рассмотренный выше математический аппарат для получения точных (калибровочных) моделей спектральных полей поляризованного излучения имеет принципиальное значение для оценки погрешности различных приближенных методов и алгоритмов радиационного имитационного моделирования (прямые задачи теории переноса излучения), а также для построения новых приближенных методов и алгоритмов радиационного моделирования. Вместе с тем, не менее важное значение имеют проблемы, связанные с оценкой информационного содержания (информативности) спутниковых данных, оптимальным планированием аэрокосмических дистанционных измерений, включающего оптимизацию инструментальных бортовых систем по их типам и параметрам функционирования [12], а также обработкой, хранением, распределением, анализом (классификацией) и интерпретацией информационных массивов для принятия управленческих решений, прогноза динамики и контроля стабильности природных процессов в геосфере и биосфере в глобальном и региональном масштабах [13].

Перечисленные выше проблемы в настоящее время естественным образом разделяются на два независимых класса информационных задач. С одной стороны, получают развитие информационные технологии, связанные с разработкой и функционированием геоинформационных систем (ГИС) и соответствующих локальных информационных сетей, а с другой стороны, решаются проблемы, связанные с оценкой информационной емкости сигналов (полей излучения), измеряемых бортовой спутниковой аппаратурой, и последующим исследованием информативности имитационных моделей природных сред, построенных на основе решения обратных задач теории переноса излучения. Что

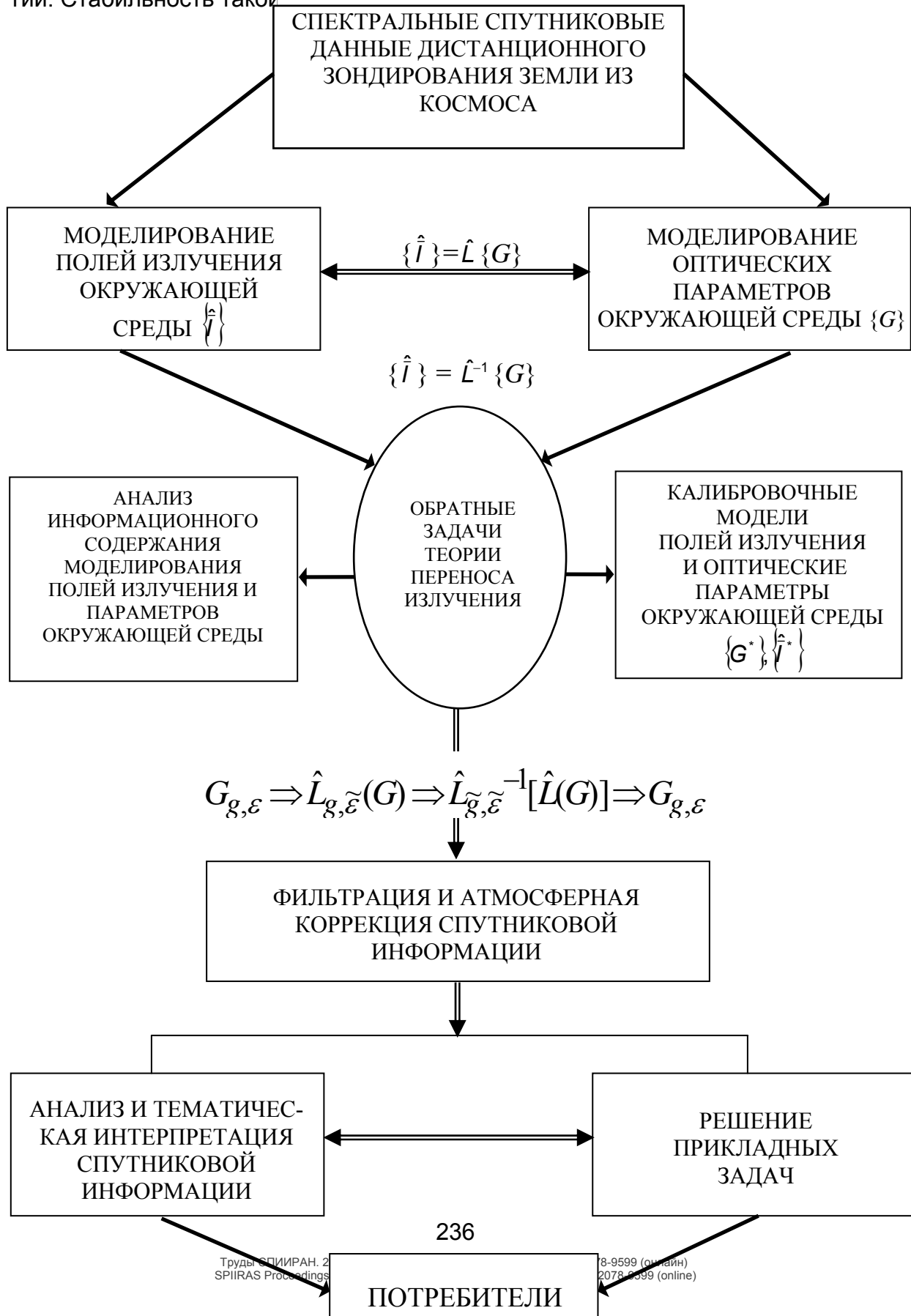
касается современных ГИС-технологий, то они в известной степени образуют информационную оболочку всего комплекса исследований, связанных с получением, пространственно-частотной фильтрацией, обработкой, анализом, хранением и распределением информации о природной среде, передаваемой с аэрокосмических носителей.

Вычислительные комплексы геоинформационных систем при соответствующей программной поддержке позволяют разделить все множество анализируемых изображений (спектров) на основе априорных алфавитов классификации спектральных образов природных объектов, набора наиболее информативных признаков и правил принятия решений об отнесении текущих классов исследуемых объектов к определенному априорному классу. При этом сами многоспектральные спутниковые изображения представляются в виде матриц цифровых эквивалентов регистрируемых спектральных полей излучения. Отсюда возникает необходимость оценки информационного содержания (информативности) самих данных измерений в терминах энтропийных функций и информационных метрик. Параллельно этой проблеме возникает задача сжатия исходной информации до пределов, существенно не искажающих информационное содержание данных при оценке параметров состояния природных объектов, а также задача представления сжатой информации в определенных формах и структурах. Научно-техническая база решения указанных задач предполагает разработку и создание банков данных, сетевого оборудования, интерфейсов, управляющих систем, устройств ввода-вывода и накопителей на магнитных носителях высокой плотности данных (аэрокосмических) и наземных (контактных) измерений, которые в своей совокупности формируют экспертные системы для принятия управленческих и прогностических решений относительно качества природной среды в глобальном и региональном масштабах.

Особое место в решении актуальных проблем космической геоинформатики занимает задача оптимального планирования глобального мониторинга природной среды. Если представить поле излучения (информации), измеряемое с космического носителя, в виде многопараметрического и многофакторного функционала, зависящего от технических, природных, физических, геометрических и спектральных условий космической съемки Земли, то основная задача по оптимизации ее условий (параметров, факторов) состоит в следующем. Необходимо указать такие интервалы изменений параметров съемки, при которых информационное содержание (информативность) данных измерений была бы максимальной, а стоимость получения информации о природной среде — минимальной. Разумеется, в полной мере подобная многофакторная и нелинейная оптимизационная задача еще не решена. Однако ее отдельные этапы уже реализованы, например, при выборе оптимальных спектральных зон космической съемки природной среды

Рассмотрим теперь другой важный аспект аэрокосмической геоинформатики, связанный с исследованием информационных уровней моделируемых полей излучения природных сред (прямая задача теории переноса излучения) [14] и определением информационного содержания имитационных моделей геосферы–биосферы, создаваемых на основе решения обратных задач теории переноса излучения (рис. 2) [15]. Сложность решения этих проблем обусловлена следующими обстоятельствами, имеющими фундаментальный характер и играющими ключевую роль при обосновании комплексного, системного и многофакторного подхода в понимании сути глобального экологического мониторинга как основного средства получения информации для оценки параметров

состояния природной среды и построения многопараметрических имитационных моделей геосферных и биосферных процессов на основе данных дистанционного зондирования. Во-первых, окружающая среда, как часть геосферы и биосферы, является открытой нелинейной синергетической динамической системой, существующей благодаря переносу солнечного излучения и силам гравитации, а также в определенной мере действию внутренних источников энергии. Стабильность такой геосферной



(биосферной) системы обеспечивается благодаря внутренним замкнутым циклам при трансформации ее компонент, включая обменные процессы, циркуляцию энергии/массы и существование (функционирование) естественных природных структур различного пространственно-временного масштаба. Эти структуры и их компоненты находятся в состоянии постоянного энергетического взаимодействия, подвергаясь нелинейным синергетическим изменениям и циклам флюктуаций.

Во-вторых, с точки зрения теории динамических систем геосфера и биосфера перерабатывают приходящие от Солнца и внутренних источников не только потоки энергии и массы, но и информации. При этом каждый компонент системы является статистическим пространственно-временным и спектральным динамическим, информационным фильтром для последовательности других компонент (подсистем) геосферы-биосферы.

Наконец, с экологической точки зрения антропогенная нагрузка на окружающую среду постоянно увеличивается, а зона действия природных естественных факторов уменьшается, что приводит к изменениям в энергетическом балансе, глобальном круговороте веществ, уменьшению продуктивности и стабильности биосферы, нарушению самоорганизации и саморегуляции природных систем [16].

Таким образом, с учетом изложенных выше концептуальных положений, основная задача космической геоинформатики должна состоять, с одной стороны, в формировании репрезентативных информационных массивов данных, характеризующих закономерности взаимодействия различных компонентов геосферы-биосферы, их пространственно-временную динамику и стабильность, включая данные о степени замкнутости циклов их глобальной циркуляции.

С другой стороны, эта задача должна дополняться построением геоинформационных систем для усвоения данных глобального геосферно-биосферного мониторинга, прогноза и разработки численных имитационных информационно-динамических моделей природной среды и происходящих в ней процессов. В перспективе мы приходим к необходимости использования информационных сетей, специально организованных баз данных и экспертных систем в ГИС'ах не только для оценки информационного содержания обрабатываемых данных, анализа, контроля и прогноза параметров состояния экосистем и происходящих в них процессов, но и для проведения эколого-экономического моделирования, оптимального управления территориальными природно-промышленными и сельскохозяйственными комплексами.

Заметим, что для количественной оценки информационного содержания моделей природных процессов необходимо включать в эти модели определение информационной энтропии и соответствующих информационных метрик [17]. Большое значение имеет также форма представления регистрируемого сигнала. Известно, что в общем случае поле природных сред можно разделить на три части: некогерентную, частично-когерентную и когерентную. Математический формализм, используемый для описания некогерентной составляющей общего поля, основан на решении классического интегро-дифференциального уравнения переноса поляризованного излучения для интенсивности излучения, не учитывающей фазовые соотношения. Для частично-когерентного и когерентного поляризованного излучения необходимо использовать другой аппарат, а именно, аппарат функций взаимной когерентности, по существу являющихся корреляционными функциями поля поляризованного излучения [17]. Заметим, что при волновом описании поля поляризованного излу-

чения амплитудная информативность дополняется фазовой информативностью, что увеличивает общую информационную емкость измеряемого или моделируемого поля излучения. При этом информационная емкость некогерентной части моделируемого поля излучения в случае линейной поляризации при измерении из космоса равна [3, 18]:

$$E_V = L_x L_y L_z L_{\Delta\lambda} L_{\Delta t} \log_2(1+n)^{1/2}. \quad (42)$$

В когерентном случае информационная емкость поля линейно поляризованного излучения больше, именно:

$$E_V = L_x L_y L_z L_{\Delta\lambda} L_{\Delta t} \log_2(1+n). \quad (43)$$

В (42)-(43) параметр  $n$  определяет возможное число уровней дискретизации полезного сигнала (отношение сигнал-шум). Величины  $L_x, L_y, L_z$  определяют размеры пространственной дискретизации поля излучения по декартовым координатам  $x, y, z$ . Спектральное разрешение измерений при моделировании поля излучения в (42)-(43) обозначено  $L_{\Delta\lambda}$ , Параметр  $L_{\Delta t}$  определяет временную частоту дискретизации поля излучения.

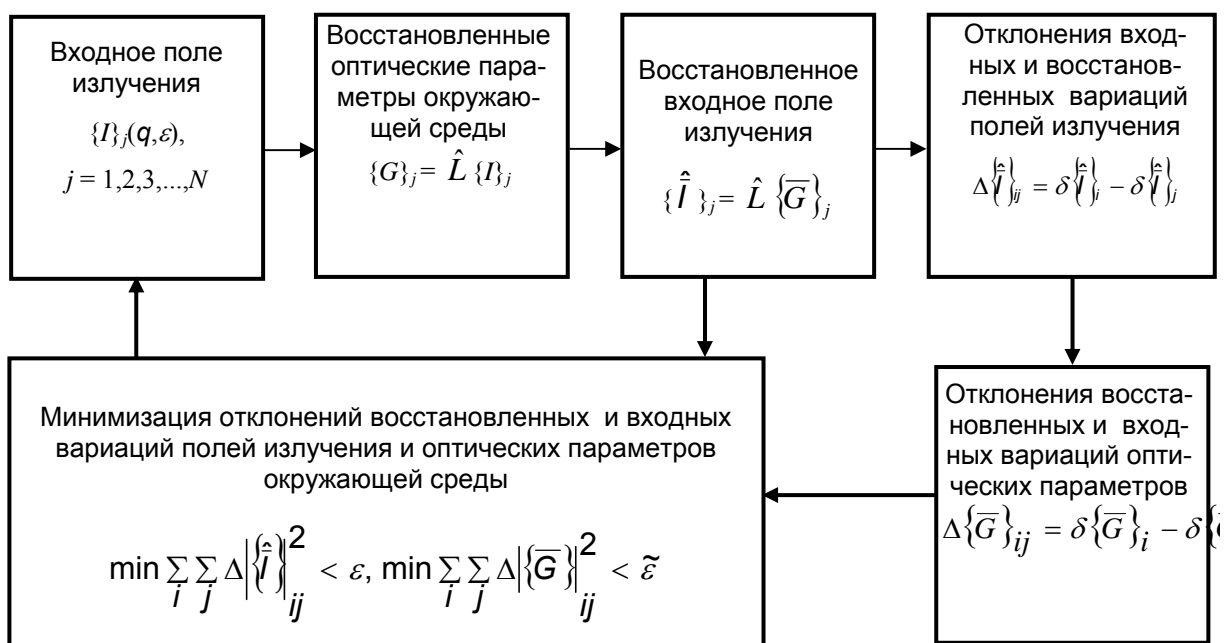


Рис.3. Схема контроля качества решения обратных задач теории переноса излучения в глобальном экологическом мониторинге

В общем случае построения имитационных моделей природных сред по данным спутниковых спектрополяриметрических измерений их информационная емкость (информативность) будет зависеть не только от элементов и структуры измеряемого оптического сигнала (когерентная, некогерентная компоненты амплитуды, фазы), но и существенно определяется уровнями дискретизации и погрешностями в узлах сетки измеряемого или моделируемого поля поляризованного излучения  $\{g, \varepsilon\}$ , а также точностью решения обратных задач теории



переноса поляризованного излучения  $\{\delta\}$  в узлах первоначально выбранной сетки  $\{g\}$  (рис. 3).

## Заключение

Рассмотренные в настоящей статье актуальные проблемы космической геоинформатики и калибровочного (эталонного) моделирования полей излучения природных сред показывают, что в рамках глобального экологического мониторинга для их решения необходим комплексный и системный подход. Очевидна также важность разработки единой концептуальной основы для исследований других актуальных междисциплинарных проблем космического мониторинга природной среды в интересах построения многофункциональных информационных систем, оценивающих, прогнозирующих и управляющих такими параметрами, как качество среды обитания, стабильность и устойчивость биосферных и геосферных процессов. Можно надеяться, что такая концептуальная основа будет создана и реализована в результате развития космического землеведения как нового комплексного и междисциплинарного направления современного естествознания и информатики.

## Литература

- [1] Аэрокосмические информационные системы, т.1. Под ред. В.Г.Бондура и А.И.Савина. — М.: Наука, 2000. — 496 с.
- [2] Савин А. И., Бондур В. Г. Научные основы создания и диверсификации глобальных аэрокосмических систем // Оптика атмосферы и океана, т.13, 2000. — с. 46–62.
- [3] Smokty O. I. Determination of environment optical monitoring of the Earth from space, Global Environment Monitoring from Space // Proc. of SEIKEN Symp., v.12, 1993. — pp.40–65.
- [4] Smokty O. I. Development of radiative transfer theory methods on the basis of mirror symmetry principle, in *IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation*, W.I.Smith and Yu.M.Timofeyev (Eds.). A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 2001 — 341 p.
- [5] Аниконов А. С., Смоктий О. И. Исследование проблемы пространственно-углового распределения полей поляризованного излучения на основе принципа зеркальной симметрии. Международный симпозиум стран СНГ "Атмосферная радиация" (МСАР-02). Сборник тезисов. — СПб, 2002. — 27 с.
- [6] Hovenier J.W., van der Mee C.V.M. *Transp. Theory and Statistics Phys.*, v.17, 1998. — 209 p.
- [7] Smokty O. I. Applied mathematical problems of atmospheric correction and filtration of multispectral satellite data // Proc. CEReS Intern. Symp., Chiba Univ., Japan, 1998. — pp.143–150.
- [8] Domke H. Linear singular integral equations for polarized radiation in isotropic media // *In Astron. Nachr.* Bd. H1, 298, 1977. — pp.57–63.
- [9] Смоктий О. И., Аниконов А. С. Применение фотометрических инвариантов в теории переноса излучения. — СПб: СПИИ РАН. — 57 с.
- [10] Соболев В.В. Рассеяние света в планетной атмосфере, Наука, 1972. — с. 256.
- [11] Press W., Flannery S., Tenkowsky S., Veeterlins W. *Numerical Recipes*. Cambr. Univ. Press, 1989. — 702 p.
- [12] Смоктий О.И., Гусейнов Г. Информационное содержание и оптимальное планирование спектрального дистанционного зондирования земной поверхности. Препринт № 157. — СПб: СПИИ РАН, 1993. — 74 с.
- [13] Космическое землеведение. Т.ИИ, Информационно-математические основы. Под ред. В.А.Садовниченко. — М.: МГУ, 1998. — 571 с.
- [14] Smokty O. I. The basic information contents levels for satellite ecological investigations. Proc. of the Intern.Conf. on Informatics and Control, v.III, SPb, 1997 — pp.1337–1344.
- [15] Smokty O. I., Guzzi R. The information content problems of the radiative transfer theory. IGARSS'95, Florence, 1995.

- [16] *Иванов-Ростовцев А. Г., Колотило А. Г., Тарасюк Ю.Ф., Шерстянкин П. П.* Самоорганизация и саморегуляция природных систем. — СПб.: Изд-во Русского географического общества, 2001. — 216 с.
- [17] *Смоктый О. И., Фабриков В. А.* Методы теории систем и преобразований в оптике. — М.: Наука, 1989. — 312 с.
- [18] *Cox I., Sheppard Y.* Information capacity and resolution in optical system // Journ. Opt.Soc. of America, v.3, №3, 1986. — 1152 p.