УДК 629.782

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ЛИДАР–ТОМОГРАФИИ ДЛЯ АНАЛИЗА ПЛАНЕТАРНЫХ АТМОСФЕР С ПОМОЩЬЮ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

© 2016 О.В. Филонин, И.В. Белоконов, П.Н. Николаев

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва

Статья поступила в редакцию 16.12.2016

Описаны методы и средства исследования планетарных атмосфер с помощью разработанных алгоритмов лидар–томографического зондирования, осуществляемого группировкой малых спутников распределённых на заданных орбитах. Представлена разработанная автоматизированная система лидарного зондирования планетарной атмосферы с помощью группировки малых спутников. Приведены результаты математического моделирования процедур зондирования для решения двумерных и трёхмерных задач по реконструкции искомых функций распределения параметров планетарных атмосфер.

Ключевые слова: лидар, малоракурсная томография, дистанционное зондирование, атмосфера планеты, преобразование Радона.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, в рамках проектной части госзадания (проект № 9.1421.2014/К).

ВВЕДЕНИЕ

Лидарное зондирование атмосферы является перспективной технологией дистанционного зондирования не только атмосферы Земли, но и других планет. Эта технология основана на анализе отражённого от молекулярных компонент атмосферы лазерного излучения. При распространении лазерного луча в атмосфере происходит его рассеяние на границах сред разной плотности и на взвешенных в воздухе мелких частицах - аэрозолях. Использование лазерного излучения различной длины волны, например, 355 нм, 532 нм и 1064 нм позволяет получать информацию о характеристиках частиц малых (дым) и крупных (пыль) фракций, молекулярном составе и пр. В настоящее время разработаны эффективные методы и лидарные системы дифференциального поглощения, основанные на эффекте резонансного поглощения лазерного излучения в пределах селективной линии поглощения исследуемой газовой компоненты [1].

Истолкование результатов лазерного зондирования состоит из двух этапов и относится к классу обратных задач. В атмосферной оптике к классу обратных задач относят методы, связанные с определением оптических и микрофизических характеристик по измеренному результату взаимодействия аэрозольных частиц с электромагнитным излучением. Первым и во многом определяющим этапом в извлечении количественной информации о состоянии атмосферы из результатов лазерного зондирования является решение лидарного уравнения относительно оптических параметров среды [2, 3]. С помощью методов лидарного зондирования атмосфер можно определять также и температурные профили [4]. Расчёт профилей температуры проводился по величине сигналов упругого молекулярного (релеевского) рассеяния света по формуле, полученной при условиях выполнения закона состояния идеального газа и термодинамического равновесия. Другим, не менее важным этапом обработки данных является адекватная обработка регистрируемых данных, с помощью бортовых средств малых космических аппаратов (МКА), и вычислительных комплексов средств доставки. В частности это, прежде всего, связано с быстродействием и разрядностью АЦП, процедурами сжатия динамического диапазона на этапах формирования исходных данных, возможностями каналов передачи данных в центр управления полётами и пр.

1. ЛИДАР–ТОМОГРАФИЧЕСКИЙ СПОСОБ ЗОНДИРОВАНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ АТМОСФЕР С ПОМОЩЬЮ МАЛЫХ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Пространственное изменение оптических параметров на трассе зондирования связано с величиной обратного рассеяния [2] (отражённого сигнала) уравнением:

Филонин Олег Васильевич, доктор технических наук, профессор. E-mail: phylonin@gmail.com,
Белоконов Игорь Витальевич, доктор технических наук, профессор. E-mail: ibelokonov@mail.ru,
Николаев Пётр Николаевич, аспирант. E-mail: pnikolayev@gmail.com

$$P(\nu,r)=\chi\eta P_0(\nu)\frac{c\tau}{2}Ar^{-2}[\beta_m(\nu,r)+ \\ +\beta_a(\nu,r)]\exp\{-2\int_0^r\alpha(\nu,r)dr\}, \quad (1)$$

где χ – пропускание приёмной оптики лидара; η – эффективность фотоприёмника; $P_0(\nu)$ – мощность лазерного излучения, посылаемая из места расположения лидара; c - скорость света; τ – длительность импульса лазерного излучения; A – эффективная площадь приёмной оптической системы; β_m и β_α – объёмные коэффициенты молекулярного и аэрозольного рассеяния лазерного излучения в направлении назад; $\alpha(\nu,r)$ – профиль коэффициента ослабления лазерного излучения.

Понятно, что при корректном способе регистрации отражённого сигнала обратную задачу по восстановлению функции коэффициента ослабления $\alpha(\nu,r)$ можно свести к обратной задаче в смысле Радона.

Авторами разработан ряд методов и систем лидарного зондирования планетарных атмосфер, позволяющие реконструировать пространственные распределения, например, локальных значений концентраций газов, пылевых частиц и пр. на основе подходов малоракурсной томографии.

Сущность данных методов сводится к следующим положениям.

Средство доставки (СД) производит запуск от одного до шести автоматических космических аппаратов на низкие или средние круговые орбиты.

Каждый такой аппарат должен содержать средства коммуникации с СД, гироскопы, движители ориентации, лидар, многопроцессорные блоки обработки данных. В простейшем случае, для обобщённой оценки, например, газового состава атмосферы планеты достаточно одного спутника (рис.1 а))

При движении спутника S по круговой орбите, лидар осуществляет зондирование атмосферы в телесном угле Ω. Глубина зондирования составляет величину r и определяется плотностью атмосферы, мощностью лазерного импульса и т.д. Целесообразно так организовать сканирование, что бы лидарный луч двигался по спиралеобразной конусной поверхности. Это даёт возможность получать от каждого лазерного импульса, при регистрации отражённого прямо назад потока фотонов значение $\int_0^r\alpha(\nu,r)dr$, что соответствует значению интеграла вдоль хорды шара вписанного в телесный угол Ω. Диаметр этого шара определяется задачами зондирования, возможностями самого лидара, вычислительными возможностями блока обработки данных. Для данного местоположения спутника в течение интервала времени можно получить множество хордовых данных. Это соответствует одной 2D – проекции сформированной в соответствие с геометрией веерного пучка. Данный подход позволяет непосредственно решать 3D – задачу, т.е. по набору предварительно сформированных двумерных данных – проекций, после операций двумерной свёртки осуществлять процедуры обратного проецирования. Однако эти процедуры связаны со значительными объёмами данных – речь идёт о трёхмерных массивах данных формата (80 000 ´ 80 000 ´ 80 000) элементов, что соответствует разрешению (100 ´ 100 ´ 100) м^3 для условий Земли.

Для упрощения процедур вычислений авторами разработан следующий подход. Рассмотрим, для большей наглядности решение двумерной обратной задачи в приближении Радона см. рис. 1 б). Предположим, что в момент времени t_0 спутник S находится в некоторой точке круговой орбиты O. В течение интервала времени δt его лидар осуществляет веерное зондирование области атмосферы глубиной r.

Для упрощения вычислительных процедур и уменьшения объёмов исходных, данных целесообразно кольцевой слой атмосферы K разбить на круговые пересекающиеся области D. Таким образом, каждая такая кольцевая зона в местоположении S_0 оказывается, прозондирована веерным пучком, что позволяет, в конечном итоге, сформировать одномерную проекцию. При перемещении спутника в позицию S_1 формируется другая одномерная проекция и т.д. Понятно, что описанным способом можно получить достаточно много одномерных проекционных данных, но в ограниченном угле конвергенции. Аналогичные процедуры выполняются для всех круговых областей D. Восстановление искомых функциональных распределений $\alpha(\nu,r)$ осуществляется для каждого круга – формат массива, для условий Земли, при известной высоте атмосферы (с учётом ионосферы) составляет всего (16 000 ´ 16 000) элементов.

Далее производится пересчёт проекционных данных в ортогональную геометрию проецирования, таким образом, формируются исходные массивы соответствующие полярной системе координат. Затем, для доопределения проекционных данных осуществляется вычисления одномерных Фурье - преобразований от каждой функции проекции. Таким образом, в пространстве Фурье мы имеем дело с набором образов заданных на полярной сетке отсчётов и сосредоточенных в том же угле конвергенции, что и полученные проекции. Используя методы интерполяции (сплайны) осуществляется про-

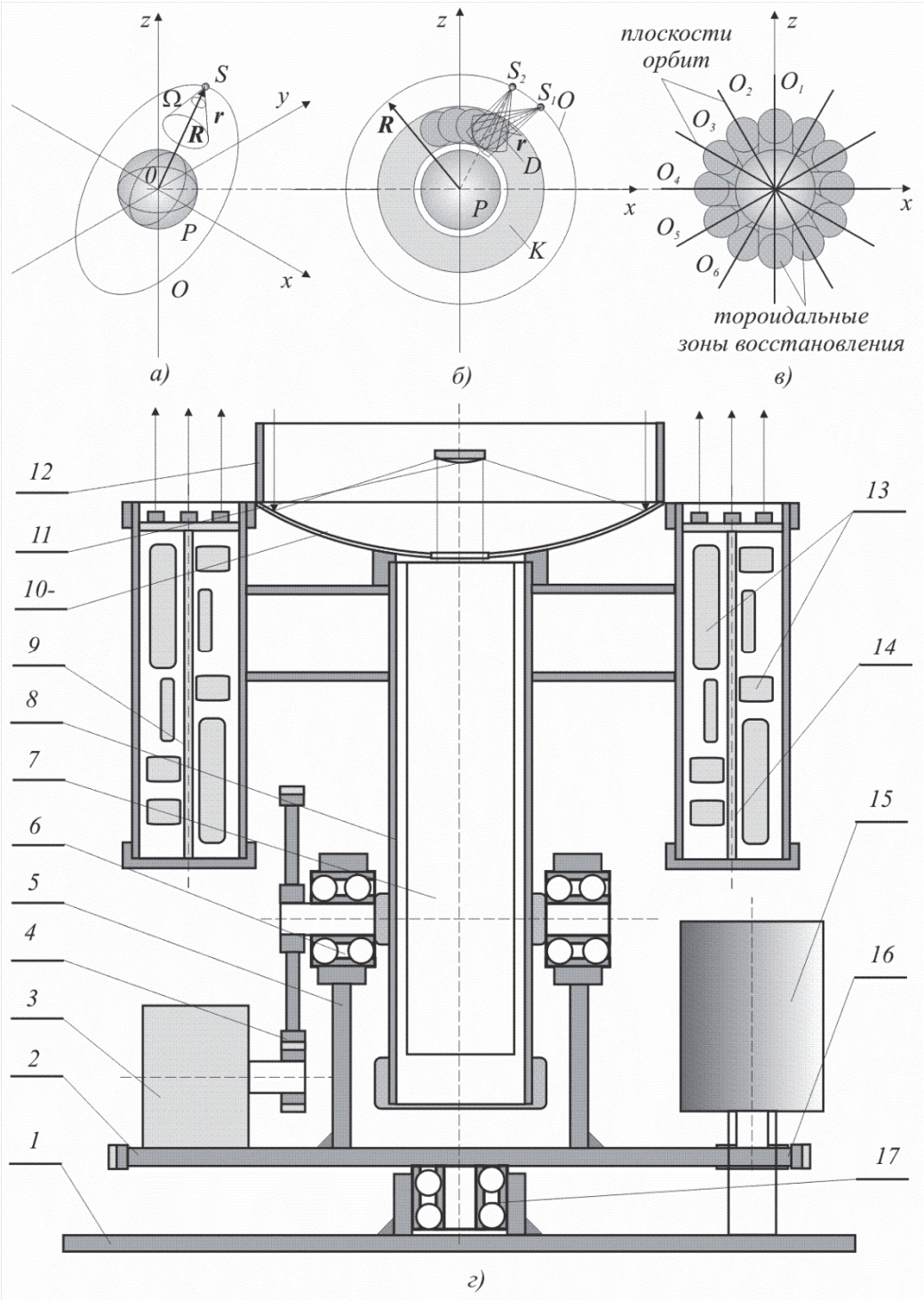

Рис. 1. Иллюстрация методов и средств лидар–томографического исследования планетарных атмосфер:
а, б, в – геометрия получения исходных данных;
г – эскиз малогабаритного, многочастотного лидара для зондирования планетарных атмосфер

цедура доопределения «недостающих» проекций по кольцевым гармоникам.

Затем осуществляется переход в пространство координат для каждого Фурье - образа проекции. Напомним, что функция проекции, полученная под данным углом θ, от некоторой искомой двумерной (трёхмерной) функции распределения $f\left(\vec{x}\right)$ вдоль данного направления L должна удовлетворять условию $f_\theta(p)=\int dLf(\vec{x})\delta(p-\vec{n}(\theta)\cdot\vec{x})$. Исходя их очевидного тождества:

$$\iint f(\vec{x})g(\vec{y}-\vec{x})d\vec{x}d\vec{y}=\int_0^\pi d\theta\int_{-\infty}^{\infty} f_\theta(\vec{y}\cdot\vec{n}(\theta)-p)G(p)dp, \quad (2)$$

Соотношение (2) устанавливает связь между функцией проекцией - $f_\theta(p)$ и искомой функцией - $f(\vec{x})$, здесь $\vec{n}(\theta)=\{\cos\theta\sin\theta\}$, нетрудно заметить, что функции $g(\vec{x})$ и $G(p)$ связаны соотношением:

$$\int_0^{\pi} d\theta G(\vec{x}\cdot\vec{n}(\theta)) = g(\vec{x}). \qquad (3)$$

Заметим, что правая часть равенства (3) определяет процедуру восстановления искомой функции $f(\vec{x})$ по набору её проекций $f_\theta(p)$. В то же время из тождества (2) понятно, что «прямое» восстановление искомой функции методом свёртки даже из неограниченного числа проекций, все равно приводит к результату с некоторым искажением. Равенство (3) показывает, что восстановление может быть точным при условии

$$g(\vec{x}) = \delta(\vec{x}), \qquad (4)$$

но тогда из равенства (3) следует, что бы выполнялось условие вида:

$$G(p) = \delta(p) + 1/|p|. \qquad (5)$$

Использование такой функции для вычислений невозможно, поэтому при реконструкции «свёрточными» алгоритмами, если $g(\vec{x}) \neq \delta(\vec{x})$, восстанавливаемая функция всегда будет отличаться от истинной функции распределения того или иного параметра. Однако если искомая функция предположительно имеет один (два, три) главных максимума, то можно получить достаточно высокую точность восстановления. Действительно, для функции проекции имеющей, например, один главный максимум, очевидно можно записать:

$$f(\vec{y}) \approx f^*(\vec{y}) = \frac{\iint f(\vec{x})g(\vec{y}-\vec{x})dS}{\iint g(\vec{x})dS}, \qquad (6)$$

Следовательно, двумерное интегральное уравнение (3) можно свести к известному одномерному уравнению Шлёмильха. Довольно подробно эта процедура описана в работе [5], здесь же отметим, что предлагаемый подход позволяет синтезировать «ядра» процедуры свёртки для довольно широкого класса функций, при весьма удовлетворительной точности реконструкции.

Заметим, что выражения (2), (3) предполагают интегрирование по углу θ (угла получения проекционных данных) как непрерывный процесс, в пределах от 0 до π. В действительности мы имеем дело с дискретным набором проекций, поэтому выражения (2) и (3) должны быть переписаны в виде:

$$\iint f(\vec{x})g(\vec{y}-\vec{x})dS = \frac{\pi}{n}\sum_{k=1}^{N}\int_{-\infty}^{\infty} f_{\theta,k}(\vec{y}\cdot\vec{n}(\theta_k)-p)G(p)dp, \qquad (7)$$

$$\sum_{k=1}^{N} G(\vec{x}\cdot\vec{n}(\theta_k)) = g(\vec{x}). \qquad (8)$$

Формула (8) позволяет сделать вывод о том, что функции $g(\vec{x})$, что какие бы ядра не были использованы для процедур фильтрации, эти функции $g(\vec{x})$ имеют сложную структуру и не убывают на бесконечности. Следовательно, выбором только вида ядра свёртки нельзя решить все вопросы реконструкции искомых функций распределения, особенно при малом числе исходных проекционных данных. Но, тем не менее, выбор вида «ядра» во многом определяет точность реконструкции и прямо влияет на быстродействие алгоритма реконструкции.

При всех прочих условиях, необходимо привести реальные проекционные данные к виду позволяющему воспользоваться обращением Радона, например, в виде [5]:

$$f(r,\varphi) \cong \tilde{R}^{-1} f(l,\theta) = \frac{1}{2\pi^2}\int_0^{\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial\left|Rf(l,\theta)\right|/\partial l}{r\cos(\theta-\varphi)-l} dl. \qquad (9)$$

Следует отметить, что одним из необходимых условий является условие линейности в интегральном потоке излучения вдоль выбранного направления (хорды). Информационная способность алгоритма реконструкции, при всех прочих равных условиях, определяется не только числом исходных проекций, но и выбором ракурсов каждой проекции. Исходя из условия (9) понятно, что оптимальное расположение ракурсов проекций $p(l,\theta)$ определяется, очевидно, выражением:

$$\left|\frac{\partial p(l,\theta)}{\partial\theta}\right| = \max. \qquad (10)$$

Следовательно, информационная отдача алгоритмов реконструкции зависти от выбора оптимальных углов между исходными ракурсами. Для оценки спектрального разрешения доступных наборов проекционных данных, целесообразно перейти в спектральную область Фурье. Так как мы имеем дело с дискретным набором проекций и дискретным количеством отсчётов в каждой из них, то переопределим искомые и проекционные данные в виде:

$$f_m(x,y) = \frac{\pi}{M}\sum_{m=0}^{M-1} p(x\cdot\cos(m\frac{\pi}{M}) + y\cdot\sin(m\frac{\pi}{M}),\ m\frac{\pi}{M}). \qquad (11)$$

Фурье-спектр $F^{+1}\left(\omega_x,\omega_y\right)$ искомой функции для декартовой системы координат в дискретном виде, очевидно, будет иметь вид:

$$F^{+1}(\omega_x,\omega_y) = \frac{\pi}{M}\sum_{m=0}^{M-1} p_{m,\frac{\pi}{M}}(\omega_x\cdot\cos(m\frac{\pi}{M}) + \omega_y\cdot\sin(m\frac{\pi}{M})). \qquad (12)$$

Заметим, что два последних выражения записаны для декартовой сетки, в то же время как исходные проекционные данные формируются на полярной (сферической) сетке. В общем случае, при синтезе Фурье – спектра по дискретным проекционным данным необходима процедура пересчёта данных из полярной системы в декартову «сетку». Это естественно приводит к появлению погрешности в синтезированном, таким путём, двумерном спектре.

С другой стороны точность реконструкции искомой функции распределения определяется максимальной частотой дискретизации для дан-

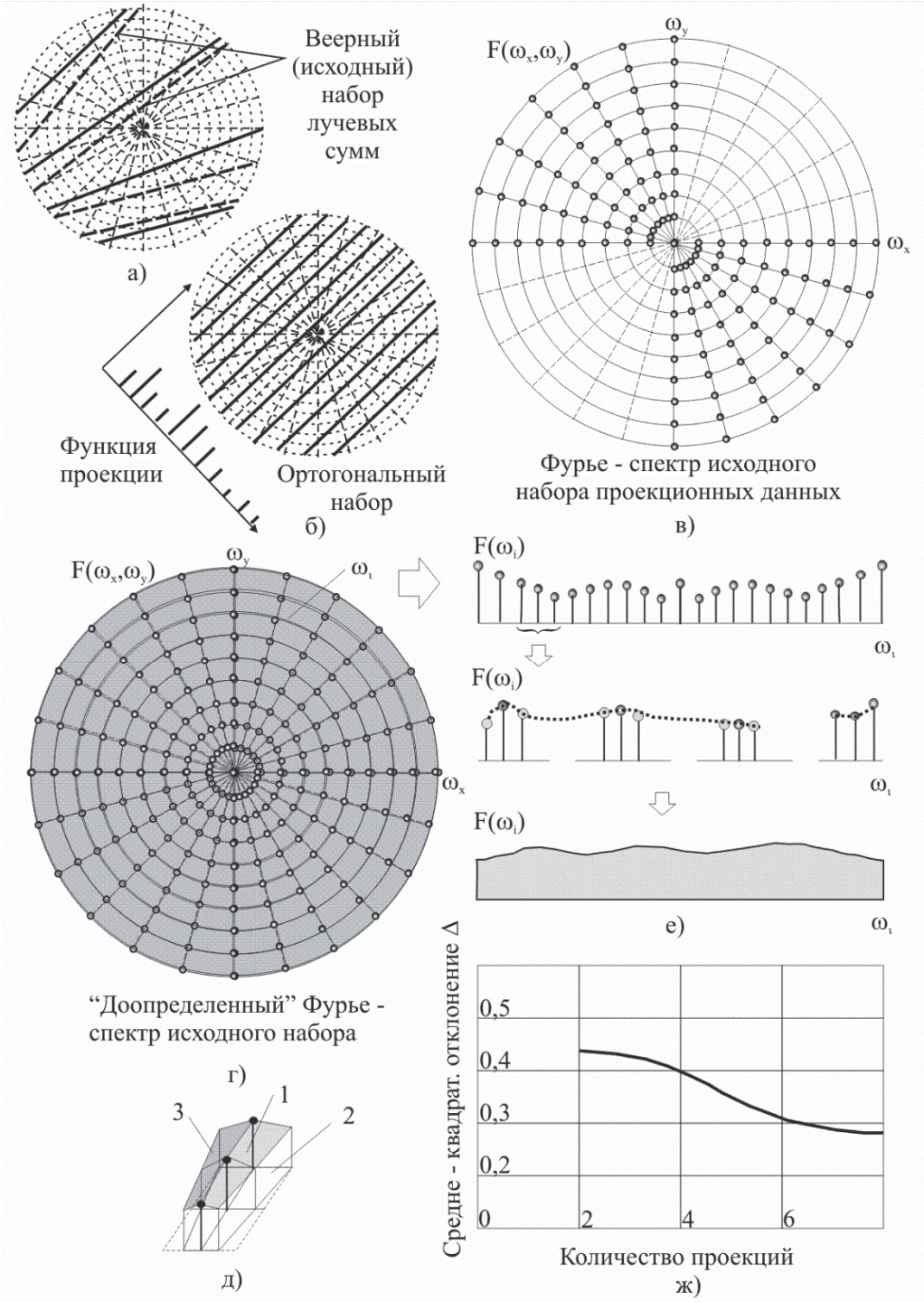

Рис. 2. Иллюстрация способов доопределения проекционных данных

ных Фурье – спектров, как правило для рассматриваемого класса задач это можно сделать путём математического моделирования полного цикла: получение дискретных исходных данных, их нормализация, подбор фильтрующих функций, реконструкция с помощью алгоритмов малоракурсной томографии. Максимальную частоту дискретизации в данном случае можно определить из задаваемого – «желаемого» разрешения и элементарной геометрической интерпретации в Фурье – плоскости. В работе [5] показано, что максимальная частота дискретизации и ширина спектра связаны соотношением;

$$\Delta\omega_m = 2\omega_m \cdot \sin(\frac{\pi}{2M}). \qquad (13)$$

На рис. 2 показаны основные этапы получения исходных (дискретных) проекционных данных (рис 2 а)) на круговых зонах реконструкции, приведение их к ортогональной геометрии проецирования (рис. 2 б)). Увеличить количество проекций, необходимое для однозначного восстановления заданной декартовой матрицы, при неизменном числе исходных ракурсов, в данном случае, можно несколькими путями – вычислить, используя методы интерполяции по кольцевым

гармоникам Фурье-спектра (см. рис. 2 в), г), д), е)), применить оптимизированные алгоритмы интерполяции в секторных областях и т.д.

С точки зрения процедуры интерполяции, задача теперь сводится к вычислению по кольцевым гармоникам $\omega_{m,i}$ одномерных Фурье – образов в «пустых» секторам плоскости $(\frac{\pi}{M}-2k\Delta\theta)$, где k – количество «боковых» проекций в репере каждого ракурса. Для удобства, определим кольцевые гармоники, как $F^{+1}(n\Delta\omega, m\Delta\omega)=F^{+1}{}_{n}(m\Delta\omega);\ \omega=\sqrt{\omega_x^2+\omega_y^2}$, таким образом, задача состоит в вычислении $F^{+1}{}_{n}(m\Delta\omega)$ в M – областях с «размером» $(\frac{\pi}{M}-2k\Delta\theta)$, в интервале [0, π]. Решение целесообразно выполнить с помощью хорошо известного метода наименьших квадратов с использованием в качестве базисных функций полиномов Чебышёва первого рода. Для этого необходимо определить минимум среднеквадратичного отклонения $\rho_{\min}$ в заданных точках «кольцевых гармоник» [5], то есть:

$$\rho_{\min}=\frac{1}{(2k+1)M}\sum_{m=1}^{(2k+1)M}[F^{+1}{}_{n}(m\Delta\theta)-F^{+1}{}_{n}(m\Delta\omega)], \quad (14)$$

где

$$F^{+1}{}_{n}(m\Delta\theta)=\sum_{m-1}^{(2k+1)M}C_jT_{j-1}(m\Delta\theta). \quad (15)$$

Здесь $T_{j-1}(m\Delta\theta)$ – полиномы Чебышёва первого рода, заметим, что в этом случае частота дискретизации возрастёт по сравнению с (13), то есть:

$$\Delta\omega_m=2\omega_m\sin(\frac{\Delta\theta}{2}). \quad (16)$$

Учитывая, что при малых углах $\sin\alpha\approx\alpha$ в пространстве сигналов должно выполняться условие:

$$D/2\le\frac{\pi}{\Delta\theta}=\frac{\pi}{\Delta\theta\omega_m}. \quad (17)$$

Принимая во внимание, то обстоятельство, что на полярной сетке с ростом частоты плотность отсчётов уменьшается (13), ограничение по частоте в предельном случае определяется задаваемым разрешением $\Delta l\le\frac{\pi}{\omega_m}$. Следовательно, исходя из задаваемого разрешения, количество проекций – N и число отсчётов – n, в каждой из них, используемых для процедуры реконструкции, может быть определено из выражения

$$N=\frac{\pi}{\Delta\theta}\ge\frac{\omega_m D}{2}=\frac{\pi n}{2}. \quad (18)$$

Выполнив, таким образом, в пространстве Фурье доопределение проекционных данных, а именно вычислив недостающие проекции с помощью методов интерполяции по кольцевым гармоникам, производится вычисление обратных одномерных Фурье преобразований всего набора одномерных Фурье спектров проекций.

Таким образом, в пространстве сигналов мы имеем полный набор проекционных данных. Процедуры реконструкции искомых функций распределения, например, коэффициента ослабления лазерного излучения $\alpha(\nu,r)$, при всех прочих равных условиях определяются операциями свёртки и обратной проекции, при необходимости процедурами регуляризации, т.е.:

$$R^{-1}\{p(r,\varphi)\}=-\frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}H\{p'(r\cos(\varphi-\theta),\theta)\}d\theta,$$

$$\frac{\partial p(l,\theta)}{\partial l}\equiv p'(l,\theta);\ \hat{H}\{p'(l,\theta)\}=-\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\frac{p'(l,\theta)}{l-\tau}d\tau;$$

$$\upsilon(l)=-\frac{1}{2\pi}, \quad (19)$$

$$H\{p'(l,\theta)\}=[p'*\upsilon](l,\theta)$$

$$\lim_{a\to\infty}[p'*\upsilon_a]=\hat{H}\{p'(l,\theta)\}-regularation$$

$$Tichonov-Arsenin$$

Для процедур фильтрации проекций, при использовании метода свёртки для задач восстановления, в совокупности с процедурой обратного проецирования, целесообразно использовать динамические «низкочастотные» ядра (количество исходных реальных проекций невелико) вида:

$$h(z)=\begin{cases}1-(1-\alpha)\frac{\pi^2 z}{2a}\Omega_0(\frac{\pi z}{a});\ z\le a\\ 1-(1-\alpha)\frac{2\pi z}{a}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{J_{2k-1}(\frac{\pi z}{a})}{2k-1}\times\\ \times[1+(-1)^k U_{2k-1}(\frac{a}{y});\ z>a\end{cases}, \quad (20)$$

здесь $\Omega_0\left(\frac{\pi z}{a}\right)$ – функция Ломмеля – Вебера, $J_{2k-1}(\frac{\pi z}{a})$ – функция Бесселя, U_{2k-1} – полиномы Чебышёва. Параметры a,α подбираются для каждого типа искомого распределения параметров методами математического моделирования. Таким образом, осуществляются процедуры реконструкции для каждой круговой зоны восстановления D, и при этом производятся операции только с одномерными функциями, за исключением процедуры обратной проекции.

На рис. 2 ж) представлен график обобщённой погрешности (средне – квадратичного отклонения) реконструкции полученный на основе модельных экспериментов, при шести основных ракурсах, в каждом из которых учитывались по два дополнительных, в соответствии с геометри-

ей формирования исходных данных, показанной на рис 2 а).

Для задач 3D – реконструкции целесообразно использовать как минимум 6 аппаратов, плоскости орбит которых расположены, так как представлено на рис. 1 в). В этом случае зона реконструкции представляет собой совокупность тороидальных поверхностей, заполненных шарами, в каждом их которых осуществляется процедуры восстановления $\alpha(\nu, r)$. Вычислительные процессы абсолютно аналогичны рассмотренным выше, а восстановленные функциональные зависимости целесообразно представлять в виде стереоскопических проекционных изображений изопараметрических поверхностей.

2. МАЛОГАБАРИТНЫЙ ЛИДАР-ТОМОГРАФИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАНЕТАРНЫХ АТМОСФЕР

Для исследования предложенных методов лидар–томографического зондирования атмосферы (ионосферы) авторами разработан микроимпульсный малогабаритный лидар для использования на наноспутниках формата 7 CubeSat (НС) (см рис. 1 г)). Конструкция данного устройства обеспечивает поворот излучателей и приёмника рассеянного излучения [6, 7] по двум координатам. Механизмы поворота установлены на основании 1, вращение в зенитном направлении обеспечивается малогабаритным шаговым двигателем 3 и редуктором 4, угол обзора равен $\Delta\theta \approx \pm 80^0$. Вращение по азимуту осуществляется с помощью зубчатого механизма 2, приводимого в движение шаговым двигателем 15, угол поворота составляет $\Delta\varphi \approx 340^0$. Лазерные излучатели 9, 13 разработаны на основе малогабаритных импульсных лазеров TECH-527, длина волны 527 нм, длительность импульса (50 ¸ 100) нс, частота следования импульсов 1 кГц [6]. Средняя энергия лазерного излучения в импульсе 250×10^{-6} Дж. Приёмная часть лидарного устройства содержит большое 10 и малое 11 зеркала, малогабаритный ФЭУ (ФЭУ-68), установленный в экране 8. Напряжение питания ФЭУ 2000 В, формируется высокостабильным малогабаритным источником питания [8]. Величина фронта генерируемого импульса ФЭУ порядка 1,5 нс, для оцифровки сигналов ФЭУ используется 8 разрядный АЦП. Для уменьшения влияния фоновой засветки зеркала 10, 11 размещены в коллиматоре 12. Расчётная глубина зондирования r, слоя ионосферы при высоте орбиты 400 км, составляет 150 км. Управление лидарным модулем осуществляется микроконтроллером, связанным с 8 - процессорным блоком обработки данных.

Для размещения лидар-томографической системы зондирования разработана конфигурация CubeSat, состоящая из 7 модулей, скомпонованных в виде трёхмерной крестообразной конструкции. В каждом, взаимно перпендикулярном направлении, таким образом, расположено по 3 модуля CubeSat. В центральном модуле размещён трёхосный гироскоп, датчики пространственной ориентации, микропроцессорная система контроля ориентации аппарата в пространстве. Для коррекции пространственного местоположения и ориентации НС применены малогабаритные ионные двигатели ориентации, способные перемещать аппарат в трёх взаимно ортогональных направлениях. В одном из модулей CubeSat размещён прецизионный блок питания для ФЭУ, содержащий малогабаритный аккумулятор 14.4 В, солнечные панели и соответствующий контроллер и приемо-передатчик для связи с ЦУПом. В другом модуле CubeSat расположена микропроцессорная система управления модулем лидара. Многопроцессорный модуль предварительной обработки данных находится в 2 модулях CubeSat, один из модулей данной конструкции содержит аккумуляторы, контроллеры солнечных панелей, стабилизатор напряжения 12 В.

Данный спутник может быть выведен в космос двумя способами. В первом случае он доставляется на МКС грузовым кораблём типа «Прогресс-МС» и после стыковки с российским сегментом, устанавливается, на его поверхности, например, в зоне приборно – агрегатного отсека. Такой вариант является наиболее благоприятным, т.к. станция чётко сориентирована в пространстве на известной орбите. Это даёт возможность упростить конструкцию НС, отказаться от ионных двигателей ориентации, соответствующих блоков управления ими. Кроме того, упрощается также процедура передачи данных на борт МКС. Целесообразно также для процедур реконструкции искомых 2D, 3D распределений использовать бортовые вычислительные средства российского сегмента МКС.

В другом случае НС доставляется как попутный груз совместно с системой выведения его на заданную орбиту [9], и сам аппарат размещаются в зоне переходного отсека. При таком варианте выведения данный НС становиться совершенно автономным аппаратом. И после его отделения от переходного отсека, его необходимо автоматически сориентировать в пространстве, с помощью системы ориентации, выбрать области зондирования и т.д.

На рис. 3 а) приведена обобщённая структурная схема пакета прикладных программ для управления параметрами движения НС, процессами зондирования, процедурами регистрации исходных хордовых данных для зон восстановления. В данной системе предполагается, что доопределение исходных хордовых данных и проекций осуществляется на борту НС. На Землю

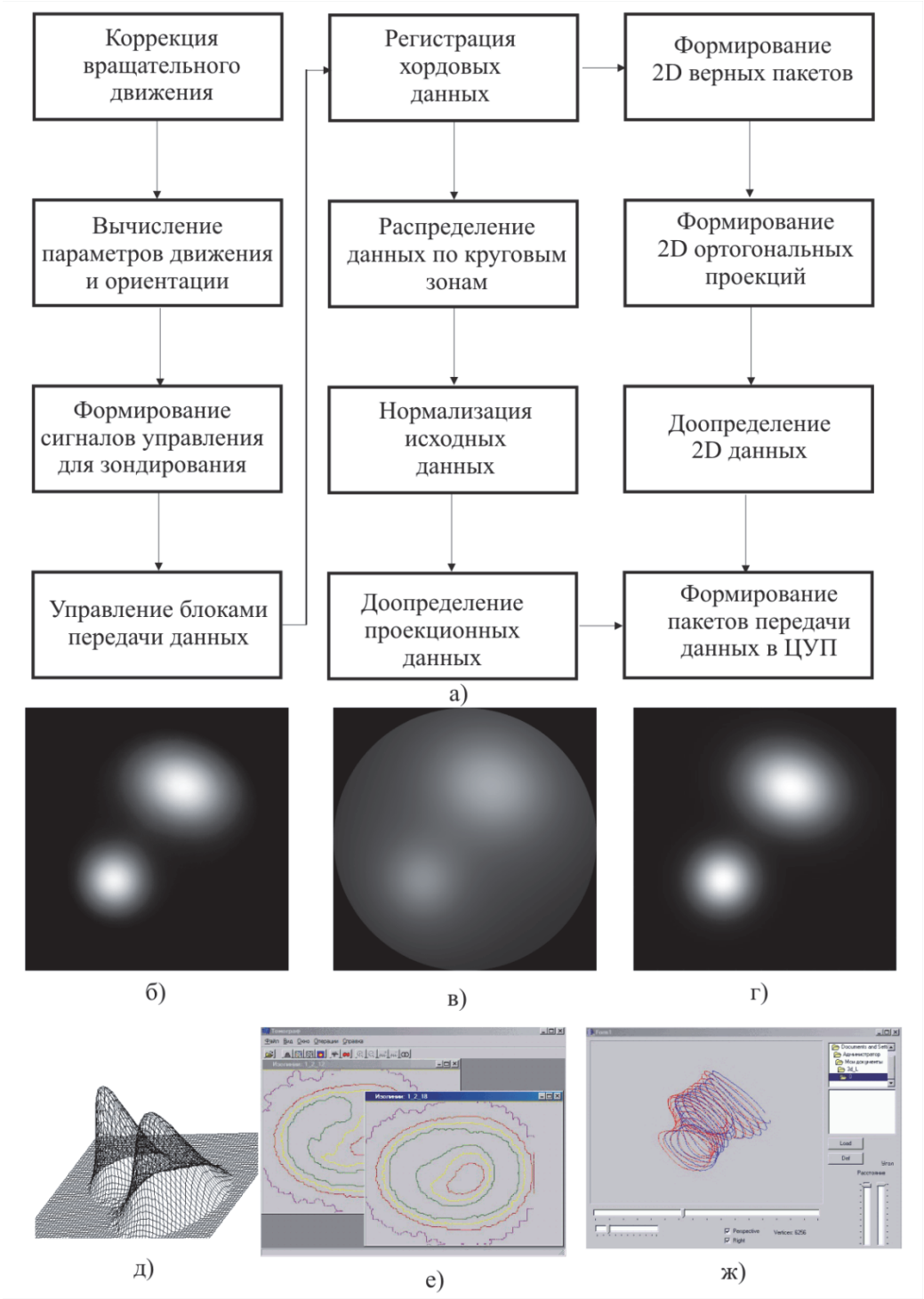

Рис. 3.

а – структурная схема ППП; б, в, г – примеры реконструкции искомых распределений; д, е ж – примеры отображения восстановленных данных

или на средство доставки к данной планете, передаются полные пакеты одномерных проекционных данных, а процедуры 2D, 3D реконструкций искомых функциональных распределений осуществляются на компьютерах ЦУПа.

Авторами также был проведён полный цикл математического моделирования всех этапов восстановления искомых функциональных распределений на основе данных [10, 11, 12]. На рис. 3 б) показана исходная модель, на рис. 3 в) отображён процесс реконструкции по исходным неполным данным с помощью метода свёртки. Рис. 3 в) отображает процедуру реконструкции по полному набору данных. На рис. 3 д) показан способ отображения с помощью проекционных изображений, который позволяет анализировать вид функции с любого ракурса. На рис. 3 е) приведён пример построения изопараметрического изображения. Такой способ необходим при представлении трёхмерных данных в виде стереоскопических проекционных изображений, пример такого отображения приведён на рис. 3 ж).

ВЫВОДЫ

Разработан метод лидар-томографического исследования планетарных атмосфер с помощью малых автоматических аппаратов.

Созданы математические методы реконструкции искомых функциональных распределения на основе быстродействующих свёрточных алгоритмов.

Проведённые исследования с помощью методов математического моделирования показали работоспособность предложенных методов исследования планетарных атмосфер. Погрешность алгоритмов реконструкции составляет (5 ¸ 12)%.

Разработана конструкция малогабаритного лидара для использования его на нано - и микроспутниках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Васильев Б.И., Маннун У.М.* ИК лидары дифференциального поглощения для экологического мониторинга окружающей среды // Квантовая электроника. 2006. Т. 36. № 9. С. 801–820.
2. Лазерный контроль атмосферы [под редакцией Э.Д. Хинкли]. М., Мир. 1979 С. 379.
3. *Огибалов В.П., Швед Г.М.* Усовершенствованная оптическая модель для задачи нарушения локального термодинамического равновесия для молекулы CO_2 в атмосфере Марса. Ночные населённости колебательных состояний и скорость лучистого охлаждения атмосферы // Астрономический вестник. 2003. Т. 37. № 1. С. 23-33.
4. *Афраймович Э.Л., Астафьева Э.И., Живетьев И.В.* Солнечная активность и глобальное электронное содержание // ДАН. 2006. 409. № 3, С. 399-402.
5. *Филонин О.В.* Малоракурсная реконструктивная томография в физическом эксперименте. Saarbrucken, Germany: Palmarium Academic Publishing, 2012. 606 с.
6. Космические, самолётные, корабельные и наземные лидары. Проспект Института оптики атмосферы СО РАН. Томск, 2007.
7. *Strong K., Jones R.L.* Remote measurements of vertical profiles of atmospheric constituents with a UV-visible ranging spectrometer // Appl. Opt., 1995, v.34, №27, p.6223–6235.
8. *Филонин О.В., Панин В.В.* Малогабаритный высоковольтный источник питания // ПТЭ. 1980. №4. С. 259-260.
9. *Филонин О.В.* Магнитоиндукционные эжекторы для запуска микро- и наноспутников // "5-th International scientific conference ORT Publishing "European Applied Sciences" 2013, Stuttgart, Germany, P. 88-90.
10. *Швед Г.М., Семенов А.О.* Стандартная задача переноса излучения в колебательно-вращательной полосе в планетной атмосфере с учётом нарушения локального термодинамического равновесия. // Астрономический вестник. 2001. Т. 35. № 3. С. 234-249.
11. *Bass L.P., Kuznetsov V.S., Nikolaeva O.V.* Specialized algorithms for solving of radiation transfer equation in atmosphere and ocean optics problems. Code RADUGA-5.0. In IRS 2000: Current Problems in Atmospheric Radiation, W. L. Smith and Yu. M. Timofeyev (Eds.). A. Deepak Publishing, Hampton, Virginia, 2001. pp. 357-360.
12. *Petrushin A.G.* The main optical characteristics of light scattering by mixed clouds // Izv. RAS, Atmos. Oceanic. Phys. 2001. V. 37, #1. S149-S156.

RESEARCH OF OPPORTUNITIES THE LIDAR-TOMOGRAPHY FOR THE ANALYSIS OF THE PLANETARY ATMOSPHERES BY MEANS OF SMALL SPACECRAFTS

© 2016 O.V. Phylonin, I.V. Belokonov, P.N. Nikolayev

[1] Samara National Research University named after Academician S.P. Korolyov

Methods and means of research of the planetary atmospheres by means of the developed algorithms lidar - the tomographic sounding which is carried out by grouping of the small satellites distributed in the set orbits are described. The developed automated system of lidar sounding of the planetary atmosphere by means of grouping of small satellites is presented. Results of mathematical modeling of procedures of sounding for a solution of two-dimensional and three-dimensional tasks of reconstruction of required distribution functions are given.

Keyword: lidar, a low angles tomography, remote sensing, atmosphere of the planet, Radon conversion.

Oleg Phylonin, Doctor of Technical Sciences, Professor.
E-mail: phylonin@gmail.com,
Igor Belokonov, Doctor of Technical Sciences, Professor.
E-mail: ibelokonov@maol.ru,
Petr Nikolayev, Graduate Student.
E-mail: pnikolayev@gmail.com